



**КИЇВСЬКИЙ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**С.М. ЛЕВИТСЬКИЙ  
В.В. ЗАГОРОДНІЙ**

**ВСТУП ДО РАДІОЗВ'ЯЗКУ.  
ВИПРОМІНЮВАННЯ  
ТА ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ**

**С.М. ЛЕВИТСЬКИЙ  
В.В. ЗАГОРОДНІЙ**

**ВСТУП ДО РАДІОЗВ'ЯЗКУ.  
ВИПРОМІНЮВАННЯ  
ТА ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ**

Навчальний посібник

УДК 621.37/39(075.8)

ББК 973.2я73

Л36

Рецензент

канд. фіз.-мат. наук, доц. Є. В. Мартиш

*Рекомендовано до друку вченою радою радіофізичного факультету  
(протокол № 2 від 10 жовтня 2005 року)*

**Левитський С.М., Загородній В.В.**

Л36 Вступ до радіозв'язку. Випромінювання та поширення радіохвиль :  
Навчальний посібник. – К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський  
університет", 2006. – 97 с.

ISBN 966-594-812-1

Висвітлено особливості випромінювання та поширення радіохвиль і харак-  
теристики сучасних ліній радіозв'язку. При викладі матеріалу підкреслено фізичну  
сутність і практичне застосування процесів, що розглядаються.

Для студентів радіофізичного факультету.

УДК 621.37/39(075.8)

ББК 973.2я73

448280

ISBN 966-594-812-1

© С.М. Левитський, В.В. Загородній, 2006

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
ВПЦ "Київський університет", 2006

НІБ ВІНТУ  
М. ВІННИЦЯ

УНІВЕРСИТЕТ

# ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА .....	5
<b>1. АНТЕНИ .....</b>	<b>6</b>
1.1. Диполь Герца (елементарний випромінювач) .....	7
1.2. Випромінювання провідника скінченної довжини. Вібратор .....	10
1.2.1. Розподіл струму по довжині вібратора .....	10
1.2.2. Поле випромінювання вібратора .....	11
1.2.3. Методи живлення вібраторів .....	14
1.3. Випромінювання групою вібраторів .....	15
1.3.1. Поле випромінювання двох паралельних вібраторів .....	16
1.3.2. Відбивання від металевого листа .....	19
1.3.3. Пасивний вібратор-рефлектор .....	20
1.3.4. Директор і директорна антена .....	21
1.3.5. Вплив Землі .....	22
1.4. Приймальні антени .....	23
1.5. Магнітні антени .....	25
1.5.1. Поле випромінювання магнітного диполя .....	25
1.5.2. Рамкова антена .....	26
1.5.3. Феритова антена .....	27
1.5.4. Щілинна антена .....	27
1.6. Антени з високою спрямованістю випромінювання .....	28
1.6.1. Площинна синфазна антена .....	28
1.6.2. Фазовані антенні ґратки .....	32
1.7. Апертурні антени .....	33
1.7.1. Рупорна антена .....	35
1.7.2. Параболічна антена .....	35
1.7.3. Лінзова антена .....	38
1.7.4. Діелектрична антена .....	40
<b>2. ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ .....</b>	<b>41</b>
2.1. Поділ радіохвиль на діапазони .....	41
2.2. Вплив земної поверхні на поширення радіохвиль .....	42
2.3. Вплив тропосфери .....	44
2.3.1. Рефракція радіохвиль .....	44
2.3.2. Тропосферне розсіювання радіохвиль .....	45
2.3.3. Поглинання радіохвиль у тропосфері .....	47

2.4. Іоносфера та поширення радіохвиль .....	47
2.4.1. Будова і склад іоносфери .....	48
2.4.2. Діелектрична проникність плазми .....	50
2.4.3. Відбивання радіохвиль від іоносфери .....	50
2.4.4. Поглинання радіохвиль у іоносфері.....	54
2.4.5. Крос-модуляція .....	54
2.4.6. Фейдинги .....	55
2.5. Особливості поширення радіохвиль різних діапазонів .....	56
2.5.1. Довгі хвилі .....	56
2.5.2. Середні хвилі .....	56
2.5.3. Короткі хвилі .....	57
2.5.4. Ультракоткі хвилі .....	57
<b>3. РАДІОЛІНІЇ</b> .....	<b>61</b>
3.1. Модель вільного простору.....	61
3.2. Множник ослаблення .....	63
3.3. Енергетичний потенціал радіолінії. Добротність приймальної системи. Рівняння зв'язку .....	64
3.4. Шумові параметри приймальної системи .....	67
3.5. Завади радіозв'язку.....	68
3.6. Характеристики завад.....	71
3.7. Зменшення еквівалентної шумової температури приймальної системи .....	74
3.8. Антенний ефект фідера .....	78
3.9. Канали приймання неосновного випромінювання.....	82
3.10. Множник ослаблення для радіоліній наземного зв'язку.....	85
3.11. Особливості радіоліній систем мобільного зв'язку.....	93
<b>РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА</b> .....	<b>97</b>

## П Е Р Е Д М О В А

У зв'язку зі зростанням ролі інформації в житті сучасного суспільства постають нові вимоги до методів її передачі, тому радіозв'язок – одне з великих надбань ХХ ст. – набуває все більшого значення та ваги.

Серед усіх задач радіоелектроніки та радіотехніки – генерування, підсилення та перетворення електричних сигналів, що переносять інформацію – чільне місце посідає, власне, передача цих сигналів у навколишньому просторі за допомогою електромагнітних хвиль. Саме тому в навчальних програмах закладів освіти радіотехнічного та радіоелектронного профілів обов'язково мають бути курси, які розглядають питання випромінювання, поширення та приймання радіохвиль. Зокрема, подібні курси викладаються на радіофізичному факультеті Київського національного університету імені Тараса Шевченка. На основі досвіду викладання і підготовлено даний навчальний посібник.

Посібник складається з трьох розділів. У першому розглянуті основні типи антен для випромінювання та приймання радіохвиль, у другому – особливості поширення радіохвиль різних діапазонів у просторі, у третьому – характеристики ліній радіозв'язку. Для вивчення зазначених питань зазвичай рекомендують цілу низку посібників і підручників, список деяких з них наведено наприкінці даної книги. Однак вони або занадто об'ємні й ускладнені, або ж мають переважно вузьке технічне спрямування. Даний посібник акцентує увагу на фізичних процесах, що є найбільш суттєвими для розгляду задач випромінювання та поширення радіохвиль і розуміння особливостей дії сучасних ліній радіозв'язку.

Призначено для загального ознайомлення з проблемами в цій галузі, адаптовано до задач та об'єму курсу, що викладається студентам зі спеціальності "прикладна фізика" (радіофізика та електроніка). Також рекомендовано студентам вищих технічних навчальних закладів радіоелектронного профілю.

# 1. АНТЕНИ

Випромінювання електромагнітних хвиль змінним електричним струмом є одним з найфундаментальніших явищ, з якими має справу електродинаміка. Воно не може бути обґрунтованим будь-якими іншими більш фундаментальними законами або принципами і сприймається як даність. Але можемо уявити собі сценарій цього явища, який допоможе краще зрозуміти його зміст. Уявімо собі відрізок провідника, по якому протікає змінний струм  $I$  з періодом  $T$ . У перший півперіод навколо провідника утворюється поле, електричні силові лінії якого розташовані у площинах, що містять цей відрізок провідника, а магнітні силові лінії оперізують провідник (рис. 1.1, а).

Якби збурення електромагнітного поля поширювались у просторі з нескінченною швидкістю, то зображене поле миттєво заповнювало б одразу весь простір. Однак скінченність швидкості поширення перешкоджає цьому, і поле залишається зосередженим в околі провідника. Коли за наступну половину періоду напрямку струму в провіднику змінюється на протилежний, разом з ним виникнуть електричні й магнітні силові лінії, які в околі провідника будуть спрямовані протилежно до попередніх, а "старі"  $E$  і  $H$  поля не зникнуть, а будуть "відсунуті" від провідника новим полем (рис. 1.1, б, в).

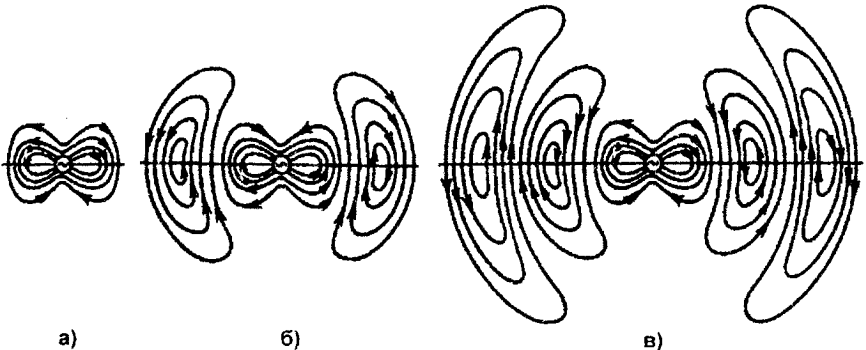


Рис. 1.1

Подальші зміни напрямку струму призводять до того, що попереднє електромагнітне поле "відтискається" все далі й далі від провідника, тобто поширюється в просторі у вигляді вільної електромагнітної хвилі, "відірваної" від провідника.

Таким чином, електромагнітне поле, що утворюється змінним струмом, можна розподілити на дві якісно різні просторові області: поле, яке це "тримається" за провідник зі струмом, і поле, яке вже від нього "відірва-

лося" й вільно поширюється в просторі. У теорії випромінювання ці дві області називаються *ближньою зоною випромінювання* (або зоною індукції) і *далекою зоною випромінювання* (або хвильовою зоною) відповідно. Так наочно можна уявити процес випромінювання. Тепер розглянемо його кількісно на основі моделі диполя Герца, або, як його ще називають, *елементарного випромінювача*.

### 1.1. Диполь Герца (елементарний випромінювач)

Задача про випромінювання електромагнітних хвиль була вперше розв'язана Генріхом Герцем наприкінці XIX ст. для найпростішого випромінювача – електричного диполя, який і дістав назву диполя Герца.

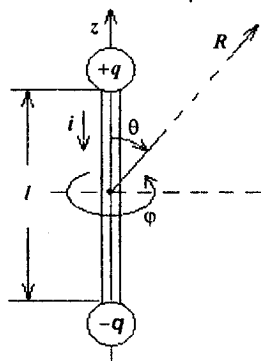


Рис. 1.2

Диполь Герца являє собою ідеальний тонкий провідник довжиною  $l$ , по якому протікає струм  $i$ , що не залежить від координати  $z$  (рис. 1.2). Будемо вважати, що цей струм змінюється в часі за гармонічним законом  $i(t) = I_m e^{j\omega t}$ . На кінцях диполя струм не обривається, а втікає у дві великі ємності, які зазвичай зображують умовно у вигляді двох куль, що несуть заряди  $\pm q$ , утворені струмом  $i$ .

Зазвичай така система існувати не може, але вона є доброю теоретичною моделлю, завдяки якій вдається порівняно

просто розглянути задачу про випромінювання електромагнітних хвиль. Подібна модель елементарного випромінювача може бути покладена в основу розрахунків усіх складних реальних антенних пристроїв, які можна розглядати як сукупність елементарних диполів. Тому теорія диполя Герца – це основа для розуміння та аналізу роботи всіх реальних антенних систем.

Не будемо викладати всі класичні розрахунки з теорії випромінювання диполя, оскільки це добре відомо з курсу електродинаміки, а скористаємося лише необхідними основними співвідношеннями. Результат розв'язку задачі про диполь демонструє наявність у далекій (хвильовій) зоні випромінювання електромагнітної хвилі з просторово-ортогональними та синфазними в часі компонентами полів  $E_\theta$  і  $H_\phi$ . Потік енергії  $S$  при цьому спрямований по координаті  $R$ .

У системі Гаусса напруженості цих полів дорівнюють

$$E_\theta = H_\phi = -\frac{\omega^2 \sin \theta}{c^2 R} p\left(t - \frac{R}{c}\right), \quad (1.1)$$



де  $p$  – електричний момент диполя  $p = q(t)l$ . Оскільки  $q(t) = \int i(t)dt$ , то при гармонічному струмі  $p = -j \frac{I_m l}{\omega} e^{j\omega t}$ . Отже,

$$E_\theta = H_\varphi = j \frac{\omega^2}{c^2} \frac{I_m l}{\omega} \frac{\sin \theta}{R} e^{j(\omega t - kR)}, \quad (1.2)$$

де  $k = \omega/c$  – хвильове число електромагнітної хвилі.

Будемо використовувати міжнародну систему одиниць СІ, в якій вирази для компонент поля в далекій зоні відрізнятимуться від (1.1) та (1.2) лише певними розмірними числовими коефіцієнтами:

$$E_\theta = j \frac{I_m l \omega \mu_0 \mu}{4\pi R} \frac{\sin \theta}{R} e^{j(\omega t - kR)}, \quad (1.2, а)$$

$$H_\varphi = j \frac{I_m l \omega \mu_0 \mu}{4\pi W} \frac{\sin \theta}{R} e^{j(\omega t - kR)}. \quad (1.2, б)$$

У наведених виразах  $W = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}}$  – хвильовий опір середовища з відносною магнітною та діелектричною проникністю  $\mu$  та  $\epsilon$  відповідно. Цей опір є відношенням напруженостей  $E$  та  $H$  полів електромагнітної хвилі  $W = E_\theta / H_\varphi$ . Для вакууму  $\mu = \epsilon = 1$ , отже,  $W = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 376$  Ом. Якщо

це значення підставити у формули (1.2, а) і (1.2, б), то

$$E_\theta = j \frac{60\pi I_m l}{\lambda R} \sin \theta e^{j(\omega t - kR)}, \quad (1.2, в)$$

$$H_\varphi = j \frac{I_m l}{2\lambda R} \sin \theta e^{j(\omega t - kR)}. \quad (1.2, г)$$

Тут  $\lambda = 2\pi c / \omega$  – довжина хвилі у вакуумі. Потік енергії дорівнює

$$|\vec{S}| = S_R = \frac{1}{2} [\vec{E} \times \vec{H}^*] = 15\pi \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2 R^2} \sin^2 \theta. \quad (1.3)$$

Якщо проінтегрувати весь потік енергії по поверхні сфери з радіусом  $R$ , яка містить випромінювач, одержимо повну потужність випромінювання:

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{2\pi} R d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} S(\theta, \varphi) R \sin \theta d\theta = 4\pi R^2 \int_0^{\pi/2} S(\theta) \sin \theta d\theta = \\ &= 4\pi R^2 15\pi \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2 R^2} \int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta d\theta = 60\pi^2 \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2} \frac{2}{3} = 40\pi^2 \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Оскільки електрична потужність гармонічного струму обчислюється як  $P = I_m^2 R / 2$ , зручно ввести поняття *опору випромінювання*  $R_\Sigma$ :

$$R_\Sigma = 80\pi^2 \frac{I^2}{\lambda^2}. \quad (1.5)$$

Опір випромінювання пов'язує потужність випромінювання з амплітудою гармонічного струму в провіднику.

Випромінювання диполя Герца відбувається переважно у площині екватора диполя ( $\theta = 90^\circ$ ), а в напрямках до його полюсів ( $\theta = 0, \pi$ ) відсутнє. Розподіл напруженості полів  $E$  і  $H$  за напрямками  $\theta, \varphi$  має назву *діаграми спрямованості за полем*. Діаграму для диполя Герца зображено на рис. 1.3. Вона має вигляд фігури обертання навколо осі диполя, а її переріз у площині  $\theta = 0$  являє собою коло. Напруженості  $E$  і  $H$  не залежать від кута  $\varphi$ .

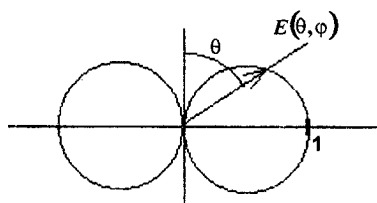


Рис. 1.3

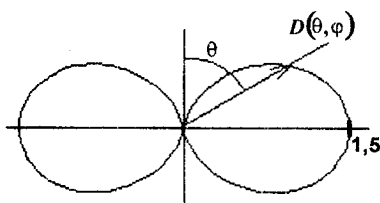


Рис. 1.4

Як характеристику спрямованості випромінювання антен використовують *коефіцієнт спрямованої дії* (КСД). Він являє собою співвідношення потоку потужності випромінювання антени в даному напрямку  $S(\theta, \varphi)$  до середнього значення цього потоку  $\{S\} = P / 4\pi R^2$ . КСД диполя Герца дорівнює

$$D(\theta, \varphi) = \frac{15\pi \frac{I_m^2 I^2}{\lambda^2 R^2} \sin^2 \theta}{40\pi^2 \frac{I_m^2 I^2}{4\pi \lambda^2 R^2}} = 1,5 \sin^2 \theta. \quad (1.6)$$

Це також фігура обертання (рис. 1.4), але дещо більш витягнута у площині екватора порівняно з діаграмою спрямованості за полем.

## 1.2. Випромінювання провідника скінченної довжини. Вібратор

Потужність і опір випромінювання диполя зростають пропорційно  $l^2$ . Але зробити диполь довгим майже неможливо, оскільки в провіднику, довжина якого порівнянна з довжиною радіохвилі  $\lambda$ , неможливо забезпечити незмінність струму по довжині. Випромінюючий провідник скінченної довжини, в якому струм є функцією координати  $z$ , називають **вібратором**. Антенні пристрої на основі вібраторів знаходять практичне застосування в радіотехніці.

### 1.2.1. Розподіл струму по довжині вібратора

Наближений вираз для розподілу струму по довжині вібратора може бути запозичений з теорії лінії передачі. Розглянемо розімкнений відрізок двопровідної лінії довжиною  $l$ . До початку лінії підключене джерело гармонічної напруги  $e$  живлення цієї лінії (рис. 1.5). Якщо провідники лінії ідеальні (відсутні омичні втрати й загасання струму), розподіл амплітуди струму вздовж такої лінії визначається гармонічним законом  $I(z) = I_m \sin[k(l - z)]$ . Наприкінці лінії утворюється вузол струму та пучність напруги. Струм  $I$  і напруга  $U$  зсунуті в часі за фазою на  $90^\circ$  й утворюють для джерела напруги  $e$  реактивне навантаження.

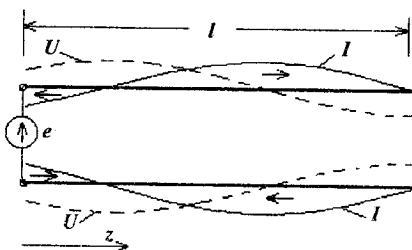


Рис. 1.5

Тепер розведемо провідники лінії в різні боки аж до повного їх розтягнення вздовж однієї прямої (рис. 1.6). Розподіл струму й напруги в провідниках збережеться, і в результаті одержимо вібратор – прямолінійний провідник із загальною довжиною  $2l$  і джерелом напруги живлення  $e$  посередині.

Слід зауважити, що наведені твердження не досить точні. Адже в теорії ліній передачі використовують припущення, що провідники лінії мають рівномірно розподілені по довжині ємність та індуктивність. Для "розгор-

нутої" лінії – вібратора – відповідні величини змінюються вздовж провідника. Наприклад, лінійна ємність на кінцях вібратора дещо менша, ніж посередині. Однак експеримент і точний аналіз показують, що при досить малому в порівнянні з довжиною радіохвилі діаметрі провідника (саме таке співвідношення найчастіше й реалізується) дійсний розподіл струму вздовж вібратора близький до розподілу струму у відповідній лінії передачі.

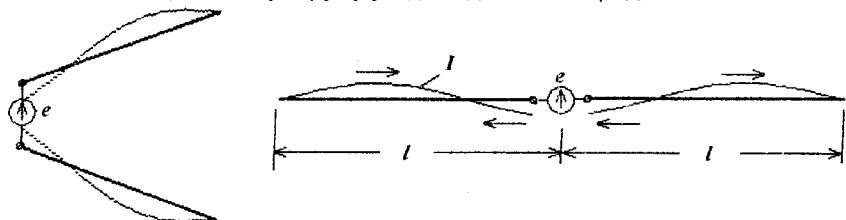


Рис. 1.6

Інша неточність полягає в тому, що вібратор випромінює енергію, отже його слід було б з'єднати з лінією передачі з втратами, у якій розподіл струму по довжині не звичайний синусоїдальний, а описується гіперболічними функціями комплексного аргументу. У першому наближенні цей ефект можна не враховувати.

Вхідний опір вібратора можна визначити як  $Z_{BX} = \dot{U}(0) / \dot{I}(0)$ , де  $\dot{I}(0)$  і  $\dot{U}(0)$ , відповідно, струм і напруга на вході лінії. Особливим випадком є вібратор з  $l = 0,25\lambda$ , тобто півхвильовий вібратор. На його вхід припадає пучність струму  $|\dot{I}(0)| = I_m$  і вузол напруги  $|\dot{U}(0)| = 0$ . Вхідний опір  $Z_{BX}$  виявляється нульовим, як у послідовного коливального  $LC$ -контуру на резонансній частоті. Навіть дуже мала напруга  $e$  спроможна викликати в такому вібраторі великий струм. Тому півхвильові вібратори часто застосовуються як ефективні випромінювачі.

Подібне наближення все-таки досить далеке від реального стану справ, оскільки знову не було враховано існування випромінювання. За рахунок цього випромінювання у вібраторах виникають втрати, вхідний опір у загальному випадку комплексний. Наприклад, вхідний опір півхвильового вібратора насправді не нульовий, а активний і дорівнює 73 Ом.

### 1.2.2. Поле випромінювання вібратора

Тепер розглянемо задачу про випромінювання вібратора. Оскільки явище випромінювання є лінійним, для його аналізу можна скористатися методом суперпозиції. З цієї метою розділимо вібратор на елементарні диполі довжиною  $dz$ , у межах яких струм можна вважати незалежним від  $z$  (рис. 1.7), і підсумуємо внесок кожного такого елементарного ди-

поля в загальне поле випромінювання. Розглянемо прямолінійний провідник довжиною  $L = 2l$ , в якому амплітуда струму розподілена за законом  $I(z)$  (рис. 1.8). Поле  $dE(z)$ , яке утворюється елементом  $dz$  у точці  $P$ , досить віддаленій від вібратора, дорівнює

$$dE(z) = j \frac{60\pi I(z) dz}{\lambda R} \sin \theta e^{j(\omega t - kR)}, \quad (1.7)$$

де  $R$  – відстань від елемента  $dz$  до точки  $P$ :  $R = R_0 - z \cos \theta$ , а  $R_0$  – відстань від середини вібратора до точки  $P$ . Отже,

$$dE(z) = j \frac{60\pi I(z) dz}{\lambda R_0} \sin \theta e^{j(\omega t - kR_0)} e^{jkz \cos \theta}. \quad (1.8)$$

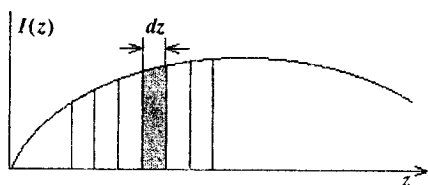


Рис. 1.7

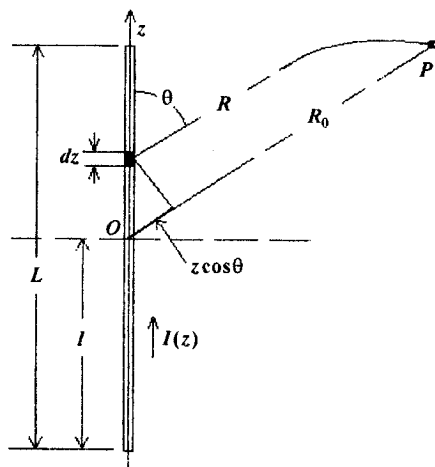


Рис. 1.8

Оскільки для далекої зони  $R, R_0 \gg L$ , у знаменнику виразу (1.8) можна вважати  $R \approx R_0$ . Але в показнику експоненти цього робити не можна, тому що величина  $z \cos \theta$ , як і  $L$ , порівнянна з довжиною радіохвилі  $\lambda$  і

визначає істотні зміни фази поля  $dE(z)$  при зміні  $z$ . Ідея подальшого розрахунку полягає в тому, що підсумовуються внески у випромінювання всіх елементів вібратора, але з урахуванням їх різної відстані до точки  $P$ , що впливає на фазу кожного елементарного внеску  $dE(z)$  від елемента  $dz$ .

Інтегрування (1.8) приводить до такого виразу:

$$E = \int_{-L/2}^{L/2} dE(z) = j \frac{60\pi}{\lambda R_0} \sin \theta e^{j(\omega t - kR_0)} \int_{-l}^l I(z) e^{jkz \cos \theta} dz. \quad (1.9)$$

Для гармонічного розподілу струму, при якому на кінцях вібратора утворюються вузли струму,  $I(z) = I_m \sin k(l - |z|)$ , після інтегрування одержуємо вираз для поля  $E$  в далекій зоні випромінювання вібратора, тобто і для діаграми спрямованості:

$$E = j \frac{60I_m}{R_0} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} e^{j(\omega t - kR_0)}. \quad (1.10)$$

Для півхвильового вібратора ( $kl = \pi/2$ ) діаграма спрямованості не дуже сильно відрізняється від діаграми спрямованості для диполя Герца – вона лише трохи більш витягнута в напрямку екватора (рис. 1.9, а).

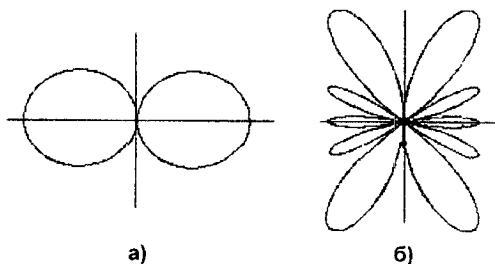


Рис. 1.9

Для більш довгих вібраторів (наприклад, для  $kl = 5\pi/2$ ) діаграма спрямованості може мати досить складний вигляд, залишаючись фігурою обертання навколо осі вібратора (рис. 1.9, б). Ця діаграма складається з багатьох пелюсток, кількість яких зростає зі збільшенням довжини вібратора. Такий складний вигляд зумовлюється інтерференцією випромінювання від різних частин вібратора. Існують напрямки, де завдяки інтерференції випромінювання максимальне, а також напрямки, де випромінювання відсутнє.

Підрахунки випромінюваної потужності та опору випромінювання здійснюються так само, як і для диполя, шляхом інтегрування  $S(\theta, \varphi)$  по всіх кутах. Це приводить до наявності в розв'язку трансцендентних функцій

інтегрального синуса й косинуса. Для півхвильового вібратора ( $l = \lambda/4$ ) розрахований таким чином опір випромінювання, як зазначалося вище, становить 73 Ом.

### 1.2.3. Методи живлення вібраторів

Вібратор являє собою симетричну систему, і тому його можна підключати безпосередньо до двопровідної лінії. Ускладнення виникає при узгодженні вхідного опору вібратора із хвильовим опором двопровідної лінії, який становить зазвичай кілька сотень омів.

Для кращого узгодження вібратора з лінією живлення часто застосовують так званий шлейф-вібратор, запропонований радянським вченим О.О. Пістолькорсом (рис. 1.10). Шлейф-вібратор складається з двох паралельних півхвильових вібраторів, віддалених один від одного на малу відстань  $d \ll L$ . В обох вібраторах струм тече в однаковому напрямку.

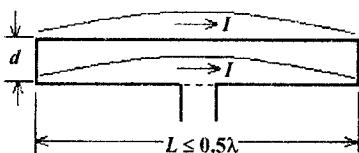


Рис. 1.10

Оскільки відстань між вібраторами мала, у далекій зоні можна вважати, що це єдиний вібратор з подвоєним струмом, унаслідок чого потужність випромінювання зростає в 4 рази, а опір випромінювання становитиме  $4 \times 73 \approx 300$  Ом, що узгоджується з характерними величинами хвильового опору двопровідної лінії. Кількість вібраторів можна збільшити до трьох або навіть чотирьох (рис. 1.11), що приведе до подальшого збільшення випромінюваної потужності та опору випромінювання, хоча й ускладнить узгодження опорів.

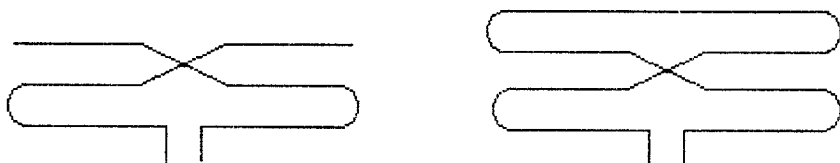


Рис. 1.11

Вібратор, як симетрична система, вдало сполучається із симетричною двопровідною лінією, але безпосередньо з'єднати вібратор з коаксіальною лінією не вдається, хоча величина вхідного опору півхвильового вібратора близька до стандартних значень хвильового опору коаксіаль-

них кабелів. У таких випадках доводиться застосовувати спеціальні симетризуючі пристрої – трансформатори. Прикладом такого пристрою може бути досить широко застосовуване так зване *U*-коліно (рис. 1.12). У ньому ліва частина вібратора підключається безпосередньо до внутрішнього провідника коаксіального кабелю (точка *A*), а права (точка *B*) – через відрізок коаксіального кабелю довжиною  $\lambda/2$ , який і утворює це *U*-коліно (назва походить від подібності форми пристрою до латинської літери *U*). У результаті фаза напруги (струму) у точці *B* буде протилежна фазі напруги (струму) у точці *A*. Струм  $I_0$ , що витікає з кабелю, розгалужується на два струми  $I$ , один з яких іде в ліву половину вібратора, а другий – в *U*-коліно, отже  $I_0 = 2I$ . Разом з тим, напруга між точками *A* і *B* удвічі більша, ніж напруга в точці *O* (на виході кабелю живлення). Тому вхідний опір вібратора виявляється вчетверо більшим, ніж хвильовий опір коаксіального кабелю. Оскільки величина останнього зазвичай становить 75...100 Ом, вхідний опір вібратора має становити 300...400 Ом. *U*-коліно часто комбінують з розглянутим вище шлейф-вібратором Пістолькорса.

