

ALIMPIE IGNEA
EUGEN MÂRZA
ALDO DE SABATA

ANTENE ȘI PROPAGARE

EDITURA de VEST

ALIMPIE IGNEA EUGEN MÂRZA ALDO DE SABATA

EUGEN MÂRZA ALDO DE SABATA

ANTENE ȘI PROPAGARE

ANTENE ȘI PROPAGARE

Handwritten notes in cursive script, likely a library or archival stamp, partially legible.

EDICIA DE 1981
TIRATURA - 2002

Capitolul 1. Radiația	7
1.1. Legile electromagnetismului în regim armonicos	7
1.2. Ecuațiile lui Helmholtz. Unde plane	16
1.3. Condiții de frontieră. Aplicații la legile reflexiei și refracției undelor plane	27
1.4. Dispersia, propagarea semnalelor și viteza de grup	35
1.5. Radiația dipolului electric elementar	39
1.6. Dualitatea. radiația dipolului magnetic elementar	49
1.7. Interferența dipolilor	54
1.8. Antene filare, verticale, cu un capăt pe sol. Reciprocitatea	64
Capitolul 2. Propagarea undelor radio	71
2.1. Fundamentele propagării în gamele VHF și UHF	71
2.1.1. Propagarea în spațiul liber (71), 2.1.2. Efectul atmosferei (74), 2.1.3. Caracteristicile terenului și efectele sale (77), 2.1.4. Moduri de propagare (79), 2.1.5. Propagarea peste o suprafață reflectoare (81), 2.1.6. Efectul denivelărilor de teren (88), 2.1.7. Elipsoizii Fresnel (88), 2.1.8. Calculul unei singure creste de difracție (92), 2.1.9. Calculul atenuării de difracție (93), 2.1.10. Difracția peste obstacole rotunde (94), 2.1.11. Difracția produsă de mai multe creste (95).	98
2.2. Formule empirice de propagare	98
2.2.1. Formulele Okumura-Hata și CCIR (98), 2.2.2. Modelul Lee (102), 2.2.3. Modelul COST 221 Walfish-Ikegami (105), 2.2.4. Modele pentru interiorul clădirilor (109).	
2.3. Canale radio în comunicații mobile	111
2.3.1. Caracterizarea canalelor radio în comunicații mobile (111), 2.3.2. Comportarea dispersivă a canalului (112) 2.3.3. Fluctuațiile pe scară largă și fluctuațiile locale (117), 2.3.4. Fadingul pe scară largă: atenuarea medie și deviația standard (120), 2.3.5. Fadingul local (121), 2.3.6. Efectul dispersiei în timp (122) 2.3.7. Caracterul variant al canalului (128), 2.3.8. Concluzii (133).	
Capitolul 3. Antene și sisteme radiante	139
3.1. Parametrii antenelor	139
3.1.1. Noțiuni introductive (139) 3.1.2. Directivitatea (141), 3.1.3. Câștigul (145), 3.1.4. Impedanța antenei (147), 3.1.5. Înălțimea efectivă (149), 3.1.6. Factorul de antenă (150), 3.1.7. Banda de frecvențe (152), 3.1.8. Suprafața efectivă (152), 3.1.9. Zgomotul antenelor (154)	
3.2. Antene filare	155
3.2.1. Câmpul electric de radiație produs de antena filară (155), 3.2.2. Rezistența de radiație și înălțimea efectivă a antenelor filare (158), 3.2.3. Dipolul în $\lambda/2$ (159), 3.2.4. Antene verticale (163), 3.2.5. Dipolul vertical pământat (164), 3.2.6. Antena cu pământ artificial (166).	
3.3. Sisteme radiante	167

3.3.1. Sistemul format din doi dipoli comandați în antifază (167), 3.3.2. Sistemul format din doi dipoli comandați în fază (168), 3.3.3. Sistemul format din doi dipoli comandați în cuadratură (170), 3.3.4. Antena unidirecțională cu reflector pasiv (171), 3.3.5. Antena Yagi (172), 3.3.6. Antena log-periodică (179), 3.3.7. Șiruri de antene cu radiație transversală (180), 3.3.8. Șiruri de antene cu radiație longitudinală (181), 3.3.9. Rețeaua dreptunghiulară (182).	
3.4. Alte tipuri de antene	183
3.4.1. Antene cu unde progresive (183), 3.4.2. Antene cadru (186), 3.4.3. Antena cu reflector parabolic (188).	
3.5. Antene de emisie radio-TV	192
3.5.1. Dipolul elementar ca bază de construcție (193), 3.5.2. Sistemul format din două antene izotrope (194), 3.5.3. Sistemul format din doi dipoli coliniari (196), 3.5.4. Sistemul format din doi dipoli paraleli (197), 3.5.5. Sistemul format de un dipol și un panou reflector (198), 3.5.6. Antena panou cu doi dipoli (201), 3.5.7. Șiruri de antene panou cu doi dipoli (205), 3.5.8. Structura unei antene de emisie radio-TV (207).	
Capitolul 4. Măsurarea parametrilor antenelor	209
4.1. Generalități	209
4.2. Calibrarea antenelor	210
4.2.1. Calibrarea antenelor prin metoda comparației 212, 4.2.2. Calibrarea antenelor prin metoda reciprocității (216), 4.2.3. Calibrarea antenelor prin metoda autoreciprocității (221), 4.2.4. Măsurarea directivității antenelor (224), 4.2.5. Măsurarea câmpului electromagnetic (226), 4.2.6. Măsurarea impedanței antenelor (229).	
4.3. Spații de calibrare	230
4.3.1. Spațiul de testare cu arie deschisă (230), 4.3.2. Determinarea atenuării normate a spațiului (233), 4.3.3. Camere ecranate (240), 4.3.4. Camere ecranate anecoide (241).	
4.4. Echipamente de măsurat specifice la calibrarea antenelor	244
4.4.1. Măsurarea puterii și tensiunii (244), 4.4.2. Receptorul de măsurare (246), 4.4.3. Analizorul de spectru (252), 4.4.4. Schema bloc a analizorului de rețea (258), 4.4.5. Sisteme de măsurare programabile (263).	
4.5. Erori care apar în procesul de calibrare a antenelor	265
4.6. Metode adaptive în tehnica antenelor	270
4.6.1. Aree de senzori (270), 4.6.2. Filtre adaptive (277), 4.6.3. Antene adaptive (285).	
Anexa 1. Diagrame de radiație pentru dipolii elementari.....	289
Anexa 2. Diagrame de radiație pentru antenele filare	295
Anexa 3. Diagrame de radiație pentru grupurile de antene filare	303
Bibliografie	311

RADIAȚIA

1.1 LEGILE ELECTROMAGNETISMULUI ÎN REGIM ARMONIC

O introducere coerentă în teoria antenelor este imposibilă fără formalismul Electromagnetismului. Suntem de aceea obligați să recurgem la operatorii matematici ai analizei vectoriale: gradient, divergență, rotor etc. Cititorul mai puțin interesat de aceste aspecte poate trece repede peste următoarele paragrafe, deoarece în practică sunt semnificative configurația liniilor câmpului electromagnetic emis de antenă, puterea radiată în diverse direcții și impedanțele pe care le prezintă mediile și dispozitivele.

Semnalele sinusoidale scalare, cum sunt tensiunile și curenții, pot fi reprezentate prin amplitudinile lor complexe. Dacă toate aceste semnale au aceeași frecvență în cadrul unui sistem, atunci se poate renunța la variabila timp când se scriu ecuațiile sistemului. Același lucru este valabil pentru câmpurile care variază armonic. Ca și circuitele, fenomenele electromagnetice sunt descrise prin ecuații liniare, cu derivate parțiale și, dacă nu intervin materiale neliniare, atunci frecvența semnalelor nu se schimbă.

Să considerăm o mărime fizică $A(x, y, z, t)$, care depinde de spațiu într-un mod oarecare dar este armonică în timp și care poate fi scalară sau vectorială. Vom nota cu $\tilde{A}(x, y, z)$ amplitudinea sa complexă. Dacă mărimea este scalară, atunci, într-un sistem rectangular de coordonate, ea are expresia:

$$A(x, y, z, t) = A(x, y, z) \cos(\omega t + \phi(x, y, z)). \quad (1.1.1)$$

Amplitudinea sa complexă este, prin definiție:

$$\tilde{A}(x, y, z) = A(x, y, z) \exp(j\phi(x, y, z)). \quad (1.1.2)$$

Mărimile vectoriale le vom nota cu litere grase. O astfel de mărime este:

$$\begin{aligned}
 A(x, y, z, t) &= A_x(x, y, z) \cos(\omega t + \phi_x(x, y, z)) \mathbf{u}_x + \\
 &+ A_y(x, y, z) \cos(\omega t + \phi_y(x, y, z)) \mathbf{u}_y + A_z(x, y, z) \cos(\omega t + \phi_z(x, y, z)) \mathbf{u}_z = \\
 &= \sum_{\alpha=x,y,z} A_\alpha(x, y, z) \cos(\omega t + \phi_\alpha(x, y, z)) \mathbf{u}_\alpha,
 \end{aligned}
 \tag{1.1.3}$$

unde cu $\mathbf{u}_\alpha, \alpha = x, y, z$ s-au notat versorii axelor unui sistem rectangular de coordonate. Amplitudinea complexă corespunzătoare este:

$$\tilde{A}(x, y, z) = \sum_{\alpha=x,y,z} A_\alpha \exp(j\phi_\alpha) \mathbf{u}_\alpha = \sum_{\alpha=x,y,z} \tilde{A}_\alpha \mathbf{u}_\alpha.
 \tag{1.1.4}$$

Se observă că reprezentarea prin amplitudini complexe se face pe coordonate.

Un vector definit prin (1.1.3) are, în fiecare moment, o direcție și un sens determinate. Dacă una dintre proiecții, de exemplu A_z , este nulă, atunci vârful vectorului descrie în timp o elipsă într-un plan paralel cu planul xOy . Este absurd deci să încercăm să asociem în general o direcție amplitudinii complexe a vectorului. Dacă însă vectorul este tot timpul paralel cu un vector fix \mathbf{n} , atunci direcția sa este aceeași în fiecare moment și putem asocia această direcție amplitudinii complexe. Este ușor de verificat că au loc relațiile:

$$\tilde{A}(x, y, z) = A(x, y, z, 0) - jA(x, y, z, T/4)
 \tag{1.1.5}$$

$$A(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \{ \tilde{A} \exp(j\omega t) \},
 \tag{1.1.6}$$

unde ω este pulsația, iar T este perioada corespunzătoare.

Fie L un operator liniar spațial (deci independent de timp). Să notăm cu B rezultatul aplicării operatorului L câmpului A :

$$B = LA.
 \tag{1.1.7}$$

De exemplu, dacă A este un câmp scalar iar L este operatorul gradient, atunci B este un câmp vectorial; dacă A este un câmp vectorial iar L este operatorul divergență, atunci B este un câmp scalar; dacă A este un câmp vectorial iar L este operatorul rotor, atunci B este un câmp vectorial etc. Pe baza ecuațiilor (1.1.5) și (1.1.6) se poate demonstra ușor că (1.1.7) este echivalentă cu relația analogă între amplitudinile complexe ale câmpurilor:

$$\tilde{B} = L\tilde{A}.
 \tag{1.1.8}$$

Să arătăm, de exemplu, că (1.1.8) implică (1.1.7). Avem:

$$A = \operatorname{Re}\{\tilde{A} \exp(j\omega t)\}, B = \operatorname{Re}\{\tilde{B} \exp(j\omega t)\}, \quad \tilde{B} = L\tilde{A}.$$

Amplificăm ultima ecuație cu $\exp(j\omega t)$ și ținem cont de independența de timp a operatorului și de liniaritate. Rezultă

$$\tilde{B} \exp(j\omega t) = L\tilde{A} \exp(j\omega t) = L[\tilde{A} \exp(j\omega t)].$$

Luând părțile reale ale primului și ultimului membru, obținem relația căutată. Implicația inversă se bazează pe (1.1.5). Mai amintim că derivării în raport cu timpul îi corespunde o înmulțire cu $j\omega$ a amplitudinii complexe.

Putem acum trece la exprimarea ecuațiilor lui Maxwell în regim armonic. Vom folosi, conform uzanțelor, operatorul *nabla* sau *del*:

$$\nabla := \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{u}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{u}_y + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{u}_z \quad (1.1.9)$$

pentru a exprima operatorii diferențiali gradient, divergență și rotor.

Legea circuitului magnetic

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.1.10)$$

leagă intensitatea câmpului magnetic \mathbf{H} [A/m] de densitatea curentului de conducție \mathbf{J} [A/m²] și de densitatea curentului de deplasare, exprimată ca derivată parțială temporală a inducției electrice \mathbf{D} [C/m²]. Trecând la amplitudini complexe obținem

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{J}} + j\omega \tilde{\mathbf{D}}. \quad (1.1.11)$$

Legea inducției electromagnetice:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1.12)$$

leagă intensitatea câmpului electric \mathbf{E} [V/m] de inducția magnetică \mathbf{B} [T; Wb/m²]. În regim armonic:

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = j\omega \tilde{\mathbf{B}}. \quad (1.1.13)$$

Mai există două legi fundamentale:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_V \quad (1.1.14)$$

și

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1.15)$$

care dau respectiv

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\rho}_V; \quad \nabla \cdot \tilde{\mathbf{B}} = 0. \quad (1.1.16)$$

Cu ρ_V [C/m³] se notează *densitatea de volum a sarcinii electrice* "adevărate" (în sensul că nu de polarizare).

Toate aceste legi, enunțate sub formă diferențială, au și câte o formă integrală corespunzătoare, pe care însă nu le vom folosi decât rar în ceea ce urmează.

În medii liniare, omogene și izotrope, vectorii \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{D} și \mathbf{H} care definesc câmpul electromagnetic sunt legați prin relațiile:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}_t + \mathbf{P}_p \\ \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}_t + \mathbf{M}_p), \end{aligned} \quad (1.1.17)$$

în care intervin *polarizațiile temporară* \mathbf{P}_t și *permanente* \mathbf{P}_p [C/m²] și permitivitatea (dielectrică) a spațiului liber $\epsilon_0 \equiv \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ [F/m], respectiv magnetizațiile temporară

\mathbf{M}_t și *permanente* \mathbf{M}_p [A/m] și permeabilitatea spațiului liber $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ [H/m]. În mediile anizotrope, relațiile de mai sus au o natură tensorială, ceea ce implică necolinaritatea perechilor de vectori ai câmpului care apar în aceeași relație. Nu vom trata acum acest caz, deși el este foarte important pentru dispozitivele de înaltă frecvență care folosesc materiale pe bază de exemplu de ferită.

Vom presupune în continuare că materialele sunt lipsite de polarizație și de magnetizație permanente ($\mathbf{P}_p = 0$; $\mathbf{M}_p = 0$). În majoritatea materialelor de interes, polarizația și magnetizația temporare se manifestă în așa fel încât introduc o întârziere între câmpuri. Să considerăm, de exemplu, un material cu molecule polare, cum este apa. Ne imaginăm că moleculele au o formă alungită și că centrul sarcinilor pozitive nu coincide cu centrul sarcinilor negative ale aceleiași molecule (fiecare moleculă

poate fi modelată ca un mic dipol electric). La o temperatură dată, moleculele se află în agitație termică și au, în fiecare moment, o orientare aleatoare. Dacă aplicăm unui astfel de material un câmp electric, dipolii moleculari au tendința să se alinieze în sensul câmpului. Această orientare durează însă un anumit timp, iar ciocnirile dintre molecule în timpul mișcării de orientare generează căldură, asemenea unei frecări mecanice. Ca urmare, materialul se încălzește. În regim permanent, sinusoidal, consecința acestui fenomen este existența unei întârzieri între vectorii \mathbf{E} și \mathbf{D} din cauza polarizării (relația (1.1.17)). Încălzirea unui material în câmp de microunde are foarte multe aplicații practice (în alimentele introduse în cuptoarele casnice cu microunde, principala componentă care duce la încălzirea lor este existența apei; după ce aceasta se evaporă, de obicei încălzirea încetează). Există bineînțeles și consecințe negative (de exemplu, imposibilitatea comunicației radio cu submarinele în înaltă frecvență).

Fie

$$\mathbf{E} = \sum_{\alpha=x,y,z} E_{\alpha} \cos(\omega t + \phi_{\alpha}) \mathbf{u}_{\alpha} \quad (1.1.18)$$

(nu am mai pus în evidență dependența amplitudinilor și fazelor componentelor de coordonatele spațiale). Conform celor spuse, pentru fiecare frecvență există o durată t_0 astfel încât \mathbf{D} să fie întârziat față de \mathbf{E} cu această cantitate:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \sum_{\alpha=x,y,z} E_{\alpha} \cos(\omega(t - t_0) + \phi_{\alpha}) \mathbf{u}_{\alpha} \quad (1.1.19)$$

În ultima relație am introdus o constantă de proporționalitate ϵ_r care se numește *permittivitate (dielectrică) relativă*. La frecvența zero, în regim static, nu are sens să vorbim de vreo întârziere; produsul

$$\epsilon := \epsilon_0 \epsilon_r \quad (1.1.20)$$

se numește *permittivitate absolută*.

Dacă în (1.1.19) trecem la amplitudini complexe obținem (medii liniare, omogene, izotrope, lipsite de polarizație permanentă):

$$\tilde{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \epsilon_r e^{-j\omega t_0} \tilde{\mathbf{E}} \quad (1.1.21)$$

Legea legăturii dintre \mathbf{B} și \mathbf{H} se poate deduce în mod asemănător, prin introducerea unui timp de întârziere t_1 și a unei constante de proporționalitate μ , numită *permeabilitate relativă*. Ea este:

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mu_0 \mu_r e^{-j\omega t} \tilde{\mathbf{H}}. \quad (1.1.22)$$

Dacă întârzierea este nulă, produsul

$$\mu := \mu_0 \mu_r \quad (1.1.23)$$

este *permeabilitatea absolută* a mediului. Uneori se folosesc reprezentările

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e; \quad \mu_r = 1 + \chi_m; \quad (1.1.24)$$

mărimile astfel definite se numesc *susceptivitate*, respectiv *susceptibilitate*.

Sursele câmpului electromagnetic trebuie specificate în termeni de mărimi electrice, chiar dacă el este produs prin alte mecanisme fizice. Există două posibilități de a face acest lucru, în medii liniare, omogene și izotrope: fie prin introducerea unui câmp electric *exterior* sau *imprimat* \mathbf{E}^{ex} , fie prin introducerea unei densități de curent *exterior* sau *imprimat* \mathbf{J}^{ex} , care sunt legate de intensitatea câmpului electric și de densitatea de curent prin:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{ex}), \quad (1.1.25)$$

respectiv

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}^{ex}, \quad (1.1.26)$$

unde σ [S/m] este *conductivitatea* mediului. În teoria antenelor și în microunde se utilizează mai des a doua reprezentare, deoarece în acest caz se poate lua ca densitate a curentului exterior chiar densitatea de curent din antena care produce câmpul. În medii anizotrope, ultimele două relații au un caracter tensorial (σ este un tensor, iar efectul său este de a schimba modulul și orientarea vectorului asupra căruia se aplică).

Pentru studiul sistemelor care funcționează în înaltă frecvență în regim armonic, toate ecuațiile pe care le-am prezentat pot fi combinate pentru a fi reduse la două. În acest scop, să eliminăm din sistemul format de (1.1.11), (1.1.21) și (1.1.26) trecută în amplitudini complexe mărimile \mathbf{D} și \mathbf{J} ; rezultă:

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = j\omega \epsilon_c \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{J}}^{ex}, \quad (1.1.27)$$

unde am notat:

$$\varepsilon_c := \varepsilon_0(\varepsilon' - j\varepsilon'') = \varepsilon_0\varepsilon_r(\cos \omega t_0 - j \sin \omega t_0 - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r}). \quad (1.1.28)$$

Mărimea definită în ultima relație este foarte importantă; ea se numește *permitivitate (dielectrică) complexă*. Partea care înmulțește ε_0 din membrul intermediar se numește *constantă dielectrică*.

O mărime foarte importantă pentru caracterizarea materialelor este *tangenta unghiului de pierderi electrice*:

$$\tan \Delta^\circ := \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} + \sin \omega t_0}{\cos \omega t_0}. \quad (1.1.29)$$

La numărătorul ultimului membru al relației de mai sus avem contribuțiile celor două mecanisme de pierderi: dielectrice, prin t_0 și prin conducție, reprezentate de conductivitatea σ . Cu cât tangenta unghiului de pierderi electrice este mai mare, cu atât materialul prezintă pierderi mai importante prin conversia energiei electromagnetice în căldură. Dependența de frecvență a unghiului de pierderi nu poate fi dedusă din legile Electromagnetismului; în practică ea se determină pe cale experimentală.

Relația (1.1.29) permite clasificarea materialelor în *conductoare* și *izolatoare*, atunci când acestea nu prezintă pierderi de natură dielectrică ($t_0 = 0$); astfel, dacă tangenta unghiului de pierderi este mult mai mare decât 1, materialul este un bun conductor, iar dacă ea este mult mai mică decât 1, atunci materialul este un bun izolator. Caracterul unui material poate varia dramatic cu frecvența. De exemplu, apa de mare conduce foarte bine curentul continuu, dar atenuează foarte puternic câmpul electromagnetic în înaltă frecvență. Mai remarcăm că pentru anumite materiale trebuie considerată și conductivitatea ca având un caracter de mărime complexă. Acest fapt nu introduce complicații suplimentare; în practică se obișnuiește să se specifice tangenta unghiului de pierderi și constanta dielectrică pentru materialele la care acestea prezintă interes în detrimentul specificării separate a mecanismelor de pierderi, care de altfel sunt dificil de pus în evidență.

În general, nu se poate calcula amplitudinea complexă a inducției electrice ca produs dintre permitivitatea complexă și amplitudinea complexă a intensității câmpului electric. Această relație este totuși adevărată pentru materialele care nu prezintă pierderi prin conducție ($\sigma = 0$); putem atunci aplica (1.1.16) pentru a determina densitatea de sarcină.

Pentru a deduce a doua lege a câmpului electromagnetic în regim armonic, eliminăm inducția magnetică \mathbf{B} între (1.1.12) și (1.1.22). Rezultă:

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}, \quad (1.1.30)$$

unde am notat

$$\mu_c := \mu_0(\mu' - j\mu'') = \mu_0\mu_r \exp(-j\omega t_1). \quad (1.1.31)$$

Mărimea definită în ultima relație se numește *permeabilitate (magnetică) complexă*. Ca mai sus, putem defini *tangenta unghiului de pierderi magnetice* prin:

$$\tan \Delta^m = \frac{\mu''}{\mu'}. \quad (1.1.32)$$

Cu cât tangenta unghiului de pierderi magnetice este mai mare, cu atât pierderile care apar prin transformarea energiei câmpului electromagnetic în căldură sunt mai mari. Putem reține că părțile imaginare ale permitivității și permeabilității sunt responsabile pentru pierderi.

Amplitudinea complexă a inducției magnetice este întotdeauna egală cu produsul dintre permeabilitatea complexă și amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic.

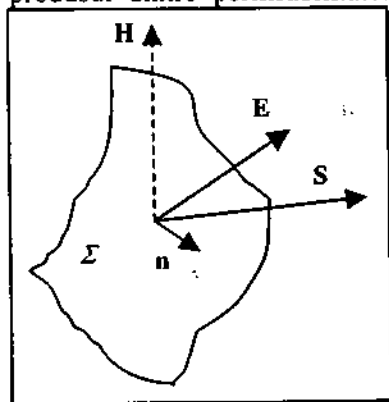


Fig. 1.1. Calculul puterii transportate de câmpul electromagnetic printr-o suprafață.

De o importanță deosebită în problemele de propagare este calculul puterii transportate de câmpul electromagnetic. Într-un punct oarecare din spațiu, în care vectorii câmpului sunt \mathbf{E} și \mathbf{H} , se definește *vectorul lui Poynting* \mathbf{S} prin

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (1.1.33)$$

Fie o suprafață Σ care admite în fiecare punct al uneia din cele două fețe ale sale normala \mathbf{n} (fig. 1.1). În conformitate cu experiența, puterea transportată în fiecare moment (instantanee) de câmpul electromagnetic prin suprafața Σ , în sensul normalei \mathbf{n} , este dată de

$$p = \iint_{\Sigma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} ds. \quad (1.1.34)$$

În regim armonic, E și H au o variație sinusoidală, deci S nu va avea o astfel de variație, fiind un produs de sinusoidale. Este de aceea indicat (ca în teoria circuitelor) să calculăm puterea medie pe o perioadă a puterii (1.1.34). Vom profita în acest scop de următoarea proprietate a amplitudinilor complexe, pe care o vom enunța în cazul mărimilor scalare, deoarece extensia pentru cazul vectorial este imediată, raționând pe componente. Fie $x(t) = A \cos(\omega t + \phi)$ și $y(t) = B \cos(\omega t + \varphi)$ două mărimi sinusoidale scalare, de perioadă T , și fie $\tilde{x} = Ae^{j\phi}$ și $\tilde{y} = Be^{j\varphi}$ amplitudinile lor complexe. Atunci, media pe o perioadă a produsului celor două mărimi satisface

$$\frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t)dt = \frac{1}{2} AB \cos(\phi - \varphi) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\tilde{x}\tilde{y}^*\}. \quad (1.1.35)$$

Demonstrația acestor egalități este imediată și se face prin integrare directă.

Este, deci, convenabil să introducem *vectorul lui Poynting complex*

$$S_c = \tilde{E} \times \tilde{H}^* \quad (1.1.36)$$

(care nu trebuie interpretat ca "amplitudine complexă a vectorului lui Poynting real", noțiune fără sens, ci doar, ca o noțiune introdusă cu scopul de a ușura calculele). Având în vedere cele spuse, media pe o perioadă a puterii transportate prin suprafața Σ , în sensul normalei n , este

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T p dt = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint_{\Sigma} S_c \cdot n ds \right\}. \quad (1.1.37)$$

Mărimea

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\tilde{E} \times \tilde{H}^*\} \quad (1.1.38)$$

reprezintă desigur media temporală a vectorului lui Poynting. Ea este un vector a cărui direcție indică sensul mediu de curgere a energiei printr-un punct și al cărui modul indică mărimea fluxului mediu de energie (se măsoară în W/m^2).

1.2. ECUAȚIILE LUI HELMHOLTZ. UNDE PLANE

În paragraful anterior am arătat că, în regim armonic, câmpul electromagnetic satisface următoarele două ecuații:

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} &= -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}, \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{H}} &= j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{J}}^{ex}.\end{aligned}\quad (1.2.1)$$

Sursele câmpului sunt modelate prin vectorul densitate a curentului exterior sau imprimat. Din cele două ecuații de ordinul întâi se pot deduce două ecuații de ordinul al doilea în care apare doar unul dintre vectorii câmpului electromagnetic. Pornim de la identitatea vectorială

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{V} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{V} - \nabla^2 \mathbf{V} \quad (1.2.2)$$

valabilă pentru orice câmp vectorial \mathbf{V} care admite derivate parțiale până la ordinul al doilea continue. Aplicăm operatorul rotor primei ecuații din (1.2.1) și presupunem mediul omogen, astfel încât, în membrul drept, factorul care înmulțește intensitatea câmpului magnetic iese de sub acest operator. În membrul stâng al relației astfel obținute aplicăm (1.2.2), iar în membrul drept ținem cont de a doua ecuație din grupul (1.2.1). Rezultă:

$$\nabla \nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} - \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_c (j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{J}}^{ex}). \quad (1.2.3)$$

Pentru a calcula divergența amplitudinii complexe a intensității câmpului electric, aplicăm operatorul respectiv celei de a doua ecuații din (1.2.1) și avem în vedere faptul că divergența unui rotor este întotdeauna nulă. Se obține, într-un mediu omogen:

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} = \frac{j}{\omega\epsilon_c} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}}^{ex}. \quad (1.2.4)$$

Facem notația

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_c \mu_c. \quad (1.2.5)$$

Mărimea k se numește *număr de undă*. Din relația de mai sus, prin extragerea radicalului complex, se obțin două valori distincte. După cum vom vedea mai jos, din

considerente fizice, se alege pentru k acea valoare care are partea reală pozitivă și partea reală negativă:

$$k = \beta - j\alpha, \quad \beta > 0, \quad \alpha \geq 0. \quad (1.2.6)$$

Mărimea β se numește *constantă de defazare* sau *de fază*, iar mărimea α se numește *constantă de atenuare* ale mediului omogen caracterizat de parametrii complecși ϵ_c și μ_c . Originile acestor denumiri vor deveni clare mai jos.

În definitiv, se obține ecuația:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + k^2 \tilde{\mathbf{E}} = \frac{j}{\omega \epsilon_c} \nabla \nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}}^{ext} + j\omega \mu_c \tilde{\mathbf{J}}^{ext}. \quad (1.2.7)$$

Această ecuație diferențială liniară, cu derivate parțiale de ordinul al doilea, se numește *ecuația lui Helmholtz* pentru amplitudinea complexă a intensității câmpului electric. Este un caz particular al ecuației vectoriale a undelor.

Pentru amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic se procedează similar. Lucrurile se simplifică prin faptul că divergența intensității câmpului magnetic este identic nulă într-un mediu omogen. Rezultă ecuația lui Helmholtz pentru amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{H}} + k^2 \tilde{\mathbf{H}} = -\nabla \times \tilde{\mathbf{J}}^{ext}. \quad (1.2.8)$$

Ecuațiile (1.2.7) și (1.2.8) sunt neomogene. Dacă se dau sursele câmpului, modelate prin $\tilde{\mathbf{J}}^{ext}$, și condițiile de frontieră, se poate demonstra că aceste ecuații au soluții unice care satisfac legile (1.2.1).

Într-o regiune lipsită de surse, amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor electric și magnetic satisfac *ecuațiile omogene ale lui Helmholtz*:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + k^2 \tilde{\mathbf{E}} &= 0, \\ \nabla^2 \tilde{\mathbf{H}} + k^2 \tilde{\mathbf{H}} &= 0. \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

Soluțiile acestor ecuații reprezintă câmpuri posibile. Pentru o regiune dată, din mulțimea soluțiilor trebuie eliminate cele fără sens fizic, precum și cele care nu satisfac (1.2.1), pentru că, în absența surselor, legile implică ecuațiile omogene ale lui Helmholtz, dar nu sunt implicate de către acestea.

Aplicația cea mai simplă a ultimelor relații o constituie unda plană. Să căutăm soluția primei ecuații din (1.2.9) într-un mediu infinit, liniar, omogen și izotrop, în ipoteza că fenomenele depind doar de o coordonată pe care o alegem z , iar singura

componentă neidentică nulă a intensității câmpului electric este dirijată după axa x . Având în vedere că operatorul lui Laplace are, în coordonate carteziane, expresia

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1.2.10)$$

ecuația devine

$$\frac{d^2 \tilde{E}_x}{dx^2} + k^2 \tilde{E}_x = 0, \quad (1.2.11)$$

a cărei soluție este

$$\tilde{E}_x = A e^{-jkz} + B e^{jkz}, \quad (1.2.12)$$

A și B fiind constante complexe arbitrare. Să reținem pentru început doar primul termen din soluția de mai sus. Notând $A = \tilde{E}_{0x}$, rezultă amplitudinea complexă a intensității câmpului electric sub forma:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{E}_x \mathbf{u}_x = \tilde{E}_{0x} e^{-jkz} \mathbf{u}_x. \quad (1.2.13)$$

Amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic o putem deduce din prima ecuație a sistemului (1.2.1). Avem

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = -jk \tilde{E}_{0x} e^{-jkz} \mathbf{u}_y. \quad (1.2.14)$$

După înlocuire și ținând cont de (1.2.5) obținem

$$\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{E}_{0x}}{Z} e^{-jkz} \mathbf{u}_y = \tilde{H}_{0y} e^{-jkz} \mathbf{u}_y, \quad (1.2.15)$$

unde

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} \quad (1.2.16)$$

se numește *impedanță de undă* a mediului (din considerente fizice, se alege valoarea radicalului cu partea reală pozitivă). Se poate ușor arăta că soluțiile (1.2.13) și (1.2.15) satisfac și a doua lege din grupul (1.2.1), în absența surselor ($\vec{J}^{ext} = 0$).

Vom studia structura câmpului electromagnetic astfel obținut întâi în ipoteza că parametrii complecși sunt reali. Rezultă că numărul de undă k este pur imaginar și egal cu β , iar constanta α este nulă. Fie

$$\vec{E}_{0x} = E_{0x} e^{j\phi} \quad (E_{0x} = |\vec{E}_{0x}|, \phi = \arg\{\vec{E}_{0x}\}). \quad (1.2.17)$$

Obținem

$$\begin{aligned} E &= \operatorname{Re}\{\vec{E} e^{j\omega t}\} = E_{0x} \cos(\omega t - \beta z + \phi) u_x, \\ H &= \frac{E_{0x}}{Z} \cos(\omega t - \beta z + \phi) u_y = H_{0y} \cos(\omega t - \beta z + \phi) u_y. \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

Se numește *fază a undei* mărimea

$$\varphi(z, t) = \omega t - \beta z + \phi. \quad (1.2.19)$$

Se observă ușor că locurile geometrice ale punctelor în care faza undei este aceeași în fiecare moment sunt plane perpendiculare pe axa z . Din acest motiv, unda se numește *plană*. În oricare din aceste plane, numite *suprafețe de undă*, amplitudinile câmpurilor electric și magnetic sunt aceleași în fiecare punct; din acest motiv se spune că unda este *omogenă*. Vom numi o suprafață de undă fixată *front de undă*. Direcția și sensul de propagare ale undei sunt date de direcția și sensul în care faza scade cel mai mult când t este fixat, deci direcția este dată de cea a gradientului fazei, iar sensul este opus acestuia. În cazul nostru, această direcție este axa z , iar sensul este spre $z > 0$.

Se numește *viteză de fază* c a undei, viteza pe care trebuie să o aibă un observator astfel încât să vadă tot timpul o fază constantă. Anulând diferențiala lui (1.2.19), $d\varphi = 0$, rezultă

$$c = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c \mu_c}}. \quad (1.2.20)$$

În vid (sau spațiul liber), dacă punem $\epsilon_c = \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \text{ F/m}$, $\mu_c = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$, obținem $c = c_0 \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ (istoric, acest rezultat a condus la ipoteza că lumina este un amestec de unde electromagnetice). Impedanța vidului este $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 120\pi \approx 377 \text{ } \Omega$.

În unda plană pe care am considerat-o, atât vectorul E , cât și H oscilează după niște direcții fixe. O astfel de undă se numește *liniar polarizată*, direcția de oscilație a lui E se numește *direcție de polarizare*, iar planul determinat de direcția de polarizare și de direcția de propagare se numește *plan de polarizare*. La distanțe mari de sursele care le produc, undele electromagnetice pot fi considerate plane. În cazul recepției radio și TV, undele pot fi polarizate vertical sau orizontal, după cum vectorul E oscilează într-o direcție perpendiculară sau paralelă cu solul la nivelul receptorului. Un instantaneu al vectorilor E și H pe axa Oz este prezentat în fig. 1.2.

Unda plană, neamortizată are o variație sinusoidală atât în raport cu timpul cât

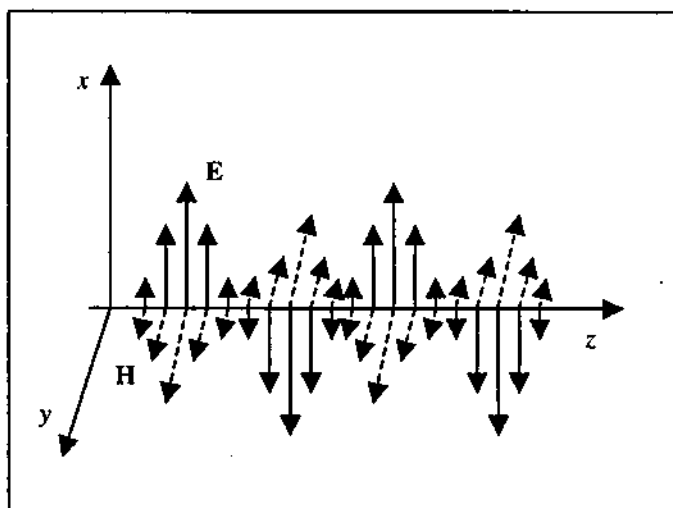


Fig. 1.2. Instantaneu al vectorilor E (linie plină) și H (linie întreruptă) într-o undă plană, sinusoidală, neamortizată.

și cu spațiul. Perioada temporală T satisface evident

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (1.2.21)$$

Perioada spațială se numește *lungime de undă* λ și satisface

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (1.2.22)$$

Din expresia (1.2.20) a vitezei de fază deducem că între cele două perioade există relația

$$\lambda = cT. \quad (1.2.23)$$

Fie λ_0 lungimea de undă a unei unde electromagnetice în vid și λ lungimea de undă a unei unde de aceeași frecvență într-un mediu cu parametri (reali) ϵ_r și μ_r (toate mediile sunt presupuse liniare, deci nu schimbă frecvențele fenomenelor). Din relațiile de mai sus se deduce ușor

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (1.2.24)$$

Pentru medii nemagnetice avem $\mu_r = \mu_0$ și, folosind permitivitatea relativă $\epsilon_r = \epsilon_r / \epsilon_0$, obținem $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$. Mărima $\sqrt{\epsilon_r}$ se numește *factor de scurtare*.

În cazul mediilor absorbante, pentru care parametrii au și componente imaginare, numărul de undă este imaginar $k = \beta - j\alpha$, ca și impedanța de undă a mediului

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = |Z| e^{j\phi_Z}. \quad (1.2.25)$$

Efectuând calculele de mai sus, obținem următoarele expresii pentru unda liniar polarizată în direcția x , care se propagă în direcția z :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_{0x} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \mathbf{u}_x, \\ \mathbf{H} &= \frac{E_{0x}}{|Z|} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \phi - \phi_Z) \mathbf{u}_y. \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

Se observă că apare un defazaj fix între componentele electrică și magnetică și că undele sunt atenuate în direcția de propagare. Lungimea de undă λ nu mai poate fi interpretată ca o perioadă spațială: ea este distanța măsurată în direcția de propagare pe care, când timpul este fixat, faza variază cu 2π radiani.

În soluția (1.2.12) mai există termenul Be^{jkz} . Dacă efectuăm o analiză asemănătoare, vom deduce că el reprezintă o undă plană, liniar polarizată care se propagă în sensul negativ al axei z .

În medii neabsorbante, vectorii \mathbf{E} , \mathbf{H} și $\mathbf{n} = \mathbf{u}_z$ formează în fiecare moment un triedru drept:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= Z\mathbf{H} \times \mathbf{n}, \\ \mathbf{H} &= Z^{-1}\mathbf{n} \times \mathbf{E}.\end{aligned}\tag{1.2.27}$$

Vectorul lui Poynting $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ este întotdeauna îndreptat în sensul direcției de propagare, după cum se poate ușor verifica folosind (1.2.18). În medii absorbante există momente de timp când vectorul lui Poynting este dirijat în sens contrar direcției de propagare, dar, după cum vom vedea, media sa pe o perioadă (1.1.38) indică o curgere netă de putere în sensul de propagare a undei. În plus, deși în medii absorbante undele liniar polarizate au proprietatea că intensitățile de câmp și normala la frontul de undă sunt reciproc perpendiculare, nu putem scrie o relație de forma (1.2.27); relația are loc totuși, după cum vom vedea, pentru amplitudini complexe.

Plecând de la (1.2.9), putem concepe unde liniar polarizate în direcția y . Efectuând un raționament analog cu cel de mai sus vom obține, într-un mediu neabsorbant:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= E_{0y} \cos(\omega t - \beta z + \psi) \mathbf{u}_y, \\ \mathbf{H} &= -\frac{E_{0y}}{Z} \cos(\omega t - \beta z + \psi) \mathbf{u}_x\end{aligned}\tag{1.2.28}$$

(se verifică proprietatea de triedru drept).

Să considerăm, pe baza liniarității ecuațiilor (1.2.9), o soluție constând din superpoziția a două unde plane, care se propagă în aceeași direcție și sunt polarizate în direcții perpendiculare. Intensitatea câmpului electric rezultat va fi

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{u}_x + E_y \mathbf{u}_y = E_{0x} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \mathbf{u}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \beta z + \psi) \mathbf{u}_y.\tag{1.2.29}$$

Ne plasăm într-un plan perpendicular pe direcția de propagare, de exemplu în $z = 0$, și studiem locul geometric al vârfului vectorului \mathbf{E} în funcție de timp. Avem imediat

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \cos \omega t \cos \phi - \sin \omega t \sin \phi$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos \omega t \cos \psi - \sin \omega t \sin \psi,$$

de unde

$$\cos \omega t = \frac{\frac{E_x}{E_{0x}} \sin \psi - \frac{E_y}{E_{0y}} \sin \phi}{\sin(\psi - \phi)}$$

$$\sin \omega t = \frac{\frac{E_x}{E_{0x}} \cos \psi - \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \phi}{\sin(\psi - \phi)}.$$

Folosind faptul că suma pătratelor membrilor stânga este 1 și rearanjând, obținem ecuația locului geometric sub forma

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\phi - \psi) = \sin^2(\phi - \psi). \quad (1.2.30)$$

Determinantul acestei forme pătratice este

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} & -\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\phi - \psi) \\ -\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\phi - \psi) & \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} \end{vmatrix} = \frac{E_x^2 E_y^2}{E_{0x}^2 E_{0y}^2} \sin^2(\phi - \psi) \geq 0. \quad (1.2.31)$$

Rezultă că ecuația (1.2.30) definește o elipsă (degenerată eventual într-o dreaptă dacă $\sin(\phi - \psi) = 0$). Vârful vectorului \mathbf{E} parcurge, în orice punct, o elipsă aflată într-un plan perpendicular pe direcția de polarizare, cu o viteză unghiulară egală cu pulsația undei (fig. 1.3). O undă plană care are o astfel de proprietate se numește *eliptic polarizată*. Dacă, privind în sens invers celui de propagare, vârful vectorului \mathbf{E} parcurge elipsa în sens orar, unda se numește eliptic polarizată *spre dreapta*. În caz contrar se numește eliptic polarizată *spre stânga* (uneori se folosește convenția *inversă*).

Intensitatea câmpului magnetic într-o undă eliptic polarizată rezultă prin superpoziție:

$$\mathbf{H} = H_x \mathbf{u}_x + H_y \mathbf{u}_y = -\frac{E_{0y}}{Z} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \mathbf{u}_x + \frac{E_{0x}}{Z} \cos(\omega t - \beta z + \psi) \mathbf{u}_y. \quad (1.2.32)$$

Vectorii \mathbf{E} , \mathbf{H} și $\mathbf{n} = \mathbf{u}_z$ satisfac condițiile (1.2.27) de triedru drept.

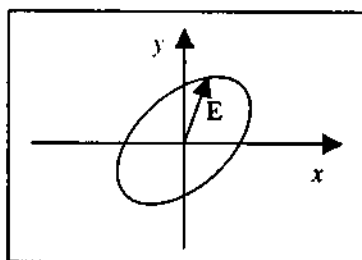


Fig. 1.3. Elipsă de polarizare.

Dacă efectuăm calculele de polarizare într-un mediu absorbant, rezultatul va fi asemănător: va exista o elipsă de polarizare, ale cărei semiaxe descresc în sensul de propagare. Condiția de triedru drept nu este satisfăcută; mai mult decât atât, vectorii \mathbf{E} și \mathbf{H} nu sunt în general perpendiculari.

Am demonstrat că superpoziția a două unde liniar polarizate în plane perpendiculare este o undă eliptic polarizată. Se poate ușor demonstra și reciprocă: o undă eliptic polarizată poate fi scrisă ca superpoziția a două unde liniar polarizate, în plane perpendiculare.

Un caz particular important al undelor plane eliptic polarizate sunt undele circular polarizate, în care elipsa degenerază într-un cerc. Dacă în (1.2.30) luăm $\cos(\phi - \psi) = 0$ și $E_{0x} = E_{0y} = E_0$, atunci ecuația locului geometric devine

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2, \quad (1.2.33)$$

care este ecuația unui cerc. Există desigur unde circular polarizate spre stânga și spre dreapta. În caracterizarea mediilor anizotrope se folosește următoarea proprietate: orice undă liniar polarizată poate fi scrisă ca superpoziția a două unde circular polarizate, în sensuri contrare, de amplitudini egale (fig. 1.4).

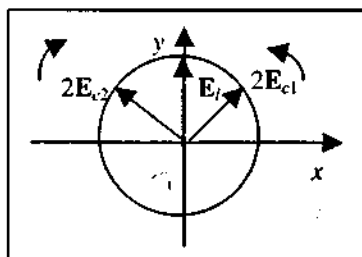


Fig. 1.4. Undă liniar polarizată ca superpoziție a două unde circular polarizate.

Într-adevăr, fie intensitatea câmpului electric al unei liniar polarizate, în planul $z=0$

$$E_l = E \cos(\omega t + \phi) \mathbf{u}_y, \quad (1.2.34)$$

și fie în același plan

$$\begin{aligned} E_{c1} &= \frac{E}{2} \cos(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}) \mathbf{u}_x + \frac{E}{2} \cos(\omega t + \phi) \mathbf{u}_y, \\ E_{c2} &= \frac{E}{2} \cos(\omega t + \phi - \frac{\pi}{2}) \mathbf{u}_x + \frac{E}{2} \cos(\omega t + \phi) \mathbf{u}_y. \end{aligned} \quad (1.2.35)$$

Se poate ușor verifica faptul că $E_{c1} + E_{c2} = \mathbf{E}_l$ și că cele două componente sunt circular polarizate în sensuri contrare. (Am efectuat toate raționamentele în planul $z=0$. Ele sunt valabile în orice alt plan, deoarece în expresiile de mai sus intervine doar un defazaj și eventual o atenuare în cazul mediilor cu absorbție, dacă le scriem în acest plan.)

În relațiile (1.2.13) și (1.2.15) am exprimat amplitudinile complexe ale vectorilor câmpului electromagnetic ce caracterizează o undă plană linear polarizată. Observăm că formal avem

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}} &= Z \tilde{\mathbf{H}} \times \mathbf{n}, \\ \tilde{\mathbf{H}} &= Z^{-1} \mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}, \end{aligned} \quad (1.2.36)$$

unde $\mathbf{n} = \mathbf{u}_z$ este normala la frontul de undă (sau versorul direcției de propagare). Putem spune că cele două amplitudini complexe, împreună cu normala formează un triedru drept (în medii neabsorbante acest lucru e valabil pentru vectorii înșiși, după cum am arătat). Pentru o undă eliptic polarizată, amplitudinile complexe sunt

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}} &= (\tilde{E}_{0x} \mathbf{u}_x + \tilde{E}_{0y} \mathbf{u}_y) e^{-jkz} = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{-jkz}, \\ \tilde{\mathbf{H}} &= \left(-\frac{\tilde{E}_{0y}}{Z} \mathbf{u}_x + \frac{\tilde{E}_{0x}}{Z} \mathbf{u}_y \right) e^{-jkz}. \end{aligned} \quad (1.2.37)$$

Și aceste amplitudini complexe, împreună cu normala \mathbf{n} îndeplinesc condiția (1.2.36) de triedru (formal) drept. Utilizarea numerelor complexe în studiul undelor permite generalizarea rezultatelor din cazul mediilor fără absorbție la medii cu absorbție, cu anumite precauții însă în interpretarea rezultatelor.

Partea reală a vectorului lui Poynting complex asociat undei (1.2.37) este

$$\operatorname{Re}\{S_c\} = \operatorname{Re}\{\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^*\} = [|\tilde{E}_{0x}|^2 + |\tilde{E}_{0y}|^2] \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{Z^*}\right\} e^{-2\alpha z} \mathbf{u}_z. \quad (1.2.38)$$

Se observă că puterea este transportată în medie în sensul de propagare. Din (1.2.37) deducem că puterea medie ce traversează o suprafață de arie A perpendiculară pe direcția de propagare este

$$P = \frac{A}{2} [|\tilde{E}_{0x}|^2 + |\tilde{E}_{0y}|^2] \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z^*} \right) e^{-2\alpha z}. \quad (1.2.39)$$

Într-un mediu fără absorbție ($\alpha = 0$), puterea este constantă, indiferent de poziția suprafeței perpendiculară pe direcția de propagare. Într-un mediu cu absorbție, constanta de atenuare a puterii este dublă față de constanta de atenuare a câmpurilor. Punând în evidență dependența de z , avem

$$P(z) = P(0) e^{-2\alpha z}. \quad (1.2.40)$$

Dacă aria suprafeței este infinită, atunci puterea transportată rezultă infinită. Acest rezultat, evident absurd, indică faptul că modelul de undă plană poate fi aplicat doar în domenii restrânse din vecinătatea receptoarelor.

Dacă în (1.2.37) efectuăm o rotație a axelor de coordonate, vom obține expresia unei unde plane eliptic polarizate care se propagă într-o direcție oarecare (fig. 1.5). Fără a intra în detalii, vom scrie rezultatul final:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{-jk n \cdot \mathbf{r}}. \quad (1.2.41)$$

În această relație

$$\mathbf{r} = x\mathbf{u}_x + y\mathbf{u}_y + z\mathbf{u}_z \quad (1.2.42)$$

este vectorul de poziție, \mathbf{n} este versorul direcției de propagare, iar $\tilde{\mathbf{E}}_0$ este amplitudinea complexă a intensității câmpului electric în origine. Observăm că dacă luăm $\mathbf{n} = \mathbf{u}_z$, atunci $k\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} = kz$, ceea ce dă variația corectă a fazei din relațiile anterioare. În (1.2.41) este obligatoriu ca vectorul geometric \mathbf{n} să fie perpendicular pe planul în care variază intensitatea câmpului electric. Pentru aceasta este necesar și suficient ca

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 \cdot \mathbf{n} = 0. \quad (1.2.43)$$

În aceste condiții, amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic se poate deduce din

$$\tilde{\mathbf{H}} = Z\mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}. \quad (1.2.44)$$

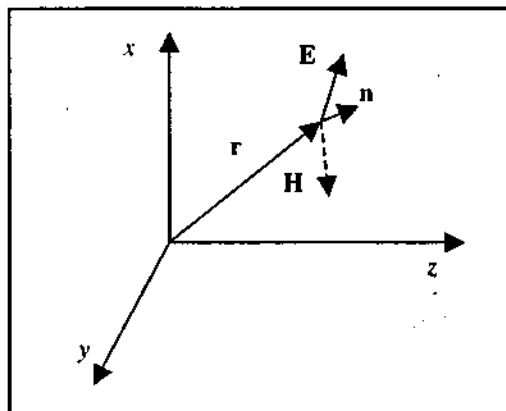


Fig. 1.5. Vectorii care definesc o undă plană ce se propagă într-o direcție oarecare.

Desigur că întreaga construcție se poate face plecând de la amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic, impunând ortogonalitatea formală pe n și folosind a doua relație din (1.2.27) pentru a determina amplitudinea complexă a intensității câmpului electric. Este interesant de verificat că aceste expresii satisfac ecuațiile omogene ale lui Helmholtz.

1.3. CONDIȚII DE FRONTIERĂ. APLICAȚII LA LEGILE REFLEXIEI ȘI REFRAȚIEI UNDELOR PLANE

Scopul acestui paragraf este deducerea legilor reflexiei și refracției undelor electromagnetice plane pe suprafața plană de frontieră a două medii liniare, omogene și izotrope. Vom deduce, de asemenea, structura câmpului electromagnetic în cele două medii. În acest scop avem nevoie de așa-numitele *condiții de frontieră*, sau *la limită* din Electromagnetism, precum și de o mică lemă pregătitoare.

Să considerăm două medii omogene, liniare, izotrope și fără polarizație și magnetizație permanente, caracterizate prin parametrii ϵ_1, μ_1 și respectiv ϵ_2, μ_2 , separate printr-o suprafață de frontieră Σ , care admite în (aproape) fiecare punct

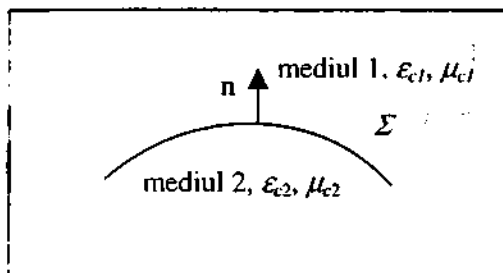


Fig. 1.6. Frontieră între două medii liniare, omogene și izotrope.

normala n îndreptată dinspre mediul 2 înspre mediul 1, fig. 1.6. Notăm cu E_1, H_1, D_1 și B_1 limitele vectorilor câmpului electromagnetic atunci când punctul curent din mediul 1 tinde către un punct oarecare de pe suprafața de frontieră Σ și cu aceleași simboluri dar indexate cu 2 limitele vectorilor câmpului electromagnetic atunci când punctul curent din mediul 2 tinde către același punct de pe suprafața de frontieră. În aceste condiții, se poate demonstra că

sunt adevărate, în orice punct de pe suprafața Σ , următoarele ecuații, numite *condiții de frontieră* sau *condiții la limită*:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0; \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) &= \mathbf{J}_s; \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) &= \rho_s; \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) &= 0. \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

Prima ecuație din grupul (1.3.1) exprimă continuitatea componentei tangente a vectorului \mathbf{E} la trecerea frontierei, a doua exprimă faptul că diferența dintre componentele tangente ale vectorului \mathbf{H} de pe cele două fețe ale suprafeței este egală cu densitatea superficială de curent \mathbf{J}_s (care apare doar dacă unul dintre medii este un metal ideal, cu conductivitatea σ infinită, în caz contrar componenta tangentă a lui \mathbf{H} fiind și ea continuă), a treia ecuație exprimă faptul că diferența dintre componentele normale ale lui \mathbf{D} este egală cu densitatea superficială de sarcină de pe suprafață ρ_s , iar a patra ecuație exprimă continuitatea componentei normale pe suprafață a vectorului \mathbf{B} . Deoarece în fiecare dintre aceste ecuații apar produse dintre vectori ai câmpului și un vector geometric, putem scrie direct condițiile la limită folosind amplitudini complexe, în ipoteza că toate semnalele care intervin au aceeași frecvență:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_2) &= 0; \\ \mathbf{n} \times (\tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{H}}_2) &= \tilde{\mathbf{J}}_s; \\ \mathbf{n} \cdot (\tilde{\mathbf{D}}_1 - \tilde{\mathbf{D}}_2) &= \tilde{\rho}_s; \\ \mathbf{n} \cdot (\tilde{\mathbf{B}}_1 - \tilde{\mathbf{B}}_2) &= 0. \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

Pentru a simplifica aplicarea condițiilor de mai sus în regim armonic, vom prezenta o proprietate a funcțiilor sinusoidale pe care o vom numi *lema frecvențelor*:

Dacă o sumă de sinusoidale este identic nulă, atunci toate sinusoidalele au aceeași frecvență.

Demonstrație. Fie

$$\sum_{i=1}^n A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) = 0, \forall t \in I, \quad (1.3.3)$$

unde I este un interval oarecare. Avem de arătat că:

$$\omega_1 = \omega_2 = \dots = \omega_n. \quad (1.3.4)$$

Vom aplica metoda inducției complete. Pentru $n = 2$ derivăm de două ori (1.3.3) în raport cu t și împărțim rezultatul cu ω_1^2 :

$$A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2) = 0, \quad \forall t \in I. \quad (1.3.5)$$

Scădem (1.3.5) din (1.3.3) și, având în vedere faptul că pulsațiile sunt mărimi fizice strict pozitive, rezultă (1.3.4) pentru $n=2$.

Presupunem acum că proprietatea este adevărată pentru n și o demonstrăm pentru $n+1$. Derivăm de două ori (1.3.3) scrisă pentru $n+1$ și împărțim rezultatul cu ω_{n+1}^2 :

$$\sum_{i=1}^{n+1} A_i \frac{\omega_i^2}{\omega_{n+1}^2} \cos(\omega_i t + \varphi_i) = 0, \quad \forall t \in I. \quad (1.3.6)$$

Dacă scădem acum (1.3.6) din (1.3.3) scrisă pentru $n+1$, obținem o egalitate analogă cu (1.3.3) scrisă pentru n . Rezultă că primele n pulsații sunt egale, pe baza ipotezei de inducție. Putem acum repeta procedeul eliminând de exemplu ω_1 . Rezultă că ultimele n pulsații sunt egale și demonstrația este încheiată.

Această lemă o vom aplica mai jos sub următoarea formă. Dacă:

$$\sum_{i=1}^n A_i \cos(\omega_i t + k_{xi} x + k_{yi} y + k_{zi} z + \varphi_i) = 0, \quad \forall t \in I, \quad \forall x \in I_x, \quad \forall y \in I_y, \quad \forall z \in I_z, \quad (1.3.7)$$

unde I, I_x, I_y și I_z sunt intervale, atunci:

$$\omega_1 = \omega_2 = \dots = \omega_n, \quad k_{\alpha,1} = k_{\alpha,2} = \dots = k_{\alpha,n}, \quad \alpha = x, y, z. \quad (1.3.8)$$

Aceste egalități rezultă imediat din lema frecvențelor, dacă în (1.3.8) ținem pe rând câte trei variabile fixe și o lășăm pe a patra să varieze în intervalul corespunzător.

Vom vedea acum modul în care se aplică aceste relații pentru a deduce legile

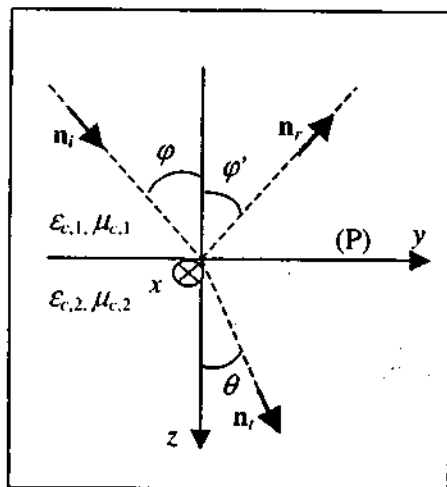


Fig. 1.7. Plan de separație între două medii, pe care este incidentă o undă.

reflexiei și refracției, importante în fenomenele de propagare. Considerăm o undă plană incidentă pe planul (P) de separație a două medii liniare, omogene, izotrope și fără polarizație și magnetizație permanente (fig 1.2), având normala unitară la suprafețele de undă n_i . Știm din experiență faptul că ia naștere o undă reflectată, a cărei direcție de propagare este determinată prin normala unitară n_r și o undă refractată sau transmisă cu normala unitară n_t . Alegem un sistem de coordonate astfel încât planul xOy să coincidă cu suprafața de separație a celor două medii. Presupunem că nici unul dintre medii nu este un metal ideal.

Fazele celor trei unde sunt respectiv:

$$\begin{aligned}\Phi_i(\mathbf{r}, t) &= \omega_i t - k_i \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r} + \alpha_i = \\ &= \omega_i t - k_i (n_{i,y} y + n_{i,z} z) + \alpha_i,\end{aligned}\quad (1.3.9)$$

unde \mathbf{r} este vectorul de poziție și am presupus că \mathbf{n}_i este paralel cu planul yOz ;

$$\Phi_r(\mathbf{r}, t) = \omega_r t - k_r \mathbf{n}_r \cdot \mathbf{r} + \alpha_r = \omega_r t - k_r (n_{r,x} x + n_{r,y} y + n_{r,z} z) + \alpha_r; \quad (1.3.10)$$

$$\Phi_t(\mathbf{r}, t) = \omega_t t - k_t \mathbf{n}_t \cdot \mathbf{r} + \alpha_t = \omega_t t - k_t (n_{t,x} x + n_{t,y} y + n_{t,z} z) + \alpha_t. \quad (1.3.11)$$

Câmpurile trebuie să satisfacă condițiile de frontieră (1.3.1) în planul $z=0$, ceea ce ne conduce la condițiile de aplicare a lemei frecvențelor:

$$\begin{aligned}\omega_i &= \omega_r = \omega_t = \omega \\ 0 &= k_1 n_{r,x} = k_2 n_{t,x} \\ k_1 n_{i,y} &= k_1 n_{r,y} = k_2 n_{t,y}.\end{aligned}\quad (1.3.12)$$

Din al doilea șir de egalități din (1.3.12) deducem o primă concluzie: cele trei normale se află în același plan (yOz în acest caz), care se numește *plan de incidență*.

Să presupunem pentru început că mediile sunt fără pierderi, astfel încât permitivitățile dielectrice și permeabilitățile magnetice sunt mărimi reale și pozitive. Normalele sunt atunci vectori geometrici reali și, din geometria figurii, avem:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_i &= \sin \varphi \mathbf{u}_y + \cos \varphi \mathbf{u}_z \\ \mathbf{n}_r &= \sin \varphi' \mathbf{u}_y - \cos \varphi' \mathbf{u}_z \\ \mathbf{n}_t &= \sin \theta \mathbf{u}_y + \cos \theta \mathbf{u}_z. \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

Combinând (1.3.12) și (1.3.13) obținem:

$$\sin \varphi = \sin \varphi'; \quad (1.3.14)$$

și

$$k_1 \sin \varphi = k_2 \sin \theta. \quad (1.3.15)$$

Egalitatea (1.3.14) este prima lege a lui Snellius: în medii fără pierderi, unghiul de incidență este egal cu unghiul de reflexie. Egalitatea (1.3.15) este a doua lege a lui Snellius. Pentru medii nemagnetice ($\mu_r=1$), mărimea $n = \sqrt{\epsilon_r}$ se numește *indice de refracție* al mediului. A doua lege a lui Snellius se mai scrie în acest caz:

$$n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \theta. \quad (1.3.16)$$

Cu cât un mediu are indicele de refracție mai mare, cu atât se spune despre el că este mai *dens* din punct de vedere optic.

În continuare vom deduce expresiile intensităților câmpurilor electric și magnetic în cele două medii. Va trebui să considerăm două cazuri: când undele sunt polarizate cu vectorul \mathbf{E} în planul de incidență, apoi cu vectorul \mathbf{E} perpendicular pe planul de incidență. Cazul general este o superpoziție a acestora. În deducerea legilor lui Snellius am presupus că mediile sunt fără pierderi. Relațiile (1.3.14) și (1.3.15) rămân valabile însă și pentru valori complexe ale numerelor de undă, ceea ce ne va obliga să lucrăm cu argumente complexe ale funcțiilor trigonometrice sau cu valori supraunitare ale acestora. Chiar în medii fără pierderi, relația (1.3.15) indică existența unui *unghi de reflexie totală*, dacă mediul 1 este mai dens din punct de vedere optic decât mediul 2. Pentru valori ale unghiului de incidență φ mai mari decât acest unghi limită nu mai există undă refractată. Aceasta nu înseamnă însă că nu există câmp electromagnetic în mediul al doilea, pentru că atunci nu ar fi îndeplinite condițiile de frontieră. Se poate arăta că acest câmp nu are caracterul unei unde plane, ci este

amortizat după z . Fenomenul are diverse aplicații tehnice, de exemplu în construcția atenuatoarelor.

Să presupunem că cele trei unde sunt polarizate astfel încât vectorul \mathbf{E} este perpendicular pe planul de incidență (fig. 1.3). Sensurile pentru vectorii câmpului din

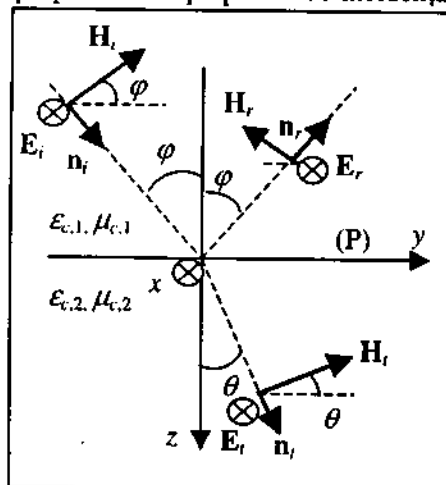


Fig. 1.8. Polarizare perpendiculară.

figura respectivă sunt sensuri de referință; odată ales sensul de referință pentru \mathbf{E} , sensul pentru \mathbf{H} rezultă din condiția ca $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{n})$ să formeze un triedru drept. În amplitudini complexe, cele trei unde sunt descrise prin ecuații de tipul:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}} = \tilde{E}_0 e^{-jk_n r} \mathbf{u}_x \\ \tilde{\mathbf{H}} = \frac{1}{Z} \tilde{E}_0 e^{-jk_n r} \mathbf{n} \times \mathbf{u}_x, \end{cases} \quad (1.3.17)$$

unde $k = \omega \sqrt{\epsilon_c \mu_c}$ este numărul de undă, iar

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} \text{ este impedanța de undă a mediului}$$

respectiv. Vom afecta fiecărei mărimi indicele potrivit. Este suficient să scriem condițiile de frontieră în origine. Ele vor fi îndeplinite în întreg planul $z=0$, datorită legilor lui Snellius. Avem:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0,i} + \tilde{E}_{0,r} = \tilde{E}_{0,t} \\ \tilde{H}_{0,i} \cos \varphi - \tilde{H}_{0,r} \cos \varphi = \tilde{H}_{0,t} \cos \theta \end{cases} \quad (1.3.18)$$

(densitatea superficială de curent este nulă deoarece am presupus că nici unul dintre medii nu este un metal ideal). Ținând cont de faptul că $\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{\mathbf{E}}}{Z}$, obținem:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0,i} + \tilde{E}_{0,r} = \tilde{E}_{0,t} \\ \tilde{E}_{0,i} - \tilde{E}_{0,r} = \tilde{E}_{0,t} \frac{\cos \theta}{\cos \varphi} \frac{Z_1}{Z_2} \end{cases}$$

Din aceste relații se poate deduce ușor:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0,r} = \rho_{\perp} \tilde{E}_{0,i} \\ \tilde{E}_{0,t} = \tau_{\perp} \tilde{E}_{0,i}, \end{cases} \quad (1.3.19)$$

unde mărimile:

$$\begin{cases} \rho_{\perp} = \frac{Z_1 \cos \theta - Z_2 \cos \varphi}{Z_1 \cos \theta + Z_2 \cos \varphi} \\ \tau_{\perp} = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_1 \cos \theta + Z_2 \cos \varphi} \end{cases} \quad (1.3.20)$$

se numesc *coeficienții lui Fresnel în polarizare perpendiculară* (pe planul de incidență).

Expresiile amplitudinilor complexe ale intensităților câmpurilor electrice în cele două medii sunt:

-în mediul 1 ($z < 0$):

$$\tilde{E}_1 = \tilde{E}_{0,i} \exp(-jk_1 \mathbf{n}_r \cdot \mathbf{r}) \mathbf{u}_x + \rho_{\perp} \tilde{E}_{0,i} \exp(-jk_1 \mathbf{n}_r \cdot \mathbf{r}) \mathbf{u}_x; \quad (1.3.21)$$

-în mediul 2 ($z > 0$):

$$\tilde{E}_2 = \tau_{\perp} \tilde{E}_{0,i} \exp(-jk_2 \mathbf{n}_t \cdot \mathbf{r}) \mathbf{u}_x. \quad (1.3.22)$$

Intensitățile câmpurilor magnetice rezultă prin aplicarea regulii triedrului drept, iar unghiurile φ și θ sunt legate prin legile lui Snellius.

În polarizare paralelă, vectorii intensitate a câmpului electric se găsesc în planul de incidență, cu sensurile de referință ca în fig. 1.9. Impunem îndeplinirea condițiilor de frontieră la $z = 0$:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0,i} \cos \varphi - \tilde{E}_{0,r} \cos \varphi = \tilde{E}_{0,t} \cos \theta \\ \tilde{H}_{0,i} + \tilde{H}_{0,r} = \tilde{H}_{0,t} \end{cases} \quad (1.3.23)$$

Efectuând aceleași transformări ca pentru (1.3.18), rezultă:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{0,r} = \rho_{\parallel} \tilde{E}_{0,i} \\ \tilde{E}_{0,t} = \tau_{\parallel} \tilde{E}_{0,i}, \end{cases} \quad (1.3.24)$$

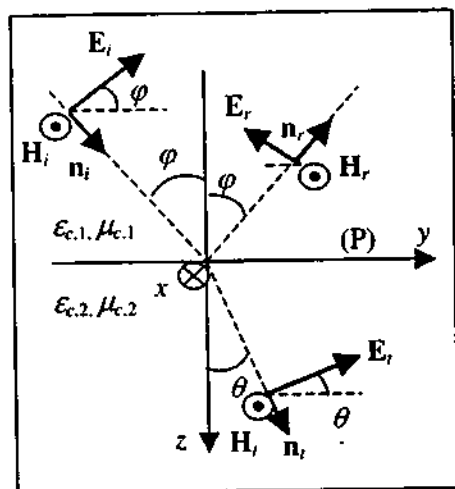


Fig. 1.9. Polarizare paralelă.

unde mărimile:

$$\begin{cases} \rho_0 = \frac{Z_1 \cos \varphi - Z_2 \cos \theta}{Z_1 \cos \varphi + Z_2 \cos \theta} \\ \tau_1 = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_1 \cos \varphi + Z_2 \cos \theta} \end{cases} \quad (1.3.25)$$

se numesc *coeficienții lui Fresnel în polarizare paralelă* (cu planul de incidență).

Amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor rezultă ușor ținând cont de sensurile de referință din fig. 1.9. Acestea sunt:

-pentru mediul 1 ($z < 0$):

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_1 = & (-\tilde{E}_{0,i} \sin \varphi \mathbf{u}_z + \tilde{E}_{0,i} \cos \varphi \mathbf{u}_y) \exp(-jk_1 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r}) + \\ & + \rho_0 (-\tilde{E}_{0,i} \sin \varphi \mathbf{u}_z - \tilde{E}_{0,i} \cos \varphi \mathbf{u}_y) \exp(-jk_1 \mathbf{n}_r \cdot \mathbf{r}); \end{aligned} \quad (1.3.26)$$

-pentru mediul 2 ($z > 0$):

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = \tau_1 (-\tilde{E}_{0,i} \sin \theta \mathbf{u}_z + \tilde{E}_{0,i} \cos \theta \mathbf{u}_y) \exp(jk_2 \mathbf{n}_t \cdot \mathbf{r}). \quad (1.3.27)$$

Amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor magnetice în cele două medii rezultă prin regula triedrului, iar unghiurile φ și θ sunt guvernate de legile lui Snellius.