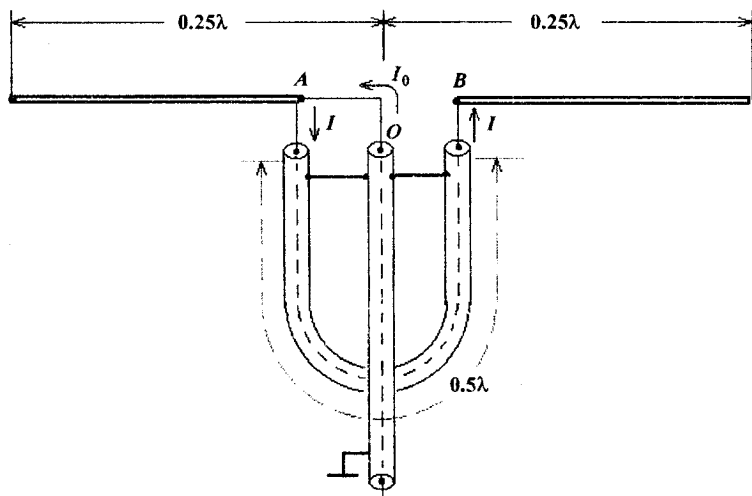


Рис. 1.12

### 1.3. Випромінювання групою вібраторів

Найчастіше вібратори застосовуються не поодинці, а групами. Це дозволяє збільшити потужність випромінювання і, найголовніше, змінювати форму діаграми спрямованості, концентрувати випромінювання в бажаному напрямку.



Почнемо розгляд з пари вібраторів. Окрім безпосереднього практичного інтересу до такої антени, її особливості важливі також для кращого розуміння роботи складних антенних систем, що складаються з багатьох вібраторів.

### 1.3.1. Поле випромінювання двох паралельних вібраторів

Розглянемо два паралельні вібратори довільної довжини, віддалені один від одного на відстань  $d$ . Вібратори розташовані у площині  $yOz$  (рис. 1.13). Кут  $\theta$  лежить у тій самій площині й відраховується від осі  $z$ . Азимутальний кут  $\varphi$ , як і раніше, лежить у площині  $xOy$  і відраховується від осі  $x$ .

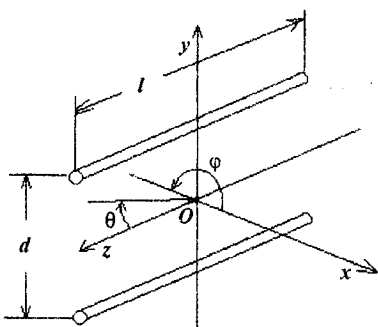


Рис. 1.13

Залежність діаграми спрямованості від кута  $\theta$  залишається такою самою, як і для поодинокого вібратора, а її залежність від кута  $\varphi$  спричиняється інтерференцією випромінювання від двох вібраторів. Остання залежатиме від: а) відстані між вібраторами  $d$ ; б) зсуву за фазою струмів у цих вібраторах.

Будемо вважати, що струми в обох вібраторах однакові за амплітудою, але струм у першому вібраторі відстає за фазою від струму в другому вібраторі на кут  $\psi$  (рис. 1.14, а).

$$\dot{I}_{m1} = I_m e^{-j\frac{\psi}{2}}, \quad \dot{I}_{m2} = I_m e^{j\frac{\psi}{2}}. \quad (1.11)$$

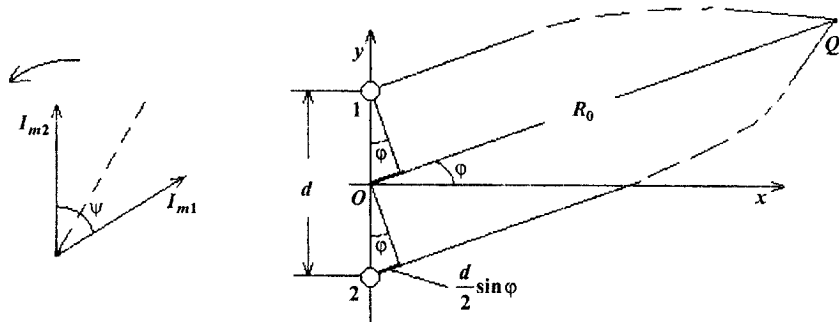
Поле  $E_Q$  у точці  $Q$ , що розташована досить далеко від вібраторів – у хвильовій зоні, є геометричною сумою полів, утворюваних першим і другим вібраторами. Зсув за фазою полів, що утворюються цими вібраторами, буде визначатися не тільки різницею фаз струмів у вібраторах, але й тим, що вібратори перебувають на різних відстанях від точки  $Q$ .

Ця різниця, відрахована від центра системи  $O$ , становить  $\pm \frac{d}{2} \sin \varphi$  (рис. 1.14, б), а залежність сумарного поля в точці  $Q$  від  $k, d, \varphi, \psi$  визначається виразом

$$\dot{E}_Q = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 = E_{m1} e^{-jk \frac{d}{2} \sin \varphi - j \frac{\psi}{2}} + E_{m2} e^{jk \frac{d}{2} \sin \varphi + j \frac{\psi}{2}}. \quad (1.12)$$

Якщо вважати, що  $E_{m1} \approx E_{m2} \approx E_m e^{j(\omega t - kR)} = E_0$ , то

$$E_Q = 2 E_0 \cos \left( k \frac{d}{2} \sin \varphi + \frac{\psi}{2} \right) = 2 E_0 \cos \left( \pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi + \frac{\psi}{2} \right). \quad (1.13)$$



а)

б)

Рис. 1.14

Розглянемо далі деякі окремі випадки використання пари вібраторів з певними значеннями параметрів  $d$  і  $\psi$ .

А)  $\psi = 0$ ,  $d = \lambda/2$ . У цьому випадку

$$E_Q = 2 E_0 \cos \left( \frac{\pi}{2} \sin \varphi \right). \quad (1.14)$$

У напрямку осі  $x$  ( $\varphi = 0, \pi$ ) поля від вібраторів складаються синфазно й поле випромінювання максимальне. У напрямку ж осі  $y$  ( $\varphi = \pm \pi/2$ ) поля складаються в протифазі, оскільки шлях, який проходить випромінювання від першого вібратора до точки  $Q$ , на  $\lambda/2$  довший, ніж відповідний шлях для випромінювання другого вібратора.

Отже, уздовж осі  $y$  поля вібраторів компенсуються, і випромінювання відсутнє (рис. 1.15). Загальний вигляд діаграми спрямованості в просторі визначається добутком функцій аргументів  $\theta$  і  $\varphi$ , що задані формулами (1.2) і (1.14), та являє собою тривимірну фігуру, подібну до двох яйцеподібних тіл, які дотикаються гострими кінцями й орієнтовані вздовж осі  $x$ .

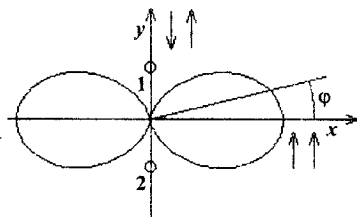


Рис. 1.15

Б)  $\psi = \pi$ ,  $d = \lambda/2$ . Тепер

$$E_Q = 2E_0 \cos \left( \frac{\pi}{2} (\sin \varphi + 1) \right). \quad (1.15)$$

Діаграма спрямованості в цьому випадку витягнута вздовж осі  $y$  (рис. 1.16). У напрямку осі  $x$  поля складаються в протифазі (оскільки  $\psi = \pi$ ), і випромінювання відсутнє. Уздовж осі  $y$  різниця фаз між полями вібраторів становить  $2\pi$  ( $\pi$  за рахунок  $\psi$  і  $\pi$  за рахунок півхвильової відстані  $d$ ), тобто поля складаються синфазно.

Розглянуті випадки використання пари вібраторів підкреслюють важливу властивість: можлива зміна вигляду діаграми спрямованості без зміни геометрії вібраторів шляхом зміни лише фазових співвідношень між їх струмами, тобто не механічне, а електричне керування діаграмою спрямованості.

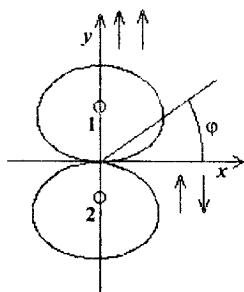


Рис. 1.16

В)  $\psi = \pi/2$ ,  $d = \lambda/4$ . Цей випадок особливо цікавий. Залежність від  $\varphi$  сумарного поля в точці  $Q$  визначається виразом

$$E_Q = 2E_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}(\sin\varphi + 1)\right). \quad (1.16)$$

Діаграма спрямованості у площині  $xOy$  є кардіоїдою (рис. 1.17). Максимум випромінювання припадає на напрямок  $\varphi = -\pi/2$  (тобто від'ємний напрямок осі  $y$ ), а в напрямку  $\varphi = \pi/2$  випромінювання відсутнє. У напрямках  $\varphi = 0$  і  $\varphi = \pi$  фази випромінюваних вібраторами хвиль зсунуті на  $90^\circ$ . За формою просторова діаграма спрямованості подібна до помідора (або яблука).

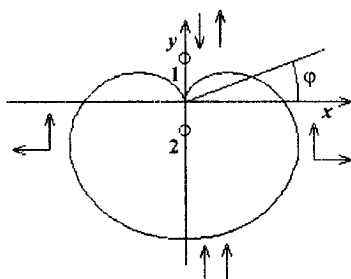


Рис. 1.17

Таким чином, для цієї пари вібраторів максимум випромінювання утворюється лише в одному напрямку  $-\varphi = -\pi/2$ ,  $\theta = \pi/2$  – відповідно до (1.16), (1.2). Вібратор 1 за таких умов начебто "відбиває" випромінювання й тому називається **активним рефлектором**.

### 1.3.2. Відбивання від металевого листа

Слід очікувати, що при встановленні у площині  $xOz$  металевого листа й наявності лише вібратора 2 випромінювання здійснювалося б тільки в бік нижнього півпростору, а діаграма спрямованості була б подібна до зображеної на рис. 1.17. Для кількісного розгляду подібної ситуації можна використати метод дзеркального відображення. Він може бути пояснений таким чином. Якщо над ідеально провідною плоскою поверхнею на відстані  $a$  розташувати заряд  $+q$ , то силові лінії електричного поля цього заряду мають підходити до провідної поверхні перпендикулярно (рис. 1.18), що описується відомими з курсу електрики граничними умовами. Така картина еквівалентна тій, що була б за відсутності провідної

поверхні та наявності розташованого на відстані  $2a$  від згаданого заряду симетрично відносно площини  $xOz$  іншого заряду  $-q$  (протилежного знака). Отже, якщо над провідною поверхнею на відстані  $a$  розташувати вібратор, такий випромінювач буде еквівалентний системі з двох віддалених один від одного на відстань  $d = 2a$  вібраторів зі струмами, що течуть у протилежних напрямках (тобто зсунуті за фазою на  $\psi = \pi$ ).

Скориставшись формулою (1.13), одержимо вираз для діаграми спрямованості

$$E_Q = E_0 \cos\left(\pi \frac{2a}{\lambda} \sin \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \quad (1.17)$$

Випромінювання вздовж провідної поверхні  $\varphi = 0, \pi$  відсутнє. При невеликих відстанях  $a < \lambda/4$  максимум випромінювання утворюється при  $\varphi = \pi/2$ , тобто в перпендикулярному до поверхні металевго листа напрямку (рис. 1.19). При більших відстанях діаграма спрямованості може стати багатопелюстковою. Зрозуміло також, що випромінювання при кутах  $\pi < \varphi < 2\pi$  (тобто в екранований півпростір) реально не існує.

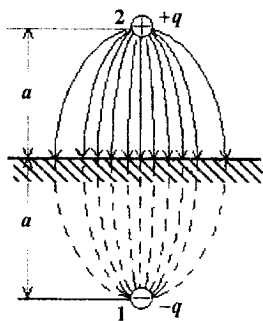


Рис. 1.18

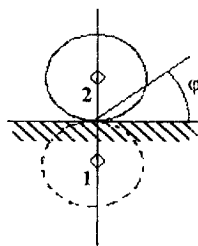


Рис. 1.19

### 1.3.3. Пасивний вібратор-рефлектор

Одержати діаграму спрямованості, подібну до зображеної на рис. 1.17, можна також за допомогою двох вібраторів, один з яких знеструмлений (1 – пасивний вібратор), а другий живиться струмом  $I_m$  (2 – активний вібратор). Струм у пасивному вібраторі збуджується за рахунок електромагнітної індукції полем активного вібратора. Зрозуміло, що для ефективного збудження пасивного вібратора він повинен бути недалеко від активного і мати резонансну довжину  $l = \lambda/2$ . Таку саму довжину для симетрії системи повинен мати й активний вібратор. Для того, щоб

характеристики випромінювання повторювали розглянуті в п. 1.3.1, необхідним є виконання таких умов:

- відстань між вібраторами має бути  $d = \lambda/4$ ;
- амплітуди струмів в обох вібраторах мають бути однаковими<sup>1</sup>;
- струм у пасивному вібраторі 1 повинен випереджати за фазою струм у активному вібраторі 2 на  $\psi = \pi/2$ .

При цьому основне випромінювання піде в бік активного вібратора (як на рис. 1.17). Доведемо, що фазове співвідношення струмів буде саме таким. Фаза електромагнітного поля в околі вібратора 1 буде відставати від фази струму у вібраторі 2 на  $\pi/2$ , тому що відстань між вібраторами становить  $\lambda/4$ . За законом Ленца, індукований полем першого вібратора струм буде протифазним щодо цього поля. Отже, струм у пасивному вібраторі буде випереджати струм активного вібратора на фазовий кут  $\pi/2$ , що й вимагається третьою з вищенаведених умов.

Таким чином, основне випромінювання системи, що розглядається, спрямоване в бік активного вібратора; пасивний вібратор, який начебто "відбиває" випромінювання, називається *пасивним рефлектором*.

#### 1.3.4. Директор і директорна антена

Якщо в пасивному вібраторі створити струм, який би відставав за фазою від струму активного вібратора, то випромінювання йшло б у бік пасивного вібратора. У цьому випадку пасивний вібратор називають *директором* (тобто "напрямним").

Для створення в пасивному вібраторі подібного фазування струму потрібно:

а) відстань між вібраторами зробити дещо більшою від  $\lambda/4$  ( $d \approx 0,3\lambda - 0,4\lambda$ );

б) довжину директора зробити дещо меншою від  $\lambda/2$  для забезпечення ємнісного характеру повного опору директора.

Директорів може бути кілька, при цьому кожний наступний збуджується полем, створюваним струмами попередніх директорів. Тоді утворюється так звана *директорна антена*<sup>2</sup>, яка складається з:

- активного вібратора (часто це шлейф-вібратор), що живиться від фідера;
- пасивного рефлектора;
- кількох (до 10...15) директорів.

---

<sup>1</sup> Ця умова зазвичай не виконується точно, оскільки малоімовірно, що збуджуваний струм буде дорівнювати збуджуючому.

<sup>2</sup> Таку антену називають ще "антенною Уда – Ягі" (за ім'ям винахідників) або антенною типу "хвильовий канал".

При виготовленні вібраторів такої антени з металевих дротів (стрижнів) усі вони закріплюються на спеціальній опорній штанзі (рис. 1.20).

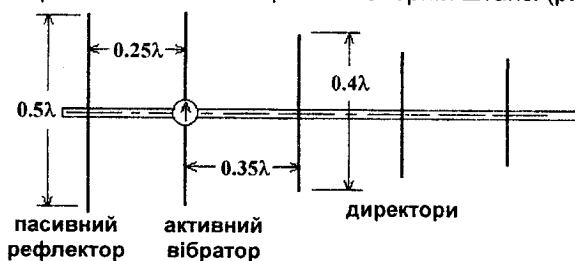


Рис. 1.20

Типовий КСД, забезпечений такими директорними антенами, становить  $\approx 10 \dots 20$ , у діаграмі спрямованості утворюється основна пелюстка, сильно витягнута вздовж осі системи.

Директорні антени зручно застосовувати в діапазонах метрових і дециметрових хвиль. Деяким їх недоліком є наявність кількох бічних ("паразитних") пелюсток діаграми спрямованості.

### 1.3.5. Вплив Землі

Розташувати антену у вільному просторі на великій відстані від інших тіл не вдається (хоча б тому, що антена потребує живлення). У системах радіозв'язку антени зазвичай розташовуються над поверхнею Землі.

Землю можна розглядати (принаймні для досить довгих хвиль) як ідеально провідну поверхню і скористатися наведеним вище методом дзеркального відображення. Наприклад, для вібратора, розташованого паралельно поверхні Землі на висоті  $h$ , діаграма спрямованості в перпендикулярній осі вібратора площині визначається відповідно до (1.17):

$$E_Q = E_0 \cos\left(\pi \frac{2h}{\lambda} \sin \varphi + \frac{\pi}{2}\right).$$

У випадку  $h = \lambda/2$  випромінювання вгору відсутнє. Максимум діаграми спрямованості спостерігається при  $\varphi = 30^\circ$  або  $\varphi = 150^\circ$  (рис. 1.21). Зі збільшенням  $h$  головна пелюстка діаграми спрямованості "тулиться" до поверхні Землі, а зі зменшенням  $h$  – піднімається вгору. Це стосується й директорної антени. У вільному просторі головна пелюстка діаграми спрямованості такої антени зорієнтована вздовж її осі. Якщо ж така антена розташована над поверхнею Землі, то ця пелюстка "відхиляється" вгору. Тому, якщо бажано спрямувати максимум випромінювання вздовж поверхні Землі, горизонтально розташовану директорну антену слід під-

няти над поверхнею Землі на висоту, що вимірюється принаймні кількома довжинами хвиль  $\lambda$ .

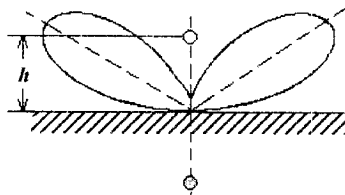


Рис. 1.21

При вертикальному розташуванні вібратора струм у його дзеркальному зображенні збігається за напрямком зі струмом у реальному вібраторі (рис. 1.22). Діаграма спрямованості буде аксіально-симетричною відносно осі вібратора, а її головна пелюстка буде зорієнтована вздовж поверхні Землі (вектор  $E$  радіохвилі буде спрямований перпендикулярно поверхні Землі). У зв'язку із цим антени радіомовних станцій середніх і довгих хвиль, які мають забезпечити поширення випромінювання рівномірно в усі боки вздовж поверхні Землі, будують так, як це зображено схематично на рис. 1.23. Антена складається з вертикального провідника  $AB$  і горизонтального  $CBD$ , підвішеного на опорах, висота яких значно менша від довжини радіохвилі. Випромінює, головним чином, вертикальний провідник. Горизонтальний провідник відіграє роль додаткової ємності, завдяки якій амплітуда струму збудження на ділянці  $AB$  розподілена майже рівномірно. Випромінювання горизонтальної ділянки компенсується дзеркальним зображенням і тому майже відсутнє.

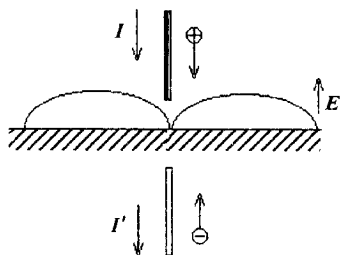


Рис. 1.22

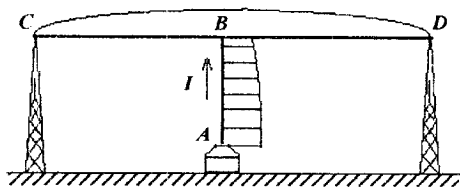


Рис. 1.23

#### 1.4. Приймальні антени

Приймальна антена має бути орієнтована так, щоб утворюючий її провідник був паралельним до  $E$ -вектора і перпендикулярним до  $H$ -вектора поля падаючої хвилі (рис. 1.24). Тоді в провіднику довжиною  $l$  утворюється е.р.с. порядку  $El$  за рахунок електромагнітної індукції від поля падаю-



чої хвилі. Окремо будувати теорію приймальних антен недоцільно, для визначення їх властивостей достатньо використати принцип взаємності і всі ті відомості стосовно передавальних антен, які були викладені вище.

Систему передавальна антена – простір – приймальна антена можна розглядати як пасивний лінійний чотириполіусник (рис. 1.25), до якого може бути застосований принцип взаємності. Нагадаємо, що цей принцип формулюється таким чином:

*Якщо е.р.с.  $U$ , зв'язана на деякій ділянці  $A$  лінійного електричного кола, що не містить інших джерел енергії, створює струм  $I$  в іншій ділянці  $B$  цього кола, то та сама е.р.с., будучи зв'язана в ділянці  $B$ , викличе на ділянці  $A$  такий самий струм  $I$ .*

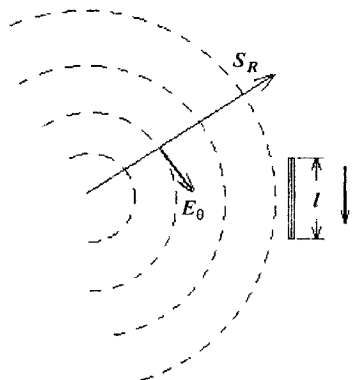


Рис. 1.24

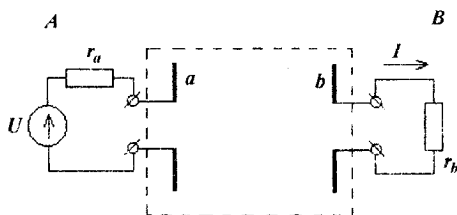


Рис. 1.25

Отже, радіозв'язок між ділянками кола  $A$  і  $B$  рівноєфективний незалежно від того, з якого боку розташовано передавач, а з якого – приймач. Наприклад, якщо "погіршити" ефективність передавальної антени  $a$  (укоротивши її), то при використанні її в режимі приймання теж, відповідно, погіршиться ефективність, тобто у відповідну кількість разів зменшиться інтенсивність електричного сигналу на виході цієї антени. Якщо ж "погіршити" радіозв'язок, відвернувши головну пелюстку передавальної антени  $a$  від напрямку на приймальну антену  $b$ , то при радіозв'язку у зворотному напрямку радіозв'язок "погіршиться" тією самою мірою за рахунок відповідного зменшення величини прийнятого сигналу в колі  $A$ . Це означає, що спрямованість антени в режимі випромінювання тотожна її спрямованості в режимі приймання: приймання відбувається найбільш ефективно з того самого напрямку, в якому відбувається найбільш ефективно випромінювання. Таким чином, можна стверджувати, що діаграма спрямованості приймальної антени тотожна діаграмі спрямованості цієї самої антени в режимі випромінювання, а антени, що ефективно випромінюють, так само ефективні щодо приймання радіосигналів.

## 1.5. Магнітні антени

### 1.5.1. Поле випромінювання магнітного диполя

Магнітний диполь являє собою короткий елементарний магніт, магнітний момент  $m$  якого періодично змінюється за гармонічним законом із частотою  $\omega$ :

$$m = m_0 e^{j\omega t}. \quad (1.18)$$

Магнітні силові лінії, що виходять з одного полюса диполя і замикаються на другому, породжують за рахунок електромагнітної індукції вихрове електричне поле  $E$ , яке оперізує диполь. Картина розподілу полів магнітного диполя подібна до розподілу полів електричного диполя Герца, тільки поля  $E$  і  $H$  "помінялись місцями":  $E$ -поле має лише азимутальну компоненту, а  $H$ -поле перпендикулярне до нього (рис. 1.26). Для визначення поля випромінювання такого диполя немає потреби розв'язувати електродинамічну задачу, більш доцільно скористатися принципом двоїстості. Він полягає в тому, що рівнянням Максвелла (за відсутності конвекційного струму) притаманна дивна симетрія щодо  $E$ - та  $H$ -полів. Завдяки цьому можна скласти вираз для поля випромінювання магнітного диполя в далекій зоні шляхом заміни у виразах (1.2) для просторово-ортогональних компонентів полів  $E_\theta$  і  $H_\phi$  усіх величин відповідно до такої таблиці:

Електрична система	$E$	$H$	$\epsilon_0 \epsilon$	$\mu_0 \mu$	$W$	$P$
Магнітна система	$-H$	$E$	$\mu_0 \mu$	$\epsilon_0 \epsilon$	$1/W$	$m$

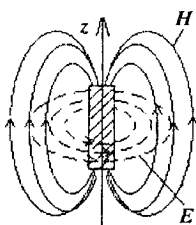


Рис 1.26

Наведені вище вирази (1.2) для полів випромінювання електричного диполя, записані з урахуванням

$$p = -j \frac{I_m l}{\omega} e^{j\omega t} = p_0 e^{j\omega t},$$

мають вигляд:

$$E_\theta = -p_0 \frac{\omega^2 \mu_0 \mu \sin \theta}{4\pi R} e^{j(\omega t - kR)}, \quad H_\phi = -p_0 \frac{\omega^2 \mu_0 \mu \sin \theta}{4\pi W R} e^{j(\omega t - kR)}.$$

Відповідно, вирази для полів випромінювання магнітного диполя набувають вигляду:

$$H_{\theta} = m_0 \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon W \sin \theta}{4 \pi R} e^{j(\omega t - kR)}, \quad (1.19)$$

$$E_{\varphi} = -m_0 \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon W \sin \theta}{4 \pi R} e^{j(\omega t - kR)}. \quad (1.20)$$

Як і раніше,  $W = \sqrt{\mu_0 \mu / \epsilon_0 \epsilon}$  – хвильовий опір простору, що оточує антену.

### 1.5.2. Рамкова антена

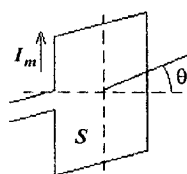


Рис. 1.27

Практичною реалізацією моделі магнітного диполя може вважатися рамка, по якій протікає змінний струм з амплітудою  $I_m$  (рис. 1.27). При цьому розміри рамки мають бути набагато меншими від довжини хвилі  $\lambda$ . Магнітне та електричне поле, що створюється такою рамкою, дійсно подібні за структурою до полів магнітного диполя, а її магнітний момент  $m$  дорівнює

$$m_0 = \mu_0 \mu I_m S, \quad (1.21)$$

де  $S$  – площа рамки.

Діаграма спрямованості рамкової антени пропорційна  $\sin \theta$  ( $\theta$  – кут, який відраховується від нормалі до площини рамки). Ця діаграма спрямованості утворює в просторі тороїд з перерізом такого самого вигляду, що й зображений на рис. 1.3. Максимум випромінювання спостерігається у площині рамки, випромінювання відсутнє в напрямку нормалі до названої площини. Повна потужність випромінювання становить

$$P = \frac{4\pi^3}{3} I_m^2 S^2 \frac{W}{\lambda^4}, \quad (1.22)$$

а опір випромінювання

$$R_{\Sigma} = \frac{8\pi^3}{3} S^2 \frac{W}{\lambda^4}. \quad (1.23)$$

За принципом взаємності приймання радіовипромінювання такою антеною відбувається найбільш ефективно з напрямків, що лежать у площині рамки. Рамкові антени часто застосовуються для пеленгації, тобто для визначення напрямку, з якого надходять радіосигнали.

### 1.5.3. Феритова антена

Опір випромінювання рамкової антени (тобто ефективність її випромінювання або приймання) можна збільшити такими заходами:

а) збільшенням площі рамки, при цьому розміри рамки мають залишатися набагато меншими від довжини хвилі випромінювання;

б) утворенням у рамці не одного витка, а  $w$  витків. Завдяки цьому опір випромінювання зростає в  $w^2$  разів. Але для того, щоб струм  $I_m$  на всій довжині проводу рамки можна було вважати незмінним, загальна довжина проводу має бути набагато меншою від довжини хвилі<sup>1</sup>;

в) зануренням антени в середовище з великим хвильовим опором  $W = \sqrt{\mu_0 \mu / \epsilon_0 \epsilon}$ , тобто з великою відносною магнітною проникністю  $\mu$ .

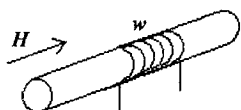


Рис 1.28

Феритовий стрижень "втягує" в себе магнітні силові лінії з навколишнього простору, що підсилює зв'язок рамки з радіохвилею. Максимально ефективно приймання такою антеною реалізується, коли вісь феритового стрижня збігається з напрямком  $H$ -поля електромагнітної хвилі.

Практично це здійснюється шляхом намотування  $w$  витків дроту на феритовий стрижень з  $\mu \gg 1$  (рис. 1.28). Антени такої конструкції завдяки їх компактності широко застосовуються, наприклад, у портативних радіоприймачах.