După cum am mai spus, deși deducerea noastră a fost bazată pe considerente geometrice, toate relațiile rămân valabile dacă mediile sunt cu absorbție, deoarece condițiile la limită sunt îndeplinite (după cum se poate ușor verifica).

Pe baza modelului prezentat se pot explica destul de multe fenomene care apar la propagarea undelor, de exemplu: tunelarea optică pe care se bazează o tehnică de construcție a atenuatoarelor (de care am mai amintit), reflexia totală și unghiul lui Brewster, polarizarea prin reflexie, ghidurile plane de unde și multe altele.

1.4. DISPERSIA, PROPAGAREA SEMNALELOR ȘI VITEZA DE GRUP

În paragraful 1.2 am introdus, în legătură cu undele plane, noțiunea de viteză de fază c . Undele respective sunt caracterizate printr-o frecvență dată, ceea ce permite folosirea metodei amplitudinilor complexe în studiul lor (ele se mai numesc și *monocromatice*, pentru că la frecvențe luminoase dau senzația unei culori pure). În vid, viteza de propagare este c_0 independent de frecvență, dar în medii materiale, absorbante sau nu, viteza de fază este dependentă de frecvență. Desigur, în teoria microscopică a Electromagnetismului, legea de dependență respectivă este un fapt experimental.

O undă pur sinusoidală are o extensie infinită în spațiu și timp, deci nu poate să transporte informație. Aceasta este transportată de semnalele de durată finită, care nu sunt monocromatice, ci, în concordanță cu teorema lui Fourier, sunt o sumă continuă (integrală) de semnale sinusoidale, deci monocromatice. Când o sursă emite un semnal către un receptor, are loc fenomenul de propagare într-un mediu pe care îl presupunem liniar. Semnalul emis se poate descompune în componentele sale Fourier și fiecare dintre acestea se propagă cu viteza de fază corespunzătoare frecvenței sale (și este atenuată corespunzător cu atenuarea pe care o introduce canalul de comunicație la frecvența respectivă, dar vom neglija acum acest aspect). La recepție, componentele armonice ale semnalului vor fi în cu totul alte relații în ceea ce privește fazele decât la emisie. Însumând aceste componente, forma de undă a semnalului recepționat poate să difere complet de cea a semnalului emis. Acest fenomen se numește *dispersie*, iar dependența vitezei de fază de frecvență se numește *legea de dispersie* a mediului respectiv.

Influența dispersiei asupra transmiterii și recepției undelor este cu atât mai pronunțată cu cât banda semnalului este mai largă. Analiza în cazul general este destul de delicată. Ne vom mărgini în continuare să studiem cazul în care banda semnalului este îngustă.

Pentru dispersii nu prea mari se poate face o tratare aproximativă (de ordinul întâi) a acestui fenomen, care prezintă o importanță deosebită în aplicații. Să considerăm dependența de frecvență a constantei de defazare $\beta(\omega)$, precum și inversa acestei funcții $\omega(\beta)$ pe care o dezvoltăm în serie Taylor în jurul unei pulsații "centrale" $\omega_0 = \omega(\beta_0)$:

$$\omega = \omega_0 + \frac{d\omega(\beta_0)}{d\beta}(\beta - \beta_0) + \frac{d^2\omega(\beta_0)}{d\beta^2}(\beta - \beta_0)^2 + \dots \quad (1.4.1)$$

Considerăm acum un semnal real $u(t)$, precum și reprezentarea sa sub formă de integrală Fourier reală:

$$u(t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \tilde{U}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \right\}, \quad (1.4.2)$$

unde limitele de integrare sunt determinate de banda semnalului. Pentru a fixa ideile, presupunem că acest semnal reprezintă mărimea (cu semn) a intensității câmpului electric într-o undă liniar polarizată.

Dacă are loc:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1, \quad (1.4.3)$$

adică dacă semnalul este de bandă îngustă, atunci ne putem mărgini la primii doi termeni din dezvoltarea (1.4.1), pe care o scriem sub forma:

$$\omega - \omega_0 = v_g (\beta - \beta_0), \quad (1.4.4)$$

unde:

$$v_g = \frac{d\omega(\beta_0)}{d\beta} \quad (1.4.5)$$

se numește *viteza de grup* la pulsația ω_0 care corespunde lui β_0 .

În urma propagării prin mediu, de exemplu în direcția x , ca urmare a liniarității mediului, semnalul inițial devine:

$$u(x, t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \tilde{U}(\omega) e^{j[\omega t - \beta(\omega)x]} d\omega \right\} \cong \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \tilde{U}(\omega) e^{j[\omega t - (\beta_0 + \frac{\omega - \omega_0}{v_g})x]} d\omega \right\}. \quad (1.4.6)$$

Efectuând substituția:

$$\omega - \omega_0 = \omega', \quad (1.4.7)$$

obținem:

$$\begin{aligned}
 u(x, t) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} \tilde{U}(\omega_0 + \omega') e^{j[\omega'(t + \omega_0 t - \beta_0 x + \frac{\omega'}{v_g} x)]} d\omega' \right\} = \\
 &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ e^{j(\omega_0 t - \beta_0 x)} \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} \tilde{U}(\omega_0 + \omega') e^{j\omega'(t - \frac{x}{v_g})} d\omega' \right\} = \\
 &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ e^{j\omega_0(t - \frac{x}{v_g})} \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} \tilde{U}(\omega_0 + \omega') e^{j\omega'(t - \frac{x}{v_g})} d\omega' \right\},
 \end{aligned} \quad (1.4.8)$$

unde am notat cu:

$$v_g = \frac{\omega_0}{\beta_0} \quad (1.4.9)$$

viteza de fază la pulsația ω_0 . Este interesantă interpretarea relației (1.4.8). În timp ce componentele semnalului, de amplitudini complexe $\tilde{U}(\omega_0 + \omega') e^{j\omega'(t - \frac{x}{v_g})} d\omega'$, se propagă cu viteza de grup, purtătoarea, de pulsație ω_0 , se propagă cu viteza de fază.

Să luăm exemplul unui *grup de unde*, a cărui transformată Fourier este reprezentată în fig. 1.10. Prin integrare directă se obține forma de variație în timp a grupului de unde la $x = 0$:

$$u(0, t) = \frac{2E_0}{\pi} \frac{\sin(\Delta\omega t)}{t} \cos(\omega_0 t) \quad (1.4.10)$$

(fig. 1.11). Aplicând rezultatele analizei de mai sus rezultă, în primă aproximație (adică în condițiile în care am dedus (1.4.8)):

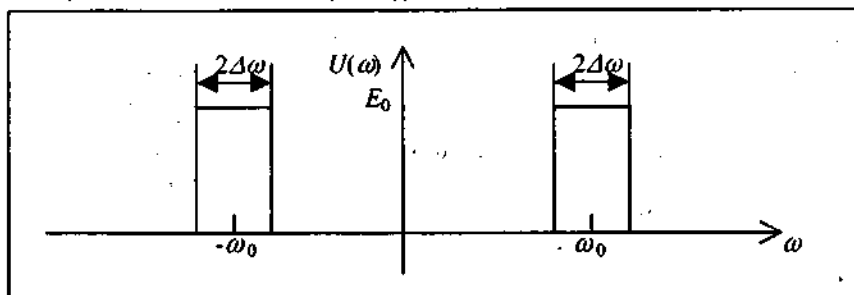


Fig. 1.10. Transformata Fourier a unui grup de unde.

$$u(x,t) = \frac{2E_0\Delta\omega}{\pi} \frac{\sin[\Delta\omega(t - \frac{x}{v_g})]}{\Delta\omega(t - \frac{x}{v_g})} \cos[\omega_0(t - \frac{x}{v_f})]. \quad (1.4.11)$$

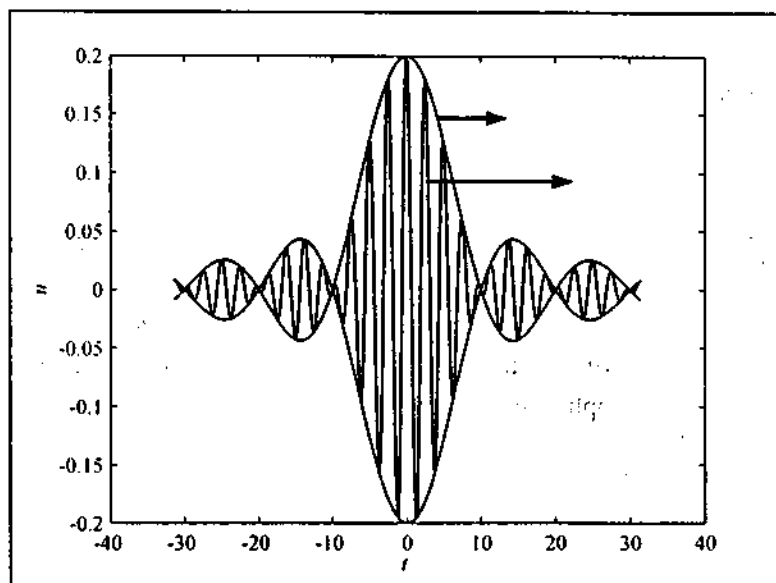


Fig. 1.11. Grup de unde. Anvelopa se propagă cu viteza de grup, în timp ce purtătoarea se propagă cu viteza de fază.

Se observă că anvelopa grupului de unde se propagă cu viteza de grup, în timp ce purtătoarea se propagă cu viteza de fază. În fig. 1.11 se prezintă un grup de unde la $x=0$, cu parametrii, aleși cu scop de exemplificare: $E_0=1$, $\omega_0=4\pi/5$, $\Delta\omega=\pi/10$.

În concluzie, putem spune, cu bună aproximație, că semnalele de bandă îngustă se propagă cu viteza de grup egală cu derivata în raport cu numărul de undă a pulsației, calculată la frecvența centrală a semnalului.

Analiza de mai sus poate fi rafinată pentru cazul când nu este îndeplinită condiția de bandă îngustă, prin luarea în considerare a mai multor termeni din dezvoltarea în serie Taylor a funcției $\beta(\omega)$.

1.5. RADIAȚIA DIPOLULUI ELECTRIC ELEMENTAR

Până în acest moment am studiat soluția cea mai simplă a ecuației omogene a lui Helmholtz, și anume unda plană. Subiectul acestei teme este soluția ecuației neomogene a lui Helmholtz, atunci când sursa câmpului este dipolul electric elementar. Vom introduce noțiunea de dipol elementar, de mare importanță în electrodinamică (mai ales în domeniul antenelor), după care vom studia soluția ecuației amintite, fără să abordăm însă teoria matematică a rezolvării sale. Vom încheia cu câteva aplicații.

Începem prin a aminti forma integrală a legii conservării sarcinii, în regim armonic. Forma locală se scrie:

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} = -j\omega \tilde{\rho}_V. \quad (1.5.1)$$

Ea se deduce prin luarea divergenței legii (1.1.11). Cum divergența unui rotor este nulă, rezultă $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} = -j\omega \nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}}$, după care în membrul drept se ține cont de (1.1.16).

Pentru forma integrală, să considerăm o suprafață închisă Σ având normala exterioară \mathbf{n} și care delimitează un domeniu V (fig. 1.12). Aplicăm în acest domeniu teorema divergenței (Gauss-Ostrogradski) primului membru din ecuația (1.5.1):

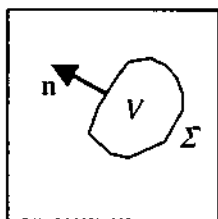


Fig. 1.12. Suprafață închisă.

$$\iiint_V \nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} dV = \oiint_{\Sigma} \tilde{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{n} ds = \tilde{I}_{\Sigma}, \quad (1.5.2)$$

unde în ultimul membru este notată amplitudinea complexă a curentului care iese prin suprafață, în direcția normalei. Pe de altă parte, integrala de volum a membrului drept din (1.5.1) este $-j\omega \tilde{q}_V$, unde \tilde{q}_V este amplitudinea complexă a sarcinii electrice închise de suprafață. Combinând aceste relații obținem forma integrală a legii conservării sarcinii:

$$\tilde{I}_{\Sigma} = -j\omega \tilde{q}_V. \quad (1.5.3)$$

adică derivata în raport cu timpul a sarcinii din interiorul suprafeței este egală cu minus curentul care iese din suprafață (după cum am mai amintit, o înmulțire cu $j\omega$ în domeniul amplitudinilor complexe corespunde unei derivări în raport cu timpul).

Considerăm o bară de forma unui cilindru circular drept, de lungime l și secțiune de arie S , parcursă de un curent armonic de pulsație ω , astfel încât lungimea

de undă corespunzătoare să satisfacă $\lambda \gg l$. În aceste condiții putem concepe că densitatea de curent \mathbf{J} este constantă în raport cu coordonatele spațiale în orice punct al barei (fig. 1.13). Deoarece amplitudinea complexă a densității de curent este constantă în domeniul determinat de bară, avem $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} = 0$ și, în baza lui (1.5.1), rezultă $\tilde{\rho}_v = 0$. Aceasta înseamnă că în domeniile de tipul V_1 (fig. 1.13), amplitudinea complexă a sarcinii electrice este nulă și unica posibilitate de susținere a curentului (adică de îndeplinire a legii conservării sarcinii electrice) este apariția unor densități de

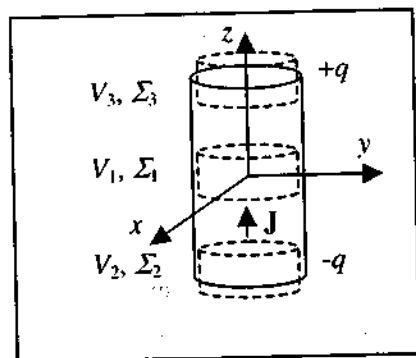


Fig. 1.13. Dipol elementar.

sarcină superficială pe suprafețele superioară și inferioară ale barei cilindrice. Dacă aplicăm acum legea conservării sarcinii sub forma integrală (1.5.3) domeniilor V_2 și V_3 , obținem:

$$\tilde{I}_{\Sigma_2} = -j\omega\tilde{q}_2, \quad \tilde{I}_{\Sigma_3} = -j\omega\tilde{q}_3, \quad (1.5.4)$$

unde q_2 și q_3 sunt sarcinile totale din domeniile mărginite de suprafețe și care sunt repartizate superficial pe bazele cilindrului. Alegem sensul convențional al curentului I prin bară același cu sensul densității de curent din fig. 1.13. Având în vedere orientarea densității de curent în raport cu

normalele exterioare la suprafețe, obținem:

$$\tilde{I} := \tilde{I}S = \tilde{I}_{\Sigma_2} = -\tilde{I}_{\Sigma_3}, \quad (1.5.5)$$

de unde deducem că sarcinile superficiale de pe bazele cilindrului sunt egale în modul și de semne contrare în fiecare moment (se vede ușor că de fapt curenții prin suprafețele închise respective sunt egali cu cei care trec prin bazele cilindrului de înălțimi elementare din fig. 4.2 care se găsesc în interiorul barei; trebuie avut în vedere și sensul convențional pentru densitatea de curent, reprezentat în această figură). În felul acesta apare un *dipol electric*. Amintim definiția acestui obiect.

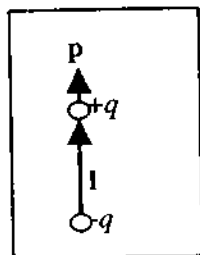


Fig. 1.14. Dipol electric.

Fie două sarcini egale în valoare absolută cu q și de semne contrare și fie l un vector având lungimea egală cu distanța dintre sarcini și sensul dinspre sarcina negativă spre sarcina pozitivă. Ansamblul formează un dipol electric, iar mărimea

$$p = ql \quad (1.5.6)$$

se numește *momentul dipolului* (fig. 1.14).

În (1.5.5) am definit amplitudinea complexă a curentului I . Să presupunem că acest curent (direct proporțional cu mărimea densității de curent) este dat de:

$$I(t) = I_0 \cos(\omega t). \quad (1.5.7)$$

Atunci, din (1.5.4) și (1.5.5) deducem, trecând de la amplitudini complexe la expresii ale mărimilor reale:

$$q_2(t) = \frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) = -\frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t). \quad (1.5.8)$$

Având în vedere poziția axei z (fig. 1.13) și definiția (1.5.6), momentul dipolului (variabil sinusoidal în timp) este:

$$\mathbf{p} = p \mathbf{u}_z = -q_2 l \mathbf{u}_z, \quad (1.5.9)$$

deci:

$$\mathbf{p} = \frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t) l \mathbf{u}_z, \quad (1.5.10)$$

sau, în amplitudini complexe:

$$\tilde{\mathbf{p}} = \tilde{p} \mathbf{u}_z = \frac{\tilde{I} l}{j\omega} \mathbf{u}_z. \quad (1.5.11)$$

Observăm că momentul electric este defazat cu $\pi/2$ față de curent.

Am văzut că o condiție a consistenței construcției introduse mai sus a fost

$$l \ll \lambda. \quad (1.5.12)$$

Efectele dipolului sunt observate la o distanță r mare în raport cu dimensiunea sa:

$$r \gg l. \quad (1.5.13)$$

Putem de aceea considera că acesta este concentrat în origine și se numește atunci *dipol electric elementar*.

Vom prezenta acum soluția ecuațiilor lui Helmholtz pentru dipolul electric elementar. Considerăm un astfel de dipol, plasat în originea reperului $xOyz$, cu

momentul electric dirijat după axa Oz . Atașăm reperului un sistem de coordonate sferice (fig. 1.15).

Notăm cu ϵ_c și μ_c parametrii mediului și fie $k = \omega\sqrt{\epsilon_c\mu_c}$ numărul de undă corespunzător. Pentru determinarea câmpurilor produse de dipol se pornește de la ecuația lui Helmholtz pentru amplitudinea complexă a intensității câmpului magnetic:

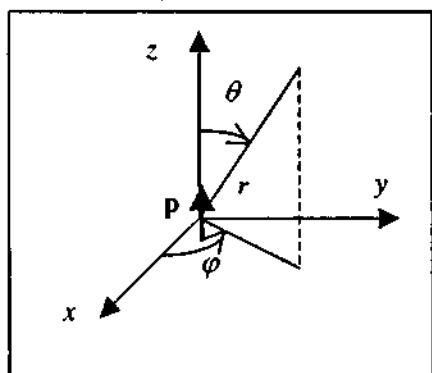


Fig. 1.15. Sistemul de coordonate pentru dipolul electric elementar.

$$\Delta \tilde{\mathbf{H}} + k^2 \tilde{\mathbf{H}} = -\nabla \times \tilde{\mathbf{J}}^{ex}, \quad (1.5.14)$$

unde amplitudinea complexă a densității de curent imprimate este de forma:

$$\tilde{\mathbf{J}}^{ex} = \frac{\tilde{I}}{S} \delta(\mathbf{r}) \mathbf{u}_z. \quad (1.5.15)$$

Mărimile \tilde{I} și S au fost definite mai sus, iar $\delta(\mathbf{r})$ este "funcția" (de fapt distribuția) lui Dirac tridimensională, care modelează o mărime fizică ce este concentrată într-un punct din spațiu. Mai precis, dacă $f(\mathbf{r})$ este o funcție continuă, atunci $\iiint_V f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) dV$ este egală cu $f(0,0,0)$ dacă originea se găsește în interiorul domeniului V , este egală cu 0 dacă originea se găsește în exteriorul domeniului V și nu are sens dacă originea se găsește pe frontiera domeniului. În felul acesta se generalizează distribuția lui Dirac unidimensională la trei dimensiuni. Forma aleasă pentru (1.5.15) rezultă în mod evident din necesitatea ca să fie îndeplinite (1.5.12) și (1.5.13).

După cum am mai spus, rezolvarea ecuației lui Helmholtz iese din cadrul acestei lucrări. Ne vom mărgini să îi prezentăm soluția. Dacă este îndeplinită așa-numita *condiție de radiație*:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left[\frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}}{\partial r} + jk \tilde{\mathbf{H}} \right] = 0 \quad (1.5.16)$$

(care asigură o descreștere suficient de rapidă spre infinit a câmpurilor), atunci soluția este:

$$\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{I}l}{4\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} \right) \exp(-jkr) \sin \theta \mathbf{u}_\phi \quad (1.5.17)$$

(reamintim că l este lungimea dipolului; ea poate fi neglijată la distanțe mari, dar nu la construcția acestuia). Pentru a găsi amplitudinea complexă a lui \mathbf{E} se folosește legea $\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}}$, adevărată în afara originii ($\tilde{\mathbf{J}}^{\text{ext}} = 0$), cu rotorul exprimat în coordonate sferice. După efectuarea calculelor se obține:

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\tilde{I}l}{4\pi\epsilon_c\omega} \left[\frac{2}{r^2} \left(\frac{j}{r} - k \right) \cos\theta \mathbf{u}_r + \frac{1}{r} \left(\frac{j}{r^2} - \frac{k}{r} - jk^2 \right) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \right] \exp(-jkr) \quad (1.5.18)$$

(se poate înlocui $\tilde{I}l = j\omega\tilde{p}$).

Soluțiile de mai sus pentru amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor admit o interpretare interesantă în funcție de distanța r de observație. Se disting trei zone.

(a) *Zona apropiată* $r \ll \lambda$ (practic $r < \lambda/10$), în care putem neglija termenii care conțin $1/r$ față de termenii care conțin $1/r^2$ și $1/r^3$, precum și pe cei care conțin $1/r^2$ față de cei care conțin $1/r^3$. Deoarece $\exp(-jkr) \approx 1$, nu există propagare și câmpul este cuasistaționar. Rezultă:

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\tilde{I}l}{4\pi\epsilon_c\omega} \left(\frac{2j}{r^3} \cos\theta \mathbf{u}_r + \frac{j}{r^3} \sin\theta \mathbf{u}_\theta \right) = \frac{\tilde{p}}{4\pi\epsilon_c r^3} (2\cos\theta \mathbf{u}_r + \sin\theta \mathbf{u}_\theta) \quad (1.5.19)$$

și

$$\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{I}l}{4\pi r^2} \sin\theta \mathbf{u}_\phi. \quad (1.5.20)$$

Câmpul electric are, în fiecare moment, structura câmpului produs de către dipolul electrostatic, iar câmpul magnetic poate fi determinat prin legea Biot-Savart. Să calculăm media pe o perioadă a vectorului lui Poynting, ținând cont de faptul că în electrostatică ϵ_c este real:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^* \} = \frac{1}{2} \frac{|\tilde{I}l|^2 l^2}{16\pi^2 \epsilon_c r^5 \omega} \text{Re} \{ -j(2\cos\theta \mathbf{u}_r + \sin\theta \mathbf{u}_\theta) \times \sin\theta \mathbf{u}_\phi \} = 0. \quad (1.5.21)$$

Acest rezultat este în concordanță cu faptul că în regim cuasistaționar nu există radiație.

(b) *Zona intermediară* (practic $\frac{\lambda}{10} < r < 10\lambda$), în care nu se poate neglija nici unul din termenii care intervin în (1.5.17) și (1.5.18).

(c) *Zona îndepărtată* $r \gg \lambda$ (practic $r > 10\lambda$), în care putem neglija termenii care conțin $1/r^3$ și $1/r^2$ față de termenii care conțin $1/r$. Rezultă:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\tilde{I}l}{4\pi\epsilon_c\omega} \left[\frac{1}{r} (jk^2) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \right] \exp(-jkr) = -\frac{\tilde{p}}{4\pi\epsilon_c} \frac{k^2}{r} \exp(-jkr) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \quad (1.5.22)$$

și

$$\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{I}l}{4\pi} \frac{jk}{r} \exp(-jkr) \sin\theta \mathbf{u}_\phi = -\frac{\tilde{p}\omega}{4\pi} \frac{k}{r} \exp(-jkr) \sin\theta \mathbf{u}_\phi. \quad (1.5.23)$$

Din aceste formule se deduc imediat câteva proprietăți importante. Astfel, în fiecare punct \mathbf{E} și \mathbf{H} au direcții fixe. Apoi:

$$\frac{\tilde{\mathbf{E}}}{\tilde{\mathbf{H}}} = \frac{k}{\omega\epsilon_c} = \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} = Z, \quad (1.5.24)$$

unde Z este impedanța de undă a mediului. În sfârșit, se poate verifica ușor că amplitudinile complexe ale vectorilor \mathbf{E} și \mathbf{H} , împreună cu vectorul \mathbf{u}_z formează un triedru (formal) drept:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}} = Z\tilde{\mathbf{H}} \times \mathbf{u}_z \\ \tilde{\mathbf{H}} = Z^{-1}\mathbf{u}_z \times \tilde{\mathbf{E}} \\ \tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{H}} = 0. \end{cases} \quad (1.5.25)$$

Zona îndepărtată se mai numește și *zona undelor*.

Pentru antene este importantă așa-numita *diagramă de directivitate*, pe care o vom defini-o în continuare. Să presupunem, pentru simplitate, că mediul este fără absorbție, deci $\epsilon_c = \epsilon$, $\mu_c = \mu$ și $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ sunt mărimi reale și pozitive. Fie $\tilde{I} = I_0 e^{j\psi}$, deci $I(t) = I_0 \cos(\omega t + \psi)$. Aplicând procedura uzuală de trecere de la amplitudini complexe la semnale armonice obținem:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{I_0 l k^2}{4\pi\epsilon\omega r} \cos(\alpha t - kr + \psi + \frac{\pi}{2}) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \\ \mathbf{H} &= \frac{I_0 l k^2}{4\pi\epsilon\omega Z r} \cos(\alpha t - kr + \psi + \frac{\pi}{2}) \sin\theta \mathbf{u}_\varphi. \end{aligned} \quad (1.5.26)$$

Se observă că vectorii \mathbf{E} , \mathbf{H} și \mathbf{u}_r formează în fiecare moment un triedru drept, deci satisfac relații de tipul (1.5.24); ca urmare, vectorul lui Poynting este, în fiecare moment, îndreptat în sensul lui \mathbf{u}_r (aceste fapte nu sunt în general adevărate în medii absorbante, ca la undele plane).

Liniiile de câmp ale lui \mathbf{H} sunt cercuri paralele. În lungul acestor linii de câmp \mathbf{H} are, în fiecare moment, același modul. Modulul lui \mathbf{H} crește dinspre poli ($\theta = 0$ sau π) înspre ecuator ($\theta = \pi/2$). Situația este rezumată în fig. 1.16. Liniiile de câmp ale lui \mathbf{E} sunt cercuri meridiene, iar modulul său scade dinspre ecuator înspre poli, unde este nul, dar este constant în lungul fiecărei paralele (fig. 1.17).

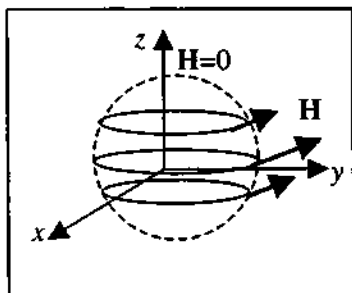


Fig. 1.16. Linii de câmp magnetic.

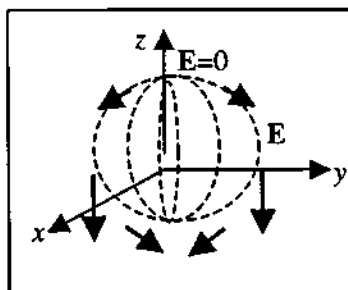


Fig. 1.17. Linii de câmp electric.

În aceeași ipoteză a mediului neabsorbant vom calcula media temporală (1.1.38) a vectorului lui Poynting (adică a densității fluxului de energie):

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ \tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^* \} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \frac{I_0 l k^2}{4\pi\epsilon\omega r} e^{-kr + \alpha + \frac{\pi}{2}} \sin\theta \mathbf{u}_\theta \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{I_0 l k^2}{4\pi\epsilon\omega Z r} e^{kr - \alpha - \frac{\pi}{2}} \sin\theta \mathbf{u}_\varphi \right\} = \frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z r^2} \sin^2\theta \mathbf{u}_r. \end{aligned} \quad (1.5.27)$$

Radicalul modulului raportului dintre densitatea fluxului de energie într-o direcție determinată de unghiurile φ și θ și densitatea maximă de flux ale unui element care radiază se numește *coeficient de directivitate* $F(\varphi, \theta)$. În cazul nostru se obține ușor:

$$F(\varphi, \theta) = \sqrt{\frac{\langle S \rangle}{\langle S \rangle_{\max}}} = |\sin \theta| \quad (1.5.28)$$

(independent de φ). Reprezentarea grafică a intersecției suprafeței:

$$r = F(\varphi, \theta) \quad (1.5.29)$$

cu un plan meridian oarecare $\varphi = \text{constant}$ se numește *diagramă de directivitate*. În

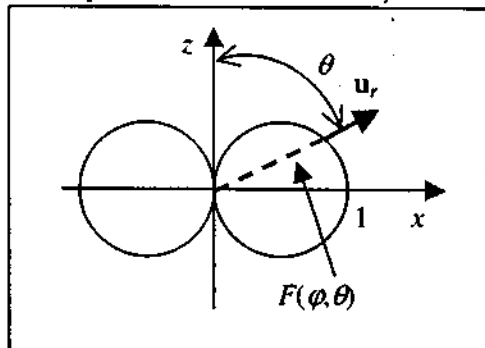


Fig. 1.18. Diagramă de directivitate.

cazul dipolului electric elementar, diagrama de directivitate constă din două cercuri tangente în origine, oricare ar fi planul meridian determinat de φ în care se reprezintă (fig. 1.18). Intersecția diagramei de directivitate cu orice direcție radială fixată prin φ și θ determină, împreună cu originea, un segment a cărui lungime este proporțională cu amplitudinea E_0 a intensității câmpului electric în direcția respectivă. Cunoscând această valoare, putem scrie câmpul radiat în acea direcție:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \psi) \mathbf{u}_\theta \\ \mathbf{H} = \frac{E_0}{rZ} \cos(\omega t - kr + \psi) \mathbf{u}_\varphi \\ \langle \mathbf{S} \rangle = \frac{E_0^2}{2r^2 Z} \mathbf{u}_r \end{cases} \quad (1.5.30)$$

(ψ nu este univoc determinat în această construcție).

Examinând figura 1.18, remarcăm că radiația este maximă în direcțiile ecuatoriale ($\theta = \frac{\pi}{2}$) și minimă în direcția axială ($\theta = 0$ sau π). Faza undei este constantă pe orice suprafață $r = \text{constant}$, deci pe orice sferă cu centrul în origine. Deoarece \mathbf{E} și \mathbf{H} variază pe o astfel de sferă, rezultă că unda este sferică și neomogenă.

Vom calcula acum puterea activă P radiată de către dipolul electric elementar. În acest scop, trebuie să facem integrala mediei temporale a vectorului lui Poynting pe o suprafață oarecare ce conține dipolul în interiorul domeniului pe care îl mărginește.

Desigur, este cel mai simplu să luăm o sferă Σ (fig. 1.19). Atunci, având în vedere (1.5.27):

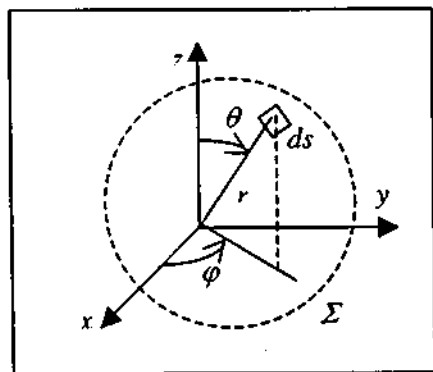


Fig. 1.19. Sferă care înconjoară un dipol elementar.

$$P = \oint_{\Sigma} \langle S \rangle \cdot \mathbf{u}_r ds =$$

$$= \oint_{\Sigma} \frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z} \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta ds.$$

Înlocuind în relația de mai sus elementul de suprafață al sferei $ds = r^2 \sin \theta d\varphi d\theta$ și rearanjând obținem:

$$P = \frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta.$$

Avem:

$$\int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta = \int_0^{\pi} \sin \theta (1 - \cos^2 \theta) d\theta = \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta - \int_0^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta =$$

$$= \sin \theta \Big|_0^{\pi} + \frac{\cos^3 \theta}{3} \Big|_0^{\pi} = \frac{4}{3},$$

deci:

$$P = \frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z} \times 2\pi \times \frac{4}{3}. \quad (1.5.31)$$

Pentru a obține o expresie convenabilă, în funcție de lungimea de undă, înlocuim

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}, \quad c^2 = \frac{1}{\epsilon\mu}, \quad Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}. \text{ Rezultă în final:}$$

$$P = \frac{\pi}{3} I_0^2 l^2 Z \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1.5.32)$$

Această expresie se pune uneori sub forma:

$$P = \left(\frac{I_0}{\sqrt{2}} \right)^2 R_r, \quad (1.5.33)$$

iar mărimea:

$$R_r = \frac{2\pi}{3} Z \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \quad (1.5.34)$$

se numește *rezistență de radiație* a antenei formate din dipolul electric elementar.

Mai putem introduce o noțiune din teoria antenelor, și anume *câștigul de directivitate* $G(\varphi, \theta)$, definit ca raportul dintre densitatea fluxului de energie $\langle S \rangle$ într-o direcție determinată de φ și θ și valoarea $\langle S_0 \rangle$ pe care ar avea-o acest flux de energie dacă radiația ar fi *izotropă*, adică uniformă în toate direcțiile (o astfel de radiație nu poate fi realizată cu semnale electromagnetice care au toate aceași frecvență). Evident că $\langle S_0 \rangle$ rezultă împărțind puterea P la aria suprafeței sferei de rază r . Având în vedere (1.5.27) și (1.5.31), rezultă:

$$G(\varphi, \theta) = \frac{\frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z} \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta}{\frac{\frac{I_0^2 l^2 k^4}{32\pi^2 \epsilon^2 \omega^2 Z} \times 2\pi \times \frac{4}{3}}{4\pi^2}} = \frac{3}{2} \sin^2 \theta. \quad (1.5.35)$$

Câștigul nu depinde de φ și este maxim pentru $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$G_{\max} = \frac{3}{2}, \quad (1.5.36)$$

adică, aproximativ 1,76 dB.

1.6. DUALITATEA. RADIAȚIA DIPOLULUI MAGNETIC ELEMENTAR

În paragraful anterior am prezentat structura câmpului electromagnetic produs de un dipol electric elementar prin care este forțată circulația unui curent sinusoidal. Departe de a fi un concept pur teoretic, o construcție experimentală bazată pe acesta a fost folosită de Heinrich Hertz în 1887, când a pus pentru prima dată în evidență existența undelor electromagnetice.

Vom arăta în acest paragraf că vectorii intensitate a câmpurilor electric și magnetic se bucură de o remarcabilă proprietate de *dualitate*, în sensul că, în anumite condiții, unei configurații de câmp date îi corespunde o altă configurație în care liniile de câmp ale lui \mathbf{E} devin ale lui \mathbf{H} și invers, iar noua configurație satisface legile Electromagnetismului. Desigur că toate câmpurile posibile pot fi deduse în mod riguros prin rezolvarea ecuațiilor lui Helmholtz; principiul de dualitate este doar un instrument util pentru a scurta calculele.

Am văzut că, în regim armonic, am folosit două legi; în paragraful anterior ne-am bazat și pe "legea" conservării sarcinii (care este de fapt o consecință). Repetăm aici cele trei ecuații:

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} &= j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{J}}^{ext} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} &= -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}} \\ \nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} &= -j\omega\rho_v.\end{aligned}\tag{1.6.1}$$

Legea conservării sarcinii am aplicat-o într-o regiune în care $\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{\mathbf{J}}^{ext}$.

Să presupunem că într-o regiune a spațiului nu există curenți electrici și sarcini electrice, dar există sarcini magnetice și curenți magnetici (desigur mărimi fictive). Atunci sistemul (1.6.1) devine, după inversarea ordinii primelor două ecuații:

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} &= -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}} - \tilde{\mathbf{J}}_m \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{H}} &= j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}} \\ \nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} &= -j\omega\rho_m,\end{aligned}\tag{1.6.2}$$

unde \mathbf{J}_m este densitatea curentului de conducție magnetic, iar ρ_m este densitatea de volum a sarcinilor magnetice. Observăm că trecerea de la (1.6.1) la (1.6.2) se poate efectua prin înlocuirile formale

$$\tilde{\mathbf{E}} \leftrightarrow \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{J}}^{ext} \leftrightarrow -\tilde{\mathbf{J}}_m, \quad \epsilon_c \leftrightarrow -\mu_c, \quad \tilde{\rho}_v \leftrightarrow \tilde{\rho}_m.\tag{1.6.3}$$

Prin integrări convenabile rezultă că intensitatea curentului electric I trebuie înlocuită cu minus intensitatea curentului magnetic ($-I_m$), iar sarcina electrică q trebuie înlocuită cu minus sarcina magnetică ($-q_m$).

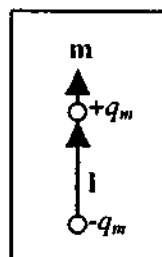


Fig. 1.20.
Dipol
magnetic.

Prin analogie cu dipolul electric prezentat în fig. 1.14, putem acum introduce noțiunea de *dipol magnetic*, fig. 1.20. El este format din două sarcini magnetice de semne contrare, dar egale în valoare absolută cu q_m , aflate la distanța l una de alta. Dacă l este un vector de mărime l , orientat dinspre sarcina magnetică negativă spre cea pozitivă, atunci, prin definiție, momentul magnetic al dipolului este:

$$\mathbf{m} = q_m \mathbf{l}. \quad (1.6.4)$$

Putem acum construi un *dipol magnetic elementar radiant*, analog cu cel reprezentat în fig. 1.13, dar în care mărimile electrice sunt înlocuite cu cele magnetice corespunzătoare. Refăcând raționamentul respectiv, vom obține relația analogă lui (1.5.11):

$$j\omega\tilde{\mathbf{m}} = \tilde{I}_m l \mathbf{u}_z. \quad (1.6.5)$$

Prin rezolvarea ecuațiilor neomogene ale lui Helmholtz într-un mediu liniar, omogen, izotrop și fără polarizație și magnetizare permanente, cu sursa dată de dipolul magnetic radiant și cu respectarea unei condiții de radiație, vom obține soluțiile (1.5.17) și (1.5.18) în care sunt efectuate substituțiile (1.6.3). Aceste soluții sunt

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\omega\tilde{\mathbf{m}}}{4\pi} \left(\frac{j}{r^2} - \frac{k}{r} \right) \exp(-jkr) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \quad (1.6.6)$$

și

$$\tilde{\mathbf{H}} = \frac{\tilde{\mathbf{m}}}{4\pi\mu_c} \left[\frac{2}{r^2} \left(jk + \frac{1}{r} \right) \cos\theta \mathbf{u}_r + \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} - k^2 \right) \sin\theta \mathbf{u}_\theta \right] \exp(-jkr). \quad (1.6.7)$$

Înainte de a trece la analiza acestor formule, trebuie să arătăm care este realizarea fizică a unui dipol electric elementar. Să considerăm o mică spiră plană, de arie A , prin care circulă un curent I , ca în fig. 1.21. În magnetostatică se definește momentul magnetic \mathbf{m} al spirei ca fiind vectorul perpendicular pe suprafața plană ce se sprijină pe spiră, având sensul asociat curentului prin regula burghiului drept și mărimea:

$$m = \mu_0 \mu_r I A. \quad (1.6.8)$$

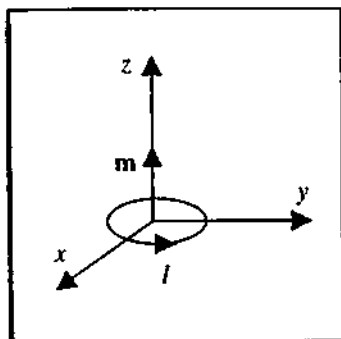


Fig. 1.21. Spiră plană de arie A , prin care circulă un curent I și care produce un moment magnetic m .

În relația de mai sus μ_r este permeabilitatea relativă a mediului în care se află spira.

În regim armonic, utilizând amplitudini complexe, vom defini momentul magnetic al spirei din fig. 1.21 prin

$$\tilde{m} = \mu_c \tilde{I} A u_z. \quad (1.6.9)$$

Dacă frecvența este astfel încât circumferința spirei este mult mai mică decât lungimea de undă și deci curentul poate fi considerat același în orice secțiune a spirei și dacă observarea câmpului electromagnetic se efectuează la o distanță mare de spirală, astfel încât aceasta poate fi considerată concentrată în origine, atunci, prin rezolvarea ecuației lui Helmholtz, se obțin soluțiile

(1.6.6) și (1.6.7). Nimic nu justifică a priori că momentul magnetic dat de (1.6.4) este același cu cel dat de (1.6.9). Aplicată direct, dualitatea are caracterul unui principiu. Reținem, deci, că soluțiile pentru câmp scrise mai sus sunt valabile dacă:

$$\sqrt{A} \ll \lambda; \quad r \gg \sqrt{A}. \quad (1.6.10)$$

Analiza câmpului electromagnetic se poate efectua și în acest caz în funcție de distanța de observație (distanța față de sursa câmpului).

a) În zona de câmp apropiat, $r \ll \lambda$, putem neglija termenii de ordin inferior în $1/r$ și $\exp(-jkr) \approx 1$. Rezultă

$$\begin{aligned} \tilde{E} &= \frac{-j\omega \tilde{m}}{4\pi} \frac{1}{r^2} \sin \theta u_\phi \\ \tilde{H} &= \frac{\tilde{m}}{4\pi \mu_c} \frac{1}{r^3} (2 \cos \theta u_r + \sin \theta u_\phi) \end{aligned} \quad (1.6.11)$$

Aceste formule pot fi deduse direct în ipoteza câmpului cuasistationar.

b) În zona intermediară nu se pot face neglijări.

c) În zona îndepărtată, numită și zona undelor, $r \gg \lambda$, se pot neglija puterile superioare ale lui $1/r$. Obținem:

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{E}} &= \frac{\omega \tilde{m} k}{4\pi r} \exp(-jkr) \sin \theta \mathbf{u}_\theta, \\ \tilde{\mathbf{H}} &= -\frac{\tilde{m} k^2}{4\pi \mu_c r} \exp(-jkr) \sin \theta \mathbf{u}_\phi.\end{aligned}\quad (1.6.12)$$

Observăm că

$$\frac{\tilde{E}}{\tilde{H}} = \frac{\omega \mu_c}{k} = \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} = Z, \quad (1.6.13)$$

iar vectorii $(\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}, \mathbf{u}_r)$ formează un triedru formal drept, definit prin (1.5.25). Mai observăm că (1.6.12) pot fi scrise direct din (1.5.2) și (1.5.23) prin dualitate (\tilde{p} trebuie înlocuit cu $-\tilde{m}$ în conformitate cu (1.6.3) și (1.6.4)).

Liniiile de câmp ale vectorilor \mathbf{E} și \mathbf{H} , într-un mediu neabsorbant, sunt reprezentate în fig. 1.22 și 1.23. Prin comparație cu fig. 1.16 și 1.17, observăm că

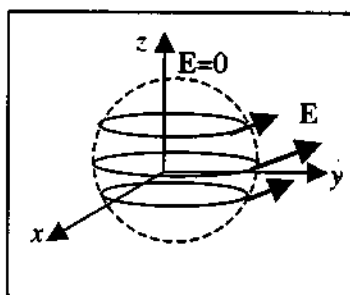


Fig. 1.22. Linii de câmp electric.

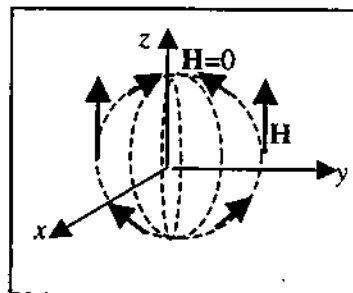


Fig. 1.23. Linii de câmp magnetic.

liniile de câmp ale intensității câmpului electric din cazul dipolului electric radiant devin linii ale intensității câmpului magnetic pentru câmpul produs de dipolul magnetic și o observație asemănătoare se poate face în legătură cu intensitatea câmpului magnetic. În medii neabsorbante, vectorii $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{u}_r)$ formează în fiecare punct și în fiecare moment un triedru drept (nu doar amplitudinile lor complexe).

În ceea ce privește media temporală a vectorului lui Poynting, ea este nulă în zona de câmp apropiat, pentru un mediu neabsorbant, după cum se poate ușor verifica. În zona de câmp îndepărtat, tot într-un mediu neabsorbant, avem:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^*\} = \frac{|\tilde{m}|^2 \omega k^3}{32\pi^2 r^2 \mu_c^2} \sin^2 \theta \mathbf{u}_r, \quad (1.6.14)$$

Având în vedere expresiile $k = \omega \sqrt{\epsilon_c \mu_c} = 2\pi / \lambda$ și $Z = \sqrt{\mu_c / \epsilon_c}$, obținem:

$$\langle S \rangle = \frac{|\tilde{m}|^2 \pi^2 Z}{2r^2 \mu_c^2 \lambda^4} \sin^2 \theta \, u_r = \frac{|\tilde{m}|^2 \pi^2}{2r^2 \epsilon_c \mu_c Z \lambda^4} \sin^2 \theta \, u_r \quad (1.6.15)$$

Coeficientul de directivitate și diagrama de directivitate sunt identice cu cele ale dipolului electric radiant (1.5.28) și (1.5.29).

Puterea radiată printr-o suprafață sferică de rază r care înconjoară sursa se obține prin integrare, ca în paragraful precedent. Efectuând calculele rezultă:

$$P = \frac{|\tilde{m}|^2 \pi^2}{2\epsilon_c \mu_c Z \lambda^4} \times 2\pi \times \frac{4}{3} = \frac{4\pi^3}{3} \frac{|\tilde{m}|^2}{\epsilon_c \mu_c Z \lambda^4} \quad (1.6.16)$$

Și în cazul acesta este importantă noțiunea de rezistență de radiație, pe care este normal să o punem în legătură cu intensitatea curentului care străbate spira - sursă a câmpului. Fie acesta:

$$I(t) = I_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (1.6.17)$$

Vom scrie, prin definiție:

$$P = \left(\frac{I_0}{\sqrt{2}} \right)^2 R_r \quad (1.6.18)$$

care dă, pe baza relațiilor (1.6.9) și (1.6.15):

$$R_r = \frac{8\pi^3}{3} Z \frac{A^2}{\lambda^4} \quad (1.6.19)$$

Noțiunea de rezistență de radiație poate fi folosită și pentru a evalua rezistența suplimentară care se manifestă într-un circuit oarecare, analizat altfel în regim cuasistaționar, datorită radiației (desigur că în regim cuasistaționar lungimea de undă este prin definiție mult mai mare decât orice dimensiune geometrică a circuitului).

1.7. INTERFERENȚA DIPOLILOR

Ecuatiile Electromagnetismului sunt liniare în medii liniare, omogene, izotrope și lipsite de polarizare și magnetizație permanente, așa cum sunt cele pe care le considerăm în acest capitol. În consecință, se aplică principiul superpoziției: câmpurile electrice și magnetice produse de mai multe surse într-un punct se scriu ca sume ale câmpurilor pe care fiecare sursă le produce în acel punct, atunci când acționează în absența celorlalte. Dacă toate sursele au aceeași frecvență, atunci proprietatea de superpoziție se extinde și asupra amplitudinilor complexe. Din punct de vedere practic, faptul că mai multe surse au aceeași frecvență înseamnă că sunt comandate de același oscilator. Două surse diferite nu pot niciodată avea aceeași frecvență, din cauza zgomotului de fază.

Fenomenul de superpoziție a mai multor câmpuri având aceeași frecvență se numește *interferență*. Deoarece toate mărimile de câmp produse de fiecare sursă în parte variază sinusoidal în timp, prin interferență într-un punct oarecare rezultă tot oscilații sinusoidale ale acestor mărimi (suma mai multor sinusoidale de aceeași frecvență este o sinusoidă având frecvența respectivă). Pentru o mărime dată, amplitudinea sinusoidalei rezultante poate fi mai mare sau mai mică decât amplitudinile sinusoidelor componente. De aceea, în anumite puncte, câmpul rezultat este întărit sau slăbit în urma interferenței.

Fenomenul de interferență este foarte important în tehnică. În cazul luminii el furnizează o metodă relativ simplă de măsurare a lungimii de undă și implicit a frecvenței (interferometrele Young, Michelson...). Metode asemănătoare se aplică și în tehnica microundelor. Pentru radiația mai multor dipoli comandați de aceeași sursă, după cum vom vedea, interferența face ca radiația în anumite direcții să fie mult mai importantă decât în celelalte. Se obține astfel o *directivitate* a antenelor, care dă posibilitatea radiației energiei spre anumite puncte de interes în aplicația în cauză, fără pierdere de energie în direcții neimportante.

Nu întotdeauna însă efectele interferenței sunt pozitive. De exemplu, recepția a două stații de radio apropiate care emit pe frecvențe aproximativ egale este caracterizată printr-o alternanță a intensității între cele două semnale (bătăi). Deși acest fenomen nu se încadrează stricto sensu în definiția noastră a interferenței (semnale de aceeași frecvență), cauzele apariției sale sunt în esență aceleași. O soluție a problemei constă în polarizarea celor două semnale în plane ortogonale: se spune că două unde ortogonal polarizate nu interferă. Aceasta nu înseamnă desigur că nu se aplică superpoziția, ci explicația este legată de modul în care funcționează demodulatoarele de semnal.

În studiul antenelor suntem interesați de câmpul produs de acestea la distanță, în zona undelor. Putem de aceea considera că antena este concentrată într-un punct, care se ia ca origine a coordonatelor. Mai precis, folosim câteva aproximații geometrice de ordinul întâi, pe care le prezentăm în continuare. Mai întâi amintim ce

înseamnă o aproximație de ordinul întâi. Să considerăm o funcție care poate fi dezvoltată în serie MacLaurin:

$$f(x) = f(0) + \frac{x}{1!} f'(0) + \frac{x^2}{2!} f''(0) + \dots + \frac{x^n}{n!} f^{(n)}(0) + \dots \quad (1.7.1)$$

Vom spune că facem o *aproximare de ordinul zero* dacă punem:

$$f(x) \cong f(0) \quad (1.7.2)$$

și că facem o *aproximare de ordinul întâi* dacă punem:

$$f(x) \cong f(0) + xf'(0). \quad (1.7.3)$$

Desigur, aceste acțiuni au sens, din punct de vedere fizic, dacă $|x| \ll 1$.

Câteva bine cunoscute aproximații de ordinul întâi sunt:

$$\sin \theta \cong \theta, \quad \operatorname{tg} \theta \cong \theta, \quad \cos \theta \cong 1. \quad (1.7.4)$$

Alte aproximații de ordinul întâi pot fi obținute, fără a calcula derivate, folosind faptul că putem neglija termenii în x^2 față de 1 (și implicit îi putem aduna sau scădea fără să modificăm aproximarea). De exemplu:

$$\frac{1}{1+x} = \frac{1-x}{1-x^2} \cong 1-x; \quad (1.7.5)$$

sau:

$$\sqrt{1-x} \cong \sqrt{1-x+\frac{x^2}{4}} = \sqrt{\left(1-\frac{x}{2}\right)^2} = 1-\frac{x}{2} \quad (1.7.6)$$

etc.

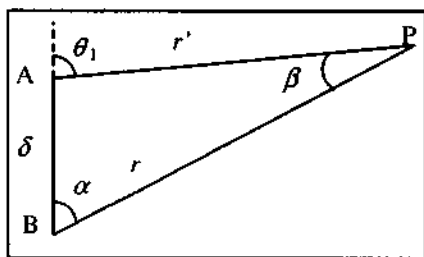
Să considerăm configurația geometrică din fig. 1.24. Scopul nostru este să exprimăm r' în funcție de r , δ și de unghiul α în aproximația de ordinul întâi, considerând că $r \gg \delta$. Aplicăm teorema cosinusului în triunghiul ABP:

$$r'^2 = r^2 + \delta^2 - 2r\delta \cos \alpha, \quad (1.7.7)$$

de unde:

$$\frac{r'}{r} = \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{r}\right)^2 - 2\frac{\delta}{r}\cos\alpha} \approx 1 - \frac{\delta}{r}\cos\alpha, \quad (1.7.8)$$

deci:



$$r' \approx r - \delta \cos \alpha. \quad (1.7.9)$$

Avem de asemenea

$$\frac{1}{r'} \approx \frac{1}{r - \delta \cos \alpha} \approx \frac{r + \delta \cos \alpha}{r^2} = \frac{1}{r} + \frac{\delta}{r^2} \cos \alpha \approx \frac{1}{r}. \quad (1.7.10)$$

Fig. 1.24. Configurație geometrică.

În ultima relație am ținut cont de faptul că, în calculul câmpului radiat de un dipol, am neglijat termenii în $1/r^2$ față de cei în $1/r$.

În aceeași ipoteză $\delta \ll r$, să evaluăm unghiul β sub care se vede segmentul AB din punctul P. Avem

$$\cos \beta = \frac{r^2 + r'^2 - \delta^2}{2rr'} = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{r'} + \frac{r'}{r} - \frac{\delta^2}{rr'} \right) \approx \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{r'} \cos \alpha + 1 - \frac{\delta}{r} \cos \alpha \right) \approx 1. \quad (1.7.11)$$

Ca atare $\beta \approx 0$, deci, în aproximația de ordinul întâi, segmentul AB se vede din P ca un punct.

Considerăm acum situația din fig. 1.25, în care un dipol electric elementar este situat la o mică distanță δ de originea unui sistem de coordonate $Oxyz$, iar direcția momentului său electric este paralelă cu axa Oz . Atașăm punctului în care se află dipolul un sistem de referință $O'x'y'z'$, cu axele paralele cu ale primului. Vom nota cu (r, θ, φ) coordonatele sferice ale unui punct P, aflat la o distanță $r \gg \delta$ de O, în raport cu primul sistem și cu (r', θ', φ') coordonatele sale în raport cu al doilea sistem. Fie de asemenea $(r_p = \delta, \theta_p, \varphi_p)$ coordonatele sferice ale punctului în care se află dipolul în raport cu sistemul $Oxyz$. Scopul nostru este să exprimăm amplitudinea complexă a intensității câmpului electric produs de dipol în raport cu sistemul $Oxyz$, în aproximația geometrică de ordinul întâi. Vom presupune că mediul este fără pierderi, deci numărul de undă k este real și atenuarea α este nulă.

În raport cu sistemul $O'x'y'z'$, amplitudinea complexă a intensității câmpului electric este

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\tilde{E}_0}{r'} \exp(-jkr') \sin \theta' \mathbf{u}_{\theta'}, \quad (1.7.12)$$

unde constanta \tilde{E}_0 are, în conformitate cu (1.5.22), expresia

$$\tilde{E}_0 = -\frac{\tilde{p}k^2}{4\pi\epsilon_c} = -\frac{\tilde{I}lk^2}{4\pi\epsilon_c j\omega}. \quad (1.7.13)$$

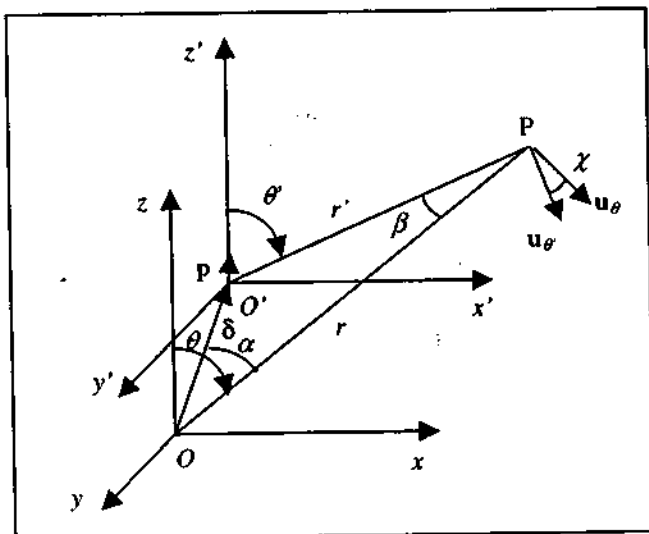


Fig. 1.25. Dipol plasat în apropierea originii unui sistem de coordonate.

Începem prin a evalua unghiul χ dintre vectorii unitari \mathbf{u}_{θ} și $\mathbf{u}_{\theta'}$ din punctul P. Să observăm că

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_r &= \sin \theta \cos \varphi \mathbf{u}_x + \sin \theta \sin \varphi \mathbf{u}_y + \cos \theta \mathbf{u}_z \\ \mathbf{u}_{r'} &= \sin \theta' \cos \varphi' \mathbf{u}_x + \sin \theta' \sin \varphi' \mathbf{u}_y + \cos \theta' \mathbf{u}_z \end{aligned} \quad (1.7.14)$$

implică, ținând cont de (1.7.11)

$$\cos \beta = \mathbf{u}_r \cdot \mathbf{u}_{r'} = \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta' = 1, \quad (1.7.15)$$

relație posibilă doar dacă

$$\varphi = \varphi', \quad \theta = \theta' \quad (1.7.16)$$

(nu am mai pus în evidență faptul că unele egalități sunt aproximații de ordinul întâi).
Cum

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_\theta &= -\cos \theta \cos \varphi \mathbf{u}_x - \cos \theta \sin \varphi \mathbf{u}_y + \sin \theta \mathbf{u}_z \\ \mathbf{u}_{\theta'} &= -\cos \theta' \cos \varphi' \mathbf{u}_x - \cos \theta' \sin \varphi' \mathbf{u}_y + \sin \theta' \mathbf{u}_z, \end{aligned} \quad (1.7.17)$$

avem

$$\cos \chi = \mathbf{u}_\theta \cdot \mathbf{u}_{\theta'} = \cos \theta \cos \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \sin \theta \sin \theta' = 1 \quad (1.7.18)$$

deci $\chi = 0$ sau

$$\mathbf{u}_\theta = \mathbf{u}_{\theta'}. \quad (1.7.19)$$

Putem deci afirma că direcția intensității câmpului electric în P este identică (bineînțeles în aproximația de ordinul întâi) cu cea creată de un dipol plasat în originea O.

Este util să exprimăm și unghiul α în funcție de coordonatele sferice ale punctelor de interes. Avem, din fig. 1.25:

$$\begin{aligned} \delta &= \delta \sin \theta_p \cos \varphi_p \mathbf{u}_x + \delta \sin \theta_p \sin \varphi_p \mathbf{u}_y + \delta \cos \theta_p \mathbf{u}_z \\ \mathbf{r} &= r \sin \theta \cos \varphi \mathbf{u}_x + r \sin \theta \sin \varphi \mathbf{u}_y + r \cos \theta \mathbf{u}_z, \end{aligned} \quad (1.7.20)$$

de unde

$$\cos \alpha = \frac{\delta \cdot \mathbf{r}}{\delta r} = \sin \theta \sin \theta_p \cos(\varphi - \varphi_p) + \cos \theta \cos \theta_p. \quad (1.7.21)$$

În final, ținând cont de (1.7.9), (1.7.10) și (1.7.19), (1.7.12) devine

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \exp(jk\delta \cos \alpha) \sin \theta \mathbf{u}_\theta, \quad (1.7.22)$$

unde $\cos \alpha$ este dat de (1.7.21).

Niște aplicații ale acestor formule se găsesc în Anexa 1, iar în Anexele 2 și 3 sunt tratate în același context antenele filare.

Radiația dipolilor electrici elementari poate fi folosită pentru a studia în mod aproximativ fenomenul de difracție. În studiul majorității fenomenelor optice se poate considera că, într-un mediu liniar și omogen, lumina, care este o undă electromagnetică, se propagă în linie dreaptă, sub formă de raze. Însăși noțiunea de linie dreaptă se pare că derivă din această proprietate a luminii. În realitate, ca orice undă, lumina ocolește obstacolele. Pentru ca acest fenomen să poată fi observat este însă necesar ca dimensiunile obstacolelor să fie comparabile cu lungimea de undă, deci foarte mici la scara proporțiilor obișnuite. Aceleași considerente sunt valabile pentru undele electromagnetice de frecvență mai mică.

Studiul analitic al fenomenului de difracție se poate face în mod riguros pe baza ecuațiilor lui Maxwell. Există multe rezultate în domeniu, dar acestea presupun o tratare analitică elaborată, subtilă și complicată; în majoritatea cazurilor soluțiile problemelor nu se pot exprima analitic.

Pentru a evita aceste complicații, în multe situații de interes practic se preferă aplicarea unui principiu de natură euristică, numit *principiul lui Huygens*. Conform acestuia, dacă se cunoaște un front al unei unde, se pot înlocui toate punctele sale cu surse de unde sferice, iar noul front de undă se obține prin interferența undelor produse de aceste surse secundare. Rezultatele care se obțin în acest fel sunt aproximative, dar cu un grad bun de aproximație.

Să considerăm n dipoli electrici, uniform răspândiți pe o distanță d , care radiază cu aceeași frecvență și care sunt alimentați în fază (fig. 7.2). Pe baza aproximărilor de ordinul întâi, putem scrie, cu notațiile din figura respectivă:

$$r_i = r + \frac{(i-1)d}{n} \sin \varphi, \quad i=1 \dots n. \quad (1.7.23)$$

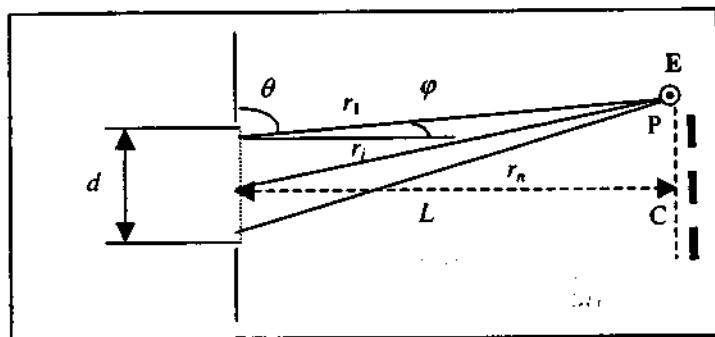


Fig. 1.26. Dipoli electrici alimentați în fază care interferează. Figura de interferență este sugerată de liniile îngroșate din dreapta.

Notăm cu \vec{E}_0 amplitudinea complexă a câmpului electric la nivelul dipolilor în aproximația de câmp îndepărtat și care este comună pentru toți dipolii. Deoarece ne mărginim la calcularea câmpului în planul perpendicular pe mijlocul dipolilor,

toate undele sunt la fel polarizate și putem renunța la notația vectorială. Amplitudinea complexă a intensității câmpului electric în punctul P din fig. 7.1 este dată de:

$$\tilde{E} = \sum_{i=1}^n \frac{\tilde{E}_0}{r_i} \exp(-jkr_i) \approx \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \sum_{i=1}^n \exp[-jk(r_i - r)]. \quad (1.7.24)$$

Introducând (1.7.23) în (1.7.24) rezultă:

$$\tilde{E} \approx \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \sum_{i=1}^n \exp[-jk \frac{(i-1)d \sin \varphi}{n}] = \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \frac{1 - \exp(-jkd \sin \varphi)}{1 - \exp(-j \frac{k d \sin \varphi}{n})}, \quad (1.7.25)$$

unde am folosit formula sumei unei progresii geometrice cu n termeni. Relația obținută poate fi pusă într-o formă convenabilă în următorul mod:

$$\begin{aligned} \tilde{E} &\approx \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \frac{\exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2})}{\exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2n})} \times \frac{\exp(\frac{jkd \sin \varphi}{2}) - \exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2})}{\exp(\frac{jkd \sin \varphi}{2n}) - \exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2n})} = \\ &= \frac{\tilde{E}_0}{r} \exp(-jkr) \frac{\exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2})}{\exp(-\frac{jkd \sin \varphi}{2n})} \times \frac{\sin(\frac{kd \sin \varphi}{2})}{\sin(\frac{k d \sin \varphi}{2n})}. \end{aligned} \quad (1.7.26)$$

Amplitudinea intensității câmpului electric se poate obține din modulul lui \tilde{E} :

$$A = |\tilde{E}| \approx \frac{|\tilde{E}_0|}{r} \times \left| \frac{\sin(\frac{kd \sin \varphi}{2})}{\sin(\frac{k d \sin \varphi}{2n})} \right| = \frac{n |\tilde{E}_0|}{r} \times \left| \frac{\frac{kd \sin \varphi}{2n}}{\sin(\frac{k d \sin \varphi}{2n})} \right| \times \left| \frac{\sin(\frac{kd \sin \varphi}{2})}{\frac{k d \sin \varphi}{2}} \right|. \quad (1.7.27)$$

Forma în care am pus relația precedentă se explică prin necesitatea de a trata cazul când numărul dipolilor tinde la infinit și amplitudinea \tilde{E}_0 tinde la zero, astfel încât produsul lor să rămână constant:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} (n |\tilde{E}_0|) = E_1. \quad (1.7.28)$$

Având în vedere că:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1, \quad (1.7.29)$$

rezultă:

$$A \approx \frac{E_1}{r} \left| \frac{\sin\left(\frac{kd \sin \varphi}{2}\right)}{\frac{k d \sin \varphi}{2}} \right| \approx \frac{E_1}{r} \left| \frac{\sin\left(\frac{kd \varphi}{2}\right)}{\frac{kd \varphi}{2}} \right|, \quad (1.7.30)$$

unde a doua aproximație are loc în cazul unghiurilor mici. Pentru unghiuri φ mici, în jurul punctului de observație putem neglija dependența de r , adică putem aproxima porțiunea de cerc de r constant din jurul lui $\varphi=0$, cu tangenta la acesta. În acest caz amplitudinea depinde esențialmente de o funcție de forma

$$f(x) = \frac{\sin x}{x}, \quad (1.7.31)$$

al cărei grafic este reprezentat în figura 1.27. Zerourile funcției sunt multiplii nenuli ai lui π . Putem defini un *unghi de divergență* al fasciculului generat de dipoli. În acest scop trebuie să alegem un domeniu pentru x în care funcția $f(x)$ are valori semnificative, în același mod în care se definește, de exemplu, banda de trecere a unui filtru sau banda echivalentă de zgomot a unui amplificator, sau banda ocupată de un semnal oarecare. Cea mai simplă estimare este să considerăm valori ale lui x în intervalul $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ (v. fig. 1.27), care corespunde unui unghi $\varphi = \varphi_{\max}$. Rezultă ușor atunci expresia unghiului de divergență:

$$\alpha = 2\varphi_{\max} \approx \frac{\lambda}{d}. \quad (1.7.32)$$

O aplicație a acestor considerații este *difracția Fraunhofer*, sau difracția în câmp îndepărtat. Să considerăm o undă plană produsă de o sursă S care întâlnește un ecran opac E , prevăzut cu un orificiu (fig. 1.28). Conform principiului lui Huygens

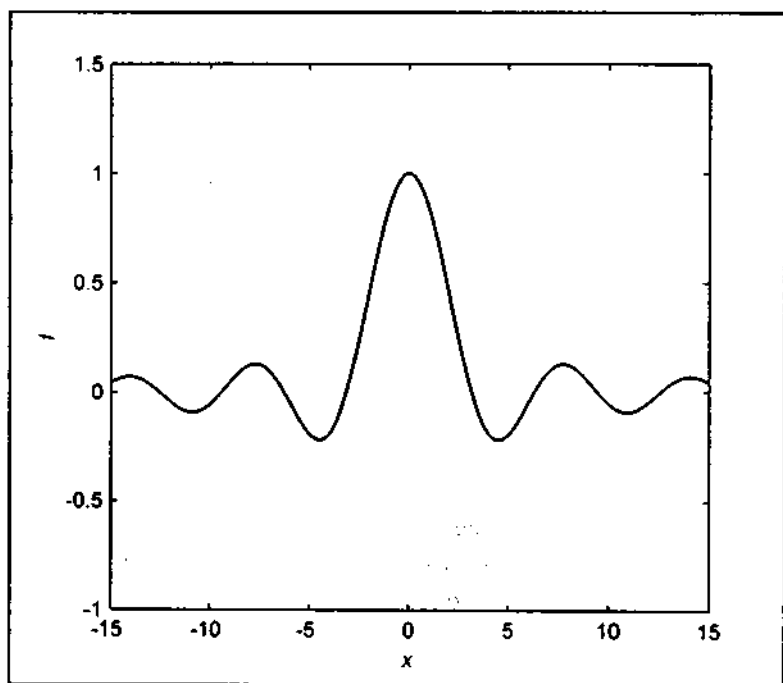


Fig. 1.27. Graficul funcției $(\sin x/x)$.

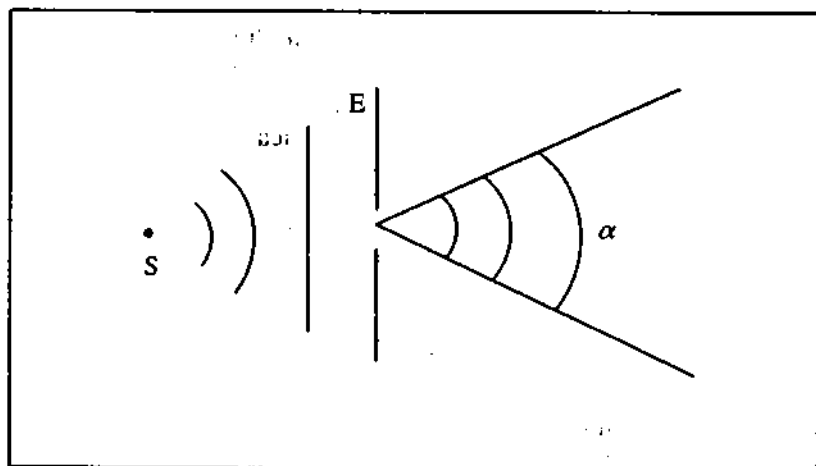


Fig. 1.28. Difrakția Fraunhofer.

putem înlocui orificiul din ecran cu o infinitate de dipoli elementari care oscilează în fază, și, aplicând teoria din paragraful precedent, deducem existența unui unghi de divergență, dat de formula (1.7.29), care nu este prevăzut, de exemplu, de teoria geometrică a opticii. Rezultatul este valabil la o depărtare corespunzătoare de fantă, în zona undelor. Dacă privim spre o fantă îngustă în spatele căreia se află o sursă punctiformă (de dimensiuni foarte mici) de lumină, atunci vom vedea fâșii alternativ luminoase și întunecate (fig. 1.7.29), a căror intensitate este proporțională cu pătratul modului funcției $f(x)$ definite în paragraful precedent. În figura respectivă, fâșiile mai întunecate sugerează o intensitate mai mare. Aceste considerații pot fi aplicate undelor electromagnetice de orice frecvență dacă sunt respectate condițiile geometrice pe care le-am admis prin ipoteză.