### 1.5.4. Щілинна антена

Іншою практичною реалізацією магнітного диполя є невелика щілина, прорізана в бічній поверхні металевого порожнистого хвилеводу або резонатора так, щоб вона перетинала лінії змінного струму в стінках цього хвилеводу (резонатора) (рис. 1.29). У місці розриву провідної стінки конвективний струм  $I$  перетворюється на струм зміщення  $I_{zm}$ , який породжує магнітне поле  $H$ , орієнтоване перпендикулярно до напрямку цього струму. На рис. 1.30 це поле спрямоване перпендикулярно до поверхні рисунка. За рахунок крайових ефектів струм зміщення протікає не тільки в обмеженому об'ємі щілини, а й "випинається" в зовнішній простір. Конфігурація  $E$ - і  $H$ -полів в околі щілини аналогічна їх розподілу в околі магнітного диполя, тому викладене вище може бути застосованим для опису властивостей щілинної антени. Зокрема, її магнітний момент дорівнює

$$m_0 = -j \frac{2S}{\omega} E_m(0), \quad (1.24)$$

<sup>1</sup> У разі невиконання цієї умови рамку потрібно розглядати як систему з розподіленими параметрами, а не як одиночний магнітний диполь.

де  $S$  – площа щілини, а  $E_m(0)$  – амплітуда електричного поля всередині цієї щілини.

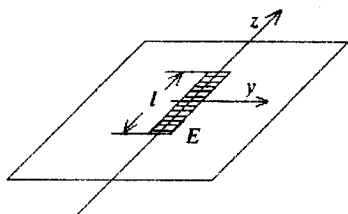


Рис. 1.29

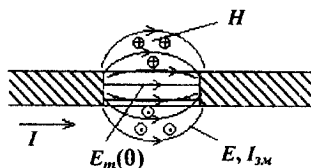


Рис. 1.30

Якщо щілина достатньо довга, і струм, що її перетинає, та утворюване ним поле  $E_m(0)$  стануть залежними від  $z$  (рис. 1.29), даний випромінювач слід розглядати вже не як магнітний диполь, а як магнітний вібратор. Комбінації таких щілин (вібраторів) можуть утворювати складні щілинні антени з високою спрямованістю випромінювання.

Щілинні антени застосовуються в діапазоні надвисоких частот (НВЧ), тобто для дециметрових і більш коротких радіохвиль.

## 1.6. Антени з високою спрямованістю випромінювання

Для дальнього радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації та інших застосувань часто потрібні антени з високою спрямованістю, для яких КСД становить принаймні десятки й сотні. Антена невеликих розмірів на достатньо великій відстані може розглядатися як точковий випромінювач, випромінювання якого розходить у різні боки у формі сферичних хвиль.

Ідеальну спрямованість має тільки плоска хвиля (тобто хвиля, у якій поверхні рівної фази являють собою площини). Відповідно до цього й випромінювач, що створює подібну хвилю, має являти собою площину (плоский лист) достатньо великих розмірів порівняно з довжиною хвилі, по поверхні якої протікає рівномірно розподілений синфазний струм  $I$  (рис. 1.31).

### 1.6.1. Площинна синфазна антена

Одразу розрахувати поле випромінювання такої системи досить складно. Поділимо весь лист на однакові елементарні горизонтальні й вертикальні стрічки та розрахуємо діаграму спрямованості кожної окремої стрічки як випромінювача. З теорії антен відомо, що загальна діаграма спрямованості системи випромінювачів може бути виражена через окремі "парціальні" діаграми кожного із цих випромінювачів.

Отже, з листа у площині  $xOz$ , зображеного на рис. 1.31, виріжемо вузьку стрічку довжиною  $2L$  у напрямку осі  $z$ . Це тонкий провідник, уздовж якого тече струм  $I_m e^{j\omega t}$  з незалежними від координати  $z$  амплітудою і фазою. Для розрахунку поля випромінювання такого провідника скористаємося раніше одержаними для електричного вібратора результатами (див. (1.9)):

$$E = j \frac{60 \pi}{\lambda R_0} \sin \theta e^{j(\omega t - k R_0)} \int_{-L}^L I(z) e^{j k z \cos \theta} dz. \quad (1.25)$$

Далі буде зручно відраховувати кут не від осі  $z$ , напрямком якої збігається з напрямком струму, а від доповнювального до  $\theta$  кута  $\psi = \pi/2 - \theta$ , що відраховується від площини  $xOy$  (рис. 1.32).

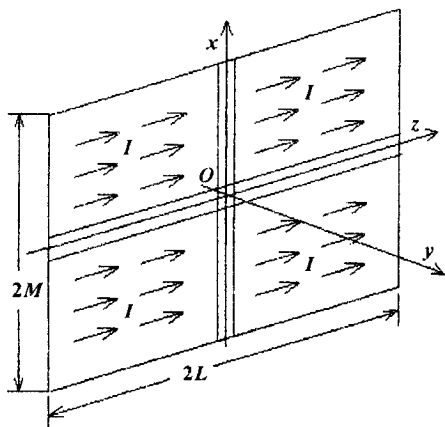


Рис. 1.31

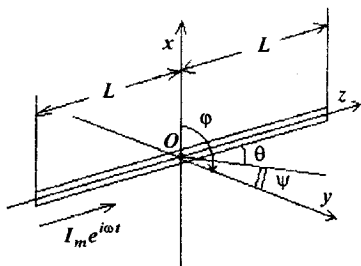


Рис. 1.32

Оскільки амплітуда струму  $I_m$  вважається незалежною від координати  $z$ , її можна винести з-під інтегралу, і (1.25) набуває вигляду

$$E = C_E I_m \frac{\pi}{\lambda} \cos \psi \int_{-L}^L e^{j k z \sin \psi} dz, \quad (1.26)$$

де для скорочення подальшого запису введено множник  $C_E = j \frac{60}{R_0} e^{j(\omega t - k R_0)}$ . У результаті подальших перетворень одержуємо:

$$\begin{aligned} E &= \frac{C_E I_m \pi \cos \psi}{\lambda j k \sin \psi} \int_{-L}^L e^{j k z \sin \psi} d(j k \sin \psi) = 2 C_E I_m \text{ctg} \left( \frac{e^{j k L \sin \psi} - e^{-j k L \sin \psi}}{2 j} \right) = \\ &= C_E I_m \text{ctg} \psi \cdot \sin(k L \sin \psi). \end{aligned} \quad (1.27)$$

Очевидно, що при  $kL \gg 1$  діаграма спрямованості за  $\psi$  стає багатопелюстковою (рис. 1.33). Найбільшою буде пелюстка при  $\psi = 0, \pi$ . Дійсно, при  $\psi \rightarrow 0$   $\text{ctg } \psi \rightarrow 1/\sin \psi$ ,  $\sin(kL \sin \psi) \rightarrow kL \sin \psi$ , і  $E \approx C_E I_m kL$ . Усі інші пелюстки при цьому будуть набагато меншими. Отже, найбільша потужність буде випромінюватися під кутами  $\psi = 0$  і  $\psi = \pi$  у напрямку, перпендикулярному провіднику. Саме в цьому напрямку поля випромінювання від усіх елементарних ділянок провідника будуть додаватися одне до одного переважно синфазно. Кутова ширина головної пелюстки складатиме  $2\Delta\psi \approx \lambda/L$ , тобто буде зменшуватися зі зростанням  $L$ . Діаграма спрямованості має також і мінімуми, у напрямку яких випромінювання відсутнє. Саме в цих напрямках поля випромінювання додаються протифазно і компенсуються.



Рис. 1.33

Від кута  $\varphi$  поле такого випромінювача в далекій зоні не залежить, отже загальна діаграма спрямованості лінійного синфазного вібратора є фігурою обертання навколо осі  $z$ . Основна пелюстка за формою подібна до диска, що лежить у площині  $xOy$ .

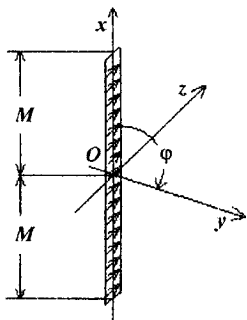


Рис. 1.34

у площині  $xOy$  залежить від кута  $\varphi$ , що відраховується від осі  $x$  до проекції напрямку випромінювання на площину  $xOy$  (рис. 1.32). Підсумовуванням полів випромінювання всіх елементарних диполів стрічки одержимо вираз, схожий на попередню формулу (1.26):

$$E = C_E I_m \csc(\varphi) \cdot \sin(kM \sin \varphi). \quad (1.28)$$

Кутова ширина головної пелюстки діаграми спрямованості цього стрічкового випромінювача становить  $2\Delta\varphi \approx \lambda/M$ .

Загальна діаграма спрямованості всього листа зі струмом визначається добутком розглянутих вище діаграм спрямованості ортогональних стрічкових випромінювачів. У просторі її можна уявити як фігуру з багатьма променями, що відходять від точки  $O$  в усіх напрямках. Випромінювання відсутнє вздовж осей  $z$  та  $x$  і найбільш інтенсивне вздовж осі  $y$ .

З вищенаведених розрахунків можна оцінити КСД листа зі струмом. Основна потужність випромінювання сконцентрована в межах півширини головної пелюстки за  $\psi$  та  $\varphi$ . Півширини  $\Delta\psi = \lambda/2L$  та  $\Delta\varphi = \lambda/2M$  утворюють тілесний кут величиною  $\Delta\Omega = \lambda^2/4LM$ . Добуток  $4LM$  є площею  $A$  листа зі струмом, тобто  $\Delta\Omega = \lambda^2/A$ . Отже, КСД дорівнюватиме

$$D = \frac{4\pi}{\Delta\Omega} = \frac{4\pi A}{\lambda^2}. \quad (1.29)$$

Наприклад, при  $\lambda = 0,5$  м та  $S = 5 \times 5$  м<sup>2</sup> КСД становить близько 1250.

Реально створити лист великих розмірів, вкритий однорідним синфазним струмом  $I$ , неможливо. Однак наближення до цього реалізується в конструкції багатовібраторної синфазної антени (рис. 1.35). Вона є системою з багатьох півхвильових вібраторів, які живляться синфазними струмами і впорядковано розташовані у площині як елементи матриці. Для ліквідації небажаного випромінювання у зворотному напрямку можна поставити позаду вібраторів металевий лист або систему активних чи пасивних вібраторів-рефлекторів. Саме такі антени використовуються для створення гостроспрямованого випромінювання в декаметровому, метровому та дециметровому діапазонах довжин радіохвиль.

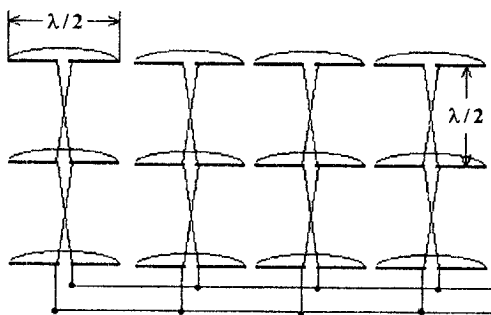


Рис. 1.35



## 1.6.2. Фазовані антенні ґратки

Діаграма спрямованості розглянутої вище площинної антени утворюється системою вібраторів, що живляться синфазно. Зміною ж фазових співвідношень між струмами живлення цих вібраторів можна деформувати і рухати в просторі діаграму спрямованості. Така можливість проілюстрована вище на прикладі пари вібраторів – при зміні різниці фаз струмів живлення вібраторів істотно змінювалась форма сумарної діаграми спрямованості. Цей принцип керування діаграмою спрямованості використовується у **фазованих антенних ґратках** (ФАГ).

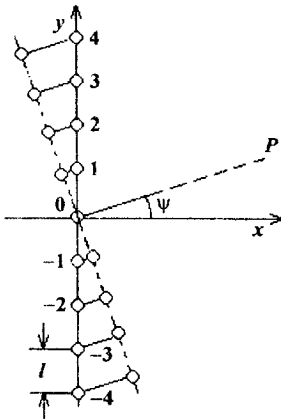


Рис. 1.36

Розглянемо систему вібраторів, періодично розташованих уздовж осі  $y$  з інтервалом  $l$  (рис. 1.36).

При синфазному живленні всіх вібраторів основна пелюстка буде спрямована вздовж осі  $x$  – саме в цьому напрямку поля всіх вібраторів будуть синфазно додаватися. Якщо потрібно повернути головну пелюстку на кут  $\psi$  у площині  $xOy$ , слід повернути на такий самий кут усю систему вібраторів.

Поворот діаграми спрямованості можна здійснити без повороту антенної системи шляхом живлення

кожного вібратора струмом з відповідним зсувом фази на  $\Phi_n$ :

$$\Phi_n = -k(nl)\sin \psi, \quad (1.30)$$

де  $n$  – номер вібратора. При цьому випромінювання від  $n$ -го вібратора буде надходити у віддалену точку  $P$  із запізненням (або випередженням), яке еквівалентне збільшенню (або зменшенню) шляху проходження на  $nl \sin \psi$  для повернутої системи вібраторів. Отже, механічну переорієнтацію системи вібраторів можна замінити електричним зсувом фаз тих струмів, які ці вібратори живлять. Для цього можна здійснити живлення кожного з вібраторів від загального фідера через індивідуальний фазообертач, котрий і встановлює потрібну величину зсуву фази на  $\Phi_n$  для  $n$ -го вібратора. Створення таких систем для швидкого керування діаграмою спрямованості антени з великою кількістю випромінювачів стало можливим лише після того, як були розроблені феритові та напівпровідникові фазообертачі з електричним керуванням і досить досконалі комп'ютери.

ФАГ достатньо складні й дорогі, але можливість надзвичайно ефективно керувати діаграмою спрямованості антени варта того. Застосовуються ФАГ переважно в радіолокації та дозволяють:

- ✓ швидко рухати основну пелюстку діаграми спрямованості антени в межах кутів  $\approx \pm 60 \dots 70^\circ$  у горизонтальній і вертикальній площинах;
- ✓ створювати одночасно кілька пелюсток (кожна окрема група вібраторів з їх загальною кількістю може створювати окрему пелюстку) і керувати кожною окремо, наприклад, для одночасного супроводу кількох цілей;
- ✓ змінювати форму діаграми спрямованості, роблячи її широкою для пошуку цілей і вузькою для їх супроводження.

ФАГ дозволяють обирати оптимальний режим спостереження за ціллю за рахунок автоматичного створення в кожний момент часу такої діаграми спрямованості, яка найкраща саме в цей момент для забезпечення, наприклад, найбільшого можливого відношення потужності корисного сигналу до потужності шуму, найшвидшого виявлення цілі та ін. Такі антени називаються адаптивними, тобто такими, що пристосовуються до оптимальних умов спостереження.

## 1.7. Апертурні антени

Ідея апертурної антени полягає в тому, щоб у деякій площині на виході цієї антени (в апертурі) створити синфазне в цій площині поле плоскої хвилі. Тоді кожна точка цієї площини діятиме як елементарний випромінювач, і на будь-якій достатньо великій відстані від антени формується знову ж таки плоска електромагнітна хвиля, тобто гостроспрямоване випромінювання.

Елементарна площадка апертури (розкриву антени)  $dA = dx dy$  може розглядатися як відоме джерело випромінювання Гюйгенса, яке при  $z > 0$  у далекій зоні (на відстані спостереження  $R \rightarrow \infty$ ) створює поле

$$d\dot{\vec{E}} = (\vec{i}_\theta \cos \varphi - \vec{i}_\varphi \sin \varphi) \frac{j \dot{E}_x}{2\lambda} (1 + \cos \theta) \frac{e^{-jkR}}{R}, \quad (1.31)$$

де  $\varphi, \theta, \vec{i}_\theta, \vec{i}_\varphi$  – кути та орти у сферичній системі координат, відповідно,  $\dot{E}_x$  – комплексна амплітуда електричного поля джерела Гюйгенса, інші позначення відповідають використуванню раніше. Інтегрування цього виразу по площі розкриву антени  $A$  з урахуванням фазового зсуву поля, що створюється в точці спостереження  $(x, y)$  кожним з елементарних джерел за рахунок різниці ходу, дозволяє визначити комплексну амплітуду електричного поля антени в точці далекої зони з координатами  $(R, \theta, \varphi)$ :

$$\dot{\vec{E}} = (\vec{i}_\theta \cos \varphi - \vec{i}_\varphi \sin \varphi) \frac{j(1 + \cos \theta) e^{-jkR}}{2\lambda R} \iint_A \dot{E}_x(x, y) e^{-jk \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy. \quad (1.32)$$

При синфазному збудженні розкриву для напрямку максимального випромінювання  $\theta = 0$ ,  $\varphi = 0$  величина створюваного поля, як наслідок попереднього виразу, становить

$$E_{\max} = \frac{\left| \iint_A \dot{E}_x(x, y) dA \right|}{\lambda R} \quad (1.33)$$

За означенням КСД у напрямку максимального випромінювання

$$D = P_{\max} / P = \frac{4\pi}{\oint F^2(\theta, \varphi) d\Omega}$$

де  $P_{\max}$  – потужність, випромінювана гіпотетичною ізотропною антеною з  $F_{is}(\theta, \varphi) \equiv 1$  для одержання такої самої густини потужності випромінювання, як у напрямку максимального випромінювання даної антени,  $P$  – потужність, що випромінюється даною антеною. Потужність випромінювання можна визначити таким чином:

$$P = \frac{1}{2} \iint_A \dot{E}_x \dot{H}_y dA = \frac{1}{2W} \iint_A \left| \dot{E}_x^2(x, y) \right| dA \quad (1.34)$$

Аналогічно одержуємо  $P_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 4\pi R^2}{2W}$ , тоді

$$D = \frac{|E_{\max}|^2 4\pi R^2}{\iint_A \left| \dot{E}_x^2(x, y) \right| dA} = \frac{4\pi \left| \iint_A \dot{E}_x(x, y) dA \right|^2}{\lambda^2 \iint_A \left| \dot{E}_x^2(x, y) \right| dA} \quad (1.35)$$

При рівномірному синфазному збудженні розкриву антени  $\dot{E}_x(x, y) = \text{const}$  і КСД максимальний:

$$D_{\max} = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (1.36)$$

При нерівномірному і несинфазному збудженні  $D < D_{\max}$ , що враховують *апертурним коефіцієнтом використання поверхні антени*:

$$k_A = \frac{A_{ef}}{A} = \frac{D}{D_{\max}} = \frac{\left| \iint_A \dot{E}_x(x, y) dA \right|^2}{A \iint_A \left| \dot{E}_x^2(x, y) \right| dA} \leq 1, \quad (1.37)$$

де  $A_{ef} = Ak_A$  – ефективна площа поверхні антени.

$$D = \frac{4\pi A_{ef}}{\lambda^2}. \quad (1.38)$$

Останній вираз є загальним і часто використовується для різних типів апертурних антен.

### 1.7.1. Рупорна антена

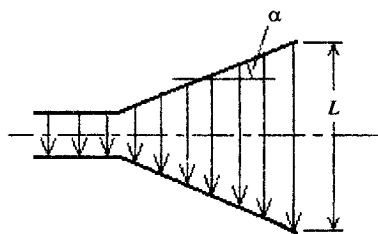


Рис. 1.37

Найпростішим шляхом апертурну антену можна зробити із хвилеводу поступовим розширенням його перерізу (рис. 1.37). Таким чином, утворюється рупор пірамідальної або конічної форми, вихідний переріз якого має розміри  $L \gg \lambda$ . Хвиля, що поширюється у хвилеводі (наприклад, типу  $H_{01}$  у прямокутному хвилеводі), поступово

входить у рупор майже без зміни структури свого поля. У результаті у площині розкриття рупора – тобто в його апертурі – утворюється майже плоский фазовий фронт електромагнітної хвилі. Далі хвиля "відривається" від рупора та йде далі вже як плоска (тобто гостроспрямована) хвиля в просторі. Коефіцієнт спрямованої дії антени в напрямку її осі можна оцінити як

$$D_{\max} \approx 0,6 \frac{4\pi A}{\lambda^2}, \quad (1.39)$$

де  $A$  – площа розкриття рупора. Отже, чим більші вихідні розміри рупора, тим вища спрямованість випромінювання. Однак кут розширення рупора  $\alpha$  не має бути надто великим. При великому куті  $\alpha$  у місці переходу від хвилеводу до рупора можуть виникнути істотні неузгодження (відбивання хвилі), вищі моди та інші неприємності, які ускладнять і зіпсують роботу рупорної антени. Отже, для задовільної роботи рупорна антена повинна мати досить великі як поперечні, так і повздовжні розміри.

Рупорні антени зазвичай використовуються в сантиметровому та міліметровому діапазонах довжин хвиль.

### 1.7.2. Параболічна антена

Параболічна антена являє собою металевий параболоїд, у фокусі якого знаходиться невеличкий випромінювач, який своїм випромінюванням "освітлює" параболоїд. Відбиваючись від металевої поверхні пара-

болоїда, електромагнітні хвилі утворюють вузьку пелюстку, спрямовану по осі системи.

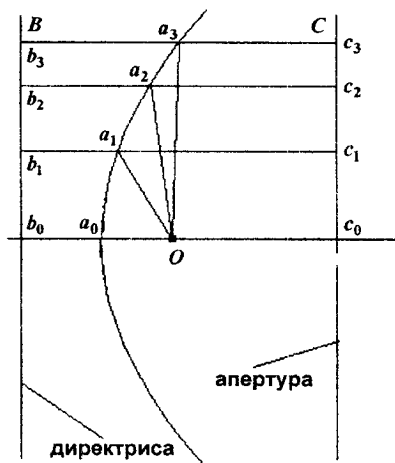


Рис. 1.38

синфазний фронт плоскої хвилі. Таким чином, параболічна антена формує синфазну площину випромінювання  $C$ , яку можна вважати апертурою даної антени.

Математично поверхня параболоїда описується рівнянням  $x^2 + y^2 = 4fz$  у декартовій системі координат з початком у точці  $a_0$  і віссю  $z$ , що збігається з напрямком  $a_0c_0$ ,  $f = |Oa_0|$ . Якщо фокусна відстань такої антени  $f > R_A/2$ , де  $R_A$  – максимальна відстань  $|Oa_i|$  ("радіус апертури антени"), тобто кут у площині рисунка, під яким з точки фокуса спостерігається параболоїд, менший від  $\pi$ , то антена називається **довгофокусною**. У протилежному випадку антена називається **короткофокусною**.

Поле випромінювання параболічної антени формується струмами, що наводяться на поверхні дзеркала під дією електромагнітного поля опромінювача. У випадку точкового опромінювача з вертикальною поляризацією (елементарного вібратора) розподіл струму на поверхні параболоїда відповідатиме зображенню на рис. 1.39. Тільки в головних площинах  $xa_0y$ ,  $ya_0z$  струми мають лише вертикальну складову, тобто формують у далекій зоні вертикально поляризоване поле випромінювання.

За математичним визначенням, параболоїд – це геометричне місце точок, рівновіддалених від фокуса  $O$  та прямої лінії  $B$ , яка має назву директриси (рис. 1.38). Це означає рівність відрізків  $Oa_0 = a_0b_0$ ;  $Oa_1 = a_1b_1$ ; ...  $Oa_i = a_ib_i$ . Отже, якщо розташувати у фокусі  $O$  точковий опромінювач, то довжина шляху для хвилі  $Oa_i c_i$  від фокуса  $O$  до площини  $C$  буде такою самою, як від площини  $B$  до площини  $C$ . Набіг фази для всіх променів, що виходять із фокуса, відбиваються від поверхні  $A$  і потрапляють на площину  $C$ , буде однаковий, і у площині  $C$  утвориться

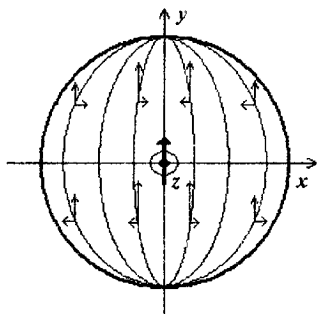


Рис. 1.39

а для приймальних антен ще й через погіршення поляризаційного розділення сигналів, що приймаються. Для параболічних антен рівень паразитної кросполяризації залежить від фокусної відстані, типу опромінювача та його діаграми спрямованості. Довгофокусні антени мають, як правило, менший рівень кросполяризації, ніж короткофокусні.

У зв'язку з тим, що при реально досяжній діаграмі спрямованості опромінювача не вся його випромінювана потужність "перехоплюється" поверхнею антени, реальний КСД антени ще більше зменшується в порівнянні з  $D_{\max}$ , що враховують введенням **коефіцієнта використання поверхні опромінювачем**  $k_{on}$ :  $A_{ef} = A k_A k_{on}$ .  $k_{on}$  близький до 1 при  $f/R_A \ll 1$  і зменшується зі зростанням вказаного відношення, тоді як  $k_A$ , навпаки, максимальний при  $f/R_A \gg 1$  і спадає зі зменшенням цього відношення. У результаті для кожної антени заданих розмірів і з заданим опромінювачем існує певне оптимальне значення  $f/R_A$ , для якого КСД максимально можливий за реальних умов.

На реально досяжну величину КСД, крім вищезазначеного, впливають:

1) конструктивне затінення частини поверхні антени опромінювачем.

Враховується введенням відповідного множника  $k_{zm} \approx \frac{A - A_{zm}}{A}$ , де  $A_{zm}$

– затінена площа;

2) відгалуження поверхневих струмів антени на тильну поверхню параболічного дзеркала. Відповідне зменшення КСД враховується введенням спеціального коефіцієнта  $k_f$ , але крім зміни КСД, вказаний ефект призводить до виникнення великої кількості бічних пелюсток діаграми спрямованості антени;

3) фазові похибки антени. Зі зрозумілих причин, ідеальна параболічна форма для реального дзеркала антени недосяжна. У технологічному процесі забезпечується лише певний допуск на точність виготовлення

В інших площинах додається випромінювання горизонтальних складових струмів і з'являється паразитна горизонтальна поляризація, тобто сумарне поле випромінювання антени виявляється еліптично поляризованим, хоча задавалася саме вертикальна поляризація.

Це явище називають **паразитною кросполяризацією**. Вона небажана для передавальних антен через зменшення КСД (втрати енергії на збудження поля непотрібної поляризації),

$\sigma_{\max}$ . Якщо випадкові відхилення профілю дзеркала від параболічної форми  $\sigma$  підкоряються нормальному розподілу (за Гауссом), то при дисперсії відхилення  $\overline{\sigma^2}$   $\sigma_{\max} = 2,6\overline{\sigma}$  з імовірністю 99%. "Западина" в поверхні дзеркала глибиною  $\sigma$  створює зміну фази елементарного джерела випромінювання на  $\psi \approx k \cdot 2\sigma = 4\pi\sigma / \lambda$ . Виявляється, що при радіусі кореляції нерівностей на поверхні дзеркала  $r_{КОР} \gg \lambda$  їх внесок у зменшення КСД можна описати коефіцієнтом  $k_{\sigma} = e^{-\overline{\psi^2}}$ .

Отже, вираз для ефективної площі використання поверхні антени, як показника реального КСД, можемо записати таким чином:

$$A_{ef} = A k_A k_{On} k_{zm} k_I \exp\left(-[4\pi\overline{\sigma} / \lambda]^2\right). \quad (1.40)$$

Зауважимо, що за довгохвильову границю використання для параболічної антени вважають  $\lambda_{\max} \approx 2R_A / 3$ , що відповідає межі наближення геометричної оптики.

Параболічні антени застосовують у дециметровому, сантиметровому та міліметровому діапазонах і використовують у радіолокації, радіорелейному зв'язку, зв'язку зі штучними супутниками Землі та космічними станціями, а також у радіоастрономічних дослідженнях. В останньому випадку вони можуть мати гігантські діаметри в десятки й навіть сотні метрів і являють собою унікальні величезні споруди великої вартості.

Виготовлення подібних антен вимагає високої точності, оскільки (див. формулу (1.40)) навіть невеликі відхилення від ідеальної параболічної форми можуть звести нанівець якість такої антени.

### 1.7.3. Лінзова антена

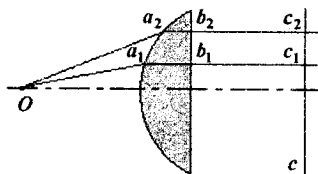


Рис. 1.40

Окрім параболічної антени, яку можна вважати запозиченням з оптики, таким самим запозиченням можна вважати й лінзові антени, які успішно застосовуються в сантиметровому та міліметровому діапазонах. Повним аналогом оптичної лінзи є так звана **уповільнююча** лінзова

антена, яка дійсно являє собою лінзу з матеріалу, для якого коефіцієнт заломлення  $n$  для радіохвиль становить більшу за одиницю величину (рис. 1.40.) У такому матеріалі фазова швидкість радіохвиль  $v_{\phi}$  менша від  $c$ , і вони рухаються повільніше, ніж у вакуумі та повітрі.

Задача побудови антени полягає в тому, щоб зробити електричну довжину шляху для всіх променів від точки  $O$  до апертури – площини  $C$  – однаковою, тобто щоб всі промені проходили ці шляхи за однаковий час і зазнавали однакового набігу фази. Наприклад, шлях  $Oa_2 > Oa_1$ , проте шлях у діелектрику  $a_2b_2 < a_1b_1$ . Форму лінзи слід підбирати так, щоб довший час проходження променем шляху  $Oa$  компенсувався коротшим часом проходження шляху  $ab$ . Тоді дійсно, повний набіг фази шляху  $Oabc$  буде однаковим для всіх променів, і в апертурі лінзи  $C$  утвориться плоский фронт синфазної хвилі.

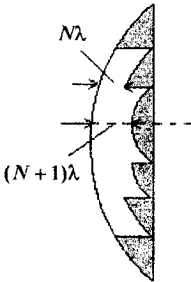


Рис. 1.41

Очевидно, що якість фокусування, тобто ступінь спрямованості, буде тим більшим, чим більшими будуть розміри лінзи. Але при великих розмірах вага, витрати матеріалу та вартість стають перешкодою для практичного використання подібних лінз. Тому в таких випадках ідуть шляхом полегшення лінзи, роблячи її зонованою (рис. 1.41). Лінзу виготовляють з окремих концентричних кілець, товщина кожного з яких на  $N\lambda$  менше від товщини попереднього. Від цього фазові співвідношення в апертурі не змінюються,

зате вага лінзи істотно зменшується (щоправда, ціною ускладнення її конструкції).

Такого самого ефекту утворення плоского фазового фронту хвилі в апертурі антени можна досягти й іншим шляхом, використовуючи для створення лінзи матеріал, в якому  $v_\phi > c$ . Профіль такої лінзи повинен мати форму меніска (рис. 1.42). Це так звана *прискорююча* лінза, для неї шлях  $Oa_2 > Oa_1$ , проте шлях  $a_2b_2$ , на якому хвиля рухається з більшою від  $c$  швидкістю, довший, аніж шлях  $a_1b_1$ . Таким чином, більший набіг фази на шляху  $Oa$  компенсується меншим набігом фази на шляху  $ab$ , оскільки при відповідному профілі лінзи всі промені доходять до апертури  $C$  з однаковими фазами. В оптиці такі лінзи не реалізуються, оскільки не існує матеріалів з показником заломлення  $n < 1$ . У радіотехніці це можливо, тому що в НВЧ діапазоні можна створити штучний діелектрик з меншою за одиницю ефективною відносно діелектричною проникністю. Але найчастіше такі лінзи реалізуються як системи відрізків хвилеводів різної довжини (рис. 1.43). У цих відрізках хвилеводів  $v_\phi > c$  і вищезазначена умова виконується. Для круглих лінз з аксіальною симетрією відрізки хвилеводів являють собою систему концентричних кілець різної довжини та різного діаметра навколо осі лінзи.



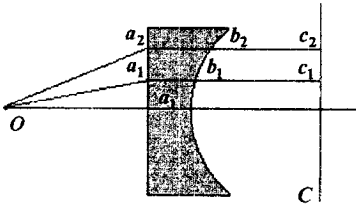


Рис. 1.42

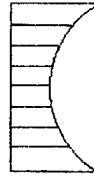


Рис. 1.43

#### 1.7.4. Діелектрична антена

Діелектричні антени являють собою стрижні або трубки з діелектрика довжиною в кілька довжин хвиль і з поперечними розмірами, порівнянними з довжиною хвилі. Фазова швидкість хвиль у такому діелектричному хвилеводі менша від швидкості хвиль у вакуумі й залежить від діелектричної проникності матеріалу хвилеводу та від його поперечних розмірів.



Рис. 1.44

Якщо поперечний переріз хвилеводу поступово зменшується і набуває форми клина або конуса (рис. 1.44), то фазова швидкість вздовж нього збільшується, прямує до швидкості хвиль у вільному просторі, а електромагнітні

поля хвилі "виходять" назовні, оточуючи цей хвилевод. Нарешті, коли хвилевод звужується до такого розміру, що стає закритичним, електромагнітна хвиля "зісковзує" з нього й поширюється далі самостійно в напрямку осі хвилеводу. При розумних розмірах подібної діелектричної антени півширина її основної пелюстки випромінювання становить величину порядку  $10...15^\circ$ . Об'єднання відповідним чином кількох діелектричних антен і утворення з них ґратки може істотно підвищити спрямованість випромінювання, але ціною виникнення низки додаткових бічних пелюсток.

Діелектричні антени застосовуються в діапазоні від дециметрових хвиль до міліметрових.

## 2. ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

### 2.1. Поділ радіохвиль на діапазони

Оскільки характер поширення радіохвиль різних довжин, тобто різних частот, відрізняється, доцільно спочатку провести поділ цих хвиль по діапазонах, визначивши термінологію, яка буде далі використовуватися.

Назва діапазону хвиль	Діапазон довжин хвиль ( $\lambda$ )	Діапазон частот ( $f$ )
Наддовгі	100...10 км	3...30 кГц
Довгі (кілометрові)	10...1 км	30...300 кГц
Середні	1000...100 м	0,3...3 МГц
Короткі (декаметрові)	100...10 м	3...30 МГц
Ультракороткі (УКХ, метрові)	10...1 м	30...300 МГц
Дециметрові	1 м ... 10 см	0,3...3 ГГц
Сантиметрові	10...1 см	3...30 ГГц
Міліметрові	1 см ... 1 мм	30...300 ГГц
Субміліметрові	<1 мм	>300 ГГц

У безмежному й вільному від будь-якого матеріального середовища просторі електромагнітна хвиля поширюється прямолінійно зі швидкістю  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с. Напруженість  $E$  - і  $H$  -полів спадає як  $R^{-1}$ , а потік енергії (величина вектора Умова – Пойнтинга) як  $R^{-2}$  ( $R$  – відстань від випромінювача до точки спостереження).

Однак у реальних природних умовах на поширення радіохвиль істотно впливає поверхня Землі та атмосфера, зокрема, верхні шари останньої, які перебувають у іонізованому стані (іоносфера, природа якої докладно буде розглядатися далі).



Рис. 2.1

Із пункту А в пункт В радіохвиля може дістатися двома шляхами (рис. 2.1):

1) уздовж земної поверхні, огинаючи її (земна хвиля);

2) йдучи вгору і відбиваючись від іоносфери (просторова або небесна хвиля).

Сполучення цих двох можливостей і обумовлює основні особливості поширення

радіохвиль різних діапазонів. Землю можна вважати неідеальним провідником, в якому поглинання радіохвиль зростає пропорційно  $f^2$ . Для довгих хвиль Землю можна вважати добрим провідником, а для УКХ – поганим діелектриком з великими втратами. З урахуванням цих граничних припущень і розглянемо поширення радіохвиль різних діапазонів. Почнемо з розгляду особливостей поширення так званої *земної хвилі*.

## 2.2. Вплив земної поверхні на поширення радіохвиль

Розглянемо модель, зображену на рис. 2.2. Земну поверхню вважаємо рівною площиною з ідеальною провідністю. Передавальна антена  $A$  розташована на висоті  $h_1$  над поверхнею Землі, приймальна антена  $B$  – на висоті  $h_2$ . Відстань між передавальною й приймальною антенами становить  $r \gg h_1, h_2$ .

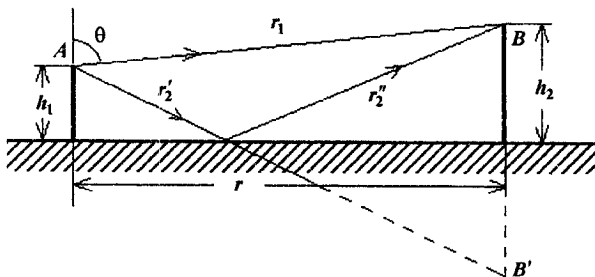


Рис. 2.2

Радіохвиля може дістатися від  $A$  до  $B$  двома шляхами:

- 1) безпосередньо шляхом  $r_1$  (перша хвиля);
- 2) по шляху  $r_2$ , відбиваючись від поверхні Землі (друга хвиля).

Оскільки поверхня Землі вважається ідеальним провідником, друга хвиля при відбитті від цієї поверхні зазнає зсуву за фазою на  $\pi$ , тобто для неї коефіцієнт відбивання дорівнює  $-1$ . У точці  $B$  друга хвиля інтерферує з першою. Різниця у фазах хвиль визначається різницею в довжинах шляхів  $r_1$  та  $r_2 = r_2' + r_2''$ . Довжина цих шляхів з геометрії рис. 2.2:

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (h_2 - h_1)^2}, \quad r_2 = \sqrt{r^2 + (h_2 + h_1)^2}. \quad (2.1)$$

Оскільки вважається, що  $r \gg h_1, h_2$ , то з (2.1)

$$r_1 \approx r \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{(h_2 - h_1)^2}{r^2} \right], \quad r_2 \approx r \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{(h_2 + h_1)^2}{r^2} \right]. \quad (2.2)$$

Отже, різниця довжин шляхів  $\Delta r \approx 2 \frac{h_1 h_2}{r}$ . Поле  $E_1$ , що утворюється першою хвилею в точці  $B$ :

$$E_1 = \frac{E_0}{r_1} \cos(kr)_1 \approx \frac{E_0}{r} \cos(kr)_1, \quad (2.3)$$

де  $kr_1$  – набіг фази на шляху  $r_1$ ; для поля  $E_2$ , утворюваного другою хвилею в точці  $B$ :

$$E_2 = -\frac{E_0}{r_2} \cos(kr_2) \approx -\frac{E_0}{r} \cos(kr_2). \quad (2.4)$$

Поле випромінювання в точці  $B$  є сумою полів (2.3) і (2.4):

$$E = E_1 + E_2 \approx \frac{E_0}{r} [\cos(kr)_1 - \cos(kr_2)] = -2 \frac{E_0}{r} \sin \frac{k(r_1 + r_2)}{2} \cdot \sin \frac{k(r_1 - r_2)}{2}, \quad (2.5)$$

де знаком "мінус" врахований зсув фази другої хвилі на  $\pi$  при її відбиванні від поверхні Землі

При малій різниці довжин шляхів  $r_1$  і  $r_2$ , що справедливо саме при  $r \gg h_1, h_2$ , (2.5) спрощується:

$$E = 2 \frac{E_0}{r} \sin(kr) \cdot k \frac{h_1 h_2}{r}. \quad (2.6)$$

Отже, амплітуда поля  $E$  спадає зі збільшенням відстані між антенами  $A$  і  $B$  пропорційно не  $1/r$ , а  $1/r^2$ , тобто значно швидше, ніж у випадку розташування антен у вільному просторі.

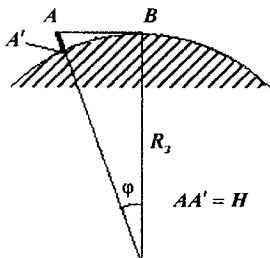


Рис. 2.3

передавальної станції  $A$ , розташованої на висоті  $H$  над поверхнею Землі. Із рис. 2.3

$$R_3 = (R_3 + H) \cos \varphi \approx (R_3 + H) \left( 1 - \frac{\varphi^2}{2} \right), \quad (2.7)$$

де кут  $\varphi$  вважається невеликим, оскільки висота антени  $H$  набагато менша від радіуса Землі  $R_3$ . Отже,  $\varphi \approx \sqrt{2H/R_3}$ , а відстань  $L = A'B = R_3 \varphi = \sqrt{2HR_3}$  називається **відстанню прямого бачення** передавальної антени. Наприклад, при  $H = 100$  м  $L \approx 35$  км (радіус земної

кулі  $R_3 \approx 6000$  км). Відносну ділянку загальної поверхні Землі, що опромінюється антеною з точки  $A$ , можна оцінити величиною  $H/2R_3$ , що при  $H = 100$  м становить  $\approx 10^{-5}$ .

При потраплянні приймальної антени в "тінь", тобто праворуч від точки  $B$  на рис. 2.3, радіохвилі можуть досягати її лише за рахунок дифракції. Довгі та середні хвилі дифрагують на більшу відстань, ніж короткі. Тому довгі й середні хвилі можуть поширюватися земною хвилею за лінію горизонту, тоді як УКХ (метрові хвилі) приймаються практично лише в межах прямого бачення.

Нарешті, є ще один чинник, що призводить до швидкого послаблення земної хвилі – поглинання енергії хвилі за рахунок діелектричних втрат у землі. Завдяки збільшенню втрат із частотою пропорційно  $f^2$ , короткі хвилі, що поширюються вздовж земної поверхні, швидко поглинаються нею, тоді як довгі хвилі поглинаються значно слабше.

Характер дифракції та поглинання земної хвилі й пояснює, чому довгі та середні хвилі можуть успішно поширюватися земною хвилею, відповідно, на тисячі та сотні кілометрів, тоді як короткі – лише на десятки кілометрів, а УКХ – взагалі лише в зоні прямого бачення.

## 2.3. Вплив тропосфери

Певний вплив на поширення радіохвиль можуть чинити також нижні шари атмосфери висотою до 10...20 км, що називаються тропосферою. Саме в цьому шарі зосереджена основна маса атмосферних газів і відбуваються всі метеорологічні явища.

### 2.3.1. Рефракція радіохвиль

Показник заломлення повітря близький до одиниці, але завжди трохи більший від неї. За звичайних умов біля поверхні Землі  $n = 1.0003$ , але з



Рис. 2.4

висотою він поступово зменшується, прямуючи до одиниці. За рахунок цієї неоднорідності радіохвилі поширюються в тропосфері не прямолінійно, а з деяким вигином до земної поверхні (рис. 2.4). Завдяки цьому відстань прямого бачення зростає приблизно на 10...20 %.

Погодні умови впливають на густину атмосфери і отже, на залежність показника заломлення  $n$  від висоти  $h$ . Зокрема, на величину  $n$  може впливати температура повітря. З підвищенням температури густина повітря зменшується, зменшується й показник заломлення  $n$ . Зазвичай

температура повітря зменшується з висотою. Але інколи виникає так звана температурна інверсія тропосфери, коли в певному шарі повітря температура зростає з висотою. Тоді зростає  $dn/dh$ , і рефракція стає більш суттєвою.



Рис. 2.5

Відбиваючись так кілька разів, хвиля може проходити великі відстані. Таке явище одержало назву *тропосферного хвилеводу*.

По тропосферним хвилеводам УКХ можуть поширюватись далеко за межі прямого бачення – на сотні кілометрів. Однак такі стани атмосфери виникають надто рідко, є нестійкими й короткочасними.

При дуже сильній рефракції (над-рефракції) радіохвиля може зазнати в тропосфері повного внутрішнього відбивання, повернутися на Землю (рис. 2.5) і знову відбитися від неї.

### 2.3.2. Тропосферне розсіювання радіохвиль

Ще кілька десятиків років тому вважалося, що хвилі, коротші за метрові, приймаються лише в межах прямого бачення або на ненабагато більшій відстані й для дальнього радіозв'язку непридатні. Але вже в 50-ті рр. минулого століття було виявлено, що рівень прийнятих за горизонтом сигналів для дециметрових і сантиметрових хвиль може набагато перевищувати величини, які можна було б пояснити дифракцією або рефракцією. Причиною цього виявилось розсіювання на неоднорідностях атмосфери.

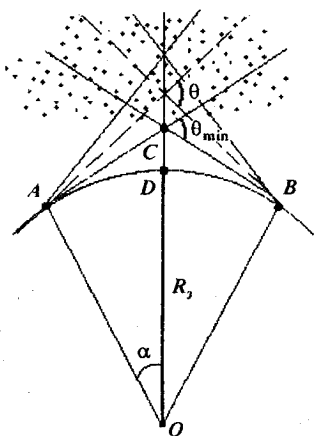


Рис. 2.6

Неоднорідності, на яких відбувається розсіювання радіохвиль, можуть бути більш-менш стабільними шарами різної температури та густини або ж швидкоплинними неоднорідностями, що утворюються турбулен-

Явище розсіювання електромагнітних хвиль світлового діапазону давно добре відоме. Саме воно обумовлює мерехтіння зірок і далеких джерел світла, світіння неба в сутінках і блакитний колір денного неба. Але стосовно до радіохвиль це явище виявилось приємною несподіванкою. Завдяки тропосферному розсіюванню вдається здійснювати радіозв'язок на сантиметрових і дециметрових хвилях на відстані в сотні кілометрів (наприклад, була створена лінія зв'язку Середня Азія – Індія через Памір і Гімалаї).

тими рухами атмосфери. Найбільшим є внесок у розсіювання тих неоднорідностей, які за своїми розмірами порівнянні з довжиною радіохвиль. Областю розсіювання є об'єм, в якому перетинаються діаграми спрямованості передавальної та приймальної антен (рис. 2.6). Основний внесок у розсіювання хвиль дає нижня частина цієї області (низько розташовані неоднорідності), а саме з двох причин:

1) найбільш сильні неоднорідності характерні саме для нижньої частини тропосфери і з висотою зменшуються як за абсолютною, так і за відносною величиною;

2) індикатриса розсіювання на випадкових неоднорідностях сильно витягнута вперед, має найбільше значення для кутів  $\theta$ , близьких до нуля, і спадає пропорційно  $\theta^{-5}$ .

З цього можна оцінити відстань, на яку можна здійснювати радіозв'язок на ефекті тропосферного розсіювання. З рис. 2.6 видно, що  $AO = R_3 = CO \cos \alpha$  і  $CO = OD + DC = R_3 + H$ , де  $H$  – висота нижньої межі області розсіювання. Кути  $\alpha$  невеликі, оскільки  $H \ll R_3$ , можна вважати, що  $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2 / 2$ . Звідси можна одержати  $\alpha = \sqrt{2H / R_3}$  та обчислити відстань  $L = ADB = 2R_3 \alpha = 2\sqrt{2HR_3}$ . Якщо покласти  $H \approx 5 \dots 7$  км (середня висота тропосфери), одержимо  $L \approx 500 \dots 700$  км. При більших відстанях рівень прийнятого сигналу зв'язку катастрофічно знижується. Ситуацію може дещо поліпшити наявність тропосферної рефракції.

Оскільки розсіювання на тропосферних неоднорідностях є випадковим процесом, величина прийнятого сигналу може зазнавати досить сильних флуктуацій відносно певного середнього значення. Ці флуктуації можуть бути двох родів:

1) швидкі флуктуації з характерним часом порядку кількох секунд. Вони обумовлені рухами неоднорідностей та інтерференцією розсіяних ними хвиль. Хвилі, розсіяні кількома неоднорідностями, доходять до приймальної антени різними шляхами, напруженості відповідних полів додаються геометрично, з різними фазами. При цьому прийнятий сигнал може зазнавати істотних змін інтенсивності та навіть зовсім зникати. Це явище має назву *фейдинга* (завмирання). Воно можливе і для коротких хвиль, які відбиваються від неоднорідної іоносфери. Про фейдинги та методи боротьби з ними йтиметься також нижче;

2) повільні зміни інтенсивності прийнятого сигналу за години, доби і місяці. Вони обумовлені погодними умовами й визначаються інтенсивністю рухів атмосферних мас. Зокрема, інтенсивність прийнятих сигналів узимку менша, ніж улітку. Різниця може становити 10...15 дБ і пояснюється тим, що взимку тропосфера перебуває у спокійнішому стані, ніж влітку.

### 2.3.3. Поглинання радіохвиль у тропосфері

Причин послаблення радіохвиль при поширенні в тропосфері може бути кілька:

1) при поширенні в межах прямого бачення радіохвилі можуть зазнавати розсіювання на випадкових неоднорідностях тропосфери. Це призводить до загального зниження величини прийнятого сигналу та флуктуацій його рівня;

2) послаблення сигналів за рахунок розсіювання радіохвиль на краплях дощу або сніжинках. Цей ефект швидко підсилюється зі скороченням довжини хвилі й стає особливо суттєвим у сантиметровому та міліметровому діапазонах, коли довжини радіохвиль порівнянні з розмірами розсіюючих об'єктів. Послаблення може сягати кількох децибелів на кілометр;

3) резонансне поглинання радіохвиль молекулами атмосфери, яке виявляється переважно в міліметровому та субміліметровому діапазонах. Наприклад, молекули пари води сильно поглинають радіохвилі з  $\lambda = 1,35$  см, а молекули кисню – з  $\lambda = 0,5 \dots 0,6$  см. З подальшим підвищенням частоти кількість і щільність розташування ліній у спектрі поглинання атмосфери збільшується. Однак існують так звані "вікна прозорості" атмосфери на  $\lambda \approx 8$  мм і  $\lambda \approx 4$  мм, які й доцільно використовувати для цілей радіозв'язку та радіолокації в атмосфері.

## 2.4. Іоносфера та поширення радіохвиль

Перші ж експерименти з проведення дальнього радіозв'язку, проведені на початку ХХ ст., принесли приємну несподіванку. У 1901 р. Г. Марконі встановив радіозв'язок між Європою та Америкою через Атлантичний океан. Усупереч загальноновизнаному на той час погляду, що радіохвилі в атмосфері можуть поширюватися лише прямолінійно, вони обігнули земну поверхню й пройшли шлях у кілька тисяч кілометрів.

Спроби пояснити це існуванням поверхневої хвилі, що поширюється вздовж провідної земної поверхні, виявились задовільними лише щодо довгих хвиль, які саме й застосовувалися в ті часи для радіозв'язку (потужні короткохвильові генератори тоді ще не були створені). Короткі ж хвилі не могли поширюватись далеко у вигляді поверхневих хвиль, оскільки було відомо, що земна хвиля зазнає швидкого загасання зі збільшенням частоти. Тому всі вважали, що короткі хвилі для дальнього радіозв'язку непридатні.

Яке ж було здивування фахівців, коли в 20-ті рр. радіоаматори, котрим дозволялося "бавитися" в короткохвильовому діапазоні з їх малопотужними (у десятки ватів) радіопередавачами, встановили міжконтинентальний радіозв'язок між Європою та Америкою, для чого в довгохвильовому діапазоні були потрібні потужності в десятки кіловатів.



Тоді згадали про гіпотезу, висловлену О. Хевісайдом і А.Е. Кеннелі ще в 1902 р. про те, що верхні шари атмосфери можуть бути електропровідними й відбивати електромагнітні хвилі радіодіапазону.

На початку 30-х рр. існування такого електропровідного шару – іоносфери – було експериментально доведено шляхом імпульсного зондування вертикально спрямованими радіохвилями. До речі, це був перший імпульсний радіолокатор, який визначав не тільки наявність об'єкту, що відбиває радіохвилі, але й вимірював відстань до нього. Отже, цей експеримент довів, що верхні шари атмосфери, які знаходяться на висоті в кілька сотень кілометрів, дійсно є електропровідними та здатні відбивати радіохвилі.

Пізніше, у 40-х рр. прямими експериментами з використанням ракет наявність іоносфери була ще раз підтверджена, були виміряні концентрація вільних електронів, їх температура, іонний склад іоносфери. Зараз вивчення іоносфери є важливою й широко розвиненою галуззю геофізики, а вплив іоносфери на поширення радіохвиль – окремим розділом радіофізики, в якому працюють численні наукові колективи як в нашій країні, так і за кордоном.

#### 2.4.1. Будова і склад іоносфери

Іоносфера простягається в межах висот від 60...70 до кількох тисяч кілометрів, де вона поступово переходить у магнітосферу та космічну плазму. Головним чинником, що спричиняє іонізацію верхніх шарів атмосфери, є ультрафіолетове та рентгенівське випромінювання Сонця. Водночас іони та вільні електрони, що виникли, рекомбінують між собою, утворюючи нейтральні атоми й молекули. Отже, іоносфера постійно перебуває в стані динамічної рівноваги зі швидкоплинними (навіть протягом кількох годин) змінами її параметрів і властивостей.

Оскільки стан іоносфери визначається, головним чином, інтенсивністю сонячного випромінювання, він істотно залежить від пори доби та року. Вдень і влітку іонізація сильніша, ніж взимку та вночі.

Конкретні механізми іонізації та рекомбінації є різними на різних висотах, тому будова іоносфери виявляється досить складною. У ній умовно розрізняють кілька шарів, що позначаються літерами *D*, *E* та *F* (рис. 2.7 і 2.8).

Область *F* (найбільш потужна) утворюється переважно під дією найбільш короткохвильової частини УФ-випромінювання з довжинами хвиль

$\lambda \approx 100 \dots 1000 \text{ \AA}$  з процесами радіаційної рекомбінації електронів:

$A + hv \longleftrightarrow e + A^+$ . *E* – шар також утворюється завдяки фотоіонізації, але більш довгохвильовою компонентою УФ-випромінювання з

$\lambda \approx 1000 \dots 2000 \text{ \AA}$  з процесами дисоціативної рекомбінації:  $e + A_2^+ \longrightarrow A + A$ ,

при якій енергія, що виділяється при возз'єднанні електрона з молекулярним іоном, іде на дисоціацію молекули.

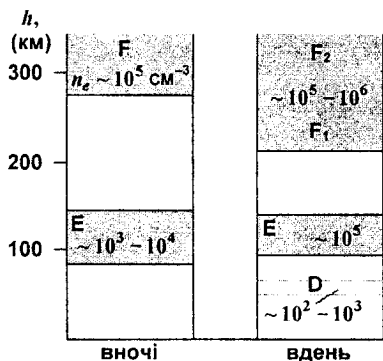


Рис. 2.7

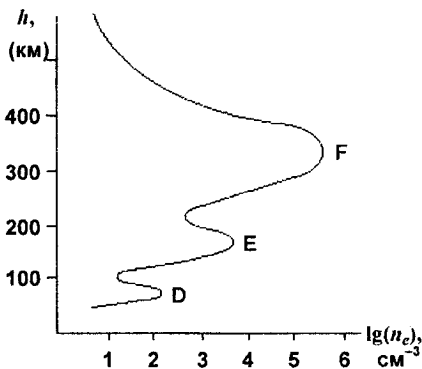


Рис. 2.8

Нарешті, шар  $D$  утворюється м'яким рентгенівським випромінюванням з  $\lambda \approx 50 \dots 100 \text{ \AA}$ , а рекомбінація здійснюється за рахунок налипання електронів до молекул електронегативного газу (кисню)  $e + A_2 \longrightarrow A_2^-$  з наступною іон-іонною рекомбінацією  $A_2^- + B^+ \longrightarrow A_2 + B$ .

Певний внесок в утворення іоносфери можуть давати також:

- корпускулярне сонячне випромінювання ("сонячний вітер");
- ультрафіолетове випромінювання зірок;
- космічні промені;
- метеори.

Усі ці небезпечні й шкідливі для життя агенти, що надходять з космосу, "в'язнуть" і поглинаються у верхніх шарах атмосфери, яка таким чином захищає нас від згубного "дихання" космосу. При цьому атмосфера переймає на себе енергію від цих чинників і переходить у збуджений стан. Отже, верхні шари атмосфери, що безпосередньо контактують з космосом, стають іоносферою та перебувають у плазмовому стані.

Слід зауважити, що іоносфера не є чимось притаманним лише нашій Землі – вона існує на всіх планетах, що мають атмосферу: Венері, Марсі та Юпітері. В іоносфері в регулярному стані можуть виникати й деякі аномальні явища, а саме:

- різке збільшення іонізації від спалахів ультрафіолетового та рентгенівського випромінювання, які супроводжують вибухи в сонячній атмосфері;
- полярні саява – інтенсивна іонізація та збудження верхніх шарів атмосфери в приполярних областях при надходженні хмар швидких корпускул, викинутих з атмосфери Сонця під час вибухів.

Поширення радіохвиль відгукується на всі ці аномалії в іоносфері, які можуть проявляються в порушеннях радіозв'язку.

### 2.4.2. Діелектрична проникність плазми

Електродинамічні процеси взаємодії радіохвиль з іоносферою визначаються діелектричною проникністю іоносферної плазми. Відносна діелектрична проникність плазми  $\epsilon_P$  для електромагнітних хвиль із частотою  $\omega$  залежить від концентрації вільних електронів у плазмі  $n_e$  і частоти їх зіткнень з нейтральними молекулами газу  $\nu$

$$\epsilon_P = 1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2 (1 + \nu^2 / \omega^2)} - j \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2 (1 + \nu^2 / \omega^2)} \frac{\nu}{\omega}, \quad (2.8)$$

де  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму в системі СІ,  $e$  та  $m$  – заряд і маса електрона відповідно.

Внесок у діелектричну проникність іонної компоненти плазми має подібний вигляд, тільки замість  $m$  у ньому фігурує маса іона  $M$ . Але оскільки маса іона на кілька порядків більша за масу електрона, внеском іонів у діелектричну проникність плазми можна нехтувати.

Як видно з вищевказаного виразу,  $\epsilon_P$  має уявну компоненту, яка визначає загасання радіохвиль при проходженні через плазму. Ця компонента пропорційна  $\nu$ , отже, пропорційна концентрації молекул і тиску нейтрального газу. В умовах іоносфери (зокрема, у шарі  $F$ ) здебільшого виконується умова  $\omega \gg \nu$ , і вираз для  $\epsilon_P$  спрощується. У ньому можна нехтувати уявою компонентою:

$$\epsilon_P = 1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2} = 1 - 81 \cdot 10^6 \frac{n_e \left[ \text{см}^{-3} \right]}{f^2 \left[ \text{с}^{-1} \right]}. \quad (2.9)$$

Далі будемо користуватися цим виразом.

### 2.4.3. Відбивання радіохвиль від іоносфери

**Модель різкої межі.** Розглянемо спочатку спрощену модель плоскої Землі та іоносфери у вигляді плазмового шару з однорідною концентрацією електронів  $n_e$  і різкою границею на висоті  $H$  (рис. 2.9). Входячи в цей шар під кутом  $\theta_0$ , радіохвиля буде зазнавати заломлення за законом Снелліуса на кут  $\theta$ :

$$\sqrt{\epsilon_B} \sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_P} \sin \theta, \quad (2.10)$$



не може. При заданому  $n_e$  критичний кут падіння тим менший, чим менша частота  $f$ . Граничним випадком є  $\theta_{00} = 0$ , тобто нормальне падіння радіохвилі на іоносферу. Це відбувається при так званій критичній частоті  $f_{кр}$ , яка визначається умовою  $\sin\theta_{00} = \sqrt{\epsilon_P} = 0$ . Із (2.12) випливає:

$$f_{кр} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{n_e}. \quad (2.14)$$

Отже, для частот  $f \leq f_{кр}$  хвилі відбиваються навіть при нормальному падінні на плазмовий шар і вийти в космічний простір не можуть.