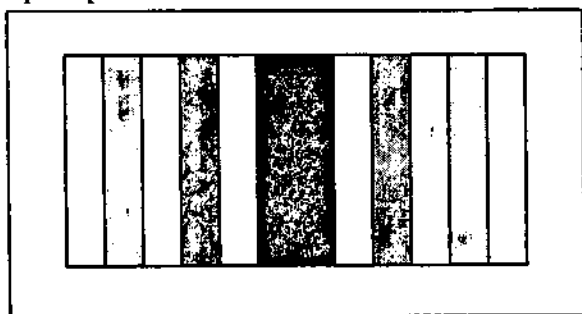


Fig. 1.29. Figură de difracție Fraunhofer a luminii.

În concluzie la acest paragraf și la grupul de anexe care îl însoțesc, putem afirma că, atunci când studiem de la mare distanță radiația unui grup de dipoli, care împreună pot forma o antenă, putem neglija influența asupra amplitudinii câmpului radiat a răspândirii dipolilor în spațiu, dar trebuie să ținem cont de această răspândire când calculăm faza câmpului. În cazul dispozitivelor de dimensiuni mari în raport cu lungimea de undă se poate, de asemenea, neglija fenomenul de difracție. De îndată însă ce dimensiunile dispozitivelor devin comparabile cu lungimea de undă, fenomenul de difracție nu mai poate fi neglijat. El are o importanță deosebită în studiul propagării undelor radio.

1.8. ANTENE FILARE, VERTICALE, CU UN CAPĂT PE SOL. RECIPROCITATEA

În prima parte a acestui paragraf vom arăta de ce o antenă subțire și înaltă, plasată pe sol și alimentată la bază poate fi considerată echivalentă cu o antenă de două ori mai lungă, care radiază în spațiul liber. Construcția logică prin care se justifică această proprietate este similară *metodei imaginilor electrice* din Electrostatică.

Începem prin a introduce noțiunea de *conductor ideal*, care este un material fictiv având conductivitatea σ infinită. Această idealizare este bine aproximată de unele metale ale căror conductivități sunt foarte mari, cum ar fi cuprul, argintul și aluminiul, iar în înaltă frecvență, în anumite condiții, de sol. Motivul pentru care a fost introdusă noțiunea de conductor ideal este că prin utilizarea sa aparatul matematic se simplifică și pentru multe ecuații care apar în electrodinamică se pot găsi soluții analitice exacte ce constituie aproximări foarte bune ale situațiilor reale.

Într-un conductor ideal, câmpul electromagnetic este nul. În caz contrar, de exemplu, din legea $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ ar rezulta o densitate de curent infinită, ceea ce este inadmisibil din punct de vedere energetic. Rezultă că și condițiile de la frontiera de separație dintre un material oarecare și un metal ideal au forme speciale. Să presupunem că în fig. 1.6 mediul 2 este un metal ideal. Din prima ecuație a grupului (1.3.1) cu $\mathbf{E}_2 = 0$ rezultă

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_1 = 0. \quad (1.8.1)$$

Componenta tangentă a intensității câmpului electric fiind nulă, rezultă că aceasta este întotdeauna normală pe suprafața de separație. Din ultima ecuație (1.3.1) rezultă similar

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}_1 = 0, \quad (1.8.2)$$

deci inducția magnetică este paralelă cu suprafața de separație. Dacă în mediul 1 este valabilă o relație de forma $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, atunci și intensitatea câmpului magnetic are aceeași proprietate ca și \mathbf{B} . În aceste condiții, din a doua ecuație (1.3.1) rezultă

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H}_1 = \mathbf{J}_s. \quad (1.8.3)$$

Cei trei vectori care intervin în ultima relație formează un triedru drept. Pânza de curent \mathbf{J}_s de pe suprafața de separație este o idealizare a efectului pelicular.

Relațiile (1.8.1), (1.8.2) și (1.8.3) sunt valabile și pentru amplitudinile complexe ale mărimilor electromagnetice dacă regimul este armonic, deoarece \mathbf{n} este un vector geometric.

Considerăm acum doi dipoli electrici elementari coliniari, cu momentele electrice \mathbf{p} egale, ca în fig. 1.30.

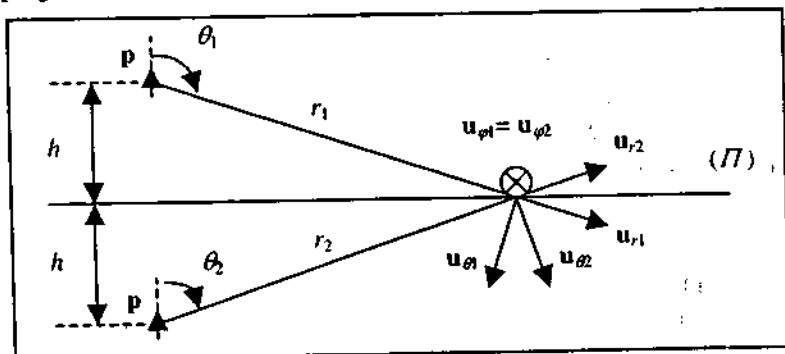


Fig. 1.30. Dipoli elementari coliniari, cu momentele electrice egale.

Presupunem regimul armonic, astfel încât toate mărimile de câmp pot fi reprezentate prin amplitudinile lor complexe. Atașăm celor doi dipoli câte un sistem rectangular, cu axele paralele (axa z comună) și originile în punctele în care sunt concentrați dipolii și reperăm punctele din spațiu în raport cu cele două sisteme în coordonate sferice, afectate de indicii 1 și respectiv 2. Notăm cu (Π) planul perpendicular pe segmentul ce unește cei doi dipoli la mijlocul acestuia și cu h distanța de la oricare dintre dipoli la acest plan.

Amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor electric și magnetic datorate dipolului 1 sunt date de (1.5.17) și (1.5.18), pe care le reproducem aici înlocuind $\tilde{I}l = j\omega\tilde{p}$:

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{j\tilde{p}}{4\pi\epsilon_c} \left[\frac{2}{r_1^2} \left(\frac{j}{r_1} - k \right) \cos\theta_1 \mathbf{u}_{r1} + \frac{1}{r_1} \left(\frac{j}{r_1^2} - \frac{k}{r_1} - jk^2 \right) \sin\theta_1 \mathbf{u}_{\theta1} \right] \exp(-jkr_1), \quad (1.8.4)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_1 = \frac{j\omega\tilde{p}}{4\pi} \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{jk}{r_1} \right) \exp(-jkr_1) \sin\theta_1 \mathbf{u}_{\phi1}.$$

Schimbând indicele 1 cu indicele 2 se obțin amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor electric și magnetic emise de dipolul 2. Mediul fiind liniar, câmpul total este superpoziția celor două. Ne interesează orientările acestor câmpuri în planul (Π) , unde, din considerente geometrice simple, avem:

$$\begin{aligned}r_1 &= r_2, \\ \theta_1 &= \pi - \theta_2, \\ \varphi_1 &= \varphi_2.\end{aligned}\tag{1.8.5}$$

Rezultă $\sin \theta_1 = \sin \theta_2$, $\cos \theta_1 = -\cos \theta_2$. După înlocuire și adunare, obținem că intensitatea câmpului electric $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$ are o componentă în direcția $\mathbf{u}_{r_1} - \mathbf{u}_{r_2}$ și o componentă în direcția $\mathbf{u}_{\theta_1} - \mathbf{u}_{\theta_2}$. După cum se poate vedea din fig. 1.30, ambele sunt perpendiculare pe planul (Π) . În ceea ce privește intensitatea câmpului magnetic total $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$, ea are direcția lui $\mathbf{u}_{\varphi_1} + \mathbf{u}_{\varphi_2}$, care este paralelă cu planul (Π) . Rezultă că în acest plan se poate plasa o foaie de conductor ideal fără a perturba câmpurile, deoarece condițiile de frontieră sunt îndeplinite. Cum câmpul electromagnetic nu poate pătrunde printr-un conductor ideal, rezultă că cei doi dipoli nu mai interacționează și putem renunța la dipolul 2 fără a se schimba configurația câmpului din semispațiul superior. În final putem umple semispațiul inferior cu un material oarecare, în particular cu un conductor ideal (fig. 1.31). În concluzie, ecuațiile lui Helmholtz au aceleași soluții în semispațiile de deasupra planului (Π) din fig. 1.30 și 1.31.

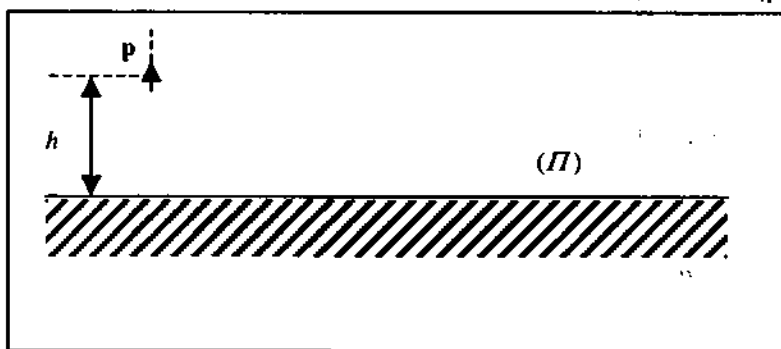


Fig. 1.31. Semispațiul de sub planul (Π) din fig. 1.30 poate fi umplut cu un conductor ideal fără a perturba câmpul electromagnetic din semispațiul superior.

Putem acum explica ușor faptul că o antenă lungă și subțire plasată pe pământ (care poate fi considerat ca un bun conductor în înaltă frecvență) radiază ca o antenă de lungime dublă în spațiul liber: antena poate fi descompusă într-o succesiune de dipoli elementari, iar fiecare dintre aceștia are propria sa imagine în raport cu suprafața pământului. Este interesant de remarcat că, în conformitate cu (1.8.3), la suprafața pământului ia naștere o pânză de curent.

Al doilea subiect al acestui paragraf îl constituie fundamentarea teoretică a *reciprocității*, prin care se explică, de exemplu, faptul că proprietățile de emisie și recepție ale unei antene sunt asemănătoare.

Să presupunem că într-o regiune a spațiului, eventual conținând un material omogen, izotrop, liniar și lipsit de polarizație și magnetizație permanente, sunt prezente două surse de câmp având aceeași frecvență și amplitudinile complexe ale densităților de curent imprimat $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ex}$ și $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ex}$. Sursele produc câmpurile de amplitudini complexe $\tilde{\mathbf{E}}_1, \tilde{\mathbf{H}}_1$, respectiv $\tilde{\mathbf{E}}_2, \tilde{\mathbf{H}}_2$ și, pe baza liniarității, câmpul total este suma celor două. Putem scrie următoarele patru ecuații ale Electromagnetismului, pe care le grupăm în mod convenabil pentru ceea ce vom face în continuare:

$$\begin{cases} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_1 = j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}}_1 + \tilde{\mathbf{J}}_1^{ex} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_2 = -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}_2 \end{cases} \quad \begin{cases} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_2 = j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}}_2 + \tilde{\mathbf{J}}_2^{ex} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_1 = -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}_1 \end{cases} \quad (1.8.6)$$

În primul grup din (1.8.6) înmulțim scalar prima ecuație cu $\tilde{\mathbf{E}}_2$, iar a doua cu $\tilde{\mathbf{H}}_1$ și scădem rezultatele:

$$\tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_2 - \tilde{\mathbf{E}}_2 \cdot \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_1 = -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}_2 \cdot \tilde{\mathbf{H}}_1 - j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}}_1 \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 - \tilde{\mathbf{J}}_1^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2. \quad (1.8.7)$$

În mod analog obținem

$$\tilde{\mathbf{H}}_2 \cdot \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_1 \cdot \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_2 = -j\omega\mu_c \tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \tilde{\mathbf{H}}_2 - j\omega\epsilon_c \tilde{\mathbf{E}}_2 \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{J}}_2^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1. \quad (1.8.8)$$

Recunoaștem în membrii stângi ai ultimelor două relații divergențele produselor vectoriale ale mărimilor care intervin. În sfârșit, prin scăderea lor ajungem la ecuația:

$$\nabla \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2) = \tilde{\mathbf{J}}_2^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{J}}_1^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2. \quad (1.8.9)$$

Această ecuație se numește forma diferențială a *lemei lui Lorentz*. Pentru a obține forma integrală a lemei, integrăm (1.8.9) pe un domeniu V mărginit de o suprafață Σ care conține sursele și aplicăm teorema divergenței (Gauss-Ostrogradski):

$$\oiint_{\Sigma} (\tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2) \cdot \mathbf{n} ds = \iiint_V (\tilde{\mathbf{J}}_2^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{J}}_1^{ex} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2) dV. \quad (1.8.10)$$

Facem suprafața Σ să tindă la infinit. Sursele $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ex}$ și $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ex}$ pot fi descompuse în dipoli elementari și, pe măsură ce punctele de pe suprafață sunt tot mai îndepărtate, câmpul

corespunzător unui dipol elementar se apropie de forma dată de (1.5.22) și (1.5.23). Ca urmare, vom avea relațiile de tip triedru drept:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_i = Z\tilde{\mathbf{H}}_i \times \mathbf{n}' \\ \tilde{\mathbf{H}}_i \cdot \mathbf{n}' = 0 \end{cases}, \quad i=1,2. \quad (1.8.11)$$

Atunci

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2 &= Z(\tilde{\mathbf{H}}_2 \times \mathbf{n}') \times \tilde{\mathbf{H}}_1 - Z(\tilde{\mathbf{H}}_1 \times \mathbf{n}') \times \tilde{\mathbf{H}}_2 = \\ &= Z[-(\tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \mathbf{n}')\tilde{\mathbf{H}}_2 + (\tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \tilde{\mathbf{H}}_2)\mathbf{n}' + (\tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \mathbf{n}')\tilde{\mathbf{H}}_2 - (\tilde{\mathbf{H}}_1 \cdot \tilde{\mathbf{H}}_2)\mathbf{n}'] = 0 \end{aligned} \quad (1.8.12)$$

(am folosit regula de dezvoltare a dublului produs vectorial și am ținut cont de (1.8.11)). Cum contribuția fiecărui dipol elementar este nulă, rezultă că integrala din membrul stâng al relației (1.8.10) este și ea nulă și deci la fel este și integrala de volum. Dar aceasta se întinde doar pe volumul surselor (pe care $\tilde{\mathbf{J}}^{ext} = 0$); vom avea deci:

$$\iiint_V \tilde{\mathbf{J}}_2^{ext} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 dV = \iiint_V \tilde{\mathbf{J}}_1^{ext} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 dV, \quad (1.8.13)$$

unde V este domeniul surselor.

Pentru antene este important cazul în care sursele sunt separate. Să presupunem că în domeniul V_1 avem $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext} \neq 0, \tilde{\mathbf{J}}_2^{ext} = 0$, iar în domeniul V_2 avem $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext} = 0, \tilde{\mathbf{J}}_2^{ext} \neq 0$. Atunci (1.8.13) implică ($V = V_1 \cup V_2$):

$$\iiint_{V_1} \tilde{\mathbf{J}}_1^{ext} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 dV = \iiint_{V_2} \tilde{\mathbf{J}}_2^{ext} \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 dV. \quad (1.8.14)$$

Pentru circuite filiforme (fig. 1.32), prin procedee matematice obișnuite, integralele de volum se reduc la integrale de linie:

$$\int_{\Gamma_1} \tilde{I}_1^{ext} \tilde{\mathbf{E}}_2 \cdot d\mathbf{l} = \int_{\Gamma_2} \tilde{I}_2^{ext} \tilde{\mathbf{E}}_1 \cdot d\mathbf{l}. \quad (1.8.15)$$

Când lungimile curbelor Γ_1 și Γ_2 tind la zero, iar sarcinile superficiale de la capete cresc în mod corespunzător, obținem doi dipoli elementari; prin integrare rezultă

$$\tilde{I}_1^{ext} \tilde{\mathbf{E}}_2 \cdot \mathbf{l}_1 = \tilde{I}_2^{ext} \tilde{\mathbf{E}}_1 \cdot \mathbf{l}_2. \quad (1.8.16)$$

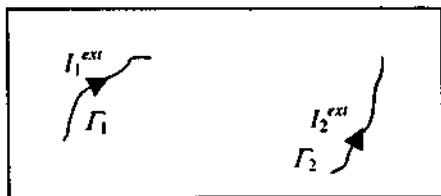


Fig. 1.32. Antene filare.

Spre deosebire de (1.8.15), în (1.8.16) curenții sunt concentrați în punctele în care se află dipolii. Având în vedere că $\tilde{\mathbf{l}} = j\omega\tilde{\mathbf{p}}$ (v. (1.5.11)), rezultă relația de reciprocitate

$$\tilde{\mathbf{p}}_1 \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 = \tilde{\mathbf{p}}_2 \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1. \quad (1.8.17)$$

Pe de altă parte, produsele de forma

$$\tilde{U} := \tilde{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{l} \quad (1.8.18)$$

pot fi interpretate ca tensiuni electrice (cu observația importantă însă că nu se poate considera câmpul electric ca provenit din gradientul unui potențial, cum se procedează în regim cuasistaționar). Vom avea atunci din (1.8.16), cu notații evidente:

$$\tilde{I}_1 \tilde{U}_{21} = \tilde{I}_2 \tilde{U}_{12}. \quad (1.8.19)$$

Accentuăm că U_{21} este "tensiunea" indusă în dipolul 1 de curentul I_2 care circulă în dipolul 2, iar U_{12} are o interpretare analogă. În tehnică se folosesc notațiile

$$Z_{21} = \frac{\tilde{U}_{21}}{\tilde{I}_2}, \quad Z_{12} = \frac{\tilde{U}_{12}}{\tilde{I}_1},$$

iar relația de reciprocitate se traduce prin egalitatea

impedanțelor mutuale $Z_{12} = Z_{21}$. Se pot deduce astfel de relații pentru diverse tipuri de antene, nu numai pentru dipolii elementari.

Să revenim la cazul general (1.8.10) al lemei lui Lorentz. Prin creșterea spre infinit a volumului V mărginit de Σ am arătat că integrala de volum este nulă (integrandul este nenul doar în regiunea care cuprinde sursele). Rezultă ca o consecință a lemei lui Lorentz că și integrala de suprafață este nulă, oricare ar fi suprafața Σ care include sursele câmpului, deci:

$$\oint_{\mathcal{E}} (\tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2) \cdot \mathbf{n} ds = \oint_{\mathcal{E}} (\tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1) \cdot \mathbf{n} ds. \quad (1.8.20)$$

Amintim că $\tilde{\mathbf{E}}_1, \tilde{\mathbf{H}}_1$ sunt amplitudinile complexe ale intensităților câmpurilor electric și magnetic produse de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$, iar $\tilde{\mathbf{E}}_2, \tilde{\mathbf{H}}_2$ corespund sursei $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ext}$.

Amplasăm acum un volum arbitrar \mathcal{V} în interiorul regiunii \mathcal{R} și alegem ca suprafață \mathcal{S} a acestui volum suprafața închisă \mathcal{S}_1 care este înconjurată de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ (vezi Fig. 1.8.1).

Pe suprafața închisă \mathcal{S}_1 vom considera un element de suprafață $d\mathcal{S}_1$ care este înconjurat de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ și vom calcula integrala de suprafață a produsului scalar al câmpului electric $\tilde{\mathbf{E}}_1$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ și a câmpului magnetic $\tilde{\mathbf{H}}_2$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ext}$:

În primul rând vom calcula integrala de suprafață a produsului scalar al câmpului electric $\tilde{\mathbf{E}}_1$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ și a câmpului magnetic $\tilde{\mathbf{H}}_2$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ext}$. Pentru aceasta vom utiliza relația (1.8.19) care, în cazul nostru, devine:

$$\oint_{\mathcal{S}_1} (\tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2) \cdot \mathbf{n} d\mathcal{S}_1 = \oint_{\mathcal{S}_1} (\tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1) \cdot \mathbf{n} d\mathcal{S}_1.$$

Deoarece câmpul electric $\tilde{\mathbf{E}}_1$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ este nul în interiorul regiunii \mathcal{R} , integrala de suprafață a produsului scalar al câmpului electric $\tilde{\mathbf{E}}_1$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_1^{ext}$ și a câmpului magnetic $\tilde{\mathbf{H}}_2$ produs de sursa $\tilde{\mathbf{J}}_2^{ext}$ este nulă:

$$\oint_{\mathcal{S}_1} (\tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2) \cdot \mathbf{n} d\mathcal{S}_1 = 0.$$

PROPAGAREA UNDELOR RADIO

2.1. FUNDAMENTELE PROPAGĂRII ÎN GAMELE VHF ȘI UHF

Sistemele de radiocomunicații terestre, fixe sau mobile, utilizează aproape exclusiv frecvențe din benzile FIF (VHF) și UIF (UHF), adică între 30 și 300 MHz, respectiv între 300 MHz și 3 GHz. Acest fapt se datorează în mare parte cerințelor privind distanțele ce trebuie acoperite de o legătură radio unilaterală de la un emițător radio sau TV până la un receptor fix sau mobil, sau de o legătură bilaterală între o stație de bază fixă și un terminal mobil. Aceste distanțe depășesc rareori câteva zeci de km. Lărgimea de bandă necesară unui canal variază de la zeci sau sute de kHz până la câțiva MHz. Aceste cerințe sunt îndeplinite pe deplin de frecvențele din gamele menționate anterior. Propagarea undelor radio în benzile alocate prezintă o serie de aspecte specifice, mai ales în condițiile unei legături radio mobile, aspecte ce sunt prezentate în cele ce urmează.

2.1.1. PROPAGAREA ÎN SPAȚIUL LIBER

Propagarea undelor electromagnetice în spațiul liber reprezintă cazul ideal pentru o legătură radio. În aceste condiții, se consideră că între antena de emisie și cea de recepție există vizibilitate directă, mediul de propagare are proprietățile electrice ale vidului, iar traiectul de propagare este afectat doar de distanța dintre antene.

Dacă se consideră o astfel de legătură radio, în care antenele de emisie și recepție sunt departe de suprafața pământului, iar traiectul este degajat de orice obstacol, raportul dintre puterea la recepție P_R și puterea la emisie P_T este dat de ecuația lui Friis, numită și formula propagării în spațiul liber.

O undă sinusoidală emisă de o sursă punctiformă se propagă radial în spațiul liber și din această cauză putem considera sursa ca fiind un radiator izotrop. Dacă puterea radiată de antena izotropă este P_{rad} [W] la o distanță d [m] de sursă, amplitudinea vectorului de undă Poynting (putere pe unitate de suprafață) este:

$$P_{fs} = \frac{P_{rad}}{4\pi d^2} \text{ [W/m}^2\text{]}. \quad (2.1.1)$$

În formula (2.1.1), indicele "fs" reprezintă spațiul liber (free space). Pentru o antenă (radiator) care nu este izotropică, la o distanță mare în comparație cu mărimea antenei, puterea radială P_{rad} poate fi înlocuită cu $P_T G_T$, unde: P_T este puterea furnizată de antenă, iar G_T este câștigul antenei.

Pentru înlăturarea efectelor Pământului în propagarea undelor radio, uneori este mai convenabil să se folosească termeni cum ar fi valoarea efectivă a intensității câmpului electric:

$$E_{fs} = \sqrt{Z_{fs} P_{fs}}, \quad (2.1.2)$$

unde Z_{fs} este impedanța de undă a spațiului liber și este dată de:

$$Z_{fs} = Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi = 377 \Omega, \quad (2.1.3)$$

în care:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{H/m}] = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{V} \cdot \text{s/A} \cdot \text{m}]$$

și

$$\epsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi [\text{F/m}] = 10^{-9} / 36\pi [\text{A} \cdot \text{s/V} \cdot \text{m}]$$

sunt permeabilitatea și permitivitatea (constanta dielectrică) a spațiului liber. La o distanță mare de un radiator neizotropic, intensitatea câmpului electric în spațiul liber este:

$$E_{fs} = \sqrt{120\pi \cdot \frac{P_T G_T}{4\pi d^2}} = \frac{\sqrt{30 P_T G_T}}{d} [\text{V/m}]. \quad (2.1.4)$$

Fie că există sau nu spațiu liber, dacă intensitatea câmpului electric și puterea care ajung la antenă sunt E_{rec} și P_{rec} , puterea utilă care poate fi interceptată de un receptor, folosind o antenă izotropă, este dată de:

$$P_R = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot P_{rec}. \quad (2.1.5)$$

Pentru o antenă directivă (cu un câștig G_R) și un receptor adaptat, puterea receptată este (folosind $E_{rec} = \sqrt{Z_{fs} \cdot P_{rec}}$):

$$P_R = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot P_{rec} \cdot G_R = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{E_{rec}^2}{Z_{fs}} \cdot G_R = \left(\frac{E_{rec} \cdot \lambda}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{G_R}{120}. \quad (2.1.6)$$

Dacă se rezolvă relația (2.1.4) pentru puterea transmisă, raportul dintre puterea recepționată și puterea emisă este:

$$\frac{P_R}{P_T} = \left(\frac{E_{rec} \cdot \lambda}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{G_R}{120} \cdot \frac{(E_{fs} \cdot d)^2}{30 \cdot G_T} = \begin{cases} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 G_T G_R \left(\frac{E_{rec}}{E_{fs}} \right)^2, & \text{în general} \\ \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 G_T G_R, & \text{în spațiu liber.} \end{cases} \quad (2.1.7)$$

Relația generală (2.1.7) arată cum se iau în considerare efectele propagării în termeni de câmp electric recepționat în raport cu valoarea dată în spațiul liber. În dB,

această atenuare notată cu $L[\text{dB}] = -10 \log_{10} \left(\frac{P_R}{P_T} \right)$ este:

$$L = 20 \log_{10} \left(\frac{4\pi d}{\lambda} \cdot \frac{1}{G_T G_R} \right) + 20 \log_{10} \left(\frac{E_{fs}}{E_{rec}} \right) = L_{fs} + L_{nfs}, \quad (2.1.8)$$

unde indicele "nfs" este folosit pentru spațiul nevidat (non-free-space). Atenuarea de propagare (free space loss) exprimată în dB corespunzând acestei ecuații este:

$$L_{fs} = -10 \cdot \lg \frac{P_R}{P_T} = 20 \cdot \lg f + 20 \cdot \lg d - 10 \cdot \lg G_T - 10 \cdot \lg G_R - k, \quad (2.1.9)$$

unde constanta k are valoarea: $k = 20 \cdot \lg \frac{3 \cdot 10^8}{4 \cdot \pi} = 147,56 \text{ dB}$.

Uneori este util să se compare atenuarea de propagare L_{fs} cu atenuarea de bază L_B ce apare între antene izotrope (cu $G_T = G_R = 1$). Aceasta este dată de:

$$L_B[\text{dB}] = 20 \cdot \lg f + 20 \cdot \lg d - 147,56, \quad (2.1.10)$$

$$\text{sau de: } L_B[\text{dB}] = 20 \cdot \lg f[\text{MHz}] + 20 \cdot \lg d[\text{km}] + 32,44. \quad (2.1.11)$$

Se observă că panta caracteristicii de atenuare cu distanța este de 6 dB/octavă sau 20dB/decadă (corespunzător dublării distanței și respectiv multiplicării cu 10).

În fig. 2.1 sunt arătate pierderile în spațiul liber în raport cu frecvența și distanța.

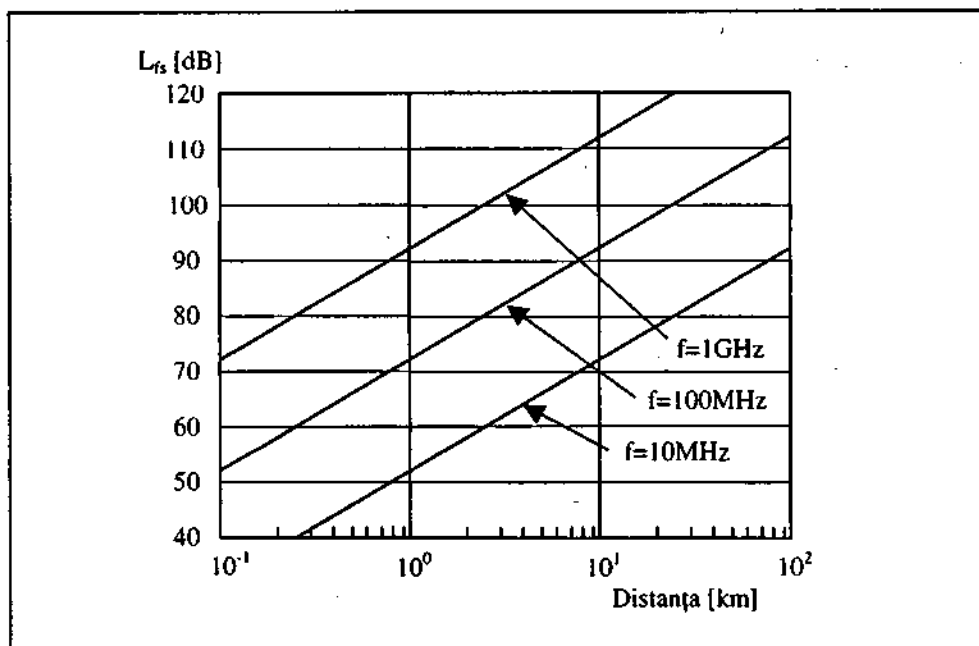


Fig. 2.1. Pierderi de semnal în spațiul liber.

2.1.2. EFECTUL ATMOSFEREI

Pentru comunicațiile terestre în domeniul VHF și UHF, scăderea valorii intensității câmpului electric recepționat, E_{rec} , față de valoarea sa în spațiul liber la aceeași distanță, este influențată de efectele interacțiunii undelor radio cu Pământul. Astfel, apar efecte semnificative datorate proprietăților spațiului, care nu mai este spațiu liber, propagarea având loc în troposferă, porțiune din atmosferă care se extinde până la 12 km deasupra Pământului.

Datorită prezenței diferitelor gaze din atmosferă, inclusiv a vaporilor de apă, constanta dielectrică ϵ_r a aerului în troposferă este supraunitară. Deoarece, în general, densitatea acestor gaze scade cu altitudinea, permitivitatea relativă, ϵ_r , și indicele de refracție al aerului, $n = \sqrt{\epsilon_r}$, descresc cu altitudinea. Această variație a indicelui de refracție ridică unele probleme în modul de propagare al undelor radio, datorită unor fenomene ca: refracția, reflexia, împrăștierea undelor, transmisia ghidată între straturi și fluctuațiile de nivel ale semnalelor.

Traiectul unei radio prin atmosferă poate fi descris în termeni de variație a dependenței indicelui de refracție n în funcție de altitudine, măsurată de la suprafața solului.

Rezultatele ce prezintă interes sunt legate de derivata indicelui de refracție, care, tipic, are valori negative în troposferă față de o valoare pentru "atmosfera standard", așa încât panta pentru n este de aproximativ $-0,039/\text{m}$. Din cauza scăderii indicelui de refracție cu creșterea altitudinii, viteza de propagare crește cu înălțimea în așa fel încât căile de propagare în spațiile acoperite de comunicațiile mobile terestre sunt aproape arce de cerc cu raza $r_w \approx 4r_e$ în atmosfera standard, unde $r_e = 6370$ km este raza Pământului.

O radiație emisă orizontal este curbată spre Pământ în loc să fie o linie dreaptă, orizontală și nu se intersectează cu Pământul (presupus sferic), așa cum se arată în fig. 2.2.

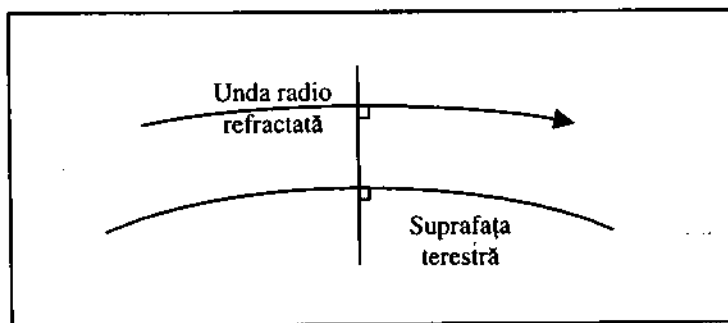


Fig. 2.2. Curbura canalului radio în atmosferă.

Pentru că unda radio are o traiectorie curbă, distanța până la orizont a semnalelor radio este mai mare decât distanța în linie dreaptă. Geometria problemei în care traiectoria curbată a unei unde, ce provine de la antena i și care are înălțimea h_{ei} , este tangentă la Pământ, este ilustrată în fig. 2.3, pentru un "Pământ neted", fără denivelări de teren.

Deoarece pentru analiza căilor de comunicații este mai convenabil să se accepte linia dreaptă, este preferabil să se schimbe sistemul de coordonate astfel încât undele refractate să apară ca linii drepte. În acest scop trebuie acceptată o geometrie tangențială modificată pentru un Pământ fictiv, având raza $a = kr_e > r_e$, și care este definită așa cum rezultă din desenul din partea dreaptă a figurii 2.3. Pentru echivalarea rezultatelor, soluția pentru constanta k este constrânsă de cerința ca distanța la care se află radiația deasupra Pământului să rămână aceeași pentru orice model, orice distanță de-a lungul tangentei la suprafață. Sub această constrângere, se poate arăta că raza fictivă a Pământului ar trebui să fie $a = 4r_e/3 = 8493$ km. Folosind pentru raza efectivă a Pământului formula $a = 4r_e/3$, se poate considera că traseele de propagare sunt linii drepte.

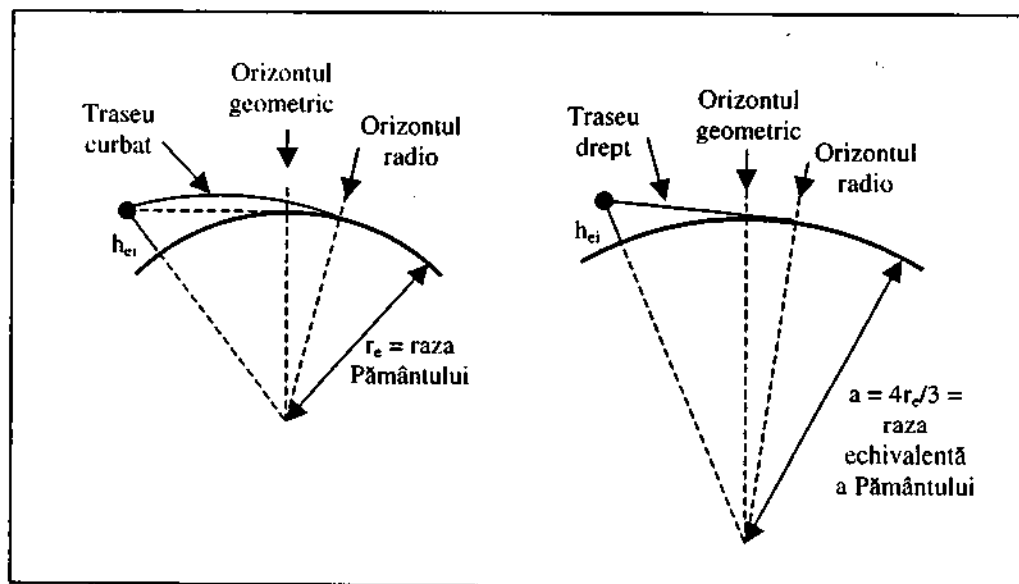


Fig. 2.3. Geometria undelor radio tangente la Pământ.