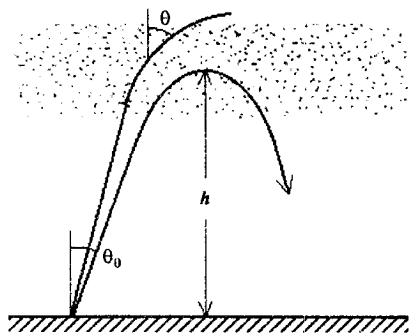


Рис. 2.10

**Модель плавної межі.** У реальній іоносфері концентрація електронів  $n_e$  зростає поступово зі збільшення висоти, і радіохвиля зазнає плавного заломлення або відбивання (рис. 2.10). Залежність діелектричної проникності іоносферної плазми від висоти  $h$  обумовлює зміну кута заломлення з висотою:

$$\sin\theta(h) = \frac{\sin\theta_0}{\sqrt{\epsilon_P(h)}}. \quad (2.15)$$

Повне внутрішнє відбивання означає, що  $\theta \geq 90^\circ$ . Аналогічно формулі (2.12), критичний кут падіння  $\theta_{00}$  визначається зі співвідношення

$$\sin\theta_{00} = \sqrt{\epsilon_P(h)} = \sqrt{1 - 81 \cdot 10^6 n_e(h) / f^2} \quad (2.16)$$

або

$$\cos^2\theta_{00} = 81 \cdot 10^6 n_e(h) / f^2. \quad (2.17)$$

Якщо залежність  $n_e(h)$  і частота  $f$  відомі, можна знайти критичний кут падіння  $\theta_{00}$ . Хвилі з  $\theta_0 > \theta_{00}$  будуть відбиті. В іоносфері завжди існує на певній висоті  $H_{e\max}$  шар, де концентрація електронів досягає максимального значення  $n_{e\max}$ . Якщо хвиля не буде відбита на висоті  $h < H_{e\max}$ , то при досягненні шару з  $n_{e\max}$  вона заломиться й піде в космічний простір, подолавши іоносферний бар'єр. Із (2.17) можна визначити кут падіння  $\theta_{000}$ , починаючи з якого радіохвилі зможуть уходити в космос:

$$\cos^2\theta_{000} = 81 \cdot 10^6 \frac{n_{e\max}}{f^2}. \quad (2.18)$$

Отже, умовою повернення радіохвилі на Землю буде  $\theta_0 > \theta_{000}$ , тобто

$$\cos^2 \theta_0 \leq 81 \cdot 10^6 \frac{n_{e\max}}{f^2}. \quad (2.19)$$

Наприклад, для  $f = 10$  МГц і  $n_{e\max} = 10^5 \text{ см}^{-3}$  (тобто  $\lambda = 30$  м) критичний кут  $\theta_{000} = 73^\circ$ .

**Модель сферичної Землі.** Безпосередньо із формули (2.19) випливає, що повне внутрішнє відбивання від іоносфери може зазнати радіохвиля будь-якої високої частоти  $f$ , аби кут її падіння на іоносферу був як загодно близьким до  $90^\circ$ . Насправді це не так, оскільки поверхня Землі має

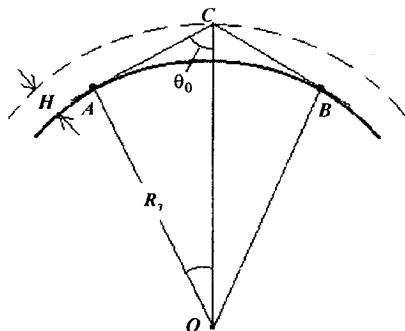


Рис. 2.11

не плоску, а сферичну форму (рис. 2.11). Найбільший кут падіння на іоносферу, що знаходиться на висоті  $H$  над поверхнею Землі, матиме хвиля, яка відходить від передавальної станції  $A$  паралельно земній поверхні і падає на іоносферу в точці  $C$  під кутом  $\theta_0$ . Трикутник  $ACO$  є прямокутним, тому  $OA = OC \cos \alpha = OC \sin \theta_0$ ,  $OA = R_3$ , а  $OC = R_3 + H$ , де  $H$  – висота шару іоносфери, де концентрація електронів досягає найбільшого значення  $n_{e\max}$ . Отже,

$$\sin \theta_0 = AO / CO = R_3 / (R_3 + H).$$

Наприклад, при  $H = 300$  км максимальний кут падіння становить  $\theta_0 = 72^\circ$ . Якщо підставити це значення в (2.19) одержимо частоту, для якої умова відбивання буде ще виконана:

$$f < \frac{9 \cdot 10^3 \sqrt{n_{e\max}}}{\cos \theta_0}. \quad (2.20)$$

Для  $\theta_0 = 72^\circ$  і  $n_{e\max} = 10^6 \text{ см}^{-3}$  (це найбільша концентрація електронів, яка може бути у шарі  $F$ ) одержуємо  $f < 30$  МГц, тобто  $\lambda > 10$  м. Це означає, що УКХ і ще коротші хвилі відбиватися від іоносфери взагалі не можуть, що й справджується в дійсності.

Наведена модель дозволяє оцінити максимальну відстань між пунктами  $A$  і  $B$ , на якій може спостерігатися відбита хвиля – довжина дуги  $AB \approx 2R_3 \alpha$ . Для нашого прикладу  $\alpha = 18^\circ$ , і ця максимальна відстань становить приблизно 3800 км.

У дійсності хвиля в пункті *B* може відбитися від поверхні Землі, потім знову відбитися від іоносфери і такими стрибками поширюватися на значно більші відстані і навіть огинати земну кулю.

**Чи можливе часткове відбивання радіохвиль від іоносфери?** При розгляді відбивання радіохвиль від іоносфери на прикладі моделі з різкою межею (див. вище) використано наближення геометричної оптики і вважалося, що за відсутності повного внутрішнього відбивання хвиля повністю заломлюється й уходить у космічний простір.

У наближенні хвильової оптики хвиля все ж таки частково відбивається й за невиконання умов повного внутрішнього відбивання. Коефіцієнт такого часткового відбивання на різкій границі визначається з рівнянь Френеля.

Але при плавній границі коефіцієнт часткового відбивання менший, ніж при різкій границі. При характерному ж розмірі неоднорідності середовища  $d \gg \lambda$  ми знову повертаємося до умов геометричної оптики, коли діє принцип "все або нічого", тобто або повне внутрішнє відбивання, або повне заломлення. Оскільки наведена нерівність виконується в іоносфері для коротких хвиль дуже добре, то часткове відбивання не спостерігається.

#### 2.4.4. Поглинання радіохвиль у іоносфері

У вищенаведених моделях не враховувалося поглинання радіохвиль в іоносфері на підставі малої величини уявної частини діелектричної проникності іоносферної плазми в (2.8). У дійсності, радіохвиля, рухаючись у іоносфері до точки повороту й далі, зазнає певного ослаблення. Це ослаблення залежить від довжини шляху хвилі в іоносфері, від співвідношення  $v/\omega$ , а також від концентрації електронів  $n_e$  на цьому шляху.

Для коротких хвиль у шарах *E* та *F* ослаблення хвиль невелике, оскільки співвідношення  $v/\omega$  там досить мале. Інша справа – шар *D*, де концентрація молекул повітря набагато більша, ніж у шарах *E* та *F*, і для середніх хвиль  $v$  там порівнянна з  $\omega$ , тому при достатньо великій концентрації електронів у *D*-шарі (що буває при сильній сонячній активності) поглинання хвиль може стати досить істотним. Тому при сильних спалахах на сонці радіозв'язок на середніх і коротких хвилях інколи порушується.

#### 2.4.5. Крос-модуляція

Крос-модуляція – нелінійне явище, коли хвиля, що поширюється в іоносфері, впливає на умови поширення інших хвиль. При цьому амплітудна модуляція першої хвилі переходить на інші хвилі і спричиняє завади радіозв'язку та радіомовленню.

Це явище спостерігається, коли потужна радіостанція збудує стан іоносфери поблизу себе, що конкретно проявляється в "нагріванні" електронної

компоненти іоносферної плазми в області над станцією. Зміна температури електронів призводить до зміни частоти їх зіткнень з молекулами газу, що змінює коефіцієнт поглинання радіохвиль, які проходять через цю область. У результаті виникає паразитна амплітудна модуляція, коли, наприклад, програма "збурюючої" радіомовної станції прослуховується в програмах інших радіостанцій.

Уперше цей ефект спостерігався у 30-х рр. від потужних радіостанцій у Люксембурзі та Горькому, звідки й дістав назву горьківсько-люксембургського ефекту. Тоді це було рідкісне та екзотичне явище. Тепер, коли кількість радіостанцій набагато зросла, а потужності їх збільшилися, крос-модуляція створює досить неприємні завади. Зменшити їх можна, зменшуючи частину випромінювання, що йде вертикально вгору від антен потужних радіостанцій.

#### 2.4.6. Фейдинги

Через турбулентні рухи повітря на іоносферних висотах сама іоносфера не є однорідним середовищем, де концентрація електронів змінюється лише з висотою. Турбулентні рухи утворюють в іоносфері певні неоднорідності, в яких концентрація електронів зазнає флуктуацій у межах кількох відсотків. Іоносферу слід уявляти собі у вигляді хмар електронної густини, що мають характерні розміри від кількох десятків метрів до кілометрів, які перемішуються й рухаються під дією вітрів, швидкість яких сягає в іоносфері багатьох десятків метрів за секунду.

Відбиваючись від багатьох таких неоднорідностей, радіохвиля може діставатися до приймальної антени багатьма шляхами, різниці в довжинах яких можуть бути порівнянними з довжиною самої хвилі. Тому в місці приймання утворюється інтерференційна картина, і прийнятий сигнал може зазнавати істотних флуктуацій, нерегулярних послаблень, і навіть зникнення, тобто можуть спостерігатися фейдинги (особливо на коротких хвилях).

Фейдинги неприйнятні в радіомовленні й досить шкідливі в професійному радіозв'язку. В останньому випадку доводиться вживати спеціальних заходів для підвищення надійності зв'язку. Це вдається зробити завдяки тому, що інтерференційна картина на відстані в кілька сотень метрів від приймальної антени може бути зовсім іншою. Коли в місці розташування даної антени спостерігається інтерференційне послаблення сигналу, в іншому місці може відбуватися інтерференційне підсилення. Тому для послаблення впливу фейдингів створюються спеціальні антифейдингові антени, які складаються з кількох антен, рознесених на певній відстані. Повного позбавлення від фейдингів це, звичайно, не забезпечує, але надійність радіозв'язку помітно поліпшується.

Іншим шляхом боротьби з фейдингами є дублювання радіозв'язку на кількох відмінних частотах. Імовірність утворення фейдингу в даній точці одночасно на кількох різних частотах зменшується, і загальна надійність радіозв'язку



зростає. Слід зауважити, що подібні фейдингові явища трапляються й при тропосферному радіозв'язку, де їх усувають такими самими методами.

## **2.5. Особливості поширення радіохвиль різних діапазонів**

### **2.5.1. Довгі хвилі**

Довгі хвилі слабо поглинаються земною поверхнею й добре відбиваються від неї. Вони також добре відбиваються від іоносфери, добре дифрагують на перешкодах і нерівностях земної поверхні.

Поширюючись між двома провідними поверхнями – землею та іоносферою – і багаторазово відбиваючись від них, довгі хвилі рухаються, як у хвилеводі. Тому довгі хвилі забезпечують надійний і стійкий радіозв'язок у будь-яку пору доби й року, який не залежить від стану іоносфери.

Наддовгі хвилі можуть проникати на велику глибину води в морях і тому можуть бути застосовані для радіозв'язку з підводними човнами. Однак довгі хвилі мають низку певних недоліків, які обмежують їх широке використання. Найголовніші з них:

- мала кількість радіоканалів, які можуть бути розташовані в цьому діапазоні без взаємних завад. Дійсно, якщо для радіомовної станції потрібна ділянка частот шириною приблизно 10 кГц, то таких радіостанцій в усьому діапазоні довгих хвиль можна розташувати менше трьох десятків;
- для ефективного випромінювання розміри передавальних антен мають бути надто великими. Реально не вдається досягати задовільної спрямованості випромінювання.

Діапазон довгих хвиль був опанований на ранніх етапах розвитку радіотехніки і в наш час не має особливого практичного значення.

### **2.5.2. Середні хвилі**

Удень, коли утворюється *D*-шар іоносфери, середні хвилі в ньому сильно поглинаються й майже не відбиваються, поширюються лише вздовж поверхні Землі та досить швидко загасають за рахунок поглинання в ній. Тому вдень у цьому діапазоні зв'язок може відбуватися на порівняно невеликій відстані в 100...200 км.

Вночі ж, коли *D*-шар зникає, середні хвилі добре відбиваються від *E*-шару й добре поширюються на відстані в сотні та тисячі кілометрів. Середні хвилі використовуються, головним чином, для радіомовлення. Саме в цьому діапазоні розташована велика кількість радіомовних станцій.

### 2.5.3. Короткі хвилі

У цьому діапазоні поверхнева (земна) хвиля швидко загасає з причин сильного поглинання земною поверхнею та малої здатності до дифракції. Короткі хвилі досить сильно розсіюються перешкодами, розміри яких порівнянні з  $\lambda$  або більші від неї (наприклад, горами). Тому відстань їх поширення земною хвилею становить зазвичай кілька десятків кілометрів. Але ж ці радіохвилі добре й без істотного поглинання відбиваються від  $E$ - та  $F$ -шарів іоносфери. За виконання умови  $81 \cdot 10^6 n_{e\max} > f^2$  хвилі відбиваються від іоносфери при будь-якому куті падіння  $\theta_0$  і за межі іоносфери вийти не можуть. В іншому разі хвилі під кутом падіння  $\theta_0$ , для якого виконується умова  $\cos^2 \theta_0 > 81 \cdot 10^6 n_{e\max} / f^2$ , "пробивають" іоносферу, заломлюються та йдуть у космос. Ті ж, для яких виконується протилежна умова, відбиваються під кутом  $\theta_0$  і повертаються на Землю на відстані від передавача  $L = 2h \operatorname{tg} \theta_0$ , де  $h$  – висота, на якій хвилі зазнали відбивання. Відбиваючись багато разів від іоносфери та поверхні Землі, короткі хвилі можуть поширюватися на великі відстані та навіть огинати земну кулю.

Унаслідок неоднорідності (хмарності) іоносфери короткі хвилі розсіюються при відбиванні від неоднорідностей, і у місці розташування приймальної антени можуть виникати фейдинги.

Оскільки дальній зв'язок на коротких хвилях залежить від стану іоносфери, він дуже мінливий і примхливий, сильно залежить від пори доби, пори року та сонячної активності. Наприклад, при  $\lambda < 30$  м дальній радіозв'язок зникає вночі, оскільки розріджена нічна іоносфера стає нездатною відбивати такі радіохвилі. Удень під дією іонізуючого сонячного випромінювання зв'язок відновлюється.

Як уже згадувалось вище, короткі радіохвилі можуть затінитися великими перешкодами, відбиті від кількох таких перешкод радіохвилі утворюють складну інтерференційну картину, в якій можуть існувати місця з відсутністю сигналу.

Важливою перевагою є можливість розташування в діапазоні коротких хвиль порівняно великої кількості каналів зв'язку. Короткі хвилі використовуються і для радіомовлення, і для професійного та аматорського радіозв'язку. Для цього весь діапазон поділений за міжнародною угодою на окремі частотні ділянки, у межах яких здійснюється той чи інший вид радіозв'язку.

### 2.5.4. Ультракоткі хвилі

Ультракоткі хвилі (УКХ) вздовж земної поверхні не дифрагують, від іоносфери не відбиваються, а вільно проходять крізь неї, тому зв'язок на

УКХ можливий лише в межах прямого бачення. Навіть у цих межах УКХ можуть сильно поглинатися землею, розсіюватися й затінюватися різними перешкодами. Зауважимо, що зона можливого зв'язку трохи розширюється завдяки рефракції в повітрі, а при певних станах тропосфери можуть утворюватись навіть тропосферні хвилеводи, в яких УКХ здатні поширюватись на далекі відстані.

Дальній радіозв'язок у дециметровому та сантиметровому діапазонах може здійснюватись через тропосферне розсіювання. Сантиметрові й міліметрові хвилі досить сильно розсіюються та поглинаються атмосферними опадами – дощем та снігом, а міліметрові та субміліметрові хвилі зазнають сильного резонансного поглинання газами атмосфери (особливо молекулами води та кисню).

Незважаючи на усі ці прикрасі, пов'язані з особливостями поширення УКХ, радіозв'язок у цьому діапазоні має істотні привабливі можливості, які й зумовлюють прагнення використовувати УКХ.

По-перше, у цьому діапазоні можна розмістити величезну кількість частотних каналів зв'язку без взаємних перешкод. Саме тому в УКХ діапазоні розташовують широкосмугові (із широким спектром сигналів) інформаційні канали – ЧМ і ФМ радіозв'язку, телебачення, багатоканального радіозв'язку. До того ж радіостанції з однаковими частотами випромінювання не утворюють взаємних завад при розташуванні їх на достатній відстані.

По-друге, лише в УКХ діапазоні (і в діапазонах з більш короткими хвилями) можна досягати доброї спрямованості передавальних і приймальних антен при їх помірних розмірах. Концентрування ж потоку енергії радіохвиль еквівалентне відповідному збільшенню потужності передавача.

Для збільшення зони прямого бачення бажано піднімати передавальні й приймальні антени на велику висоту (що використовують, зокрема, на телевізійних станціях). При висоті цих антен  $h_1$  і  $h_2$  ( $h_1, h_2 \ll R_3$ ) відстань прямого бачення становить  $R_0 = \sqrt{2R_3} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$ , як видно з рис. 2.3 при розташуванні приймальної антени  $B$  на висоті  $h_2$ . Наприклад, при  $h_1 = h_2 = 100$  м відстань  $R_0$  досягає 70 км.

УКХ і більш короткі хвилі використовуються в системах радіозв'язку різних типів.

**Радіорелейний зв'язок.** Будувати антени дуже великої висоти нецільно, тому створюють так звані радіорелейні лінії, що складаються з ланцюга приймально-передавальних станцій, віддалених одна від наступної на кілька десятків кілометрів при висоті антен 15...25 м. Ці станції мають гостроспрямовані приймальну та передавальну антени і зазвичай працюють у дециметровому або сантиметровому діапазонах. Прийнятий сигнал кожна станція підсилює та випромінює до наступної станції. Оскільки відстань між станціями не дуже велика, а антени гостроспрямо-

вані, потужність передавачів може бути порівняно невеликою й становити до кількох десятків ватів. Радіорелейні лінії поєднують великі міста багатоканальним телефонним зв'язком, застосовуються у військах.

**Тропосферний радіозв'язок** (розглянутий вище). Встановлюється в сантиметровому та дециметровому діапазонах з використанням розсіювання радіохвиль на неоднорідностях тропосфери.

**Метеорний радіозв'язок.** Хоча вище зазначалося, що УКХ відбивається від іоносфери не можуть, однак на висотах 90...120 км (тобто в межах  $E$ -шару) іноді виникають плазмові утворення з концентрацією електронів  $n_e = 10^7 \dots 10^9 \text{ см}^{-3}$ , здатні відбивати УКХ. Ці плазмові хмаринки створюються метеорами – твердими частинками з меншими від одного грама масами, які надходять з космосу зі швидкостями порядку 30...60 км/с і "згоряють" у верхніх шарах атмосфери, іонізуючи молекули газів та утворюючи короточасні іонізовані області. Візуально це явище спостерігається як "падаючі зорі". Час існування подібних плазмових утворень, що являють собою довгі (у кілька кілометрів) і вузькі (у кілька метрів) стовпи іонізованого газу, невеликий – від частки секунди до кількох хвилин. Від цих плазмових утворень добре відбиваються радіохвилі метрового діапазону, і в час існування метеорних слідів через них можна вести радіозв'язок на відстані в кілька сотень кілометрів.

**Супутниковий радіозв'язок.** Останні кілька десятків років вищеперелічені типи радіозв'язку значною мірою втрачають практичне значення завдяки розвитку нового виду радіозв'язку – зв'язку через штучні супутники Землі (ШСЗ). Можна легко обчислити, що передавач, піднятий над землею поверхнею на висоту  $H$ , може опромінювати на поверхні Землі зону прямого бачення площею  $S = 2\pi R_3^2 H / (H + R_3)$ . Наприклад, розташований на висоті  $H = R_3$  передавач може опромінювати площу в  $10^8 \text{ км}^2$ , тобто 1/4 всієї земної поверхні. Можливість використання ШСЗ для дальнього радіозв'язку є, мабуть, найважливішим практичним результатом освоєння космосу.

Першою такою системою, створеною в СРСР у 60-ті рр., була супутникова система зв'язку "Орбита", у якій використовувався ШСЗ "Молния". Він рухався по сильно витягнутій еліптичній орбіті з перигеєм у 500 км і апогеєм у 40000 км. Період обертання становив близько 12 год. В апогеї супутник "зависав" на території СРСР на 6...8 год. Маса супутника становила 1758 кг, зв'язок здійснювався на хвилях довжиною 5...7 см, передавач потужністю 40 Вт живився від сонячних батарей. Цей супутник став прототипом усіх наступних подібних систем.

На Землі працювала передавальна станція під Москвою з потужністю передавача 10 кВт і параболічною антеною діаметром 25 м. По всій території СРСР було розташовано 50 приймальних пунктів з параболічними антенами діаметром 12 м і приймачами з малошумними параметричними підсилювачами, що гарантували шумову температуру не більше від 40 К.

Система "Орбита" транслювала телевізійні програми та кілька десятків телефонних каналів. Заміна супутників дозволила системі "Орбита" проіснувати більше десяти років.

На наш час в усьому світі діють багато сотень систем супутникового радіозв'язку, які використовуються для багатоканальної телефонії та телеграфії, передачі телевізійних програм, радіонавігації, аматорського радіозв'язку, рятувальних служб, передачі інформаційних потоків Internet, військової розвідки, екології, спостереження за погодою та багатьох інших цілей.

У побуті набув найширшого застосування супутниковий телевізійний зв'язок, що здійснюється за допомогою геостационарних супутників з точно рівним добі періодом обертання, які нерухомо "зависають" над певною частиною земної поверхні. Це забезпечує цілодобовий надійний зв'язок незмінної якості, що не реалізується за допомогою ШСЗ з еліптичними орбітами. Легко обчислити (за третім законом Кеплера), що висота геостационарного ШСЗ над земною поверхнею має становити  $\approx 36$  тис. км. Таких супутників на орбіті багато й вони обслуговують всю земну кулю.

Для використання в супутниковому телебаченні за міжнародною конвенцією виділений діапазон 10,7...12,75 ГГц, що містить велику кількість частотних каналів. Канали можуть відрізнитися поляризацією випромінювання, що дозволяє додатково збільшити їх кількість. Потужність передавачів на супутниках становить кілька сотень ватів, живляться вони від сонячних батарей. Наприклад, на територію України потрапляє випромінювання супутника EUTELSAT-1. Одна з пелюсток діаграми спрямованості його антени опромінює частину Східної Європи із центром поблизу Бухареста та Одеси, де густина потоку потужності випромінювання сягає  $2...3 \cdot 10^{-12}$  Вт/м<sup>2</sup>. Інші промені цього супутника націлені на Західну Європу. Приймання передач супутникового телебачення ведеться зазвичай на параболічні антени розміром порядку метра.

### 3. РАДІОЛІНІЇ

Часто для передавання сигналів від радіовипромінювача до антени радіоприймача використовують природне середовище як лінію передачі електромагнітної енергії. У цьому випадку лінію передачі називають *природною радіотрасою* або *радіолінією*. У різноманітних системах радіозв'язку електромагнітні хвилі поширюються в космічному просторі, атмосфері та навіть у поверхневому шарі Землі. Параметри відповідного середовища можуть змінюватися залежно від частоти випромінювання, температури, вологості, часу доби тощо, що призводить до зміни амплітуди, фази, поляризації, групової і фазової швидкості, напрямку поширення хвилі в порівнянні з радіолінією у вільному просторі. Метою розрахунку радіолінії є визначення таких пов'язаних між собою характеристик:

а) напруженості електричного (магнітного) поля або потужності в місці розташування приймальної антени при заданій потужності випромінювання. Протяжність радіотрас практично завжди така, що електромагнітне поле розглядається в *далекій зоні випромінювача*;

б) необхідної потужності випромінювання для забезпечення потрібної інтенсивності радіосигналу на вході радіоприймача;

в) оптимального робочого частотного діапазону та можливих спотворень сигналу або характеру поширення радіохвиль і спотворень сигналу для заданого частотного діапазону.

Зауважимо, що особливості поширення радіохвиль приблизно однакові в межах кожного із зазначених вище частотних діапазонів, тому ці діапазони розглядаються окремо.

Математична модель, що враховує дію всіх фізичних процесів на параметри радіотраси, є дуже складною, тому її будують для кожної конкретної радіотраси з урахуванням основних факторів впливу на поширення електромагнітного поля.

Предметом даного розділу є розгляд і розрахунок параметрів радіотрас з використанням відомостей, викладених у попередніх розділах книги.

#### 3.1. Модель вільного простору

Найпростішою математичною моделлю природної радіотраси є модель вільного простору. Будемо вважати, що антеною передавача є простий випромінювач з прямолінійним напрямком струму (вібратор). У випадку елементарного електричного вібратора (рис. 1.2) розподіл струму по вібратору довжини  $l$  рівномірний:  $i(z) = \text{const} = I_m$ . Часто поле довільного вібратора з функцією розподілу струму  $I(z)$  по довжині  $L$  моделюють полем "еквівалентного" випромінювача з деякою довжиною  $L_0$  і рівномірним по довжині розподілом струму  $I_0 = \text{const}$  таким чином,

що в далекій зоні і даний вібратор, і "еквівалентний" випромінювач створюють на однаковій відстані  $R$  поля з однаковими комплексними амплітудами напруженості. Такий "еквівалентний" випромінювач є фактично елементарним вібратором, довжина якого й струм вводяться залежно від  $L$  і  $I(z)$  даного вібратора. Визначена відповідно до наведеного в розд. 1 виразу (1.2, в) для електричного поля елементарного електричного вібратора в далекій зоні, комплексна амплітуда напруженості електричного поля "еквівалентного" випромінювача з довжиною  $L_0$  та амплітудою струму  $I_0$

$$E = j \frac{60 \pi I_0 L_0}{\lambda R} \sin \theta e^{-jkR} = j \frac{WI_0 L_0}{2\lambda} \sin \theta \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.1)$$

привірюється до напруженості поля даного вібратора. Позначення в (3.1) відповідають введеним раніше в розд. 1.

Якщо відома потужність випромінювання  $P$ , то для елементарного вібратора з (1.4)

$$I_m = \frac{\lambda}{\pi l} \sqrt{\frac{P}{40}} = \frac{\lambda}{l} \sqrt{\frac{3P}{\pi W}} \quad (3.2)$$

Оскільки для "еквівалентного" випромінювача  $I_m = I_0$ ,  $l = L_0$ , то після підставлення (3.2) у (3.1) одержимо

$$E = j \sqrt{90P} \sin \theta \frac{e^{-jkR}}{R}.$$

Для елементарного вібратора з (1.6) КСД  $D_e(\theta, \varphi) = D_{0e} F_e^2(\theta, \varphi) = 1,5 \sin^2 \theta$ , і

$$|E| = \sqrt{60PD_{0e}} \frac{|\sin \theta|}{R} \quad (3.3)$$

З викладеного в розд. 1 випливає, що й інші антени характеризуються спаданням у далекій зоні напруженості  $E$ - та  $H$ -полів як  $R^{-1}$ . Можна узагальнити (3.3) разом із (3.1) на випромінювач зі значенням КСД, що дорівнює  $D$  у напрямку максимуму діаграми спрямованості:

$$|E_0| = \sqrt{60PD} \frac{|F(\theta, \varphi)|}{R} \quad (3.4)$$

Для радіоліній, які працюють на метрових і більш коротких довжинах хвиль, на вході приймальної системи визначають, як правило, не напруженість поля, а потужність. Останню можна визначити як  $P_0 = |S| A_{ef}$ , де ефективна площа поверхні приймальної антени з (1.38)

$$A_{ef} = \frac{D_{rec} \lambda^2}{4\pi} k_A, \quad (3.5)$$

$D_{rec}(\theta, \varphi) = D_A F_{rec}^2(\theta, \varphi)$  і  $k_A$  – КСД і коефіцієнт використання площі приймальної антени, відповідно. Отже, з урахуванням того, що потік енергії

$|S| = \frac{|E_0|^2}{2W}$ , з (3.4) при орієнтації антен у напрямку максимального випромінювання ( $|F(\theta, \varphi)| = 1, |F_{rec}(\theta, \varphi)| = 1$ ) і  $k_A = 1$

$$P_0 = P D D_A \left( \frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2. \quad (3.6)$$

Таким чином, застосування спрямованих антен еквівалентне збільшенню потужності радіопередавача в  $DD_A$  разів. Доцільність збільшення  $P$  або  $DD_A$  пов'язана з можливими економічними чи екологічними перевагами. При  $D = D_A = 1$  (неспрямовані антени) з останнього співвідношення визначають **основні втрати передачі** радіолінії:

$$K_0 = \frac{P_0}{P} = \left( \frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2. \quad (3.7)$$

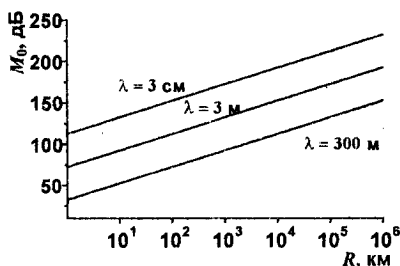


Рис. 3.1

Величину  $M_0 = 1/K_0$  називають **ослабленням вільного простору**. На рис. 3.1 показані залежності  $M_0$  у децибелах від відстані між антенами для різних довжин хвиль випромінювання. Ослаблення сигналу через велику протяжність радіолінії є визначальним, наприклад, при здійсненні космічного зв'язку.

### 3.2. Множник ослаблення

При поширенні радіохвиль у вільному просторі амплітуда хвилі спадає зі збільшенням відстані  $R$  за рахунок сферичного розходження фронту хвилі. Фаза хвилі змінюється лише через зміну відстані. У реальних умовах поширення радіохвиль амплітуда хвилі може зменшуватися ще й за рахунок поглинання та розсіювання електромагнітної енергії в землі, іоносфері, гідрометеорах тощо, а також при просторовому перерозподілі енергії у випадку інтерференції хвиль. Фаза хвилі буде визначатися не тільки зміною  $R$ , а й зміною швидкості поширення через елект-



ричну неоднорідність середовища. Для врахування впливу названих факторів уводять **множник ослаблення поля вільного простору**  $V$ , який для стислості називають **множником ослаблення**. Він є відношенням напруженості поля  $E_{rec}$  на відстані  $R$  від передавальної антени при поширенні хвиль у реальних умовах до напруженості поля  $E_0$  на такій самій відстані  $R$  при поширенні хвиль у вільному просторі:

$$V = E_{rec} / E_0 = |V| e^{j\Psi}.$$

Шляхом до визначення  $V$  є розв'язок граничної задачі дифракції електромагнітної хвилі на неоднорідному імпедансному об'єкті (Землі), вкритому неоднорідною атмосферою. Точного розв'язку такої задачі не існує через її складність, тому в інженерних розрахунках застосовують, наприклад, моделі радіолінії з гладкою поверхнею розділу середовищ і усереднених по трасі параметрах середовища. З огляду на (3.7), для потужності  $P_{rec}$  на вході приймальної системи з урахуванням впливу середовища можемо записати

$$P_{rec} = P_0 |V|^2. \quad (3.8)$$

Множник ослаблення залежить також від орієнтації антен і відстані між ними, частоти випромінювання, типу його поляризації.

Еквівалентний природній радіолінії чотириполюсник характеризує випадковий процес таким чином, що детермінований сигнал при проходженні такого чотириполюсника набуває властивості випадкового сигналу. Для моделювання флуктуацій амплітуди сигналу (завмирань або фейдингів) використовується апарат граничних теорем теорії ймовірностей, що призводить до моделей Релея, Райса, Хойта та ін.

### 3.3. Енергетичний потенціал радіолінії.

#### Добротність приймальної системи. Рівняння зв'язку

На підставі (3.6) – (3.8) вираз для потужності на вході приймальної системи запишемо таким чином:

$$P_{rec} = PDD_A / M_\Sigma, \quad (3.9)$$

де  $M_\Sigma = M_{tr} M_{rec} M_0 M_{met} M_{prof} M_{fad}$  – загальне ослаблення, що складається з ослаблення сигналу в трактах передавача  $M_{tr}$  і приймача  $M_{rec}$ , ослаблення вільного простору  $M_0$ , ослаблення в гідрометеорах  $M_{met}$ , ослаблення за рахунок рельєфу місцевості  $M_{prof}$  і за рахунок фейдингів  $M_{fad}$ . Позначимо  $M_{path} = M_0 M_{met} M_{prof} M_{fad}$  – ослаблення

сигналу на трасі поширення. Врахуємо також наявність шуму приймальної системи шляхом зведення його до входу в припущенні постійної спектральної густини шуму (тобто білого шуму):

$$P_{ш} = k_B T_{\Sigma} \Delta f, \quad (3.10)$$

де  $P_{ш}$  – потужність шуму, зведена до входу приймальної системи,  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Вт/(К·Гц) – постійна Больцмана,  $\Delta f$  і  $T_{\Sigma}$  – смуга пропускання та еквівалентна шумова температура (її визначення докладно розглядатиметься далі) приймальної системи, зведені до входу останньої. Наведений вираз збігається з визначенням потужності шуму в нагрітому до температури  $T_R$  узгодженому активному опорі у смузі частот  $\Delta f$ :  $P_{шR} = k_B T_R \Delta f$ , що є наслідком відомої формули Найквіста й є достатньо точним для радіодіапазону. Ділимо (3.9) на (3.10) та одержуємо

$$\frac{P_{rec}}{P_{ш}} = \frac{PDD_A}{M_{\Sigma} k_B T_{\Sigma} \Delta f}. \quad (3.11)$$

Використання в цьому виразі  $D$  і  $D_A$  означає, що розглядаються ідеальні антени, тобто узгоджені з фідерним трактом передачі потужності від радіопередавача і такі, що не мають активних втрат потужності (активного опору). Реальні антени більш коректно характеризувати не величиною КСД, а величиною коефіцієнта підсилення  $G$ :

$$G = \eta D, \quad (3.12)$$

де  $\eta = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + r}$  – коефіцієнт корисної дії (ККД) антени,  $R_{\Sigma}$  – опір випромінювання (див. (1.5)),  $r$  – опір втрат антени. Аналогічно визначимо коефіцієнт підсилення приймальної антени  $G_A = \eta_A D_A$ . Отже, (3.11) перепишемо у вигляді

$$\frac{P_{rec}}{P_{ш}} = \frac{P G G_A}{M_{\Sigma} k_B T_{\Sigma} \Delta f}. \quad (3.13)$$

Величину  $PG$  називають **ефективною ізотропною випромінюваною потужністю** (ЕІВП), а величину  $Q_{rec} = G_A / T_{\Sigma}$  – **добротністю (якістю) приймальної системи**. Для одержання заданої якості й надійності зв'язку при певному способі модуляції сигналу та необхідній смузі частот  $\Delta f$

потрібно, щоб відношення сигнал/шум  $\frac{P_{rec}}{P_{ш}}$  було не менше деякого

$\left( \frac{P_{rec}}{P_{ш}} \right)_{\min}$ , тому

$$\frac{PG \cdot Q_{rec}}{M_{tr} M_{rec} k_B \Delta f \left( \frac{P_{rec}}{P_u} \right)_{\min}} = \Pi \geq M_{path}. \quad (3.14)$$

Величина **енергетичного потенціалу радіолінії**  $\Pi$  не залежить від умов поширення радіохвиль і характеризує передусім приймально-передавальну апаратуру. Перевірка виконання нерівності  $\Pi \geq M_{path}$  дає відповідь на питання про забезпечення даною радіолінією необхідної якості зв'язку.

Параметр  $\sqrt{\left( \frac{P_{rec}}{P_u} \right)_{\min}}$  часто називають **коефіцієнтом розрізнення**.

Він є показником якості радіотраси як перевищення амплітуди корисного сигналу над амплітудою шуму. Прийнятною величиною коефіцієнта розрізнення залежить від типу радіолінії, головним чином – від типу інформації, що передається, і способу модуляції. Наприклад, для радіотелеграфії коефіцієнт розрізнення може бути близьким до 1, для радіотелефонії – дорівнювати 3...4 і більше, для передачі аналогового телевізійного сигналу потрібне значення згаданого коефіцієнта 100 і більше.

Під час енергетичного розрахунку радіолінії враховують не тільки потужність передавача, параметри антен, трактів передачі та приймача в певному діапазоні частот, а й тип поляризації електромагнітного поля. Від останнього залежать величини  $G, G_A, T_{\Sigma}, M_{path}$  і деякою мірою  $M_{tr}, M_{rec}$ . Співвідношення (3.14), записане у вигляді

$$P \geq \left( \frac{P_{rec}}{P_u} \right)_{\min} \frac{k_B T_{\Sigma} \Delta f}{G G_A} M_{tr} M_{rec} M_{path} \quad (3.15)$$

з урахуванням частотної залежності його складових і типу поляризації поля, називають **рівнянням зв'язку**. Його використовують для розв'язку оптимізаційних задач щодо вибору, наприклад, частотного діапазону, типу поляризації, конструкції антенних систем для конкретних радіоліній.

Відповідно до (3.14), збільшення  $\Pi$  може бути одержане:

1) збільшенням потужності передавача  $P$ . Це супроводжується збільшенням складності, вартості передавача й погіршенням умов електромагнітної сумісності радіоапаратури;

2) збільшенням коефіцієнтів підсилення антен  $G$  і  $G_A$ . У метровому та дециметровому діапазонах довжин хвиль це може призвести до неприпустимо великих розмірів антен ( $G_A = \eta_A 4\pi A_{ef} / k_A \lambda^2$ ). На сантиметрових і міліметрових хвилях можливе одержання  $G = 50 \dots 60$  дБ і більше за умови високих вимог до точності виготовлення антени та її орієнтації;

3) зменшенням втрат фідерних трактів  $M_{tr}$  і  $M_{rec}$  за рахунок використання більш досконалих (і дорогих) ліній передачі з малими втратами. Зменшення довжини трактів не завжди можливе;

4) зменшенням  $\left( \frac{P_{rec}}{P_{ш}} \right)_{\min}$ , наприклад, при використанні широкосмугових сигналів з великими базами і кращих демодуляторів;

5) зменшенням  $T_{\Sigma}$  унаслідок застосування вхідних підсилювачів з малим рівнем шуму.

Останній спосіб збільшення  $\Pi$  вважається найефективнішим. Перед його розглядом зупинимося на джерелах виникнення шуму (завад радіозв'язку) і параметрах, які використовують для оцінювання впливу шумів на радіоприймальні системи.

### 3.4. Шумові параметри приймальної системи

Для оцінки впливу шумів на радіоприймальну систему використовують параметри – *коефіцієнт шуму* і *еквівалентну (ефективну) шумову температуру*. Коефіцієнт шуму показує, у скільки разів відношення потужностей сигналу і шуму на виході чотириполосника менше цього ж відношення на вході чотириполосника при проходженні із входу на вихід сигналу від стандартного джерела:

$$F = \frac{P_{с,вх} / P_{ш,вх}}{P_{с,вих} / P_{ш,вих}} \quad (3.16)$$

Стандартним називається джерело з постійною інтенсивністю (спектральною густиною)  $N_{ш,0}$  шуму, що дорівнює інтенсивності шуму активного опору з температурою  $T_0 = 290$  К, тобто  $N_{ш,0} = k_B T_0 = 4 \cdot 10^{-21}$  Вт/Гц. Очевидно, що  $P_{с,вих}(f) / P_{с,вх}(f) = K(f)$  – коефіцієнт передачі чотириполосника за потужністю. Диференціальна потужність

$$dP_{ш,вх} = N_{ш,вх}(f) df = N_{ш,0} df, \text{ а } dP_{ш,вих} = (N_{ш,0} + N_{ш,чн}(f)) K(f) df,$$

де  $N_{ш,чп}(f)$  – спектральна густина власного шуму чотириполюсника, зведена до його входу. При цьому на підставі (3.16) можемо записати  $F = 1 + N_{ш,чп} / N_{ш,0}$ .

**Інтегральний (усереднений) коефіцієнт шуму** визначається як відношення повної потужності шуму на виході чотириполюсника до складової цієї потужності, обумовленої шумом стандартного джерела:

$$F = \frac{\int_0^{\infty} (N_{ш,0} + N_{ш,чп}) K df}{\int_0^{\infty} N_{ш,0} K df} = 1 + \frac{\int_0^{\infty} N_{ш,чп} K df}{N_{ш,0} \int_0^{\infty} K df} = 1 + \frac{P_{ш,чп,вих}}{N_{ш,0} K_i \Delta f},$$

де введені  $P_{ш,чп,вих} = N_{ш,0} K_i \Delta f (F - 1)$  – потужність власного шуму чотириполюсника на його виході,  $K_i = \frac{1}{\Delta f} \int_0^{\infty} K df$ .

Отже, реальний чотириполюсник з узгодженим вхідним навантаженням і стандартним джерелом шуму може бути замінений для аналізу шумових характеристик еквівалентним ідеальним (позбавленим власного шуму) чотириполюсником, на вході якого додатково до стандартного джерела шуму діє джерело з шумовою потужністю

$$P_{ш,чп,вих} = \frac{P_{ш,чп,вих}}{K_i} = k_B T_0 \Delta f (F - 1) = k_B T_{ef} \Delta f, \quad (3.17)$$

де

$$T_{ef} = (F - 1) T_0 \quad (3.18)$$

– **еквівалентна шумова температура чотириполюсника**, а саме температура узгодженого із входом реального чотириполюсника активного опору, який при підключенні до входу відповідного ідеального чотириполюсника створює на виході потужність шуму  $P_{ш,чп,вих}$ , що дорівнює потужності власного шуму реального чотириполюсника.

### 3.5. Завади радіозв'язку

На приймальну антену діють електромагнітне поле корисного сигналу та електромагнітні поля завад. Завади штучного походження збуджуються різними радіоелектронними системами (взаємні завади), промисловими та побутовими електричними машинами (індустріальні завади), спеціальними засобами радіоелектронної боротьби (організовані завади). Завади природного походження створюються за рахунок активних втрат в антенно-фідерному тракті, теплових шумів Землі, планет, Сонця, Галактики, шумів при поглинанні радіохвиль і електричних розрядах в

атмосфері. Радіоприймальна система також має активні втрати потужності, що призводить до виникнення шуму на виході.

Потужність шуму на вході приймальної системи є сумою потужності власного шуму приймача  $P_{u,rec} = k_B \Delta f T_{rec}$ , зведеної до його входу, потужності теплового шуму у фідерному тракті  $P_{u,tl} = k_B \Delta f T_{tl}$  і в антені  $P_{u,A} = k_B \Delta f T_A$ , потужності шуму зовнішніх джерел  $P_{u,ext} = k_B \Delta f T_{ext}$ :

$$P_{u,\Sigma} = k_B T_{\Sigma} \Delta f = P_{u,rec} + P_{u,tl} + (P_{u,A} + P_{u,ext} \cdot \eta_A) \cdot \eta_{tl},$$

де  $T_{\Sigma}$  – еквівалентна сумарна шумова температура приймальної системи,  $\eta_{tl}$  – ККД фідерного тракту. Зауважимо, що таке представлення припускає незалежність від частоти спектральної густини шуму кожного із джерел принаймні в межах робочої смуги  $\Delta f$ . Еквівалентні шумові температури фідерного тракту  $T_{tl}$  та антени  $T_A$  характеризують теплові (активні) втрати, а також втрати за рахунок неідеального узгодження антени з лінією передачі (фідерним трактом). Ці еквівалентні шумові температури залежать, зокрема, і від термодинамічних температур конструкційних елементів антени і фідера. Таким чином, для  $T_{\Sigma}$  одержуємо співвідношення

$$T_{\Sigma} = T_{rec} + T_{tl} + (T_A + T_{ext} \cdot \eta_A) \cdot \eta_{tl}. \quad (3.19)$$

Приймальну систему можна характеризувати як чотириполюсник з коефіцієнтом шуму  $F_{\Sigma} = 1 + T_{\Sigma} / T_0$ , пов'язаним з еквівалентною шумовою температурою такого чотириполюсника  $T_{\Sigma}$  співвідношенням (3.18).

Еквівалентна шумова температура зовнішніх джерел шуму  $T_{ext}$  характеризує для певної приймальної системи сумарну інтенсивність власного радіовипромінювання космічних джерел, власного теплового радіовипромінювання поверхні Землі та її атмосфери, відбитого від поверхні Землі радіовипромінювання космічних джерел і атмосфери, радіовипромінювання джерел атмосферних, індустриальних і взаємних завод, а також іноді і штучно організованих завод. Усі названі радіовипромінювання можуть прийматися антеною й перетворюватися на виході радіоприймача в додаткову складову шуму.

Теплове радіовипромінювання джерел природного походження зазвичай описують параметрами, аналогічними використовуваним в оптиці **світловим величинам**.

**Спектральною густиною потоку потужності радіовипромінювання**  $\Phi$  називається визначена в нескінченно малому частотному інтервалі й віднесена до ширини цього інтервалу потужність випромінювання, що надходить через нескінченно малу поверхню в напрямку нормалі до неї та віднесена до площі цієї поверхні:

$$\Phi = \frac{d^2 P}{df dS} [\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}].$$

У радіоастрономії ця величина вимірюється в одиницях, названих на честь першовідкривача космічного радіовипромінювання американського радіофізика К. Янського:  $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ .

**Спектральна інтенсивність (яскравість)**  $I_f = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ , де  $\Omega$  – тілесний кут. Спектральна інтенсивність радіовипромінювання теплового походження характеризується температурою яскравості  $T_j$  відповідно до

класичної формули Релея – Джинса: 
$$I_f = \frac{2k_B T_j}{\lambda^2}.$$

**Температурою яскравості**  $T_j$  джерела теплового радіовипромінювання називають еквівалентну температуру абсолютно чорного тіла, спектральна інтенсивність випромінювання якого дорівнює спектральній інтенсивності випромінювання даного джерела. Розподіл інтенсивності випромінювання даного джерела в просторі характеризується функціональною залежністю  $T_j(\theta, \varphi)$ .

З урахуванням (3.5), (3.8) і (3.12), шумова потужність теплового радіовипромінювання зовнішніх джерел зі спектральною інтенсивністю  $I_f$ , що приймається антеною в смузі частот  $\Delta f$ ,

$$\begin{aligned} P_{u,ext} &= \frac{1}{2} \int_{4\pi} I_f(\theta, \varphi) A_{ef} |V(R, \theta, \varphi, f)|^2 \Delta f d\Omega = \\ &= \frac{G_A k_A k_B \Delta f}{4\pi} \int_{4\pi} T_j(\theta, \varphi) F_{rec}^2(\theta, \varphi) |V(R, \theta, \varphi, f)|^2 d\Omega. \end{aligned}$$

Це співвідношення розглядається для певного типу поляризації випромінювання, а коефіцієнт  $1/2$  вводять для врахування того, що теплове радіовипромінювання неполяризоване, а приймальна антена, як правило, приймає лише одну з двох ортогонально поляризованих складових вектора  $E$ . Множник ослаблення  $V(R, \theta, \varphi, f)$  враховує вплив середовища на теплове радіовипромінювання на шляху поширення від джерела до антени.

Отже, для  $T_{ext} = \frac{P_{u,ext}}{k_B \Delta f}$  одержуємо:

$$T_{ext} = \frac{G_A k_A}{4\pi} \int_{4\pi} T_j(\theta, \varphi) F_{rec}^2(\theta, \varphi) |V(R, \theta, \varphi, f)|^2 d\Omega. \quad (3.20)$$

Зауважимо, що еквівалентна шумова температура зовнішніх джерел залежить від орієнтації приймальної антени в просторі та від її поляризаційних властивостей, тому такі самі залежності характерні й для еквівалентної сумарної шумової температури приймальної системи. Величина  $T_{ext}$  є сумою інтегральних складових кожного джерела зовнішніх завад – атмосфери, Землі, Сонця та ін.

Припустимо тепер, що антену оточує середовище з рівномірним розподілом  $T_{я} = \text{const}$  за напрямками, радіовипромінювання не ослаблюється на шляху від джерела до антени ( $|V(R, \theta, \varphi, f)| \equiv 1$ ), а сама антена є ідеальною ( $k_A = \eta_A = 1$ ). У цьому випадку (3.20) спрощується:

$$T_{ext} = \frac{T_{я}}{4\pi} \int_{4\pi} D_A F_{rec}^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Відповідно до визначення КСД

$$\int_{4\pi} D_A F_{rec}^2(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{4\pi}{P} \int_{4\pi} p(\theta, \varphi) d\Omega,$$

де  $p(\theta, \varphi)$  – густина потоку потужності, що випромінюється антеною і виражена через тілесний кут. Очевидно, що для ідеальної антени в усіх випадках забезпечується ефективне випромінювання підведеної потужності, і  $P = \int_{4\pi} p(\theta, \varphi) d\Omega$ , тоді з наведеного вище  $T_{ext} = T_{я}$ .

Таким чином, еквівалентна шумова температура ідеальної антени, оточеної середовищем з рівномірним за напрямками розподілом температури яскравості, дорівнює цій температурі яскравості. Якщо ж ідеальна антена оточена абсолютно чорним тілом с фізичною температурою  $T$ , то еквівалентна шумова температура такої антени дорівнює  $T$ .

### 3.6. Характеристики завад

Температура яскравості поверхні Землі залежить від температури поверхневого шару ґрунту та його діелектричної проникності. Від останньої залежить коефіцієнт відбиття радіохвиль, який змінюється залежно від поляризації хвилі й разом з температурою визначає інтенсивність радіовипромінювання нагрітої поверхні. Для поверхні з  $\varepsilon \approx 10$  у діапазоні довжин хвиль 3 м – 3 см з горизонтальною поляризацією та кута місця  $\theta \approx 0^\circ$   $T_{я}$  становить кілька десятих градуса Кельвіна. При збільшенні кута місця до  $\theta \approx 10^\circ$   $T_{я}$  збільшується приблизно на два порядки. Зменшення  $\varepsilon$  від 10 до 2 призводить при незмінних інших параметрах до збіль-



шення величини  $T_r$  приблизно в 3 рази. Для хвиль вертикальної поляризації температура яскравості ще більша. Особливо це характерно для поверхні морської води. Наприклад, для згаданого вище діапазону довжин хвиль і кута місця  $\theta \approx 10^0$  при горизонтальній поляризації  $T_r$  водної поверхні може становити 5...15 К, а при вертикальній поляризації – 300...50 К. Радіовипромінювання зовнішніх джерел, відбите від поверхні Землі, зазвичай враховують лише для довжин хвиль  $\leq 3$  см.

Поглинання радіохвиль в атмосфері призводить до виникнення складової шуму, що зазвичай характеризується температурою яскравості теплового радіовипромінювання атмосфери. Величина поглинання відмінна для газів тропосфери та атмосферних утворювань (дощу, туманів тощо). Характеристики атмосферних утворювань залежать від місця і часу спостереження. Серед газів особливо важливим є вміст водяної пари, що сильно поглинає радіохвилі НВЧ діапазону (тобто метрові й більш короткі). На поглинання в міліметровому діапазоні, крім водяної пари, найсильніше впливає наявність кисню та озону. Розподіл кисню в тропосфері практично незмінний, і відповідний рівень теплового радіовипромінювання також практично постійний. На основі багаторічних спостережень складені спеціальні графіки й таблиці для розрахунку температур яскравості тропосфери, дощу, хмар. Наприклад, у діапазоні довжин хвиль 3 м – 3 см для кута місця  $\theta \approx 0^0$   $T_r$  може змінюватися в діапазоні 20...200 К, а при збільшенні кута місця до  $45^0$  зменшується приблизно в 20 разів. Для хвиль довжиною 10 м і більше  $T_r < 1$  К.

Шумове радіовипромінювання космічного походження складається з реліктового випромінювання Галактики та радіовипромінювання дискретних джерел (зірок, планет, квазарів, пульсарів тощо). Розподілений у космічному просторі атомарний водень виявляє себе випромінюванням на характерній частоті 1,24 ГГц. Ізотропна складова реліктового радіовипромінювання розподілена по всій небесній сфері, але існують частотні та просторові області, де радіовипромінювання більш інтенсивне. Наприклад, у сантиметровому й дециметровому діапазонах воно найсильніше в напрямку на площину галактичного екватора. Тілесний кут, в якому спостерігається інтенсивне випромінювання, збільшується зі збільшенням довжини хвилі, особливо при переході до метрових і більш довгих хвиль. Температура яскравості для такого випромінювання в напрямку на центр Галактики змінюється від  $10^5$  К до 1 К у діапазоні довжин хвиль 10 м – 10 см. Сумарна інтенсивність теплового радіовипромінювання атмосфери і шумового радіовипромінювання космічного походження найменша в діапазоні довжин хвиль 3...30 см.

Радіовипромінювання Сонця складається з теплового випромінювання "спокійного" Сонця, шумів сонячних плям і спалахів, неполяризованих

Індустріальні радіозавади створюються при роботі електричних і електронних пристроїв промислового й побутового призначення. Джерелами подібних завад можуть бути пристрої височастотного нагріву (працюють у вузьких виділених діапазонах, розташованих на шкалі електромагнітних хвиль від довгих до дециметрових, але створюють позасмугове випромінювання), телевізійні та радіоприймачі, інша апаратура зв'язу, двигуни внутрішнього згорання, міський і залізничний електротранспорт, ліфти, холодильники, станки та електроінструменти, люмінесцентні лампи тощо. Наприклад, системи запалювання автомобілів створюють завади з максимумом спектральної густини потужності поблизу довжини хвилі 10 м, зварювальні апарати – поблизу довжин хвиль приблизно 15, 100 і 300 м. Лінії електропередач за наявності гідрометеорів особливо інтенсивно створюють електромагнітні поля завад у широкому діапазоні від наддовгих хвиль до УКХ.

Основними способами боротьби з такими завадами вважаються фільтрація сигналів і екранування вхідних ланцюгів приймальних систем.

### 3.7. Зменшення еквівалентної шумової температури приймальної системи

Серед згаданих вище (п. 3.3) способів збільшення енергетичного потенціалу радіолінії перспективним є зменшення сумарного коефіцієнта шуму вхідних ланцюгів приймальної системи. Ретельна оптимізація антенно-фідерних трактів і приймально-передавальних пристроїв є особливо актуальною в УКХ і НВЧ діапазонах, де помітним є вплив втрат у лініях передачі та узгодження між елементами тракту на шумові характеристики.

Серед можливих конструкцій приймально-передавальних трактів виділяють чотири різновиди загальних схем їх побудови (рис. 3.2). На зображених схемах **1** – антена з еквівалентною шумовою температурою  $T_A$ , **2** – передавач, **3** – приймач з коефіцієнтом шуму  $F_{np}$ , **4** – антенний комутатор (диплексер) із фізичною температурою  $T_\delta$  і втратами  $M_\delta$ , **5** – фідер із фізичною температурою  $T_\phi$  і втратами  $M_\phi$ , **6** – малошумний підсилювач (МШП) з коефіцієнтом підсилення за потужністю  $K_{мин}$  та еквівалентною шумовою температурою  $T_{мин}$ .

Потужність, що поглинає чотиріполюсник з втратами  $M_{чп}$ , є різницею вхідної та вихідної потужності:  $P_{погл} = P_{вх} - P_{вих} = P_{вх} (1 - 1/M_{чп})$ . Таким чином, коефіцієнт поглинання чотиріполюсника:  $\rho = 1 - 1/M_{чп}$ . Щодо шумового радіовипромінювання в лінії передачі (ділянці радіолінії) чотиріполюсника з активними втратами можна провести аналогію з випромінюванням нагрітого тіла. Потужність випромінювання чотиріполюсника створю-

ється активним опором його втрат, й у випадку узгодження з лінією передачі виражається в радіодіапазоні формулою  $P_{ш,чн} = k_B T_{чн} \Delta f$ , де  $T_{чн}$  – фізична температура чотириполюсника.

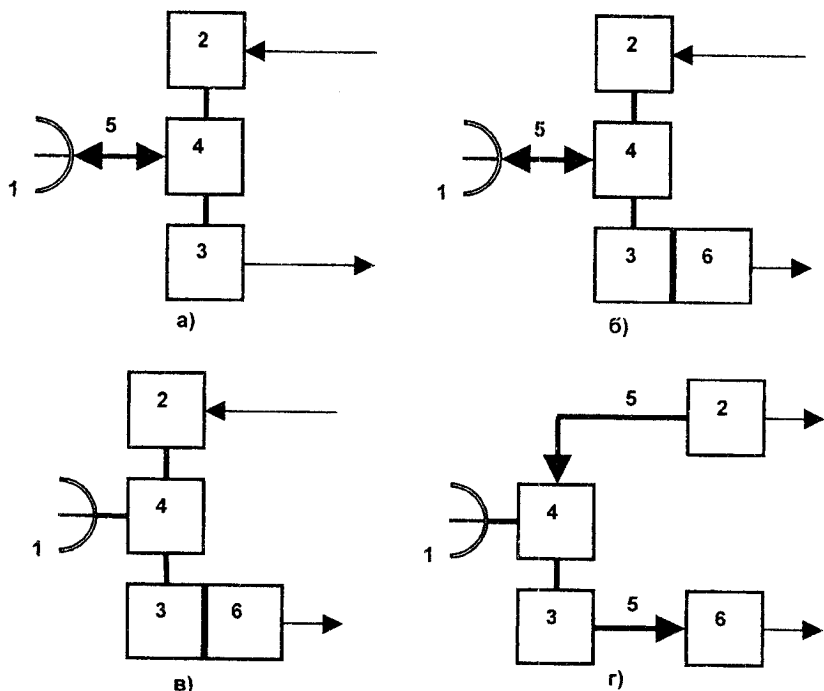


Рис. 3.2

Ефективність випромінювання нагрітого тіла така сама, як і ефективність його поглинання, тобто відношення потужності випромінювання реального тіла до потужності випромінювання абсолютно чорного тіла дорівнює коефіцієнту поглинання реального тіла. Врахування коефіцієнта поглинання чотириполюсника призводить до такого виразу для потужності його власного шумового радіовипромінювання:

$$P_{ш,чн} = k_B T_{чн} \Delta f (1 - 1/M_{чн}) .$$

За наявності на вході чотириполюсника стандартного джерела з потужністю шуму  $P_{ш,ex} = k_B T_0 \Delta f$ , за визначенням коефіцієнта шуму чотириполюсника (3.16):

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\frac{P_{c,ex}}{P_{ш,ex}}}{\frac{P_{c,вух}}{P_{ш,вух}}} = \frac{\frac{P_{c,ex}}{P_{ш,ex}}}{\frac{P_{c,вух}}{P_{ш,ex} / M_{чн} + P_{ш,чн}}} = \frac{\frac{P_{c,ex}}{k_B T_0 \Delta f}}{\frac{P_{c,ex} / M_{чн}}{k_B T_0 \Delta f / M_{чн} + P_{ш,чн}}} = \\
 &= 1 + \frac{P_{ш,чн}}{k_B T_0 \Delta f / M_{чн}} = 1 + \frac{T_{чн}}{T_0} (M_{чн} - 1),
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

що встановлює зв'язок між температурою, ослабленням і коефіцієнтом шуму чотириполюсника.