Distanța radio pe orizontală pentru un Pământ neted, ca funcție de înălțimea antenei, este calculată folosind geometria desenului din dreapta al figurii 2.3. Notând cu d_{Lst} distanța de la antenă la orizontul radio, aceasta este o latură (catetă) a triunghiului dreptunghic, cealaltă latură (catetă) este raza Pământului fictiv, a , iar ipotenuza este $a + h_{ei}$. Valoarea distanței d_{Lst} se poate calcula cu relația:

$$d_{Lst} = \sqrt{(a + h_{ei})^2 - a^2} = \sqrt{2ah_{ei}}, \quad (2.1.12)$$

unde raza Pământului și înălțimea antenei sunt exprimate în aceleași unități. Pentru unități tipice:

$$d_{Lst}(\text{km}) = \sqrt{0,002a(\text{km})h_{ei}(\text{km})} = \sqrt{17h_{ei}(\text{m})}. \quad (2.1.13)$$

Se spune că un emițător și un receptor se află în vizibilitate directă sau condiții LOS, (LOS = "line-of-sight"), dacă distanța d este:

$$d < d_{Ls} = d_{Lst} + d_{Lsr}. \quad (2.1.14)$$

Distanța radio orizontală actuală, raportată la valoarea ideală dată de (2.1.14) este de obicei mai mică din cauza efectelor produse de teren și construcții.

2.1.3. CARACTERISTICILE TERENULUI ȘI EFECTELE SALE

Este evident că dacă un deal sau o construcție este “în calea” liniei tangente prezentată în modelul “Pământ neted” din fig. 2.3, distanța orizontală actuală este distanța la o tangentă dusă la acel obiect. Deci, cu cât sunt mai multe dealuri sau zone populate, distanța pe orizontală este mai mică decât în cazul ideal al modelului de Pământ neted (2.1.12). Prezența terenului sau a clădirilor afectează de asemenea LOS până la înălțimea efectivă a antenei: dacă antena este plasată pe vârful unui deal sau al unei clădiri, orizontul radio este mult mai departe.

În mod uzual, altitudinea deasupra nivelului mării a terenului din vecinătatea unei antene de emisie sau de recepție, variază față de un așa-numit “plan de referință”. Astfel, altitudinea la distanța x de-a lungul unei căi de la emițător la receptor poate fi exprimată prin:

$$h_o(x) = h_{ref}(x) + h_s(x), \quad (2.1.15)$$

unde x ia valori de la 0 (la emițător) până la d (la receptor). În relație, mărimea $h_{ref}(x)$ reprezintă înălțimea medie a terenului de-a lungul căii de propagare, iar $h_s(x)$ reprezintă variațiile în înălțime ale suprafeței.

Pentru scopul modelării efectelor terenului pe traiectoria de propagare, planul de referință poate fi raportat la punctele $h_o(x)$ dacă există date disponibile. Deviațiile înălțimii suprafețelor, descrise ca eșantioane $h_s(x)$, sunt folosite ca o distribuție cu valoarea medie zero. Gradul de variație a terenului poate fi evaluată prin “parametrul de iregularitate al terenului” Δh , calculat pe o anumită distanță (de ex. 10 km), ca diferență dintre valorile lui $h_s(x)$ care depășesc cu 90 % eșantioanele și valorile care nu depășesc 10 %, după cum rezultă din fig. 2.4.

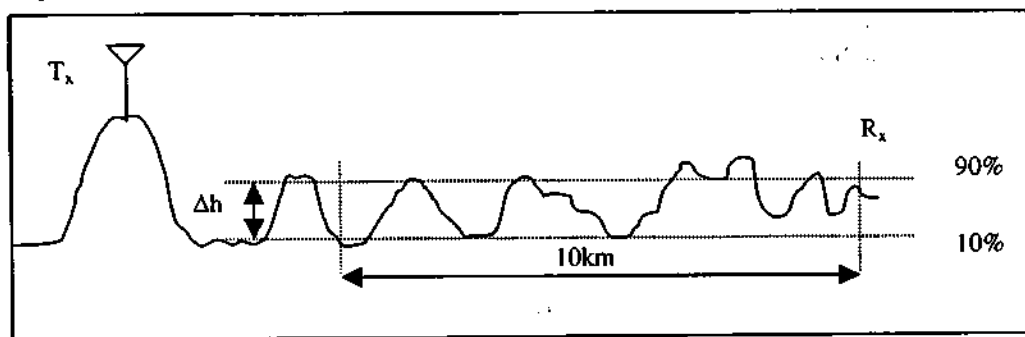


Fig. 2.4. Parametrul de iregularitate a terenului.

Din studii de profil al terenului s-a determinat că media înălțimii ca funcție de lungimea căii de propagare este dată de relația:

$$\Delta h(d) = \Delta h \left(1 - 0,8 \cdot e^{-\frac{d_{km}}{50}} \right). \quad (2.1.16)$$

Când un profil de teren nu este disponibil, analistul poate specifica o valoare Δh pentru o descriere cât mai potrivită a terenului ca în tabelul 2.1.

Tabelul 2.1

Descrierea terenului	Δh în metri
Apă sau câmpii foarte netede	0-5
Câmpii netede	5-20
Câmpii cu ușoare denivelări	20-40
Câmpii cu multe denivelări	40-80
Dealuri	80-150
Munți	150-300
Munți cu altitudini diferite	300-700
Munți cu diferențe mari de altitudine	>700

Fie h_{gi} înălțimea unei antene ($i = t$ pentru emițător, $i = r$ pentru receptor). Atunci, înălțimea efectivă a antenei poate fi formulată astfel:

$$h_{ei} = \max [h_{gi}, h_{gi} + h_a(x_i) - h_{ref}(x_i)] = \max [h_{gi}, h_{gi} + h_s(x_i)], \quad i = t, r. \quad (2.1.17)$$

Fie h_s înălțimea unei suprafețe de teren pentru o locație de antenă, relativ la înălțimea medie a terenului. Dacă antena este pe un deal ($h_s > 0$), relația (2.1.17) indică înălțimea terenului ce trebuie adăugată pentru a obține înălțimea efectivă a antenei; altfel înălțimea efectivă coincide cu înălțimea proprie a antenei. Această definiție a înălțimii efective a antenei este ilustrată în fig. 2.5.

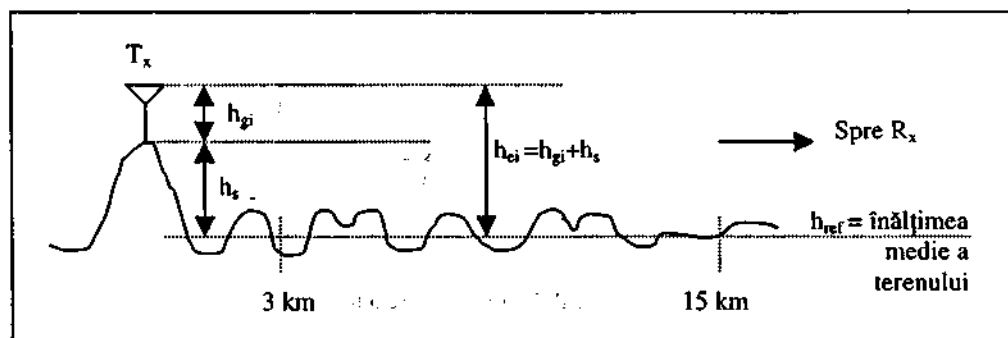


Fig. 2.5. Înălțimea efectivă a antenei.

În absența datelor specifice pentru teren, parametrul Δh poate fi exprimat statistic. Dacă o antenă este amplasată în mod întâmplător, așa cum se întâmplă de obicei la o stație radio mobilă, se poate folosi în mod rezonabil faptul că, în medie, altitudinea $h_d(x)$ a antenei egalează valoarea de referință h_{ref} . Este de așteptat ca o antenă să fie plasată pe un deal. Pe baza analizării mai multor profile, a fost dezvoltată următoarea formulă empirică, pentru înălțimea efectivă a antenei, folosită pentru calculele de propagare computerizate, atunci când înălțimea structurală a antenei este de 10 m sau sub această valoare:

$$h_{ei} = \begin{cases} h_{gi}, & \text{pentru amplasamente întâmplătoare,} \\ h_{gi} + \left[1 + c \cdot \max \left\{ 1, \sin \left(\frac{\pi h_{gi}}{10 \text{ m}} \right) \right\} \right] \cdot e^{-\frac{2h_{gi}}{\Delta h}}, & \text{pt. amplasamente selectate,} \end{cases} \quad (2.1.18)$$

$$\text{unde } c = \begin{cases} 4 & \text{pt. amplasamente bune,} \\ 9 & \text{pt. amplasamente foarte bune.} \end{cases} \quad (2.1.19)$$

De reținut este faptul că practicile de amplasare nu fac diferențe când $\Delta h = 0$; pentru $\Delta h \neq 0$, de îndată ce h_{gi} crește, el crește rapid, dar apoi se apropie asimptotic de valoarea $h_{ei} = h_{gi}$.

În absența unor date privind profilul terenului, formula empirică pentru înălțimea efectivă a antenei (2.1.18) poate fi folosită pentru a estima distanța pe orizontală dintre emițător și receptor, precum și distanța LOS:

$$d_{Ls} = d_{Lsi} + D_{Lsr} \text{ folosind } d_{Lsi} = \sqrt{2ah_{ei}} \text{ ca în (2.1.12).}$$

Valoarea medie a orizontului radio și distanța LOS: $d_L = d_{L1} + D_{L2}$ pentru un teren cu neregularități poate fi estimată din formula empirică:

$$d_{Li} = d_{Lsi} \times e^{-0,07 \sqrt{\Delta h / \max(h_{gi}, 5 \text{ m})}} \quad (2.1.20)$$

2.1.4. MODURI DE PROPAGARE

Efectele prezenței Pământului în propagarea sol-sol a undelor radio VHF și UHF depind de lungimea canalului. Pe scurt, pentru canalul LOS, influența principală a Pământului este cauza undelor reflectate care sosesc la receptor și care se suprapun peste undele directe, producând interferențe constructive sau distructive.

Pentru linia de sub orizont, BLOS (Beyond Line of Sight), propagarea semnalului este posibilă fie din cauza difracției, fie a dispersiei semnalului în troposferă, sau din cauza ambelor fenomene. Față de situația ilustrată în fig. 2.6, în realitate, există o tranziție gradată între un mod de propagare și altul.

Figura 2.6 sugerează că modul dominant de propagare este determinat de distanța d . Dacă d este mai mică decât distanța până la orizont a antenelor de emisie și recepție, numită "distanță LOS" (LOS distance), modul dominant de propagare este LOS.

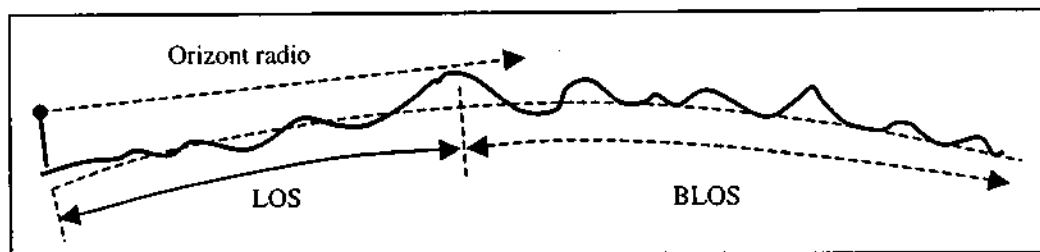


Fig. 2.6. Moduri de propagare.

Pentru unitățile mobile dintr-un sistem celular, cu antene având înălțimea $h_{gm} = h_{em} = 2$ m, avînd în vedere amplasarea aleatoare, pe un Pămînt neted, orizontul radio este $d_{Lsm} = 5$ km.

În zonele rurale, probabilitatea ca să existe un teren cu obstacole reduce distanța în concordanță cu formula empirică (2.1.20). De exemplu, dacă terenul poate fi caracterizat ca fiind deluros, cu o valoare a parametrului ce caracterizează neregularitatea terenului $\Delta h = 100$ m, distanța până la orizont pentru mobil este:

$$d_{Lm} = 5 \cdot e^{-0.07 \sqrt{100 / \max(2.5)}} = 5 \cdot e^{-0.07 \sqrt{20}} = 3,7 \text{ km.} \quad (2.1.21)$$

O stație de bază în același sistem celular poate avea o antenă de înălțime $h_{gb} = 30 + 60$ m. Pentru exemplificare, să luăm $h_{gb} = 50$ m. Pe un Pămînt neted, folosind (2.1.12), se poate vedea că înălțimea antenei corespunde unei distanțe avînd valoarea numerică $d_{Lsb} = \sqrt{16,99 h_{gb}} = 29,1$ km.

În cazul terenului real, stația de bază va fi plasată pe un deal sau pe un pilon, iar distanța, fără obstacole, până la orizont este chiar mai mare, în conformitate cu formula empirică (2.1.18). Înălțimea efectivă a antenei unei stații de bază, avînd $h_{gb} = 50$ m, este:

$$h_{eb} = h_{gb} + \left[1 + 4 \cdot \max \left\{ 1, \sin \left(\frac{\pi h_{gb}}{10} \right) \right\} \right] \cdot e^{-2h_{gb}/100} =$$

$$= 50 + [1 + 4 \cdot \max\{1, \sin(5\pi)\}] \cdot e^{-2 \cdot 50/100} = 51,8 \text{ m.} \quad (2.1.22)$$

Această înălțime efectivă a antenei conduce la obținerea distanței până la orizont pe un Pământ neted de $d_{Lsb} = 29,7 \text{ km}$, care se reduce la distanța reală față de orizont:

$$d_{Lsb} = 29,7 \times e^{-0,07 \sqrt{100/51,8}} = 27 \text{ km} \quad (2.1.23)$$

Astfel, distanța totală LOS bază-mobil sau mobil-bază este de ordinul:

$$d_L = d_{Lb} + d_{Lm} = 27 + 3,7 = 30,7 \text{ km.} \quad (2.1.24)$$

Pentru comunicații celulare, distanța indică că modul de propagare cel mai des utilizat este LOS. Oricum, în mediul urban, clădirile se comportă adesea ca niște obstacole de teren care reflectă și blochează calea directă LOS dintre antene. De aceea, modul de propagare este aproape întotdeauna o combinație complexă dintre canalele reflectate care își formează drumul în jurul clădirilor și canalele difractate care sunt curbate după cum interacționează cu vârfurile clădirilor. Din această cauză este foarte dificil să se precizeze pierderile în timpul propagării în medii urbane folosind un model teoretic și un număr de formule empirice.

2.1.5. PROPAGAREA PESTE O SUPRAFAȚĂ REFLECTOARE

Ecuția propagării în spațiul liber se poate aplica numai în condiții foarte restrictive. În practică, pe traseul de propagare sau în apropierea acestuia intervin întotdeauna obstacole (obstrucții) sau suprafețe pe care undele radio se pot reflecta.

Mărimea câmpului recepționat va depinde nu numai de distanța pe care se realizează legătura radio, dar și de înălțimile antenelor folosite la emițător și respectiv la receptor (notate cu h_t și h_r). În funcție de distanță și de aceste înălțimi, reflexia unei unde radio pe suprafața solului se produce sub un anumit unghi de incidență. O legătură radio, în care intervine și reflexia la sol, este prezentată în fig. 2.7.

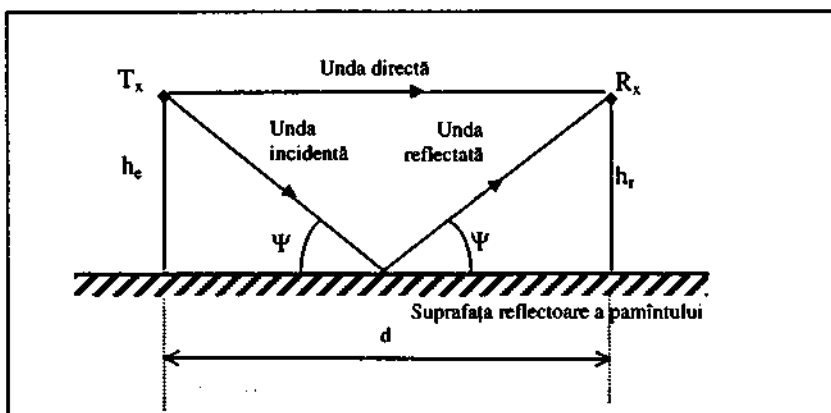


Fig. 2.7. Legătură radio cu reflexie la sol.

Amplitudinea și faza unei reflectate de suprafața solului depind de coeficientul de reflexie al solului în punctul de incidență, precum și de polarizarea verticală sau orizontală a unei incidente.

Pentru polarizare verticală, coeficientul de reflexie la sol este:

$$\rho_v = \frac{(\epsilon_r - jx) \sin \Psi - \sqrt{(\epsilon_r - jx) - \cos^2 \Psi}}{(\epsilon_r - jx) \sin \Psi + \sqrt{(\epsilon_r - jx) - \cos^2 \Psi}}. \quad (2.1.25)$$

Pentru polarizare orizontală, coeficientul are o expresie asemănătoare:

$$\rho_h = \frac{\sin \Psi - \sqrt{(\epsilon_r - jx) - \cos^2 \Psi}}{\sin \Psi + \sqrt{(\epsilon_r - jx) - \cos^2 \Psi}}. \quad (2.1.26)$$

Trebuie observat faptul că, pentru unghiuri de incidență foarte mici, dacă se trece la limită, rezultă că:

$$\lim_{\Psi \rightarrow 0} \rho_h = -1.$$

În aceste relații Ψ reprezintă unghiul de incidență, ϵ_r este constanta dielectrică relativă a solului, iar parametrul x este:

$$x = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon_0} = \frac{18 \cdot 10^9 \cdot \sigma}{f}, \text{ unde } \sigma \text{ este conductivitatea solului.}$$

Se observă că ρ_v și ρ_h sunt mărimi complexe de forma $|\rho| \cdot e^{j\theta}$. Valorile pe care le pot lua constantele σ și ϵ_r pentru diferite tipuri de sol sunt date în tabelul 2.2.

Tabelul 2.2

Tipul de sol	Conductivitatea σ [S]	Constanta dielectrică ϵ_r
Sol uscat	10^{-3}	4+7
Sol mediu	5×10^{-3}	15
Sol umed	2×10^{-2}	25+30
Apă de mare	5	81
Apă dulce	10^{-2}	81

Dacă permitivitatea electrică a solului ϵ_r este necunoscută, ea se poate evalua în funcție de conductivitatea solului σ , folosind relația de calcul empirică:

$$\epsilon_r = 50\sqrt{\sigma} \quad (2.1.27)$$

La undele cu polarizare orizontală, faza unei reflectate este decalată cu aproximativ 180° în raport cu faza unei incidente, indiferent de frecvență sau de conductivitatea solului ($\rho = 1 \cdot e^{j\pi} = -1$).

Pentru unghiuri de incidență foarte mici ($\psi \cong 0^\circ$), unda reflectată este egală în mărime cu unda incidentă, iar cele două unde sunt defazate cu 180° . Această situație survine în practică dacă h_i și $h_r \ll d$, caz în care propagarea are loc tangențial cu suprafața solului.

Pentru undele cu polarizare verticală, comportamentul este diferit într-o anumită măsură. Dacă situația este similară la unghiuri de incidență foarte mici, ea se schimbă pentru valori mari ale unghiului ψ . Pe măsură ce unghiul de incidență crește, mărimea unei reflectate scade rapid, iar defazajul relativ se reduce substanțial.

Pentru o valoare critică a unghiului de incidență ($\psi \approx 15^\circ$ pentru $f \geq 100$ MHz), denumit unghi pseudo-Brewster, amplitudinea unei reflectate atinge un minim, iar defazajul relativ devine 90° . Pentru unghiuri mai mari decât această valoare, mărimea unei reflectate crește din nou, iar faza relativă scade către valoarea 0° .

În figurile 2.8 și, respectiv, 2.9 sunt prezentate variația modulului și variația fazei coeficientului de reflexie la sol, pentru unde cu polarizare verticală, la o frecvență $f = 100$ MHz, pentru $\sigma = 12 \times 10^{-3}$, $\epsilon_r = 15$ și $x = 2,16$.

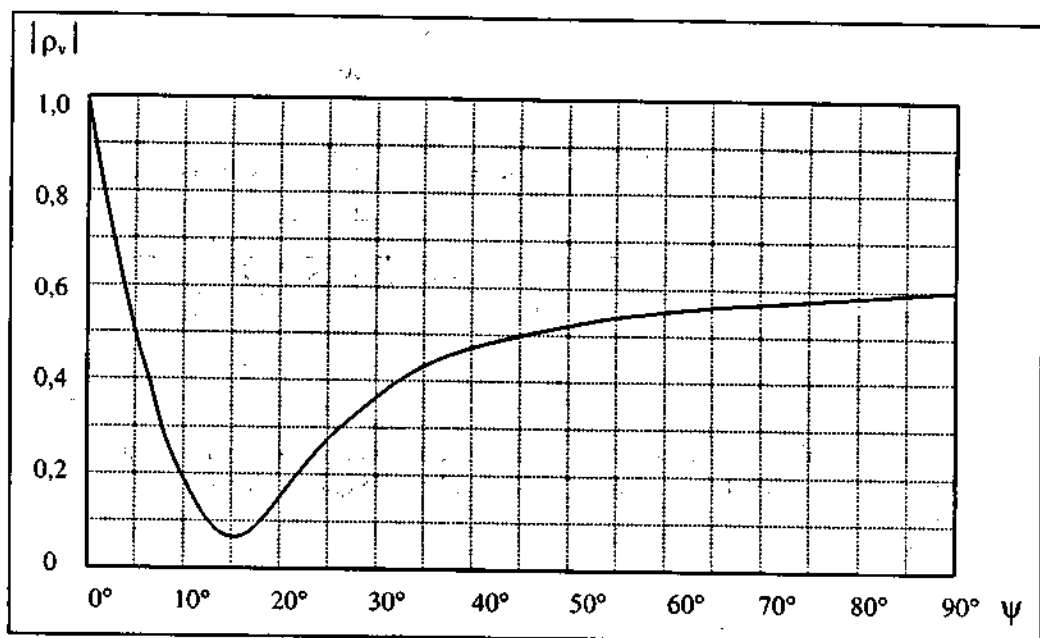


Fig. 2.8. Dependența de unghiul de incidență a modului coeficientului de reflexie la sol.

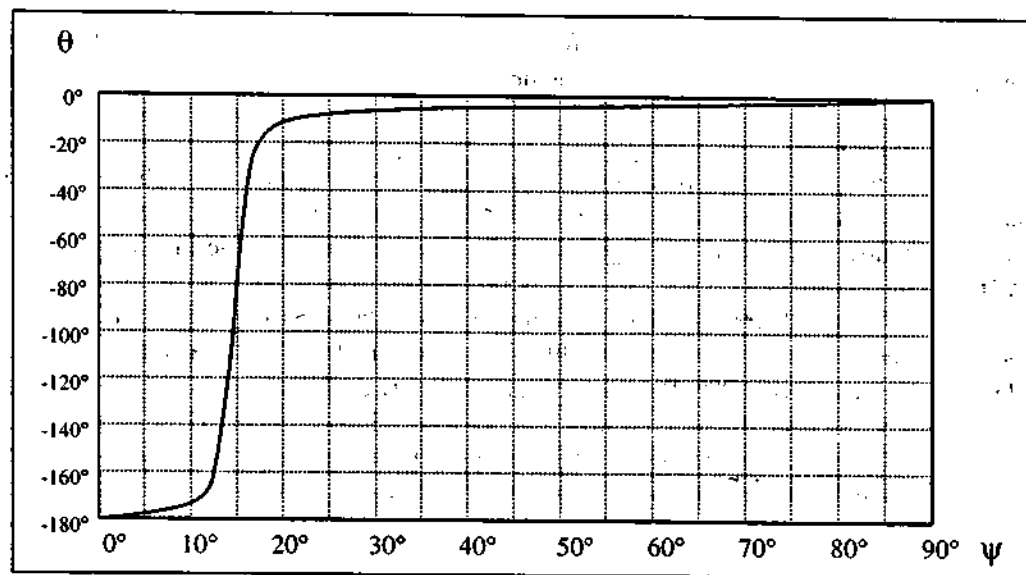


Fig. 2.9. Dependența de unghiul de incidență a fazei coeficientului de reflexie la sol.

Puterea totală a semnalului care sosește la recepție prin unda directă însumată cu unda reflectată la sol poate fi exprimat astfel:

$$P_R = P_T \cdot \left(\frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot d} \right)^2 \cdot |1 + \rho_v e^{j\Delta\varphi}|^2, \quad (2.1.28)$$

unde cu $\Delta\varphi$ s-a notat defazajul dintre cele două unde care interferează la recepție. Dacă se ia în considerare cazul în care unghiul de incidență la sol este foarte mic, coeficientul de reflexie la sol devine $\rho = -1$.

Expresia puterii recepționate devine:

$$\begin{aligned} P_R &= P_T \cdot \left(\frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot d} \right)^2 |1 - \cos \Delta\varphi - j \sin \Delta\varphi|^2 = \\ &= P_T \cdot \left(\frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot d} \right)^2 \cdot 2 \cdot (1 - \cos \Delta\varphi) = P_T \cdot \left(\frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot d} \right)^2 \cdot 4 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}. \end{aligned} \quad (2.1.29)$$

Defazajul dintre cele două unde $\Delta\varphi$ depinde de diferența de drum parcurs Δd prin relația:

$$\Delta\varphi = \beta \cdot \Delta d = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta d.$$

La rândul ei, această diferență de drum depinde de distanța d dintre emițător și receptor, precum și de înălțimile celor două antene h_t și h_r prin relația:

$$\Delta d = \sqrt{(h_t + h_r)^2 + d^2} - \sqrt{(h_t - h_r)^2 + d^2}, \quad (2.1.30)$$

relație care mai poate fi scrisă și în forma:

$$\Delta d = d \left[\sqrt{1 + \left(\frac{h_t + h_r}{d} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{h_t - h_r}{d} \right)^2} \right]. \quad (2.1.31)$$

Evaluarea diferenței de drum se poate face ținând seama de figura 2.10.

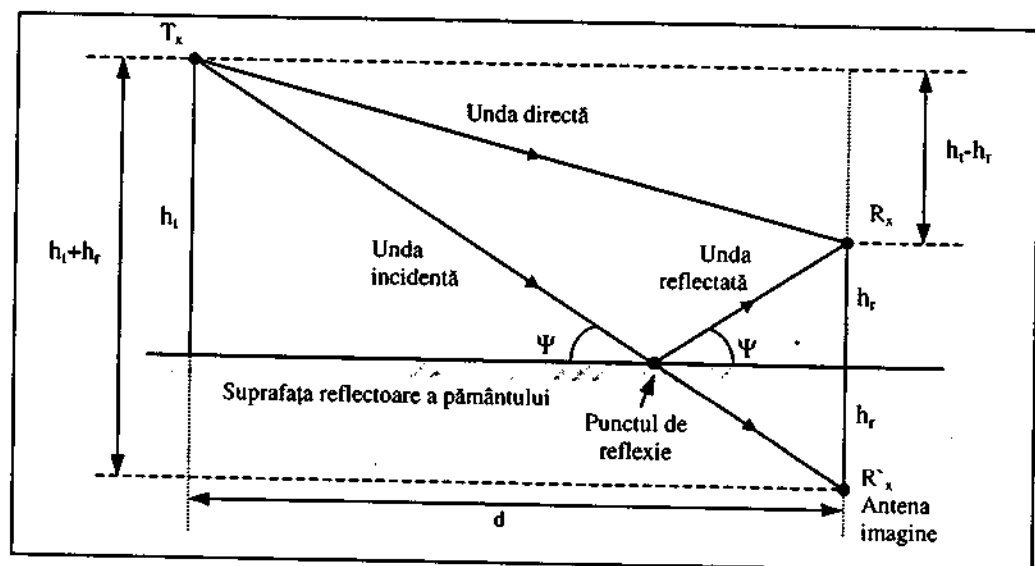


Fig. 2.10. Evaluarea diferenței de drum dintre unda directă și cea reflectată.

Având în vedere că diferența de drum Δd este mult mai mică în comparație cu distanța d , se poate face următoarea aproximare:

$$\Delta d \cong d \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_t + h_r}{d} \right)^2 - 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{h_t - h_r}{d} \right)^2 \right] = \frac{2h_t h_r}{d}. \quad (2.1.32)$$

În aceste condiții, defazajul $\Delta\phi$ devine: $\Delta\phi = \beta \cdot \Delta d = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2h_t h_r}{d}$.

Dacă valoarea acestui unghi de defazaj este apropiată de zero, atunci se poate face următoarea aproximare: $\sin \frac{\Delta\phi}{2} \cong \frac{\Delta\phi}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{h_t h_r}{d}$.

Efectuând înlocuirea în expresia puterii recepționate prin unda directă și unda reflectată se obține următorul rezultat:

$$P_R = P_T \left(\frac{h_t \cdot h_r}{d^2} \right)^2. \quad (2.1.33)$$

Dacă se extrage raportul puterilor, ținând seama și de câștigul antenelor, rezultă în final ecuația propagării peste o suprafață plană reflectorizantă:

$$\frac{P_R}{P_T} = G_T \cdot G_R \left(\frac{h_i \cdot h_r}{d^2} \right)^2 \quad (2.1.34)$$

Atenuarea de propagare corespunzătoare poate fi scrisă sub forma:

$$L_p[dB] = 10 \cdot \lg G_T + 10 \cdot \lg G_R + 20 \cdot \lg h_i + 20 \cdot \lg h_r - 40 \cdot \lg d \quad (2.1.35)$$

În cazul antenelor izotrope, aceasta devine o atenuare de bază:

$$L_{PB}[dB] = 20 \cdot \lg h_i + 20 \cdot \lg h_r - 40 \cdot \lg d \quad (2.1.36)$$

Influența înălțimii antenei receptorului intervine cu numai $10 \cdot \lg h_r$, dacă $h_r \ll h_i$.

Se observă că atenuarea rezultată nu depinde de frecvență și este caracterizată de o pantă de 12 dB/octavă sau 40 dB/decadă, în funcție de distanță.

Dacă se consideră suprafața de reflexie ca fiind curbată, ceea ce se întâmplă dacă distanța d depășește câteva zeci de km, apare și o divergență a undelor reflectate pe suprafață, astfel că unda reflectată este mai mică decât unda incidentă. Pentru a ține seama și de acest fenomen, coeficientul de reflexie ρ trebuie multiplicat cu un factor de divergență $D < 1$ și care poate ajunge până la valoarea de 0,5. Influența suprafeței sferice este prezentată în fig. 2.11.

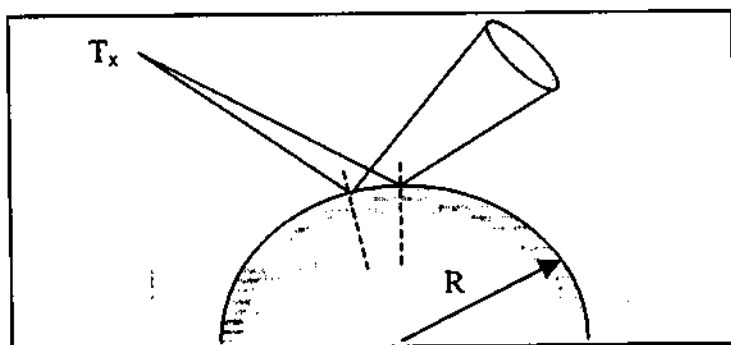


Fig. 2.11. Divergența produsă de reflexia pe o suprafață sferică.

2.1.6. EFECTUL DENIVELĂRIILOR DE TEREN

În realitate, suprafața terestră este departe de a fi o suprafață netedă și plană. Conturul terenului poate prezenta diferite denivelări, mai mici sau mai mari, în funcție de zona de câmpie, deluroasă sau muntoasă, la care se adaugă alte obstacole generate de vegetație sau de clădiri. Chiar dacă traiectul nu este complet obstrucționat, prezența obstacolelor generează o atenuare suplimentară de difracție, ce se adaugă atenuării de propagare în spațiu liber, producând o reducere mai pronunțată a semnalului la recepție. Pierdere suplimentară poate fi explicată cu ajutorul teoriei zonelor Fresnel. Această teorie explică fenomenul de ocolire al unor obstacole de către undele radio.

2.1.7. ELIPSOIZII FRESNEL

Conform principiului Huygens-Fresnel, fiecare punct al unei suprafețe de undă trebuie să fie considerat ca o sursă radiantă de unde sferice. Însușind aceste unde după un interval Δt se obține noua poziție a frontului de undă, ca o înfășurătoare a fronturilor individuale.

O sursă izotropă de unde radio, T_x , va produce suprafețe de undă sferice, după cum se arată în figura 2.12.

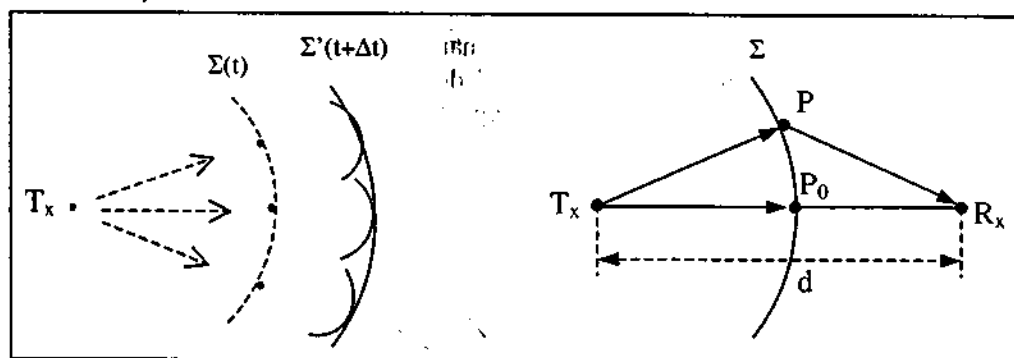


Fig. 2.12. Frontul de undă și efectul său la recepție.

În punctul de recepție se primește radiația tuturor punctelor de pe suprafața sferică Σ . Este evident că $TP = TP_0$ (raza suprafeței de undă Σ). Câmpul recepționat în punctul R este suma vectorială a componentelor generate de punctele de pe suprafața Σ . Între cele două trasee din figura din dreapta există o diferență de drum:

$$\Delta d = PR - P_0R, \text{ care determină la recepție o diferență de fază : } \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta d.$$

Există poziții ale punctului P pe suprafața Σ pentru care $TP + PR = d + \Delta d = d + k\lambda/2$, deci în care diferența de drum este multiplu de $\lambda/2$. Într-un plan ce conține emițătorul și receptorul, punctele pentru care diferența de drum este constantă formează o elipsă prezentată în fig. 2.13, având focarele în T_x și R_x .