Отже, унаслідок (3.18) і (3.21) для чотириполюсника із фізичною температурою  $T_{чн}$  і втратами  $M_{чн}$  одержуємо такий вираз для його еквівалентної шумової температури:

$$T_{ef} = T_{чн} (M_{чн} - 1). \tag{3.22}$$

Наслідком (3.21) є те, що при  $T = T_0$  коефіцієнт шуму чотириполюсника дорівнює його ослабленню. При цьому для тракту, складеного з касадно включених чотириполюсників, коефіцієнт шуму в будь-якому перерізі просто обчислюється додаванням чи відніманням відповідного ослаблення до відомого значення  $F_i$  в певному перерізі. Наприклад, лінії передачі при стандартній температурі  $T = 290$  К характеризуються збільшенням еквівалентної шумової температури на 7 К при збільшенні втрат на 0,1 дБ.

Коефіцієнт шуму послідовності  $N$  касадно ввімкнених чотириполюсників, які мають відповідні коефіцієнти підсилення за потужністю  $K_i$  і коефіцієнти шуму  $F_i$ , розраховується за співвідношенням:

$$F_{\Sigma} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{K_1} + \frac{F_3 - 1}{K_1 K_2} + \dots = F_1 + \sum_{i=2}^N \frac{F_i - 1}{\prod_{j=1}^{i-1} K_j}. \tag{3.23}$$

Для еквівалентної сумарної шумової температури такої послідовності чотириполюсників з еквівалентними шумовими температурами  $T_i$  справедливий вираз

$$T_{ef\Sigma} = T_1 + \frac{T_2}{K_1} + \frac{T_3}{K_1 K_2} + \dots = T_{ef1} + \sum_{i=2}^N \frac{T_i - 1}{\prod_{j=1}^{i-1} K_j}. \tag{3.24}$$

Зауважимо, що наявність добутків коефіцієнтів підсилення в знаменниках доданків у виразах (3.23) і (3.24) обумовлена визначенням  $F$  і  $T_{ef}$

через відношення  $P_{c,ex} / P_{ш,ex}$  на вході першого чотириполюсника каскаду, а  $P_{c,вих} / P_{ш,вих}$  – на виході останнього чотириполюсника.

Кожний складовий пристрій (фідер, підсилювач та ін.) схем на рис. 3.2 у режимі радіоприймання має один вхід й один вихід, і для аналізу шумових властивостей може бути представлений чотириполюсником з певними величинами ослаблення (підсилення), еквівалентної шумової температури та коефіцієнта шуму. Обчислення еквівалентної сумарної шумової температури відповідних послідовностей каскадно зв'язаних чотириполюсників на основі (3.24) з використанням (3.21) – (3.23) приводить до таких виразів:

для рис. 3.2, а:

$$T_{ef\Sigma}^A = T_A + T_\phi (M_\phi - 1) + M_\phi [T_\delta (M_\delta - 1) + T_0 (F_{np} - 1) M_\delta]; \quad (3.25)$$

для рис. 3.2, б:

$$T_{ef\Sigma}^B = T_A + T_\phi (M_\phi - 1) + M_\phi \left[ T_\delta (M_\delta - 1) + M_\delta \left( T_{мин} + T_0 \frac{F_{np} - 1}{K_{мин}} \right) \right]; \quad (3.26)$$

для рис. 3.2, в:

$$T_{ef\Sigma}^C = T_A + T_\delta (M_\delta - 1) + M_\delta \left( T_{мин} + T_0 \frac{F_{np} - 1}{K_{мин}} \right); \quad (3.27)$$

для рис. 3.2, г:

$$T_{ef\Sigma}^D = T_A + T_\delta (M_\delta - 1) + M_\delta \left[ T_{мин} + T_0 \frac{F_{np} - 1}{K_{мин}} M_\phi + \frac{T_\phi}{K_{мин}} (M_\phi - 1) \right]. \quad (3.28)$$

Порівняння (3.25) – (3.28) приводить до висновку: при однакових характеристиках елементів схем найменше значення  $T_{ef\Sigma}$  досягається для приймальної системи, побудованої відповідно до схеми рис. 3.2, в. Її особливість полягає в тому, що диплексер і МШП розташовані безпосередньо поруч з антеною. До того ж потужність, що підводиться до антени в режимі передачі, для цього варіанта схеми визначається як  $\frac{P_{пер}}{M_\delta M_\phi}$ , а

для інших схем – як  $\frac{P_{пер}}{M_\delta}$  ( $P_{пер}$  – потужність самого передавача). Для всіх схем величина  $T_{ef\Sigma}$  спадає зі зменшенням  $T_{мин}$ ,  $F_{np}$ ,  $M_\phi$ ,  $M_\delta$  і зі збільшенням  $K_{мин}$ . У будь-якому випадку  $T_{ef\Sigma} > T_A$ , тому зменшення  $T_{мин}$  доцільне до певної межі. Як правило,  $T_{мин} \geq T_A / 3$ . МШП на біполярних транзисторах використовуються переважно на частотах  $< 10$  ГГц

і характеризуються діапазоном величин  $T_{мин}$  приблизно 100...500 К, МШП на польових транзисторах використовуються в діапазоні від метрових до міліметрових хвиль, і відповідні шумові температури знаходяться в діапазоні приблизно 30...1000 К. Значно менші значення еквівалентної шумової температури демонструють параметричні та охолоджені транзисторні підсилювачі (10...100 К залежно від частотного діапазону застосування), а для квантових парамагнітних підсилювачів (мазерів)  $T_{мин}$  становить лише кілька градусів.

Отже, зіставлення виразів (3.25) – (3.28) або одержаних аналогічним шляхом для інших схем дає можливість передбачити вигравш за  $T_{эф}$ , тобто й за добротністю, й за енергетичним потенціалом приймальної системи, що може бути забезпечений завдяки застосуванню однієї зі схем побудови такої системи порівняно з іншою.

### 3.8 Антенний ефект фідера

**Антенним ефектом** називають явище випромінювання або приймання радіохвиль непризначеними для цього предметами. Найчастіше антена розташована не у вільному просторі, поблизу неї можуть бути розташовані різні об'єкти – опори й кріплення, кузови транспортних засобів, стіни й дахи будівель, поверхня землі тощо. При виникненні в цих об'єктах змінних струмів (наприклад, наведених ближнім полем антени), їх поле випромінювання буде складатися з полем від струмів антени, і реальні характеристики антенної системи відрізнятимуться від розрахованих.

Принципово неможливо віддалити від антени фідер її живлення. Найпростішим фідером є відкрита двопровідна лінія передачі. В ідеальних умовах її роботи миттєві струми в провідниках у довільному перерізі лінії однакові за величиною й протилежні за напрямком, тобто сума струмів у довільному перерізі лінії дорівнює нулю. Навіть у такому режимі з протифазними струмами лінія буде випромінювати через скінченну відстань між її провідниками  $d$  як рамкова антена (див. п. 1.5.2), причому напруженість поля випромінювання пропорційна відношенню  $d/\lambda$ . Інтенсивність випромінювання зростає за наявності стоячих хвиль струму. Вертикально розташована двопровідна лінія випромінює в горизонтальній площині хвилі з максимумами вертикальної поляризації в цій площині і з максимумами горизонтальної поляризації у вертикальній площині. Випромінювання протифазних струмів у провідниках фідера називають антенним ефектом фідера другого роду.

Часто сума струмів всіх провідників у перерізі фідерного тракту відрізняється від нуля. Причиною цього може бути асиметрія антенної системи, наприклад, через геометричну асиметрію плечей вібратора, несиметричне живлення, несиметричне розташування антени і фідера, різні діа-

метри або довжини провідників фідера, асиметрію антенної системи відносно землі (рис. 3.3). На векторній діаграмі (рис. 3.4) показано, що при довільній різниці фаз й амплітуд струмів  $I_1$  та  $I_2$  в окремих провідниках ці струми можна виразити через суми протифазних  $I_1^n = -I_2^n$  і синфазних  $I_1^c = I_2^c$  складових. Поля, що створюються синфазними струмами різних проводів, не компенсуються на відміну від полів протифазних струмів. Окрім основного випромінювання антени, виникає суттєве додаткове випромінювання (зокрема при порівняній з  $\lambda$  довжини фідера). Це явище називають антенним ефектом фідера першого роду. У режимі приймання синфазні струми у фідерному тракті виникають під дією зовнішніх електромагнітних полів.

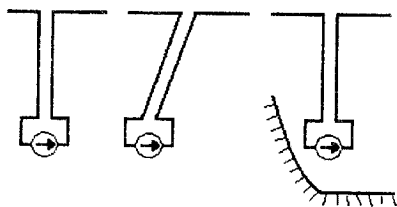


Рис. 3.3

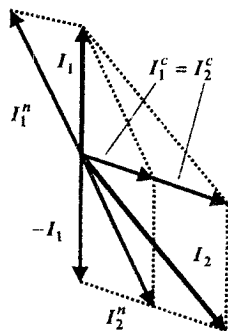


Рис. 3.4

Повна симетрія антенної системи теоретично можлива при використанні двопровідної лінії разом із симетричним вібратором, але в інших випадках немінуча асиметрія, якщо не застосовувати спеціальні заходи. Наприклад, для коаксіальної лінії на достатньо високих частотах струми на внутрішній і зовнішній поверхнях екрана можуть помітно відрізнитися через скін-ефект, і таку лінію можна розглядати не як двопровідну, а як трипровідну. При підключенні центрального провідника коаксіальної лінії до одного плеча симетричного вібратора, а екрана – до другого, антенний ефект фідера виникає навіть при симетричному розташуванні коаксіального фідера відносно антени. Причиною цього є електрична асиметрія підключення еквівалентного джерела до геометрично симетричної антенної системи навіть при розгляді цього джерела як точкового й розташованого точно в центрі антени – до джерела ліворуч приєднане одне плече антени, а праворуч приєднане друге плече разом із зовнішньою поверхнею екрана коаксіальної лінії. Електрична довжина зовнішньої поверхні екрана може відрізнитися від електричної довжини внутрішньої поверхні, особливо за наявності на поверхні коаксіальної лінії діелектричної ізоляції, обидві ці поверхні з'єднуються за високою частотою саме в точці підключення антени.

Розподіл струму в провідниках сильно залежить від електричної довжини поверхні екрана коаксіальної лінії, і при резонансній довжині (цілої кількості півхвиль у разі заземленого кінця лінії або непарної кількості чвертей хвиль у випадку незаземленої лінії) амплітуда синфазного струму в максимумі стоячої хвилі становить 43 % від величини струму лівого плеча в максимумі його розподілу по довжині. Крім названої причини виникнення синфазного струму, суттєвим є також вплив близького поля плечей антени з неоднаковими струмами на зовнішній провідник коаксіальної лінії, тобто несиметричне (нескомпенсоване в місці розташування фідера) близьке поле антени. Таким є спрощений "механізм" виникнення антенного ефекту фідера.

У приймальній системі під дією зовнішніх електромагнітних полів у провідниках фідерного тракту можуть виникати протифазні та синфазні струми. Протифазні струми безпосередньо діють на вхідні ланцюги приймача, це його штатний режим роботи. "Механізм" перетворення синфазних струмів у протифазні в режимі приймання подібний описаному вище для коаксіального фідера в режимі передачі. Синфазні струми можуть виникати в будь-якому фідерному тракті, й їх вплив на вхід приймача настільки великий, наскільки велика відносна інтенсивність синфазних струмів фідера даної антенної системи в режимі передачі (згідно з принципом взаємності).

Антенний ефект фідера в широкому сенсі – це не тільки випромінювання й приймання безпосередньо фідером, а і вплив фідера на характеристики антенної системи в цілому. Серед основних особливостей такого ефекту зазначимо:

а) діаграма спрямованості може змінюватися через порушення симетрії збудження антени та випромінювання фідера з основною поляризацією. КСД у головному напрямку може як збільшуватися, так і зменшуватися, з'являються небажані пелюстки діаграми спрямованості в інших напрямках. Характер зміни діаграми спрямованості залежить від довжини фідера: чим більша довжина вертикального фідера, тим більший вплив на діаграму спрямованості у вертикальній площині. Особливо сильно антенний ефект виявляється при резонансній довжині фідера та при його розташуванні в сильному близькому полі антени;

б) поляризаційні характеристики антенної системи можуть змінюватися через виникнення випромінювання з неосновною поляризацією. Наприклад, при вертикальній основній поляризації антени та невертикальному розташуванні фідера з'являється горизонтально поляризоване випромінювання фідера;

в) зі зміною довжини фідера змінюється комплексний вхідний опір, що призводить до зміни коефіцієнта стоячої хвилі (КСХ) у фідері. Збільшення КСХ означає збільшення втрат у реальній лінії передачі, тобто зменшення ККД антенно-фідерної системи і, відповідно, зменшення коефіцієнта підсилення антени та збільшення еквівалентної шумової температури приймальної системи (навіть без врахування безпосереднього прийман-



ня паразитного випромінювання за рахунок антенного ефекту). Вплив фідера на характеристики антенної системи особливо критичний для антен з малими електричними розмірами та невисоким ККД, тобто, наприклад, для антен рухомого (мобільного) зв'язку.

Погіршення коефіцієнта підсилення антени, КСХ і ККД означає зменшення енергетичного потенціалу радіолінії та необхідність збільшення потужності передавача;

г) збільшення потужності передавача разом зі зміненою діаграмою спрямованості призводить до загострення проблеми взаємних завад (*електромагнітної сумісності*) радіоелектронних засобів зв'язку.

Повністю позбутися антенного ефекту фідера можливо лише теоретично. Послабити його можна, і для цього існує багато способів. Наприклад, для симетричних двопровідних ліній передачі зменшення антенного ефекту фідера другого роду досягається забезпеченням малого КСХ у лінії, зменшенням відстані між провідниками, періодичним схрещенням або звиванням провідників з кроком, набагато меншим від довжини хвилі  $\lambda$ . Поле випромінювання чотирипровідної лінії з перехресним з'єднанням провідників набагато менше, ніж поле випромінювання двопровідної лінії, а для екранованої двопровідної лінії антенний ефект фідера другого роду майже непомітний. Способи боротьби з антенним ефектом фідера першого роду зводяться до боротьби з виникненням синфазних струмів або з їх перетворенням на протифазні в режимі приймання. Для спряження симетричних систем з несиметричними застосовують спеціальні пристрої – BALUN (скорочення від англ. balanced-to-unbalanced). Умови електричної симетрії еквівалентної схеми на рис. 3.5 визначені таким чином:  $Z_1 = Z_2$ ,  $U_1 = U_2$ ,  $I_1 = I_2$ ,  $I_{\phi 1} = I_{\phi 2}$ ,  $I_{\phi 3} = 0$ .

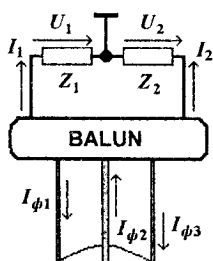


Рис. 3.5

Пристрої BALUN, що забезпечують вказані умови, поділяють на дві групи: ті, які забезпечують умову  $U_1 = U_2$  (V-BALUN, voltage BALUN), і ті, які забезпечують умову  $I_1 = I_2$  (C-BALUN, current BALUN). До перших належать, наприклад, U-коліно, трансформатори на феритових магнітопроводах, до других – резонансні та нерезонансні пристрої запирання синфазних струмів (найчастіше дросельного типу). Для перших необхідне одночасне виконання умов  $U_1 = U_2$ ,  $Z_1 = Z_2$  (остання виконується для симетричних схем), а другі являють собою великий опір винятково для струму  $I_{\phi 3}$  (при цьому і забезпечується

$I_1 = I_2$ ). Одним із шляхів придушення поверхневого струму є використання діелектричних або феритових покриттів з великими втратами.

Зауважимо, що для антенно-фідерних трактів НВЧ явища, подібні до описаних вище, виникають через затікання НВЧ струмів на зовнішню поверхню хвилеводів, тильну поверхню дзеркал антен тощо.

### 3.9 Канали приймання неосновного випромінювання

Вплив різних факторів на величину енергетичного потенціалу радіолінії вже було розглянуто в цьому розділі, але простого збільшення цього потенціалу часто недостатньо для забезпечення потрібної якості й дальності зв'язку. Із проблемою стійкості приймальної системи до завад тісно пов'язана необхідність придушення неосновного випромінювання передавачів і можливості приймання неосновного випромінювання приймачами, тобто покращання електромагнітної сумісності радіоапаратури.

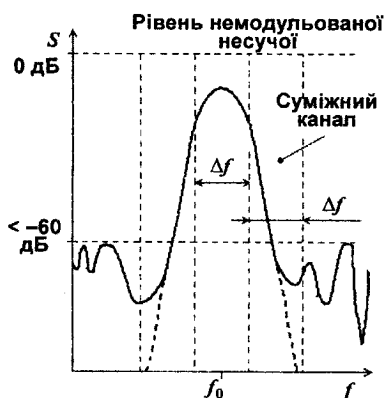


Рис. 3.6

Неосновне випромінювання поділяють на *позасмугове* й *побічне*. Позасмуговим називають випромінювання на частотах, які не належать смузі основного випромінювання передавача. Як правило, велика частина потужності позасмугового випромінювання зосереджена в певному діапазоні частот поблизу смуги основного випромінювання. Причиною виникнення позасмугового випромінювання є необмеженість спектра обмеженого в часі сигналу, з укороченням імпульсів сигналу область його спектра з високою спектральною густиною розширюється. Побічне випромінювання – це радіовипромінювання, яке виникає завдяки будь-яким нелінійним процесам (за винятком модуляції) у радіоелектронних приладах. Зокрема, у сучасних засобах зв'язку з метою підвищення ККД вихідні каскади передавачів працюють, як правило, у режимі відсічки

струму, що приводить до генерації значної кількості гармонік. Нижчі з них можуть сягати рівня  $-5 \dots -6$  дБ, а часом і  $-3$  дБ відносно рівня основного випромінювання. При використанні такого передавача в широкій смузі частот важко компенсувати ці гармоніки за допомогою балансних (двотактних) схем, тому що потрібні характеристики активних елементів гірше відтворюються в ширшому діапазоні частот. Навіть фільтрація вихідного сигналу передавача фільтром низької частоти з високою крутістю спадання амплітудно-частотної характеристики не завжди прийнятна – при ширині робочої смуги частот більше октави (тобто, коли вища частота смуги більш ніж удвічі перевищує нижчу) друга гармоніка нижчої робочої частоти потрапляє в робочу смугу.

Джерелами побічного випромінювання є:

- гармоніки робочої частоти  $f_0$ , неповністю відфільтровані на виході передавача;
- паразитне радіовипромінювання при самозбудженні передавача через паразитні зв'язки в його схемі та приладах;
- радіовипромінювання гетеродина при недостатній ізоляції тракту самого гетеродина та антени;
- комбінаційне радіовипромінювання при взаємодії на нелінійному елементі коливань із частотою несучої та її гармонік;
- інтермодуляційне радіовипромінювання при взаємодії на нелінійному елементі коливань струму несучої частоти та струму, наведеного зовнішніми джерелами електромагнітного поля (наприклад, при близькому розташуванні кількох передавачів);
- шумове радіовипромінювання за рахунок модуляції несучої шумами передавача.

Останній вид побічного радіовипромінювання, як правило, має незначний рівень у смузі основного випромінювання.

Здатність радіоприймача виділяти корисний сигнал на фоні завад, що створюються неосновним радіовипромінюванням, характеризується **частотною селективністю по суміжним і побічним каналам**.

Частотна селективність по суміжним (тобто по найближчим до даного) каналам визначається, головним чином, частотною характеристикою фільтра основної селекції останньої проміжної частоти. Каналів приймання побічного випромінювання може бути кілька.

Канал приймання побічного випромінювання на проміжній частоті виникає в тому випадку, коли несуча частота завади  $f_3$  (наприклад, випромінювання сусіднього передавача або іншого потужного генератора високочастотних електромагнітних коливань) збігається з проміжною частотою приймача  $f_{пч}$  (рис. 3.7). Шляхом зменшення впливу цього каналу є забезпечення якомога більшої селективності приймача та використання якомога нижчої проміжної частоти.

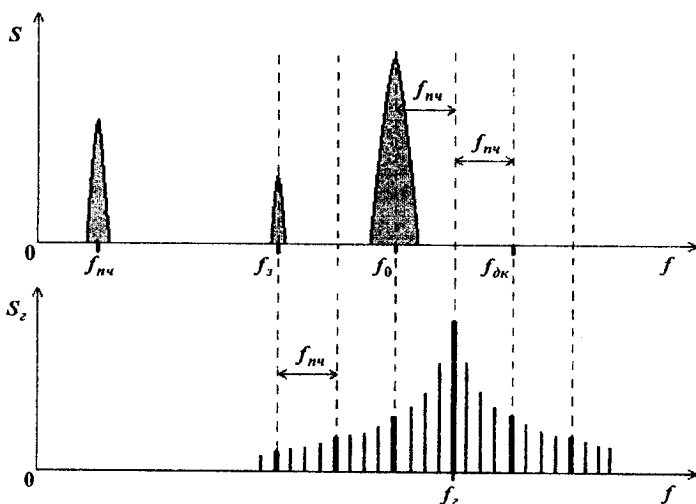


Рис. 3.7

Дзеркальний канал приймання побічного випромінювання виникає тоді, коли певна смуга частот у спектрі завади (поблизу частоти  $f_{dk}$  на рис. 3.7) та основна смуга приймача (поблизу частоти  $f_0$ ) розташовані симетрично відносно частоти гетеродина приймача  $f_c$ . Це призводить до перенесення смуги завади в змішувачі приймача до смуги проміжної частоти корисного сигналу та потрапляння завади разом з корисним сигналом у наступні тракти приймача. Можлива також ситуація, коли частота завади розташована у спектрі точно посередині між частотою гетеродина і дзеркальною частотою, тоді взаємодія другої гармоніки гетеродина й другої гармоніки вказаної "напівдзеркальної" частоти завади також призводить до потрапляння завади на проміжну частоту. Крім покращення селективності приймача, зменшення можливості впливу такої завади досягається збільшенням проміжної частоти.

Комбінаційний канал приймання побічного випромінювання виникає при взаємодії в змішувачі гармонік гетеродина з гармоніками завади та корисного сигналу. При виконанні співвідношення  $f_{nc} - \Delta f / 2 \leq m f_3 \pm n f_2 \leq f_{nc} + \Delta f / 2$ , де  $\Delta f$  – основна смуга пропускання,  $m, n$  – натуральні числа, завада буде потрапляти в тракт підсилення проміжної частоти.

Завади радіоприймальної системі можуть створюватися і через немонохроматичність коливань гетеродина, тобто наявність гармонік і шумів у спектрі його сигналу. Якщо він містить складові, що збігаються за частотою з основним або дзеркальним каналом приймання, то ці складові перетворюю-

ються на змішувачі до проміжної частоти. При недостатній селективності вхідних ланцюгів приймача дія потужної завади з певною частотою, яка відрізняється від частоти наявної у спектрі гетеродина складової на величину проміжної частоти, також призводить до виникнення завади на проміжній частоті та її подальше підсилення разом із сигналом.

Отже, для зменшення впливу каналів приймання неосновного випромінювання на якість зв'язку необхідно:

- забезпечення максимально можливої селективності приймального тракту до першого нелінійного елемента;
- використання гетеродина з якомога вужчим спектром, в ідеалі – генератора гармонічних коливань;
- застосування в змішувачі нелінійного елемента з квадратичною вольт-амперною характеристикою (для проріджування спектра гармонік гетеродина);
- правильно вибрати проміжну частоту;

Зауважимо, що проміжна частота для ослаблення завад по дзеркальному каналу має бути якнайбільшою, а для ослаблення завад по побічному каналу – якнайменшою. Це одна з причин застосування в радіоприймачах кількох послідовних перетворень частоти.

Припустимий рівень неосновного випромінювання для різних систем зв'язку визначений регламентом радіозв'язку. Наприклад, для передавачів дециметрового й сантиметрового діапазонів (у стільниковому, супутниковому, радіорелейному зв'язках) потужністю  $>10$  Вт рівень будь-якої спектральної складової неосновного випромінювання має бути меншим від  $-50$  дБ відносно основного випромінювання.

### **3.10. Множник ослаблення для радіоліній наземного зв'язку**

Найбільш інтенсивно останнім часом розвиваються системи супутникового та стільникового рухомого радіозв'язку, що зазвичай працюють у діапазонах УВЧ і НВЧ. Радіохвилі цих діапазонів, як зазначалося в розд. 2, майже безперешкодно проходять крізь шари іоносфери, характеризуються слабкою дифракцією та рефракцією при поширенні поблизу поверхні землі. Рівняння зв'язку та його параметри, визначені за умови поширення хвиль у вільному просторі, можуть бути використані для розрахунку радіолінії відповідної системи зв'язку з антенами, що високо підняті над поверхнею землі ( $h_1 \gg \lambda$ ,  $h_2 \gg \lambda$ , рис. 2.2) і мають такі діаграми спрямованості, які виключають помітний вплив поверхні землі на величину електромагнітного поля, створюваного антенами. Підняти передавальну й приймальну антени на висоту, яка дорівнює хоча б кільком довжинам хвиль, можна при  $\lambda < 10$  м, лише в окремих випадках –  $\lambda < 100$  м, якщо не брати до уваги унікальні інженерні споруди. Тільки за таких умов можна наближено вважати, що на ділянку поверхні землі падає однорідна

локально плоска радіохвиля, створювана антеною, й є сенс введення коефіцієнтів відбиття поля від однорідної плоскої поверхні.

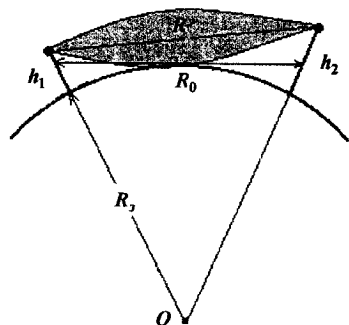


Рис. 3.8

Істотна для поширення радіохвиль область простору залежить від співвідношень між  $h_1, h_2, R, \lambda$  і може як містити, так і не містити частину поверхні землі (рис. 3.8). Для зменшення впливу поверхні землі на електромагнітне поле необхідне не тільки виконання умови прямого бачення  $R \geq R_0$  (див п. 2.5.4), а й відсутність охоплення першою зоною Френеля антени поверхні землі.

Наближено вважається, що для радіоліній малої протяжності ( $R < 0,2R_0$ ) Землю можна вважати локально плоскою, для радіоліній середньої протяжності ( $0,2R_0 < R < 0,8R_0$ ) необхідно враховувати сферичність Землі, а для радіоліній великої протяжності ( $R > 0,8R_0$ ) необхідно розраховувати поле дифракції на поверхні землі.

Математичні моделі впливу поверхні землі відносно просто будуються в наближенні гладкої поверхні в межах "істотної" її ділянки (тобто тієї, що безпосередньо бере участь у поширенні хвиль у радіолінії). У реальних умовах це наближення не виконується, але можна визначити величину прийнятних відхилень від гладкості.

Розглянемо плоску поверхню із западиною глибиною  $\delta$  і довжиною  $l$  (рис. 3.9), на яку під кутом  $\vartheta$  падає плоска електромагнітна хвиля. При дзеркальному відбиванні хвилі ( $\vartheta = \vartheta'$ ) різниця ходу для променя 2, що відбивається від дна заглиблення, щодо до променя 1 становить  $2\delta \cos \vartheta$ . Відповідно, різниця фаз становить  $\Delta\psi = 2k\delta \cos \vartheta$ . Максимальна прийнятна різниця фаз залежить від типу системи зв'язку й найчастіше може бути оцінена величиною  $\Delta\psi = \pi/2$ . При цьому максимальна прийнятна глибина "рельєфу" поверхні

$$\delta_{\max} = \frac{\lambda}{8 \cos \vartheta}. \quad (3.29)$$

Останнє співвідношення відоме як *критерій Релея*. Довжина окремої западини або сумарна довжина всіх ділянок відхилень "рельєфу" (якщо їх багато) від плоскої поверхні в цій моделі має бути набагато меншою, ніж довжина "істотної" ділянки поверхні. Наближено можна вважати, що висловлене справедливе при  $l_{\max} \ll \sqrt{\pi \lambda R} / \cos \vartheta$ . Залежність від кута

падіння послаблює "вимоги" до розмірів "дефектів" поверхні – наприклад, при  $\vartheta \approx 75^\circ$  оцінка дає  $\delta_{\max} \approx \lambda/2$ .

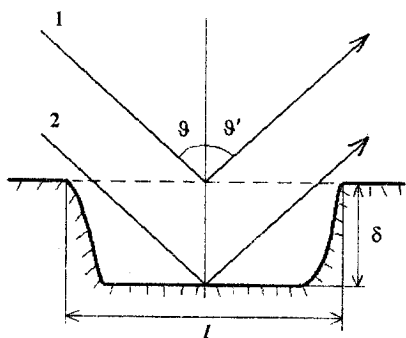


Рис. 3.9

розсіювання, не існує, і за невиконання критерію Релея частіше спостерігається напіврозсіяне випромінювання, для якого потік потужності зосереджений, головним чином, у певному тілесному куті навколо напрямку, що задається  $\vartheta'$ . Можливе й поширення розсіяного поля в напрямку до джерела випромінювання. До такого спотворення плоского фронту відбитої хвилі призводить саме наявність у межах "істотної" ділянки поверхні випадково розподілених "дефектів" поверхні. Зауважимо, що подібне може спостерігатися не тільки при геометричному відхиленні рельєфу від плоскої поверхні, а й при локальній зміні електричних властивостей матеріалу поверхні.