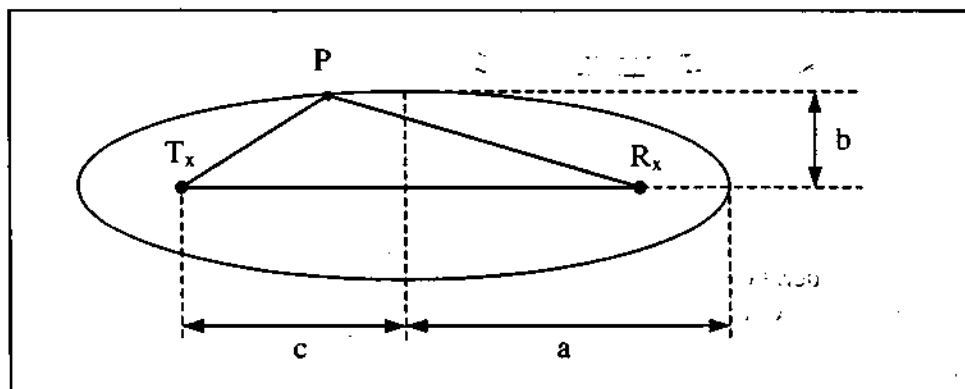


Fig. 2.13. Elipsa ce asigură o diferență de drum constantă.

Parametrii elipsei sunt:

$$a = \frac{d}{2} + k\frac{\lambda}{4}, \quad b = \frac{1}{2}\sqrt{kd\lambda} \text{ și } c = \frac{d}{2}. \quad (2.1.37)$$

Rotind această elipsă în jurul axei ER se obține un elipsoid. Dacă se dau lui k diferite valori întregi se obține o familie de elipsoizi ale căror focare coincid. Prin urmare, elipsoizii Fresnel sunt o familie de elipsoizi confocali ce înconjoară traiectul de propagare și pentru care antena de emisie și cea de recepție reprezintă focarele. Primul elipsoid este locul geometric al punctelor pentru care suma distanțelor care le separă de focare diferă cu $\lambda/2$ de distanța directă T_x-R_x . Elipsoizii Fresnel sunt prezentați în fig. 2.14. Intersecțiile acestor elipsoizi cu o suprafață de undă Σ sunt niște suprafețe inelare. Se poate observa că pentru elipsoidul central ($k = 1$), suprafața e un disc.

Considerând un punct P, situat pe primul elipsoid, o undă care se propagă pe traseul T_x-P-R_x sosește la recepție în antifază cu unda directă. Următorul elipsoid introduce o diferență de drum de $\lambda/2$ față de primul și, deci, prin însumare, o diferență egală cu λ față de traseul direct. Prima zonă Fresnel, limitată în interiorul primului elipsoid, conține cea mai mare parte a energiei care sosește la recepție. Defazajul se calculează cu: $\Delta\varphi = k\pi$.

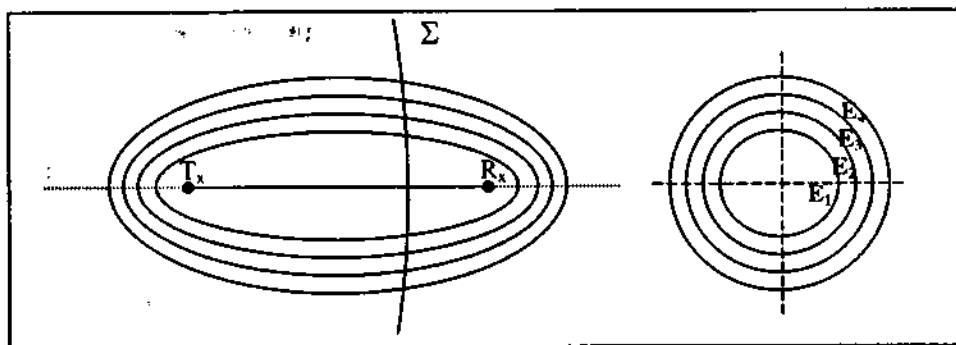


Fig. 2.14. Elipsoizi Fresnel și intersecția lor cu o suprafață de undă.

Deoarece distanța între T_x și R_x este foarte mare în raport cu h , suprafața Σ poate fi considerată plană. Câmpul la recepție se obține prin însumarea contribuției discului și a tuturor inelelor.

Câmpul total este $E_0 = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + E_5 + \dots$ pentru că $E_2, E_4 \dots$ sunt în antifază cu E_1 , iar $E_3, E_5 \dots$ sunt în fază cu E_1 . Amplitudinile inelelor scad lent o dată cu creșterea lui k .

$$\left. \begin{aligned} E_2 &= E_1(1-\varepsilon) \\ E_3 &= E_2(1-\varepsilon) = E_1(1-\varepsilon)^2 \\ E_4 &= E_3(1-\varepsilon) = E_1(1-\varepsilon)^3 \\ &\dots \end{aligned} \right\} \Rightarrow E_0 = \frac{E_1}{1+(1-\varepsilon)} = \frac{E_1}{2-\varepsilon} \approx \frac{E_1}{2}. \quad (2.1.38)$$

În condiții ideale de propagare, se consideră că toți elipsoizii sunt complet degajați. Câmpul total obținut în acest caz este jumătate din contribuția primului elipsoid. În condiții reale, prezența unor obstacole poate duce la obturarea parțială sau totală a unor elipsoizi. Legătura radio este posibilă și în acest caz, dar se produce o diminuare a energiei transportate de undele radio spre receptor. Cazurile de obstrucționare posibile sunt prezentate în figura 2.15.

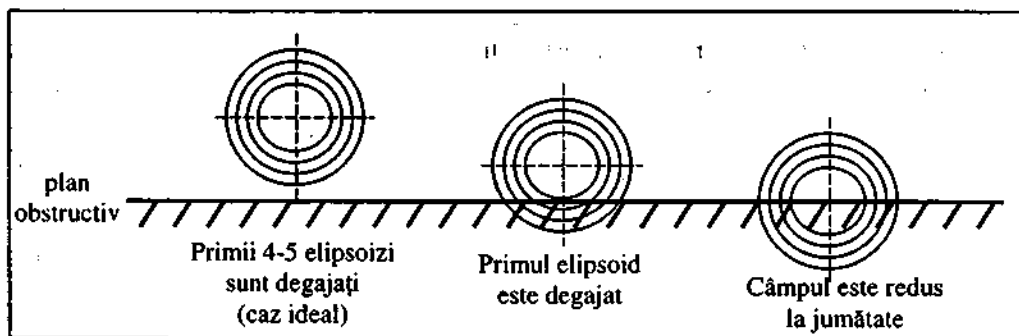


Fig.2.15. Cazuri de obstrucționare posibile.

Pentru a se putea determina influența unor obstacole asupra propagării este importantă cunoașterea deschiderii elipsoizilor Fresnel. Acest parametru, notat cu H , depinde de distanța T_x-R_x și de poziția obstacolului, așa cum se arată în figura 2.16.

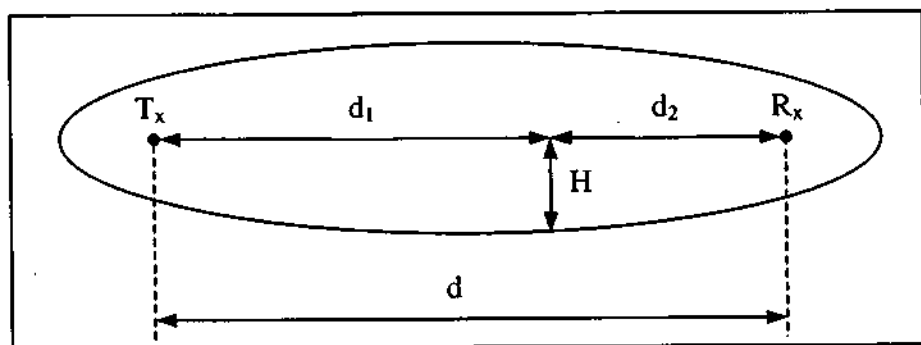


Fig. 2.16. Deschiderea primului elipsoid.

Deschiderea primului elipsoid se calculează cu relația:

$$H = \sqrt{\frac{d_1 d_2 \lambda}{d}} = \sqrt{\frac{d_1 d_2 c}{d f}}, \quad (2.1.39)$$

unde distanțele d_1 , d_2 și d sunt date în [m] iar frecvența f în [Hz].

Observație: Pentru $d_1 = d_2 = \frac{d}{2}$, H devine $H_{\max} = b_1 = \frac{1}{2} \sqrt{d \lambda}$. (2.1.40)

În tabelul 2.3 se prezintă variația parametrului H_{\max} în funcție de distanță, la frecvența $f = 900$ MHz ($\lambda = 0,33$ m).

Tabelul 2.3

d [km]	10	20	30	40	50
H_{\max} [m]	28,72	40,62	49,75	57,44	64,22

În tabelul 2.4 se prezintă variația deschiderii primului elipsoid, H , în funcție de d_1 pentru distanța $d = 30$ km și $f = 900$ MHz ($\lambda = 0,33$ m).

Tabelul 2.4

D_1 [km]	5	10	15	20	25
H [m]	37,08	46,90	49,75	46,90	37,08

O altă relație ce se poate utiliza pentru calculul lui H este următoarea:

$$H = 547,7 \sqrt{\frac{d_1 \cdot d_2}{f \cdot d}}, \quad (2.1.41)$$

unde distanțele d_1 , d_2 și d sunt exprimate în [km], iar frecvența f în [MHz].

2.1.8. CAZUL UNEI SINGURE CRESTE DE DIFRACTIE

Pentru difracția produsă de un obstacol, se disting două situații diferite în funcție de faptul că linia de vizibilitate directă este sau nu obstrucționată, ca în figura 2.17.

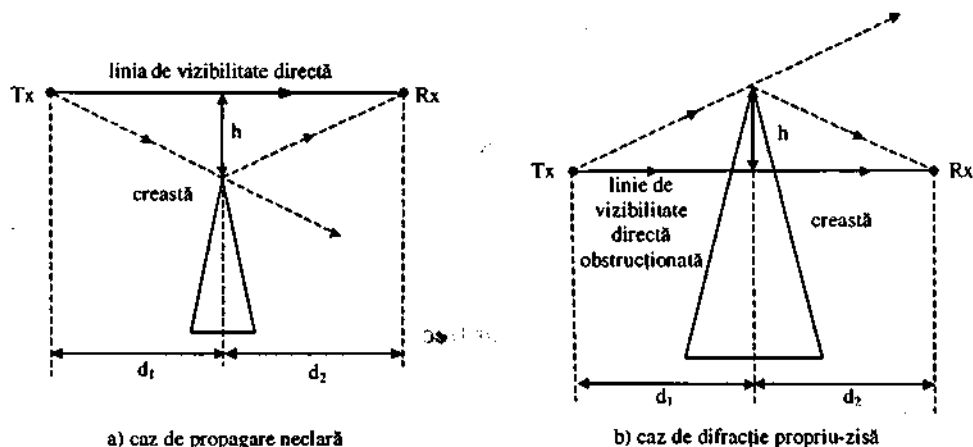


Fig. 2.17. Tipuri de difracție.

Pentru calculul atenuării de difracție se utilizează un parametru de difracție Fresnel-Kirchoff:

$$v = h \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (d_1 + d_2)}{\lambda \cdot d_1 \cdot d_2}}. \quad (2.1.42)$$

În cazul de propagare neclară (2.17.a), valorile lui h și v sunt negative, iar în cazul de difracție propriu-zisă (2.17.b), h și v sunt pozitive. Nivelul semnalului la recepție este determinat ca o sumă a tuturor surselor secundare Huygens din planul de deasupra obstacolei și poate fi exprimat prin relația:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{(1+j)}{2} \cdot \int_v^\infty e^{-j\frac{\pi}{2}t^2} \cdot dt. \quad (2.1.43)$$

Această expresie este cunoscută sub denumirea de integrală complexă Fresnel.

2.1.9. CALCULUL ATENUĂRII DE DIFRACTIE

Atenuarea de difracție depinde de parametrul v și valoarea ei relativă la atenuarea în spațiul liber este reprezentată în figura 2.18.

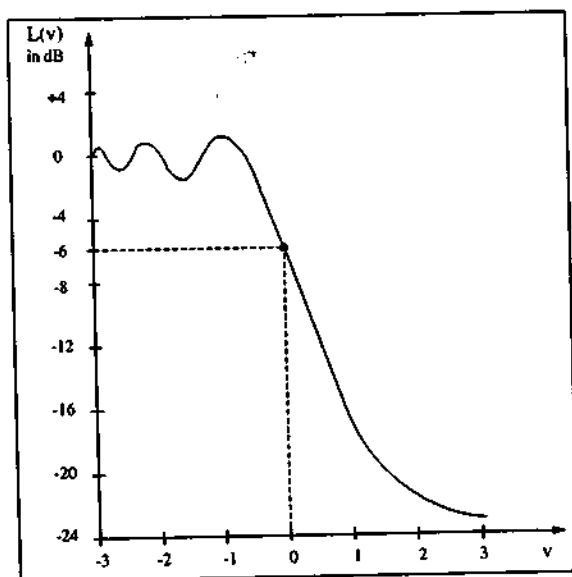


Fig. 2.18. Variația atenuării de difracție în funcție de parametrul v .

Pentru $h < 0$, valoarea oscilează în jurul atenuării în spațiul liber. Amplitudinea oscilațiilor scade o dată cu creșterea degajării.

Pentru $h = 0$, atenuarea este de 6 dB, iar intensitatea câmpului este $\frac{1}{2} \cdot E_0$.

Pentru $h > 0$, atenuarea crește neted și progresiv cu gradul de obturare.

O valoare a atenuării în funcție de o valoare anumită a parametrului se poate obține fie cu ajutorul unor nomograme, fie cu ajutorul unor funcții care aproximează pe porțiuni valoarea integralei Fresnel.

Un exemplu sunt formulele lui Lee:

$$L(v) = \begin{cases} 0, & \text{pentru : } v \leq -0,8 \\ 20 \cdot \lg(0,5 - 0,62 \cdot v), & \text{pentru : } -0,8 < v \leq 0 \\ 20 \cdot \lg(0,5 \cdot e^{-0,95 \cdot v}), & \text{pentru : } 0 < v \leq 1 \\ 20 \cdot \lg \left[0,4 - \sqrt{0,1184 - (0,38 - 0,1 \cdot v)^2} \right], & \text{pentru : } 1 < v \leq 2,4 \\ 20 \cdot \lg \frac{0,225}{v}, & \text{pentru : } 2,4 < v. \end{cases} \quad (2.1.44)$$

2.1.10. DIFRACTIA PESTE OBSTACOLE ROTUNDE

De multe ori, obstacolele care produc pierderi prin difracție au dimensiuni mult mai mari decât λ și nu pot fi considerate creste ascuțite. Dealurile au creste rotunjite, producând o umbră mai accentuată. O modalitate de calcul se obține aproximând creasta cu un cilindru de rază r , egală cu cea a obstacolului, așa cum se arată în figura 2.19.

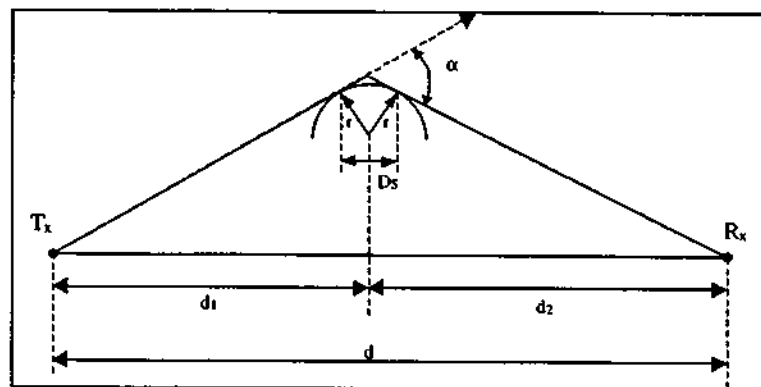


Fig. 2.19. Difracția peste un obstacol cilindric.

Pentru calcule se evaluează un parametru adimensional:

$$\rho = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt[3]{r} \cdot \sqrt{\frac{d_1 + d_2}{d_1 \cdot d_2}}. \quad (2.1.45)$$

Atenuarea de difracție depinde de parametrii v și ρ și se calculează cu relația:

$$A(v, \rho) = A(v, 0) + A(0, \rho) + U(v\rho) \text{ [dB]}, \quad (2.1.46)$$

unde termenii care intervin au următoarele semnificații:

- $A(v, 0)$ este atenuarea de difracție produsă de creasta considerată ca fiind ascuțită.
- $A(0, \rho)$ este influența suprafeței cilindrice,
- $U(v\rho)$ este un factor de corecție.

Ultimii doi termeni se pot calcula din grafice (nomograme) sau formulele de aproximare:

$$A(0, \rho) = 6 + 7,19 \cdot \rho - 2,02 \cdot \rho^2 + 3,63 \cdot \rho^3 - 0,75 \cdot \rho^4, \text{ pentru } \rho < 1,4 \quad (2.1.47)$$

$$U(v\rho) = \begin{cases} (43,6 + 23,5 \cdot v\rho) \cdot \lg(1 + v\rho) - 6 - 6,7 \cdot v\rho, & \text{pentru } v\rho < 2 \\ 22 \cdot v\rho - 20 \cdot \lg(v\rho) - 14,13, & \text{pentru } v\rho \geq 2. \end{cases} \quad (2.1.48)$$

Raza de curbură a crestei de difracție poate fi estimată cu relația:

$$r = \frac{2D_s d_1 d_2}{\alpha \cdot (d_1^2 + d_2^2)}. \quad (2.1.49)$$

2.1.11. DIFRACTIA PRODUSĂ DE MAI MULTE CRESTE

Extensia teoriei difracției de la o singură creastă la mai multe creste obstructive este complicată din punct de vedere matematic și a fost rezolvată cu ajutorul mai multor soluții aproximative, fiecare având avantaje și dezavantaje. În continuare se prezintă câteva din metodele cele mai utilizate.

Metoda Bullington sau metoda crestei echivalente a fost prima metodă propusă pentru rezolvarea problemei prin soluții aproximative. Principiul este prezentat în figura 2.20.

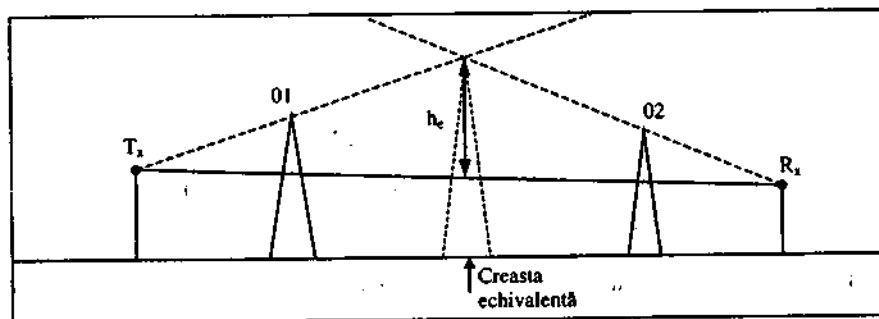


Fig. 2.20. Calculul unei creste echivalente prin metoda Bullington.

Efectul a două creste reale este evaluat calculând atenuarea de difracție produsă de o singură creastă echivalentă, al cărei vârf se obține prin intersecția celor două linii de orizont pornite de la emițător (T_x) spre prima creastă (01) și respectiv de la receptor (R_x) spre a doua creastă (02).

Atenuarea de difracție se calculează după metoda unei singure creste, în care parametrul h se evaluează pentru obstacolul echivalent (devine h_e). Rezultatul este $L(h_e, d_1, d_2)$. Metoda este simplă, dar produce o atenuare mai mică decât cea reală. În plus, există riscul ca anumite obstacole importante să fie ignorate.

Metoda Epstein-Petersen este prezentată în figura 2.21. Și în cadrul acestei metode se calculează separat pierderile produse de fiecare obstacol, urmând ca în final ele să fie însumate, dar modul de calcul este diferit. Contribuția primului obstacol se calculează din triunghiul T-01-02. Rezultă o pierdere $L_{01}(h_1, d_1, d_2)$. Se trece la triunghiul 01-02-03 și se obține $L_{02}(h_2, d_2, d_3)$, apoi la triunghiul 02-03-R, din care rezultă $L_{03}(h_3, d_3, d_4)$. În principiu, procedura poate fi aplicată la un număr oricât de mare de creste de difracție. În final, aceste pierderi se cumulează pentru a se aprecia efectul global al obstacolelor.

Metoda poate genera erori mari de calcul dacă două obstacole consecutive sunt relativ apropiate.

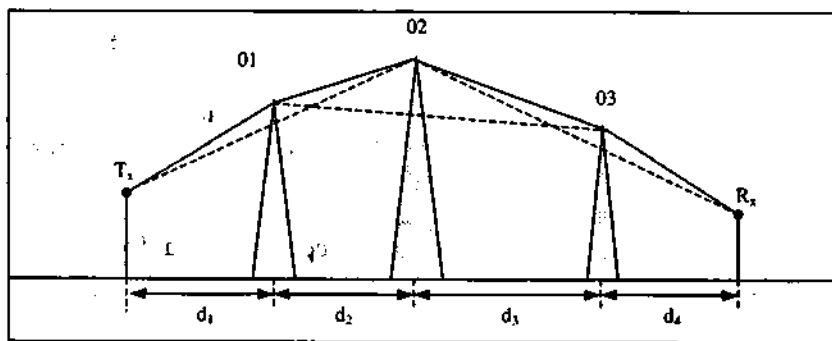


Fig. 2.21. Calculul atenuării de difracție prin metoda Epstein-Petersen.

Metoda Picquenard este prezentată în figura 2.22. În acest caz, atenuarea produsă de primul obstacol se calculează ignorând prezența celui de-al doilea obstacol (sau al următoarelor obstacole), folosind triunghiul T-01-R pentru determinarea înălțimii h_1 a crestei. Se obține atenuarea $L_{01}(h_1, d_1, d_2 + d_3)$.

În continuare, se consideră prima creastă ca fiind sursa de semnal radio. Se evaluează contribuția următoarei creste, determinând înălțimea h_2 a crestei din triunghiul 01-02-R. Dacă sunt mai multe obstacole, procedura se repetă până la calculul contribuției ultimului obstacol. Atenuarea totală este suma atenuărilor produse de fiecare creastă în parte: $L_{01}(h_1, d_1, d_2 + d_3) + L_{02}(h_2, d_2, d_3) + \dots$

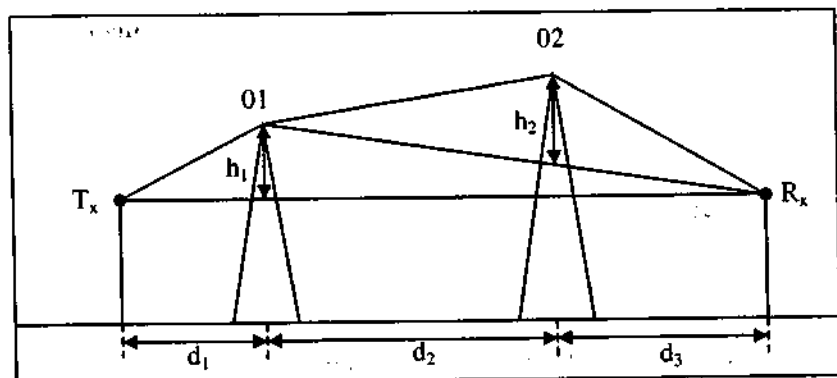


Fig. 2.22. Calculul atenuării de difracție prin metoda Picquenard.

Metoda Picquenard dă rezultate mai bune în comparație cu cele două metode anterioare.

Metoda Giovanelli este prezentată în figura 2.23. Se consideră un plan de observare RR' trecând prin poziția receptorului R . Pentru prima creastă se consideră triunghiul $T-01-R''$ (construit cu linia $01-02$ până la intersecția cu RR').

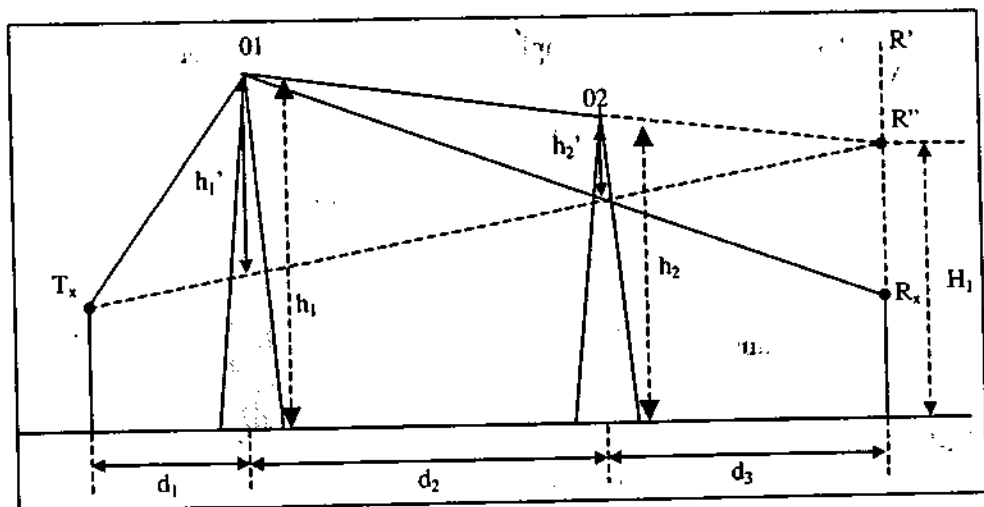


Fig. 2.23. Calculul atenuării de difracție prin metoda Giovanelli.

Pentru a obține parametrul v , se consideră înălțimea efectivă a obstrucției:

$$h_1' = h_1 - \frac{d_1 \cdot H_1}{d_1 + d_2 + d_3} \quad (2.1.50)$$

Pentru a doua creastă se utilizează triunghiul 01-02-R cu o înălțime efectivă:

$$h_2' = h_2 - \frac{d_3 \cdot h_1}{d_2 + d_3} \quad (2.1.51)$$

Cele două atenuări corespunzătoare L_{01} și L_{02} dau o atenuarea totală:

$$L_T = L_{01}(h_1', d_1, d_2 + d_3) + L_{02}(h_2', d_2, d_3). \quad (2.1.52)$$

Formulele de calcul pentru h_1' și h_2' sunt aplicabile în forma de mai sus numai dacă înălțimile emițătorului și receptorului sunt neglijabile în raport cu celelalte elemente. În caz contrar, ele trebuie ajustate pentru a lua în calcul și înălțimile antenelor.

2.2. FORMULE EMPIRICE DE PROPAGARE

Predicția atenuării de propagare reprezintă o etapă importantă în planificarea unui sistem radio. În acest scop sunt necesare metode de calcul și predicție precise, pentru a putea estima eficient acoperirea cu semnal radio a unei zone de serviciu. Cele mai simple metode se bazează pe formule empirice.

Metodele de predicție existente se deosebesc prin condițiile de teren și de mediu ambiant în care sunt aplicate. Nu există un model care să aibă o aplicabilitate universală. Majoritatea modelelor își propun să prezică o valoare cât mai precisă a atenuării medii în funcție de distanță, la anumite frecvențe.

2.2.1. FORMULELE OKUMURA - HATA ȘI CCIR

Metoda Okumura

Pe baza unei serii extensive de măsurători în zona Tokio, Okumura a definit o metodă empirică de predicție, aplicabilă într-un domeniu de frecvențe cuprins între 100 MHz și 3 GHz.

Metoda constă în evaluarea atenuării de propagare medii, L_{50} , în condiții de spațiu liber, între punctele de interes, și la care se adaugă un factor de corecție, ce reprezintă atenuarea medie suplimentară produsă de clădiri, relativă la cea în spațiu liber, pentru o zonă urbană, caracterizată de un teren cvasi-neted (cu denivelări pe verticală $\Delta h < 20$ m), pentru o înălțime efectivă a antenei BS de 200 m și o înălțime a antenei MS de 3 m. Distanța dintre BS și MS este $d \leq 100$ km. Pentru alte înălțimi ale BS și MS se introduc factori de corecție suplimentari.

Pentru calculul atenuării de propagare medii se aplică formula:

$$L_{50}[\text{dB}] = L_F(f, d) + A_{mu}(f, d) + H_{tu}(h_{te}, d) + H_{ru}(h_{re}, f), \quad (2.2.1)$$

unde:

- $L_F(f, d)$ reprezintă atenuarea în spațiul liber și se calculează cu formula lui Friis. Cei trei factori de corecție sunt evaluați pe baza unor nomograme.
- $A_{mu}(f, d)$ este atenuarea suplimentară, dată în [dB], și care ia valori cuprinse între 16 dB la $f = 100$ MHz și $d = 1$ km, și 70 dB la $f = 3$ GHz și $d = 100$ km.
- H_{tu} este factorul de câștig al antenei BS; el depinde de înălțimea efectivă a antenei BS și distanță. Dependența de înălțimea antenei h_{te} are o pantă de aproximativ 20 dB/decadă (între -25 dB și +21 dB).
- H_{ru} este factorul de câștig al antenei mobilului și are o pantă de 20 dB/dec. pentru $h_{re} > 3$ m și de numai 10dB/dec pentru $h_{re} < 3$ m. El are o variație cuprinsă între -4 dB și 19 dB.

În funcție de orientare drumurilor, zonele urbane și rurale, precum și terenuri denivelate se adaugă corecții grafice și suplimentare.

Parametrii, în relație cu condițiile de teren, ce trebuie determinați în vederea evaluării corecțiilor suplimentare sunt:

1) Înălțimea efectivă a stației de bază (h_{te}). Aceasta reprezintă înălțimea antenei în raport cu altitudinea medie a terenului calculată în domeniul 3+15 km de la BS spre MS.

2) Înălțimea undulațiilor terenului (Δh). Aceasta reprezintă un parametru al neregularităților terenului și se determină ca diferența de nivel între 10% și 90% din neregularitățile terenului pe o distanță de 10 km de la punctul de recepție spre BS.

3) Înălțimea unei creste obstructive izolate (h). Dacă traseul de izolare include o singură creastă, înălțimea acesteia se măsoară relativ la nivelul mediu al altitudinii terenului între BS și MS.

4) Panta medie a înclinației terenului (θ°). În caz de terenuri în pantă, se determină unghiul de înclinație al terenului (pozitiv sau negativ) între 5 și 10 km.

5) Procentul de suprafață acoperit cu apă (β)%. Se determină pe toată lungimea traseului de propagare dintre BS și MS.

Utilizarea practică a modelului Okumura este destul de greoaie și presupune introducerea pe computer a graficelor prin puncte și efectuarea unor calcule de interpolare pentru a obține valori în puncte intermediare.

Formulele lui Hata

În vederea aplicării mai simple a metodei Okumura, Hata a stabilit pe cale empirică relații matematice care descriu informațiile grafice din nomogramele date de Okumura. Formulele lui Hata sunt limitate la un domeniu mai restrâns pentru parametri de intrare și aplicabile numai pentru terenuri quasi-netede.

Datele inițiale de calcul sunt:

- frecvența purtătoare, f_c [MHz]	$150 \text{ MHz} \leq f_c \leq 1,5 \text{ GHz}$
- înălțimea antenei BS, h_t [m]	$30 \leq h_t \leq 200 \text{ m}$ (h_{tref} neprecizat)
- înălțimea antenei MS, h_r [m]	$1 \leq h_r \leq 10 \text{ m}$ ($h_{rref} = 1,5 \text{ m}$)
- distanța Tx-Rx d [km]	$1 \leq d \leq 20 \text{ km}$

Formula lui Hata pentru zone urbane este:

$$L_{50}(\text{urban}) = -69,55 - 26,16 \lg f_c + 13,82 \lg h_t - (44,9 - 6,55 \lg h_t) \lg d + a(h_r) [\text{dB}], \quad (2.2.2)$$

unde $a(h_r)$ este factorul de corecție (câștig) pentru înălțimea antenei mobilului h_r .
Dacă:

- $h_r = 1,5 \text{ m}$, atunci $a(h_r) = 0 \text{ dB}$;
- $h_r \neq 1,5 \text{ m}$, valoarea lui $a(h_r)$ se calculează în funcție de dimensiunea zonei urbane cu una din formulele următoare:

a) Pentru un oraș de dimensiuni mari (zonă urbană):

$$a(h_r) = \begin{cases} 8,29 [\lg(1,54 h_r)]^2 - 1,1 [\text{dB}] & \text{pentru } f_c \leq 200 \text{ MHz,} \\ 3,2 [\lg(1,75 h_r)]^2 - 4,97 [\text{dB}] & \text{pentru } f_c \geq 400 \text{ MHz.} \end{cases} \quad (2.2.3)$$

b) Pentru un oraș de dimensiuni medii (zonă suburbană) sau mici:

$$a(h_r) = (1,1 \lg f_c - 0,7) h_r - 1,56 \lg f_c + 0,8 [\text{dB}]. \quad (2.2.4)$$

Observație: Pentru zona rurală se folosește aceeași formulă.

Formula lui Hata pentru zone suburbane:

Se obține din formula atenuării în mediu urban și un factor de corecție:

$$L_{50}(\text{suburban}) = L_{50}(\text{urban}) + 2 \left[\lg \frac{f}{28} \right]^2 + 5,4 [\text{dB}]. \quad (2.2.5)$$

Observație: $|L_{50}(\text{suburban})| < |L_{50}(\text{urban})|$.

Formula lui Hata pentru zone rurale:

a) pentru zone rurale puțin degajate (quasi-open):

$$L_{50}(\text{rural}) = L_{50}(\text{urban}) + 4,78 (\lg f_c)^2 - 18,33 \lg f_c + 35,94 [\text{dB}]. \quad (2.2.6)$$

o) pentru zone rurale degajate (open area):

$$L_{50}(\text{rural}) = L_{50}(\text{urban}) + 4,78(\lg f_c)^2 - 18,33 \lg f_c + 40,94 [\text{dB}]. \quad (2.2.7)$$

Formula Hata pentru teren undulat:

Se utilizează înălțimea undulațiilor terenului, Δh , pentru următoarea formulă de corecție, valabilă la $f_c = 450 \text{ MHz}$:

$$L_{50}(\text{ondulat}) = L_{50}(\text{neondulat}) \mp 3 \mp 12 \lg(\Delta h / 31,6) \mp 8 [\lg(\Delta h / 31,6)]^2 [\text{dB}], \quad (2.2.8)$$

(- în vale, + pe deal), $\Delta h \geq 31,6 \text{ m}$.

Un exemplu de aplicare a formulelor lui Hata pentru GSM, la frecvența de 900 MHz, este dat în tabelul 2.5:

Tabelul 2.5

Zonă	Rural (open)	Rural (quasi-open)	Urban
$h_t [\text{m}]$	100	100	50
$h_r [\text{m}]$	1,5	1,5	1,5
$L_{50} [\text{dB}]$	$-90,7 - 31,8 \lg d$	$-95,7 - 31,8 \lg d$	$-123,35 - 33,7 \lg d$

Formula CCIR

O formulă empirică pentru combinarea efectelor pierderilor în spațiu liber și pierderilor induse de teren a fost publicată de către CCIR (Comité Consultatif International des Radio-Communication, acum ITU-R) și este dată de:

$$L(\text{dB}) = 69,55 + 26,16 \log_{10} f_{\text{MHz}} - 13,82 \log_{10} h_1 - a(h_2) + \\ + (44,9 - 6,55 \log_{10} h_1) \log_{10} d_{\text{km}} - B, \quad (2.2.9)$$

unde:

- h_1 este înălțimea antenei stației de bază exprimată în m;
- h_2 - înălțimea antenei mobile exprimată în m;
- d_{km} - distanța în km;
- f_{MHz} - frecvența centrală exprimată în MHz;

și

$$a(h_2) = (1,1 \log_{10} f_{\text{MHz}} - 0,7) h_2 - (1,56 \log_{10} f_{\text{MHz}} - 0,8), \quad (2.2.10)$$

$$B = 30 - 25 \log_{10} (\% \text{ din aria acoperită de clădiri}). \quad (2.2.11)$$

Această formulă este recunoscută ca fiind modelul Hata pentru condiții de propagare în orașe mici și medii, suplimentată cu un factor de corecție, B .