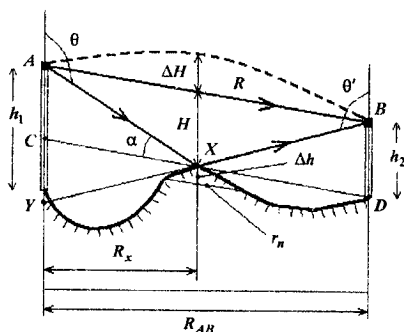


Рис. 3.10

жати  $R_{AB} = R$ , відстань між антенами достатньо велика для розгляду поля випромінювання в далекій зоні. Найвищу точку профілю  $X$  ("точку відбиття") визначають за методом дзеркальних відображень: у цій точці

При зменшенні  $\lambda$ , особливо в НВЧ діапазоні, і розвиненому "рельєфі" поверхні відбите поле часто наближається за своєю структурою до повністю розсіяного (дифузного). Воно характеризується залежністю  $\sim \cos \vartheta'$  для густини потоку потужності відбитого електромагнітного випромінювання від кута спостереження  $\vartheta'$ , при цьому діаграма розсіювання не залежить від кута падіння плоскої хвилі  $\vartheta$ . Ідеально дифузної поверхні, що забезпечує таке

Вплив земної поверхні та тропосфери на електромагнітне поле в точці приймання враховують за допомогою множника ослаблення. Для розрахунку радіолінії будують профіль місцевості (рис. 3.10), на якому позначають лінію прямого бачення  $AB$  між антенами й відстань між антенами в декартовій системі координат  $R_{AB}$ . Для реальних радіоліній з висотами  $h_1, h_2$ , порівняно невеликими щодо відстані  $R_{AB}$ , з високою точністю можна вва-

перетинаються відрізки  $CD$  і  $YB$ , перший з яких паралельний  $AB$  і дотичний до профілю поверхні землі, початок другого відрізка  $Y$  вважається уявним джерелом відбитої хвилі,  $|AC| = |CY|$ . Вводиться відносна координата "точки відбиття" –  $x = R_X / R_{AB}$ .

**Просвіт радіолінії**  $H = |AC| = |BD|$  практично дорівнює відстані між  $AB$  і  $X$ . Зустрічаються такі радіолінії, де просвіт необхідно визначати, наприклад, у двох місцях – у найвищій точці профілю і в точці відбиття на достатньо протяжній плоскій ділянці. У будь-якому разі відбита хвиля, очевидно, формується не в точці, а певною ділянкою поверхні. Просвіт вважається додатним, якщо  $AB$  проходить вище  $X$ , і від'ємним у протилежному випадку. Відносний просвіт визначається таким чином:

$$p(g) = H(g) / H_0 = (H + \Delta H(g)) / H_0, \quad (3.30)$$

де  $H_0$  – мінімальний просвіт радіолінії, при якому напруженість поля в точці  $B$  дорівнює напруженості поля, створюваній тією самою передавальною антеною на відстані  $R$  у вільному просторі,  $\Delta H(g)$  – приріст просвіту під впливом атмосферної рефракції. Залежно від відносного просвіту радіолінії поділяють на **закриті** – при  $p(g) < 0$ , **напіввідкриті** – при  $0 \leq p(g) < 1$ , і **відкриті** – при  $p(g) \geq 1$ . Для  $H_0$  за оцінку найчастіше використовують радіус першої зони Френеля:

$$H_0 = \sqrt{\lambda x (R_{AB} - R_X) / 3} = \sqrt{\lambda R x (1 - x) / 3}. \quad (3.31)$$

Вплив атмосферної рефракції враховують таким чином:

$$\Delta H(g) = -g R_X (R_{AB} - R_X) / 4 = -g R^2 x (1 - x) / 4, \quad (3.32)$$

де  $g = \partial \varepsilon / \partial h$  – вертикальний градієнт діелектричної проникності атмосфери  $\varepsilon$ . Величина  $g$  для певної місцевості вважається середнім значенням випадкової величини градієнта  $\varepsilon$  з нормальним розподілом і стандартним відхиленням  $\sigma_g$ . Із задовільною точністю вона може бути оцінена за допомогою спеціальних довідників, складених на основі тривалих спостережень і дослідів для різних географічних областей, сезонів року й часу доби.

Модуль множника ослаблення розраховують за інтерференційними формулами. У радіолінії з  $N$  "точок відбиття":

$$|V| = \sqrt{\left(1 + \sum_{i=1}^N \Gamma_i \cos \psi_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \Gamma_i \sin \psi_i\right)^2}, \quad i = 1 \dots N, \quad (3.33)$$



де  $\Gamma_i$  і  $\psi_i$ , відповідно, модуль коефіцієнта відбиття по полю від  $i$ -ої "точки відбиття" і фазовий зсув  $i$ -ої відбитої хвилі щодо хвилі прямої передачі.

За наявності лише єдиної відбитої хвилі

$$|V| = \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos \psi}. \quad (3.34)$$

Модуль коефіцієнта відбиття  $\Gamma$  залежить від характеру рельєфу місцевості, поляризації поля випромінювача та кута  $\alpha$ ,  $\alpha = H(g)/(2Rx(1-x))$ .

Різниця коефіцієнтів відбиття для горизонтальної й вертикальної поляризації може призводити до формування в точці спостереження поля еліптичної поляризації при лінійній поляризації поля випромінювача. Певна структура поверхні може призводити, навпаки, до придушення відбиття хвиль з поляризацією, ортогональною до поляризації випромінювача.

Наприклад, відомо, що при падінні з кутом  $\alpha \approx 3...5^\circ$  НВЧ хвилі горизонтальної поляризації на поверхню моря з висотою хвиль, порівняною з довжиною радіохвилі  $\lambda$ , амплітуда поля відбитої хвилі вертикальної поляризації зменшується в 10 і більше разів у порівнянні з відбиттям від абсолютно гладкої незбуреної поверхні моря.

Різниця ходу між хвилями, що інтерферують,

$$\Delta r = H^2(g)/(2Rx(1-x)) \quad (3.35)$$

забезпечує різницю фаз  $\psi = k\Delta r + \varphi_X$ , де  $\varphi_X$  – фаза коефіцієнта відбиття в точці  $X$ . Лише для ідеально провідної поверхні  $\varphi_X = \pi$ , але й для природної поверхні землі при близькому до дотичного падінні радіохвилі (малій величині  $\alpha$ )  $\varphi_X \approx \pi$ . При цьому з урахуванням (3.30), (3.31), (3.34), (3.35)

$$\psi = \pi p^2(g)/3 + \pi, \quad (3.36)$$

$$|V| = \sqrt{1 + \Gamma^2 - 2\Gamma \cos(\pi p^2(g)/3)}. \quad (3.37)$$

При  $p(g)=1$  у цьому випадку різниця ходу  $\Delta r = \lambda/6$ , і  $|V|=1$ , якщо  $\Gamma=0$  або  $\Gamma=1$ . Зміна коефіцієнта відбиття в широких межах –  $\Gamma=0,2...0,8$  – порівняно незначно впливає на зміну множника ослаблення за умови  $p(g)=1$ ,  $\varphi_X \approx \pi$ :  $|V| \approx 0,87...0,92$ .

При малій величині  $\alpha$  для природних радіоліній справедливе припущення  $\varphi_X \approx \pi$ ,  $\Gamma \approx 1$  для хвиль і вертикальної, і горизонтальної поляризації. Це часто використовують для наближеного розрахунку множника ослаблення. Дійсно, у зазначеному припущенні

$$|V| = \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos(\pi p^2(g)/3)}. \quad (3.38)$$

Зокрема, для горизонтального розташування  $AB$  без урахування рефракції одержуємо

$$|V| = \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \left( \frac{\pi [h_1 + h_2 x]^2}{\lambda R x(1-x)} \right)} = 2 \sin \left( \frac{\pi [h_1 + h_2 x]^2}{2\lambda R x(1-x)} \right). \quad (3.39)$$

Для простого випадку плоскої поверхні (рис. 2.2) за відсутності рефракції різниці ходу  $\Delta r \approx 2 \frac{h_1 h_2}{R}$  (див. п. 2.2.), і в тому самому припущенні  $\phi_x \approx \pi$ ,  $\Gamma \approx 1$  різниці фаз становить

$$\psi = \frac{4\pi}{\lambda R} h_1 h_2 + \pi, \quad (3.40)$$

а множник ослаблення

$$|V| = \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda R} h_1 h_2 \right)} = 2 \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda R} h_1 h_2 \right). \quad (3.41)$$

Характерні для реальних радіоліній співвідношення між  $h_1, h_2, R, \lambda$  забезпечують, як правило, виконання умови  $\frac{2\pi}{\lambda R} h_1 h_2 \ll 1$ , що призводить до виразу

$$|V| = \frac{4\pi}{\lambda R} h_1 h_2. \quad (3.42)$$

Це співвідношення називають інтерференційною **формулою Введенського**. Її використовують для наближених розрахунків множника ослаблення при  $\frac{2\pi h_1}{\lambda} \sin \arctg \frac{|h_1 - h_2|}{R} < \frac{\pi}{9}$  за умови виконання вказаних вище припущень ( $\arctg \frac{|h_1 - h_2|}{R} = \theta - \frac{\pi}{2}$  із рис. 3.10).

Підкреслимо, що розглянуті інтерференційні формули використовуються у випадку слабо спрямованих антен, розміщених у далекій зоні. Часто інтерференційною формулою називають також співвідношення (3.8) або відповідний вираз для напруженості поля в точці приймання.

Повернемося до аналізу (3.38). При  $p(g) > 1$  спостерігається інтерференційна картина поля. На залежності множника ослаблення від відносного просвіту спостерігаються максимуми й мінімуми, амплітуди яких залежать від коефіцієнта відбиття радіохвилі від земної поверхні (рис. 3.11) і особливо збільшуються при  $\Gamma \rightarrow 1$ . Максимуми  $|V|$  спостерігаються при

$$p(g) = \sqrt{3(2n-1)}, \quad (3.43)$$

де  $n$  – натуральне число (номер максимуму).

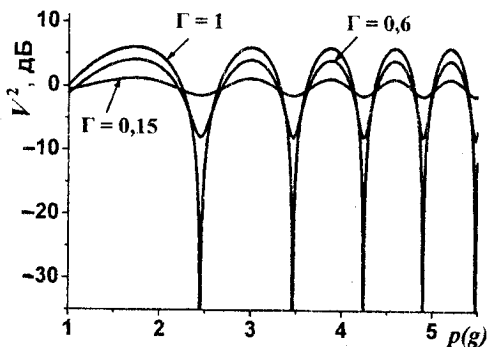


Рис. 3.11

У максимумах величини просвітів  $H_n(g)$  відповідають радіусам непарних зон Френеля, а  $|V|_n = 1 + \Gamma_n$  (коефіцієнт відбиття в загальному випадку залежить від величини просвіту принаймні через зміну орієнтації фазового фронту хвилі відносно поверхні). Мінімуми  $|V|$  спостерігаються при

$$p(g) = \sqrt{6m}, \quad (3.44)$$

де  $m$  – натуральне число

(номер мінімуму). Відповідно, величини просвітів  $H_m(g)$  відповідають радіусам парних зон Френеля, а  $|V|_m = 1 - \Gamma_m$ .

Коефіцієнт відбиття найчастіше не може бути визначений з високою точністю через складність природних умов реальної радіолінії, тому при розрахунку радіолінії часто використовують певні наближення:

1) ділянка земної поверхні з розмірами западин і височин  $\delta < \delta_{\max} = 0,5H_0 / \sqrt{m}$  вважається плоскою.

2) модуль коефіцієнта відбиття від плоскої ділянки поверхні вважається рівним 1, якщо при розташуванні "точки відбиття" приблизно посередині радіолінії ( $x \approx 0,5$ ) довжина такої ділянки  $r_n$  оцінюється такими величинами:

$m$	1	2	3	4	5
$r_n$	$\geq 0,38R$	$\geq 0,28R$	$\geq 0,23R$	$\geq 0,2R$	$\geq 0,18R$

3) якщо відбиття відбувається на ділянці зі складним рельєфом при  $\delta > \delta_{\max}$ , з лісовим покривом тощо, використовуються усереднені значення коефіцієнта відбиття для певного частотного діапазону й певного типу поверхні, що враховують частково дифузний характер відбиття. Орієнтовні значення коефіцієнтів відбиття для різних умов наведені нижче.

		Вид поверхні		
		Водна поверхня	Рівнина, луки	Рівна місцевість, вкрита лісом
Коефіцієнт відбиття при $\alpha \approx 0,2 \dots 0,5^\circ$ , для довжини хвилі:	3 см	0,3...0,4	0,25...0,3	0,2...0,25
	10 см	0,9...0,95	0,8...0,95	0,5...0,6

4) звуження діаграм спрямованості антен у вертикальній площині еквівалентне зменшенню коефіцієнта відбиття:

$$\Gamma_e = \Gamma F(\theta) F_{rec}(\theta'); \quad (3.45)$$

5) при екрануванні відбитої хвилі рельєфом земної поверхні, перешкодами, будівлями тощо, вважається, що  $\Gamma = 0$ , а  $H$  визначається вершиною перешкоди;

6) у випадку випуклої гладкої поверхні ділянки відбиття вважають

$$\Gamma \approx \Lambda, \quad (3.46)$$

де  $\Lambda$  – коефіцієнт розбіжності, що враховує зменшення модуля коефіцієнта відбиття через розширення тілесного кута, в якому зосереджена електромагнітна енергія, при відбитті від випуклої поверхні.

Для розрахунку  $\Lambda$  використовуються такі співвідношення:

$$\Lambda = \left( 1 + \frac{32x^2(1-x)^2 R^2 \Delta h}{r_n^2 H} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.47)$$

у мінімумах  $|V|$

$$\Lambda_m = \left[ 1 + 13,1 \frac{x^2(1-x)^2 R^2 \Delta h}{r_n^2 H_0 \sqrt{m}} \left( 1 + \frac{r_n^2 H_0 (p(0) - \sqrt{6m})}{4R^2 \Delta h x(1-x)} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.48)$$

де  $r_n$  і  $\Delta h$  – відповідно, хорда й висота сегмента сферичної поверхні, яким апроксимується опукла ділянка реальної поверхні (рис. 3.10). Хорда  $r_n$  проводиться паралельно  $AB$ . Формула (3.48) справедлива при додатному значенні виразу у квадратних дужках. Але інколи в результаті розрахунку виявляється, що  $\Lambda > 1$ . Така ситуація може спостерігатися при відбитті від увігнутої земної поверхні або від уявної увігнутої поверхні, що утворюється через трансформацію шляху поширення хвиль під дією атмосферної рефракції. При цьому відбувається не розсіювання (розширення тілесного кута поширення) відбитих хвиль, а їх фокусування, що призводить до збільшення енергетичного потенціалу радіолінії. Подібне "підсилення" може відбуватися і в напіввідкритих і закритих радіолініях з високими малопротяжними перешкодами за умови певних співвідношень між висотами антен і перешкоди, їх координатами та довжиною хвилі.

У зв'язку з тим, що фазовий зсув  $\psi$  залежить не тільки від різниці ходу хвиль, а й від  $\lambda$  (тобто і від частоти), при передачі сигналу із широкою смугою інтерференційні явища можуть призвести до спотворення співвідношень між спектральними складовими сигналу на вході приймача і спотворення інформації, що передається. Для довгих НВЧ радіоліній співвід-

ношення між амплітудами несучої та бічних частот модульованого сигналу помітно порушуються навіть для першого інтерференційного мінімуму  $|V|$ .

### 3.11. Особливості радіоліній систем мобільного зв'язку

У системах стільникового мобільного зв'язку зазвичай використовуються базові станції (БС) з високо піднятими антенами та мобільні (абонентські) термінали (МТ), які разом з антенами розміщуються не вище рівня

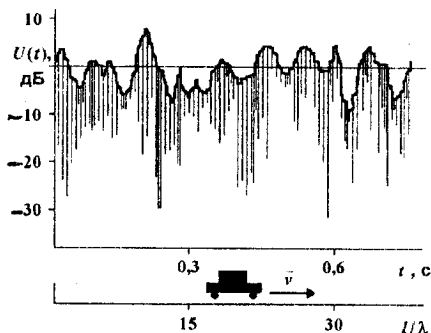


Рис. 3.12

міської забудови. У містах практично відсутнє пряме бачення між антенами БС та МТ і спостерігаються глибокі завмирання з квазіперіодичним характером мінімумів. Типовий вигляд залежності величини вхідного сигналу МТ від часу наведено на рис. 3.12.

Амплітуда сигналу залежить від часу і місцезнаходження МТ під час його руху, тому просторові завмирання сигналу сприймаються як часові. Додатково

під час руху МТ виникає доплерівський зсув частоти  $\Delta\omega_D = k|\vec{v}|\cos\beta$ , де  $\vec{v}$  – швидкість руху,  $\beta$  – кут між  $\vec{v}$  і напрямком приходу хвилі. При передачі з БС на МТ гармонічного сигналу на вході МТ формується сигнал з випадковими амплітудною і фазовою модуляціями з ефективною смугою частот  $\Delta\omega_{ef.D} = 2k|\vec{v}|$ , якщо характер місцевості складний, і багатократно відбиті хвилі приймаються МТ з усіх напрямків.

Сигнал у точці приймання піддається швидким завмиранням (ШЗ) і повільним завмиранням (ПЗ). Причиною ПЗ є затінення першої напівзони Френеля антени через особливості рельєфу й міської забудови, причиною ШЗ – багатопроменевий характер поширення та інтерференція сигналу в радіолінії при випадкових змінах різниці фаз між променями. Вважається, що ПЗ виникають через зміну місцезнаходження МТ, а ШЗ – через інтерференцію плоских хвиль, що рухаються горизонтально й мають випадкові амплітуди та фази.

Експериментальні дослідження сигналів у радіолініях різного характеру в діапазоні частот 0,05...11,2 ГГц дозволили сформулювати висновки щодо особливостей багатопроменевого поширення хвиль у реальних умовах встановлення мобільного радіозв'язку між наземними об'єктами:

- поле в будь-якій точці приймання утворюється кількома плоскими хвилями з випадковими амплітудами й кутами поширення в горизонтальній площині, різні напрямки приходу хвиль у горизонтальній площині рівномірні;

- відбиті хвилі статистично незалежні;
- плоскі хвилі надходять від стаціонарних розсіювачів, головним чином, – від будівель.

Напруженість поля, створюваного в точці приймання відбитою хвилею, залежить від багатьох параметрів поверхні відбиття – форми, орієнтації в просторі, електричних властивостей тощо. Такі параметри характеризуються випадковими значеннями в умовах складного рельєфу місцевості, наявності великої кількості будівель, інженерних споруд, дерев тощо. Через це *напруженість поля в точці приймання розглядають як випадкову комплексну величину, розподіл якої близький до нормального*. Розподіл модуля комплексної амплітуди цієї величини підкоряється *закону Релея*.

Отже, використовуються такі припущення щодо параметрів багатопроменевого сигналу:

- фази відбитих хвиль рівномірно розподілені на інтервалі  $0 \dots 2\pi$  ;
- амплітуди і фази відбитих хвиль статистично незалежні;
- модуль комплексної амплітуди сигналу розподілений за законом Релея.

Модуль комплексної амплітуди сигналу з урахуванням впливу ПЗ і ШЗ можна представити у вигляді

$$U(t) = U_M |V_{\Pi}(t)| |V_{Ш}(t)|, \quad (3.49)$$

де  $U_M$  – усереднена за повільним і швидким завмиранням амплітуда, яку називають також *довготерміновою медіаною*,  $V_{\Pi}(t)$  і  $V_{Ш}(t)$  – множники ослаблення ПЗ і ШЗ відповідно. З припущення того, що основною причиною ПЗ є рух МТ, можна вважати  $V_{\Pi}(t) = V_{\Pi}(l)$ , де  $l$  – відстань по координаті, що збігається з напрямком руху ( $l = |\vec{v}|t$ ).  $V_{\Pi}(l)$  залежить і від відстані  $R$  до БС, але в моделі вважається, що  $U_M$  – усереднене медіанне значення рівня сигналу, що спостерігається саме в 50 % точок спостереження на відстані  $R$  від БС упродовж 50 % часу спостереження. Довготермінову медіану визначають шляхом усереднення сигналу за часом і місцезнаходженням МТ:

$$U_M = \frac{1}{2S} \int_{-S}^{+S} \left( \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} U(\tau) d\tau \right) dl, \quad (3.50)$$

де  $2T$  – інтервал усереднення за часом, тривалість якого відповідає спостереженню 40...80 глибоких швидких завмирань,  $2S \approx 40\lambda$  – інтервал усереднення за місцезнаходженням (на ньому теж спостерігається до 80 завмирань). Характерний просторовий масштаб ШЗ –  $(0,5 \dots 3)\lambda$ , що становить 20...100 см для систем мобільного зв'язку з несучою частотою 900 МГц.

Радіус "активного" району ШЗ становить близько  $100\lambda$ . Це означає, що у створенні відбитих сигналів, які потрапляють на вхід МТ, активно беруть участь тільки споруди в радіусі  $100\lambda$  ( $\approx 33$  м для частоти 900 МГц) навколо МТ. "Активний" район ШЗ рухається разом з МТ. Густина розподілу ШЗ, відповідно до закону Релея:

$$w(|V_{Ш}|) = \frac{|V_{Ш}|}{\sigma_V^2} \exp\left[-\frac{|V_{Ш}|^2}{2\sigma_V^2}\right], \quad (3.51)$$

де випадкова величина  $|V_{Ш}|$ ,  $2\sigma_V^2 = \bar{P}$  – середня нормована на  $U_M^2$  (безрозмірна) потужність сигналу,  $\sigma_V^2$  – дисперсія  $|V_{Ш}|$  (при розгляді тільки ШЗ  $|V_{Ш}|$  і  $\bar{P}$  нормовані таким чином, що  $\bar{P} = 1$ ).

Зауважимо, що саме такий характер швидких завмирань у реальних радіолініях послужив, зокрема, причиною найменування ліній фіксованого наземного радіозв'язку радіорелейними. Експериментальні результати показують, що завмирання є нестационарним випадковим процесом, але з достатньою для інженерних розрахунків точністю їх можна вважати стационарним випадковим процесом на обмежених інтервалах часу.

Для визначення середньої кількості перетинів заданого рівня  $|V_{Ш}|_0$  випадковою функцією  $|V_{Ш}(t)|$  обчислюється сумісна густина розподілу  $|V_{Ш}(t)|$  та її похідної в припущенні стаціонарності  $|V_{Ш}(t)|$ , у результаті математичне очікування кількості перетинів заданого рівня

$$N(V_N) = \frac{k|\bar{v}|}{\sqrt{2\pi}} V_N \exp\left[-V_N^2\right], \quad (3.52)$$

де  $V_N = |V_{Ш}|_0 / \sqrt{2\sigma_V^2}$  – заданий рівень  $|V_{Ш}|$ , нормований відносно середньоквадратичного значення. Середній час знаходження випадкової величини  $|V_{Ш}(t)|$  нижче заданого рівня, тобто середня тривалість ШЗ, відповідно,

$$\tau_{ШЗ} = \frac{\sqrt{2\pi}}{k|\bar{v}|} \frac{1}{V_N} \left( \exp\left[V_N^2\right] - 1 \right). \quad (3.53)$$

*Приклад.* МТ працює в діапазоні 900 МГц і рухається зі швидкістю 60 км/год. При заданому рівні  $|V_{Ш}|$ , що відповідає  $-9$  дБ відносно середньоквадратичного значення, з (3.52) одержуємо  $N(V_N) \approx 39$  Гц, тобто 39 перетинів заданого рівня за секунду. За (3.53) обчислюємо середню тривалість завмирань  $\tau_{ШЗ} \approx 9,4$  мс.

У системах мобільного зв'язку існують також радіолінії, в яких сигнал на МТ утворюється одним прямим променем з великою амплітудою та кількома відбитими променями з малими амплітудами (за наявності прямого бачення МТ з боку БС і кількох точок відбиття вздовж радіолінії). У цьому випадку густина розподілу модуля комплексної амплітуди сигналу описується узагальненим законом Релея, або законом Релея – Райса:

$$w(U) = \frac{U}{\sigma_U^2} \exp\left[-\frac{U^2 + U_0^2}{2\sigma_U^2}\right] I_0\left(\frac{UU_0}{\sigma_U^2}\right), \quad (3.54)$$

де  $U_0$  – модуль комплексної амплітуди прямої хвилі,  $I_0\left(\frac{UU_0}{\sigma_U^2}\right)$  – функція Бесселя нульового порядку.

Експериментальні дослідження підтвердили, що флуктуації амплітуди сигналу через ШЗ добре описуються законами Релея і Релея – Райса в різних умовах міської забудови в широкому діапазоні частот 50 МГц ... 20 ГГц. У районах з приблизно однаковою щільністю забудови глибина завмирань сягає 30 дБ і більше, тривалість ШЗ обернено пропорційна несучій частоті сигналу й змінюється приблизно вдвічі при зміні напрямку руху від паралельного до перпендикулярного відносно напрямку на БС.

Щодо ПЗ сигналів мобільного радіозв'язку в міських умовах, то характерний просторовий масштаб таких завмирань пов'язаний з середньою протяжністю будівель і проміжків між ними, тобто із чергуванням "освітлених" і "затінених" зон. Довжину зазначеного вище інтервалу усереднення за місцезнаходженням практично обирають у межах 20...30 м. Експериментально встановлено, що густина просторового розподілу ПЗ описується логарифмічно-нормальним законом, тобто за нормальним законом розподілена не величина  $U$ , а її логарифм:

$$w(y) = \frac{1}{\sigma_S \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_S^2}\right], \quad (3.55)$$

де  $y = 20 \lg|V_{II}(l)|$ ,  $\bar{y}$  і  $\sigma_S^2$  – середнє значення випадкової величини  $y$  та її дисперсія за місцезнаходженням. Величина  $\sigma_S^2$  визначалася експериментально різними авторами і в діапазоні 900 МГц знаходиться в межах 4,5...6,5 дБ для центральних районів міста, 1...8,7 дБ для приміської зони, може досягати 10 дБ у містах зі складним рельєфом. Для американського континенту, наприклад, часто вважають  $\sigma_S^2 = 8$  дБ.

Існує ряд моделей для прогнозування рівня радіосигналу в системах мобільного зв'язку. На відміну від детермінованого методу розрахунку



множника ослаблення за профілем рельєфу місцевості для радіоліній зв'язку "від нерухомої точки до нерухомої точки" (наприклад, для радіо-релейних ліній), для сучасних систем стільникового мобільного зв'язку часто застосовують статистичний метод, в якому параметри місцевості (форма, розміри, розташування перешкод, властивості ділянок поверхні тощо) вважаються випадковими величинами. Враховуються також додаткові фактори – орієнтація вулиць, близькість лісових масивів, можливість подвійної й більш складної дифракції на кількох перешкодах та ін. Детермінований метод розрахунку використовують для створення комп'ютерних програм, що генерують карту покриття зони обслуговування сигналом, яка додатково перевіряється експериментально.

## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

*Айзенберг Г.З.* Антенны ультракоротких волн. – М.: Связь и радио, 1957. – 700 с.

*Антенны и устройства СВЧ, проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. Д.И. Воскресенского.* – М.: Радио и связь, 1994. – 592 с.

*Гроднев И.И., Верник С.М.* Линии связи. – М.: Радио и связь, 1988. – 544 с.

*Документы X пленарной ассамблеи МККР.* – Отчет № 322. Распределение по Земному шару атмосферных помех и их характеристики. – М.: Связь, 1965.

*Долуханов М.П.* Распространение радиоволн. – М.: Связь, 1972. – 336 с.

*Егоров Е.И., Калашников Н.И., Михайлов А.С.* Использование радиочастотного спектра и радиопомехи. – М.: Радио и связь, 1986. – 304 с.

*Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П.* Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1979. – 374 с.

*Марков Г.Т., Чаплин А.Ф.* Возбуждение электромагнитных волн. – М.: Радио и связь, 1983. – 296 с.

*Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. – 544 с.

*Справочник по радиорелейной связи / Н.Н. Каменский, А.М. Модель, Б.С. Надененко и др.; Под ред. С.В. Бородача.* – М.: Радио и связь, 1981. – 416 с.

*Энергетические характеристики космических радиолиний / Под ред. О.А. Зенкевича.* – М.: Сов. радио, 1972. – 436 с.

*William C.Y. Lee.* Mobile Cellural Telecommunications. Analog and Digital Systems, Second Edition. – International Editions, 1995. – 664 p.

Навчальне видання

ЛЕВИТСЬКИЙ Сергій Михайлович  
ЗАГОРОДНІЙ Володимир Васильович

**ВСТУП ДО РАДІОЗВ'ЯЗКУ.  
ВИПРОМІНЮВАННЯ  
ТА ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ**

Навчальний посібник

Редактор *Л.П. Львова*

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"



Підписано до друку 28.07.06. Формат 60x84<sup>1/16</sup>. Вид. № 387. Гарнітура Arial. Папір офсетний.  
Друк офсетний. Наклад 100. Ум. друк. арк. 5,6. Обл.-вид. арк. 6,0. Зам. № 26-3460

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"

01601, Київ, б-р Т. Шевченка, 14, кімн. 43,

☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28.

E-mail: [vydav\\_polygraph@univ.kiev.ua](mailto:vydav_polygraph@univ.kiev.ua)

WWW: <http://vpc.univ.kiev.ua>

Свідоцтво внесено до державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02.