$B = 0$ se aplică pentru zone urbane unde gradul de acoperire cu clădiri este de 15 %.

Dacă 20 % din zonă este acoperită cu clădiri, atunci:

$$B = 30 - 25 \log_{10} 20 = -2,5 \text{ dB} \quad (2.2.12)$$

Formula CCIR creează ecuația pierderilor pe canal pentru valorile tipice ale parametrilor celulari, $f = 850 \text{ MHz}$ și $h_2 = 2 \text{ m}$:

$$L(\text{dB}) = 144,9 - 13,82 \log_{10} h_1 + (44,9 - 6,55 \log_{10} h_1) \log_{10} d_{km} - B = \\ = \alpha + \beta \log_{10} d_{km} - B, \quad (2.2.13)$$

în care α și β descriu o curbă denumită "legea puterii" ("power law") pentru $L = a \times d^\gamma$. Mărimile sunt exprimate în unități absolute, nu în dB. În tabelul 2.6 sunt date câteva exemple de valori pentru α , β și γ la diferite înălțimi ale antenei stației de bază.

Tabelul 2.6

h_1	α	β	γ
10 m	131,09	38,35	3,84
20 m	126,93	36,38	3,64
30 m	124,50	35,22	3,52

Făcând o comparație între pierderile prin propagare date de formulele Hata și CCIR, este evident faptul că simpla corecție introdusă de factorul B în formula CCIR are același efect ca și factorul de corecție K , mai complicat, din modelul Hata, care este, de fapt, realizarea unei dependențe de densitatea de clădiri.

S-a ajuns la concluzia că datele provenite din mediul urban japonez au valori cam cu 10 dB mai puțin decât cele măsurate în medii urbane din Anglia, Canada, Statele Unite, dar rezultatele din mediile suburbane japoneze coincid cu măsurătorile din aceste zone.

2.2.2. MODELUL LEE

Modelul de propagare descris de Lee este conceput pentru banda de 900 MHz și poate fi utilizat în două variante: modelul zonal (area-to-area), mai simplu dar mai puțin precis, și modelul punctual (point-to-point), mai laborios dar și mai precis.

Spre deosebire de alte modele de predicție statistice cu caracter empiric, modelul Lee se bazează pe un număr redus de măsurători ce trebuie efectuate chiar în

zona de servicii a viitorului sistem. Acest aspect conferă modelului un nivel foarte redus al erorilor de predicție, prin raportare la rezultatele obținute ulterior în teren prin măsurători.

Aplicarea modelului Lee presupune trei faze consecutive:

1. fixarea condițiilor standard (sau de referință),
2. obținerea modelului de predicție zonal,
3. obținerea modelului punctual pe baza modelului zonal.

Condiția standard stabilește valorile unor parametri de bază utilizați la efectuarea măsurătorilor preliminare din teren. Acești parametri se referă la o stație de bază standard, precum și la o stație mobilă standard și sunt următorii:

- puterea emițătorului stației de bază,
- înălțimea antenei stației de bază,
- câștigul antenei stației de bază în raport cu un dipol elementar în $\lambda/2$,
- înălțimea antenei stației mobile,
- câștigul antenei stației mobile în raport cu un dipol elementar în $\lambda/2$.

Pentru fiecare din acești parametri sunt prevăzuți factori de corecție corespunzători pentru cazurile în care valorile reale ale unor parametri (notate cu prim) diferă de cele din condiția standard. Valorile parametrilor din condiția standard împreună cu factorii de corecție corespunzători sunt prezentate în tabelul 2.7.

Tabelul 2.7

Echipament	Parametru	Valoare standard	Factor de corecție
Stația de bază	Puterea emițătorului	$P_1 = 10\text{W} (40 \text{ dBm})$	$\alpha_1 = 10 \lg \frac{P_1}{10\text{W}}$
	Înălțimea antenei	$h_1 = 30 \text{ m}$	$\alpha_2 = 20 \lg \frac{h_1}{30\text{m}}$
	Câștigul antenei	$g_1 = 6 \text{ dBd}$	$\alpha_3 = g_1 [\text{dB}] - 6 \text{ dB}$
Stația Mobilă	Înălțimea antenei	$h_m = 3 \text{ m}$	$\alpha_4 = 10 \lg \frac{h_m}{3 \text{ m}}$
	Câștigul antenei	$g_m = 0 \text{ dBd}$	$\alpha_5 = g_m [\text{dB}]$

Modelul zonal este caracterizat de două mărimi:

- puterea P_0 recepționată la distanța de 1 km de emițător,
- panta curbei de atenuare δ , măsurată în dB/decadă.

Aceste mărimi reprezintă valori medii determinate prin măsurători experimentale în zonele de teren respective. Se fac circa 5 ÷ 6 măsurători de câmp pe direcții diferite la distanța de 1 km și tot atâtea la 10 km de stația de bază. Se calculează valoarea medie a nivelului de câmp pentru cele două distanțe. Media

valorilor măsurate la 1 km reprezintă puterea de interceptie P_0 , iar diferența dintre cele două medii reprezintă panta medie a atenuării de propagare pe o decadă.

Exemple de valori pentru P_0 și δ , calculate din date experimentale, sunt prezentate în tabelul 2.8.

Tabelul 2.8

Tipul zonei	P_0 [dBm]	δ [dB/decadă]
Spațiu liber (mediu ideal)	- 45	20
Zonă deschisă (rurală)	- 49	43,5
Zonă suburbană	- 54	38,5
Zonă urbană (oraș mic)	- 55,4	43,1
Zonă urbană (oraș mare)	- 62,6	36,8
Zonă metropolitană	- 67,4	48

Puterea semnalului recepționat într-un punct aflat la distanța r de emițător este conform modelului zonal dată de relația:

$$P_r = P_0 - \delta \lg \frac{r}{r_0} + \alpha, \quad (2.2.14)$$

unde P_r este puterea recepționată conform predicției, P_0 este puterea de interceptie, iar r_0 este distanța de interceptie egală cu 1 km.

În realizarea estimărilor trebuie să se selecteze factorii de corecție din tabel prin compararea mediului luat în considerare cu mediul de referință cel mai apropiat. Este interesant de notat că, exceptînd zona metropolitană, valoarea lui δ pentru zone urbane și suburbane este întotdeauna apropiată de 40 dB/decadă.

Factorul de corecție α este menit să compenseze diferențele ce apar în cazul utilizării altor valori ale parametrilor sistemului decât cele considerate standard și se calculează astfel:

$$\alpha = \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3 \cdot \alpha_4 \cdot \alpha_5, \text{ pentru cazul utilizării de valori absolute,}$$

sau
$$\alpha[\text{dB}] = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_5, \text{ pentru calcul în dB.}$$

Valorile acestor factori se calculează după relațiile (în dB):

$$\alpha_1 = 10 \lg(P_t/10\text{W}),$$

$$\alpha_2 = 20 \lg(h_t/20\text{m}),$$

$$\alpha_3 = g_t [\text{dB}] - 6\text{dB},$$

$$\alpha_4 = 10 \lg(h_m/3\text{m}),$$

$$\alpha_5 = g_m [\text{dB}].$$

În acest caz, puterea recepționată se calculează pe baza următoarelor ipoteze:
 - propagare în condiții neobstructive:

$$P_r [\text{dBm}] = P_o - \delta \lg \frac{r}{1 \text{ km}} + 20 \lg \frac{h_e}{h_1} + \alpha ; \quad (2.2.15)$$

- propagare în condiții obstructive (difracție):

$$P_r [\text{dBm}] = P_o - \delta \lg \frac{r}{1 \text{ km}} + L + \alpha ; \quad (2.2.16)$$

- propagare peste apă:

$$P_r [\text{dBm}] = P_o - 20 \lg \frac{r}{1 \text{ km}} + \alpha , \quad (2.2.17)$$

unde:

r este distanța dintre emițător și receptorul mobil;

h_e - înălțimea efectivă a antenei mobilului;

L - atenuarea suplimentară datorată difracției.

Aceste formule se pot aplica, după caz, și la calculul atenuării medii L_{50} :

$$L_{50} = L_0 - \delta \lg \frac{r}{r_0} + \alpha , \quad (2.2.18)$$

unde L_0 este atenuarea obținută la distanța $r = 1 \text{ km}$, în condiții standard, iar restul parametrilor au semnificațiile prezentate mai sus.

2.2.3. MODELUL COST 231 WALFISH-IKEGAMI

Modelul propus de proiectul COST 231 este o combinație între modelul Walfish - Bertoni și modelul Ikegami, completat de către COST 231 cu factori de corecție pentru cazul când antena stației de bază este mult mai mică decât înălțimea clădirilor. Utilizarea acestui model este foarte răspândită pentru predicția în zone urbane, deoarece ține seama de influența clădirilor asupra traiectelor de propagare.

Pe baza unei descrieri detaliate a structurii clădirilor, modelul COST 231 presupune o configurație de străzi perpendiculare cu clădiri echidistante, interpretate ca jumătăți de ecrane având aceeași înălțime.

Modelul se poate aplica pentru următoarea gamă de parametrii (fig. 2.24):

- frecvența, $f = 800 + 2000 \text{ MHz}$;
- înălțimea antenei stației de bază, $h_b = 4 + 50 \text{ m}$;

- înălțimea antenei stației mobile, $h_m = 1 + 3 \text{ m}$;
 - distanța dintre stația de bază și stația mobilă, $d = 0,02 + 5 \text{ km}$;
- Parametrii clădirii folosiți de model sunt:
- distanța dintre clădirile adiacente, b ;
 - lățimea străzii, w ;
 - înălțimea clădirii, h_{roof} ;
 - unghiul de orientare a străzii, ϕ .

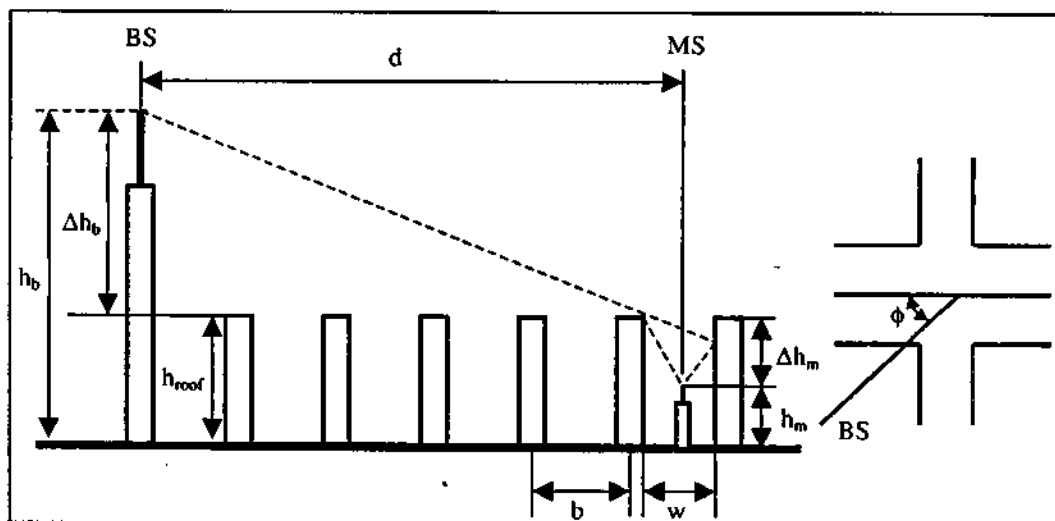


Fig. 2.24. Parametrii modelului COST 231.

Modelul COST 231 ne oferă atenuarea de bază L_b în trei termeni:

$$L_b = \begin{cases} L_0 + L_{rts} + L_{msd}, \\ L_0 \text{ pentru } L_{rts} + L_{msd} \leq 0, \end{cases} \quad (2.2.19)$$

unde :

L_0 reprezintă atenuarea în spațiul liber;

L_{rts} este atenuarea prin împrăștiere și difracție produsă de ansamblul acoperiș-stradă;

L_{msd} este atenuarea multi - ecran.

Atenuarea în spațiul liber este dată de formula:

$$L_0 = 32,4 + 20 \lg d[\text{km}] + 20 \lg f[\text{MHz}]. \quad (2.2.20)$$

Atenuarea prin difracție acoperiș-stradă și prin împrăștiere este:

$$L_{ris} = -16,9 - 10 \lg w[m] + 10 \lg f[\text{MHz}] + 20 \lg \Delta h_m[m] + L_{ori}, \quad (2.2.21)$$

unde pierderile datorate orientării străzilor se calculează cu relația:

$$L_{ori} = \begin{cases} -10 + 0,354 \cdot \phi, & \text{pentru } 0^\circ \leq \phi \leq 35^\circ, \\ 2,5 + 0,075 \cdot (\phi - 35^\circ), & \text{pentru } 35^\circ \leq \phi \leq 55^\circ, \\ 4 - 0,114 \cdot (\phi - 55^\circ), & \text{pentru } 55^\circ \leq \phi \leq 90^\circ. \end{cases} \quad (2.2.22)$$

$$\Delta h_m = h_{roof} - h_m \quad \text{și} \quad \Delta h_b = h_b - h_{roof}.$$

Atenuarea prin difracție multi-ecran este:

$$L_{msd} = L_{bsh} + k_a + k_d \lg d[\text{km}] + k_f \lg f[\text{MHz}] - 9 \lg b[m], \quad (2.2.23)$$

unde:

$$L_{bsh} = \begin{cases} -18 \lg(1 + \Delta h_b[m]), & \text{pentru } h_b \neq h_{roof}, \\ 0, & \text{pentru } h_b = h_{roof}. \end{cases} \quad (2.2.24)$$

$$k_a = \begin{cases} 54 & \text{pentru } h_b > h_{roof}, \\ 54 - 0,8 \cdot \Delta h_b[m] & \text{pentru } d \geq 0,5 \text{ km și } h_b \leq h_{roof}, \\ 54 - 0,8 \cdot \Delta h_b[m] \cdot \frac{d[\text{km}]}{0,5} & \text{pentru } d < 0,5 \text{ km și } h_b \leq h_{roof}, \end{cases} \quad (2.2.25)$$

$$k_d = \begin{cases} 18 & \text{pentru } h_b > h_{roof} \\ 18 - 15 \frac{\Delta h_b}{h_{roof}} & \text{pentru } h_b \leq h_{roof} \end{cases} \quad (2.2.26)$$

și

$$k_f = -4 + \begin{cases} 0,7 \left(\frac{f[\text{MHz}]}{925} - 1 \right) & \text{pentru oraș de dimensiuni medii} \\ & \text{cu o densitate moderată de arbori} \\ 1,5 \left(\frac{f[\text{MHz}]}{925} - 1 \right) & \text{pentru oraș de dimensiuni mari.} \end{cases} \quad (2.2.27)$$

În cazul când informația despre structura clădirii nu este disponibilă, se propune utilizarea următoarei game de valori implicite:

$$w = b/2;$$

$$h_{roof} = 3\text{m} \times (\text{numărul de etaje}) + \text{roof}; \quad (\text{roof} = \text{acoperișul})$$

$$b = 20+50\text{m};$$

$$\text{roof} = \begin{cases} 3\text{ m, ascutit,} \\ 0\text{ m, plat,} \end{cases}$$

$$\phi = 90^\circ.$$

Termenul L_{msd} dat de ecuația (2.2.23) provine din modelul Walfish și Bertoni. Modelul consideră clădirile echidistante ca niște jumătăți de ecrane cu aceeași înălțime și ne dă atenuarea suplimentară de propagare pe traseu, care se va adăuga atenuării în spațiul liber. După cum se știe, modelul ignoră propagarea dintre clădiri și prin acoperișurile clădirilor.

Cum termenul al doilea al modelului Walfish și Bertoni nu ne oferă foarte precis atenuarea datorată clădirilor din apropierea stației mobile, el a fost înlocuit în modelul COST 231 Walfish-Ikegami cu termenul L_{rs} dat de ecuația (2.2.21), rezultată din modelul Ikegami.

Modelul se bazează pe optica geometrică și determină atenuarea suplimentară care se va adăuga atenuării din spațiul liber, presupunând că există vizibilitate directă între emițător și clădirile din jurul stației mobile. Se consideră că, clădirile care cauzează difracția sunt creste infinite de lungi, transversale pe direcția de propagare și se consideră două unde dominante, ca în figura 2.25.

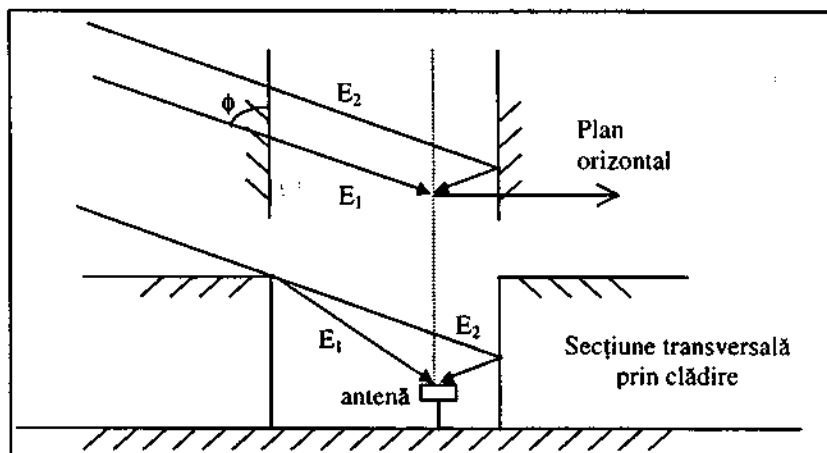


Fig. 2.25. Geometria a două raze principale.

Cu presupunerile făcute mai sus și considerând $w = W/2$, adică faptul că stația mobilă este situată în mijlocul străzii, se obține termenul L_{ms} din modelul COST 231. Singura diferență este că efectul orientării străzilor a fost înlocuit de grupul COST 231 cu un termen empiric mult mai precis. Trebuie menționat faptul că, comparația dintre măsurătorile și predicțiile făcute de modelul Ikegami în multe locuri este redundantă.

După cum reiese din ecuația modelului, acesta reprezintă tranziția dintre modelele empirice și cele deterministe. Pe baza lui se poate determina, cu un număr relativ mic de erori, atenuarea de popagare în mediile urbane. Modelul nu ține cont de atenuarea undelor prin penetrarea clădirilor, dar aceasta este neglijabilă în cazul când antena de recepție este situată între clădiri.

2.2.4. MODELE PENTRU INTERIORUL CLĂDIRILOR

Atunci când emițătorul și receptorul se află în interiorul unei clădiri (mediu indoor), mecanismele propagării diferă substanțial de cele din exterior (mediu outdoor). În principal, propagarea poate avea loc prin unda directă, dacă nu este obstrucționată, precum și prin unde reflectate de pereți sau care străbat pereții sau tavanele. În medii indoor, propagarea prin difracție este dominantă numai în unele cazuri speciale, în care propagarea prin celelalte mecanisme nu poate avea loc.

Propagarea în interiorul clădirilor este puternic condiționată de structura arhitecturală și de caracteristicile materialelor din care sunt construite clădirile. Modelarea propagării radio în interiorul clădirilor ține cont de aceste aspecte, și astfel s-au dezvoltat o serie de modele specifice mediului indoor. Caracteristicile de bază ale acestor modele trebuie să fie precizia și flexibilitatea în utilizare.

Un prim model tipic, numit **LOS**, este utilizat în zone precum coridoarele, unde nu sunt obstacole pe traseul de propagare și, datorită efectului de ghidare a unde radio, semnalul este mai puțin atenuat cu distanța decât în spațiul liber. Modelele sunt date prin formule de calcul al atenuării, cu câțiva parametri, și unde depedența de distanță este de exprimată, ca în ecuația:

$$L[\text{dB}] = L_0 + 10 \cdot n \cdot \lg d, \quad (2.2.28)$$

unde: n este indicele de atenuare al puterii cu distanța;
 d - distanța între emițător și receptor;
 L_0 - atenuarea la distanța de 1m.

Ecuația (2.2.28) permite evaluarea atenuării de propagare în situații diferite, prin clasificarea clădirilor în birouri, locuințe, spații comerciale, fabrici etc. Dacă în spațiul liber indicele de atenuare al puterii cu distanța este $n = 2$, în mediul indoor valoarea lui este alta și ea poate fi cunoscută numai prin măsurători la fața locului. În cazul LOS, datorită fenomenului de ghidare, e de așteptat o valoare $n < 2$.

Al doilea model, numit NLOS (Non Line Of Sight), se aplică atunci când traseul de propagare întâlnește obstacole ca pereți, stâlpi, uși și mobilier. Au fost considerate mai multe categorii de obstacole ca avînd de pierderi de transmisie asociate. Decizia privind numărul categoriilor reprezintă un compromis între precizia și complexitatea metodei. Atenuarea de propagare este următoarea:

$$L[\text{dB}] = L_0 + 10 \cdot n \cdot \lg d + \sum k_{wj} L_{wj}, \quad (2.2.29)$$

unde: L_{wj} este atenuarea în dB la trecerea printr-un perete de tip j ;
 w_j - numărul de ordine al peretelui din categoria j ;
 j - numărul tipurilor de pereți.

În situații NLOS sunt de așteptat pentru n valori mai mari ca 2, mai ales dacă între emițător și receptor se interpun unul sau mai mulți pereți.

În tabelul 2.9 sunt prezentate câteva exemple de valori ale atenuării la penetrarea unui perete, precum și de valori ale indicelui de atenuare al puterii.

Tabelul 2.9

Tipul de material și Grosimea peretelui	Primul perete		Al doilea perete	
	L_w pentru $K = 1$	n	L_w pentru $K = 1$	n
Beton, 10 cm	16 dB	2,57	14 dB	2,97
Beton, 20 cm	29 dB	3,00	24 dB	3,68

În final, al treilea model, numit OLOS (Obstructed LOS), include și pierderile prin difracție. Acest fenomen apare atunci cînd emițătorul și receptorul se află în aceeași încăpere sau coridor, dar între ele nu există vizibilitate directă. Nivelul puterii în aceste zone este mai ridicat decât cel prezis de modelul al doilea. Atenuarea pe traseul de propagare, din punctul de difracție, este dată de:

$$L[\text{dB}] = L_d + 10 \cdot n \cdot \lg d_p, \quad (2.2.30)$$

unde:

L_d este atenuarea la distanța de 1m de punctul de difracție;
 d_p - distanța de la punctul de difracție la receptor.

În clădirile cu mai multe etaje, nivelul stației de bază poate ajunge până la două etaje în sus și două în jos, relativ la etajul amplasamentului. Acest efect poate fi inclus în predicția calcului acoperirii. Modelul aplicabil în aceste situații este modelul NLOS modificat, astfel încât să includă pierderile de penetrare ale etajelor:

$$L[\text{dB}] = L_0 + 10 \cdot n \cdot \lg d + \sum k_{fi} L_{fi} + \sum k_{wj} L_{wj}, \quad (2.2.31)$$

unde:

L_{ji} este atenuarea pentru etajul de tip i ;

k_{ji} - numărul etajelor de tip i ;

L_{wj} - atenuarea în dB la trecerea printr-un perete de tip j ;

w_j - numărul peretelui din categoria j ;

i și j - sunt numărul tipurilor de etaje și, respectiv, de pereți.

În fiecare din aceste modele L_0 și n iau valori diferite. Dependența de frecvență este afectată direct de L_0 , de n și de pierderile prin penetrare. Limitările acestor modele sunt date de variația foarte mare a materialelor clădirilor și mediilor, care pot cauza erori semnificative. Numărul mare de pereți constituie de asemenea cauza unor mari erori, dar modelul poate fi folosit cu ușurință pentru predicții, dacă se bazează pe valori ale coeficienților obținute pe bază de măsurători riguroase.

2.3. CANALELE RADIO ÎN COMUNICAȚII MOBILE

2.3.1. CARACTERIZAREA CANALELOR RADIO ÎN COMUNICAȚII MOBILE

În studiul sistemelor de comunicații, canalul clasic (ideal) cu zgomot alb gaussian aditiv (AWGN) constituie de obicei punctul de plecare în înțelegerea fenomenelor ce afectează performanțele unui sistem radio. Sursa primară de degradare a performanțelor este zgomotul termic, generat în receptor. Deseori însă, interferența externă recepționată de antenă este mult mai importantă decât zgomotul termic. Această interferență poate fi uneori caracterizată ca având un spectru de bandă largă, măsurându-se printr-un parametru numit temperatura de zgomot a antenei. Zgomotul termic are, de obicei, o densitate spectrală de putere uniformă în toată banda semnalului și o funcție densitate de probabilitate de valoare medie nulă.

Atunci când nu sînt specificate caracteristicile de propagare ale canalului radio, de obicei se consideră că atenuarea semnalului funcție de distanță este similară cazului propagării în spațiu liber. Modelul spațiului liber presupune că zona situată între antena de emisie și recepție este complet degajată de orice obiect ce ar putea absorbi sau reflecta undele radio. De asemenea, se consideră că în interiorul acestei zone atmosfera este perfect uniformă și se comportă ca un mediu neabsorbant. În plus, se consideră că Pământul este situat la o distanță infinită de direcția de propagare a semnalului. În principiu, în acest model de propagare idealizat, atenuarea undelor radio între emisie și recepție respectă o lege de proporționalitate pătratică. Puterea recepționată funcție de puterea emisă este atenuată cu un factor, $L_f(d)$, numit pierderea pe traseu sau atenuarea în spațiu liber (*free space loss*), vezi relația (2.1.9). Pentru acest caz de propagare ideală, puterea semnalului recepționat la o anumită distanță poate fi prezisă.

În cazul canalelor reale, unde semnalul se propagă prin atmosferă la o distanță mică de pământ, modelul de propagare în spațiu liber este inadecvat. Într-un sistem de comunicații mobile, un semnal poate străbate distanța între emisie și recepție pe mai multe căi datorită reflexiei pe diverse suprafețe (sol, clădiri, vehicule, forme de relief etc.). Acest fenomen este cunoscut sub denumirea de *propagare pe trasee multiple* sau *multicale* (*multipath propagation*). Atenuarea de propagare nu mai depinde de pătratul distanței, ca în cazul propagării în spațiu liber, fiind mai aproape de cazul propagării peste o suprafață plană reflectoare. Fenomenul poate cauza fluctuații ale amplitudinii, fazei și unghiului de sosire a semnalului recepționat, numite *fading de propagare pe trasee multiple* (*multipath fading*). Fadingul se referă la fluctuații aleatoare ale semnalului sau fluctuații datorate propagării multitraseu.

2.3.2. COMPORTAREA DISPERSIVĂ A CANALULUI

În mediul în care se realizează o comunicație mobilă, o parte a energiei electromagnetice radiate de către stația emițătoare ajunge la stația receptoare pe diferite trasee. De-a lungul acestor trasee, interacțiunile care se realizează între câmpul electromagnetic și diverse obiecte sunt în general cunoscute, ca și mecanismul de propagare. Interacțiunile posibile sunt: reflexii pe suprafețe plane, împrăștiere datorate difuziei pe suprafețe prezentând neregularități sau datorită obiectelor de mici dimensiuni, transmisii prin materiale dense, cum ar fi vegetația în exterior sau pereții și plafoanele clădirilor în interior, precum și umbriri datorate unor obstacole. O situație de propagare pe trasee multiple este cea din figura 2.26.

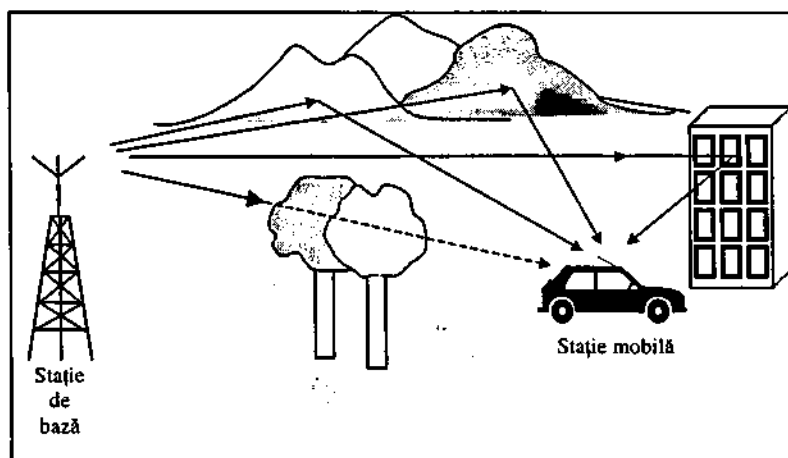


Fig. 2.26. Un scenariu posibil de propagare pe trasee multiple.

Prin urmare, există trei mecanisme de bază ce influențează propagarea într-un sistem de comunicații mobile: reflexia, difracția și dispersia.

- Reflexia are loc atunci când o undă electromagnetică ajunge în contact cu o suprafață netedă de dimensiuni mult mai mari decât lungimea de undă λ a semnalului radio;
- Difracția se produce atunci când traseul de propagare între emițător și receptor este obstrucționat de obiecte cu dimensiuni mult mai mari ca λ , cauzând unde secundare ce se formează după obstacol. Difracția este un fenomen ce justifică energia radio ce ajunge la receptor fără a exista vizibilitate directă;
- Dispersia se produce atunci când o undă radio ajunge în contact cu o suprafață denivelată largă sau orice suprafață ale cărei dimensiuni sînt comparabile cu λ sau mai mici ca aceasta, cauzând împrăștierea (dispersia) energiei reflectate în toate direcțiile. Într-un mediu urban, obstacolele tipice pentru semnale ce produc dispersia sînt stâlpii de electricitate, indicatoarele rutiere și frunzișul pomilor.

La acestea se mai adaugă fenomenul de penetrare a undelor radio prin anumite obstacole, fenomen care este asociat cu o anumită diminuare a puterii prin absorbție.

În cazul legăturilor radio mobile, unitatea mobilă (MS) fie că este portabilă, fie că este instalată pe un vehicul, se află în apropierea solului, la o înălțime de circa $1,5 + 3\text{m}$. Din acest motiv, antena MS primește întotdeauna contribuția unui ansamblu de reflectoare și obstacole difractoare, unda directă fiind obstrucționată de clădiri din apropierea MS și eventual de conturul terenului. Diversele obstacole: pereți, acoperișuri, vehicule, vegetație etc. creează pentru fiecare frecvență purtătoare o structură geometrică spațială de unde staționare a căror noduri sunt distanțate cu aproximativ $\lambda/2$ (figura 2.27).

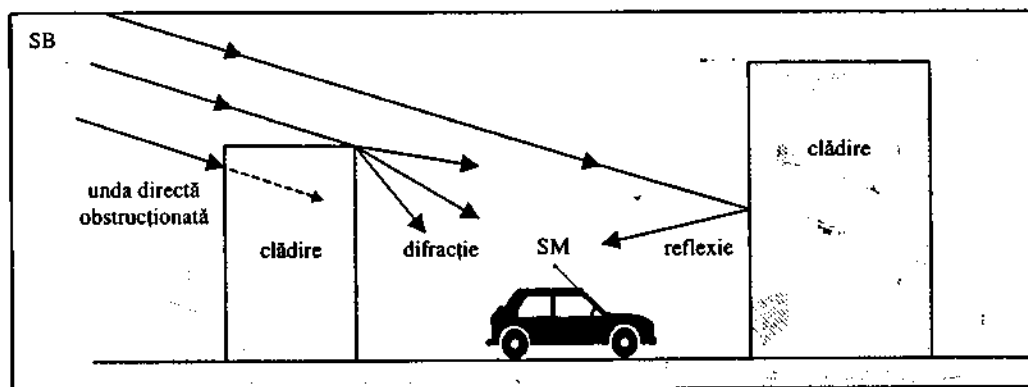


Fig. 2.27. Principalele mecanisme de propagare.

Timpul de propagare al unei informații pe diferite traiecte de propagare este variabil, depinzând de lungimea fiecărui traiect în parte, ceea ce poate genera distorsiuni periculoase pentru recunoașterea mesajului transmis.

Considerând că se efectuează transmisia unui semnal radio sub forma unei unde armonice, valoarea câmpului electric este:

$$E = A \cos(2\pi f_c t + \varphi). \quad (2.3.1)$$

Propagarea pe trasee multiple afectează toți cei trei parametri, astfel:

- frecvența purtătoare f_c prin efect Doppler,
- amplitudinea A prin fluctuații de nivel sau fading Rayleigh,
- faza φ prin dispersia timpilor de propagare pe trasee și prin modulația parazită de frecvență.

Din moment ce, în mod normal, lungimea drumului de propagare și direcția de incidență a undelor radio influențate de mediu diferă, câmpul electric rezultat este împrăștiat atât în timp, cât și în spațiu. Caracterizarea unui canal radio cu propagare pe trasee multiple se poate face dacă se asociază fiecare versiune întârziată a semnalului transmis cu un anumit traseu fizic de propagare.

Dacă, pentru simplificare, se consideră că pe un traseu de propagare undele radio suferă o singură schimbare de direcție prin reflexie sau difracție, atunci toate obstacolele ce corespund unor trasee având o anumită lungime pot fi localizate pe o elipsă (elipsa lui Kassini), care are în focarele sale emițătorul (Tx) și respectiv receptorul (Rx).

Pe toate traseele reprezentate în figura 2.28, semnalele radio, cu excepția unei directe, sosesc cu aceeași întârziere, dar din direcții diferite.

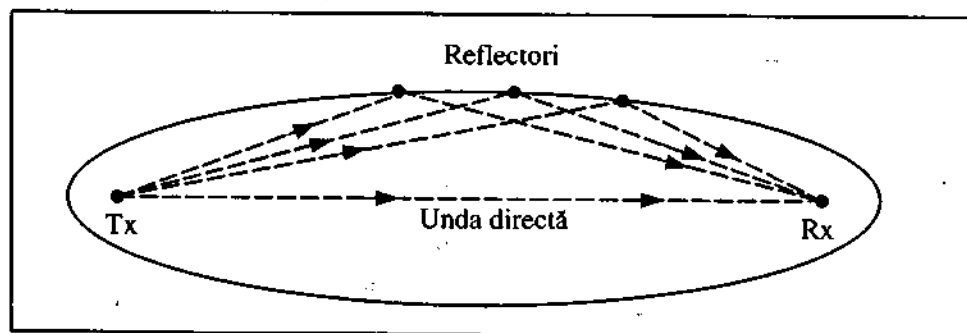


Fig. 2.28. Dispersia spațială.

Pentru a pune în evidență dispersia temporală, trebuie luate în considerare mai multe elipse confocale, ca în figura 2.29. Prima elipsă corespunde unei întârzieri τ , relativă la unda directă, iar a doua elipsă unei întârzieri $\tau + \Delta\tau$.

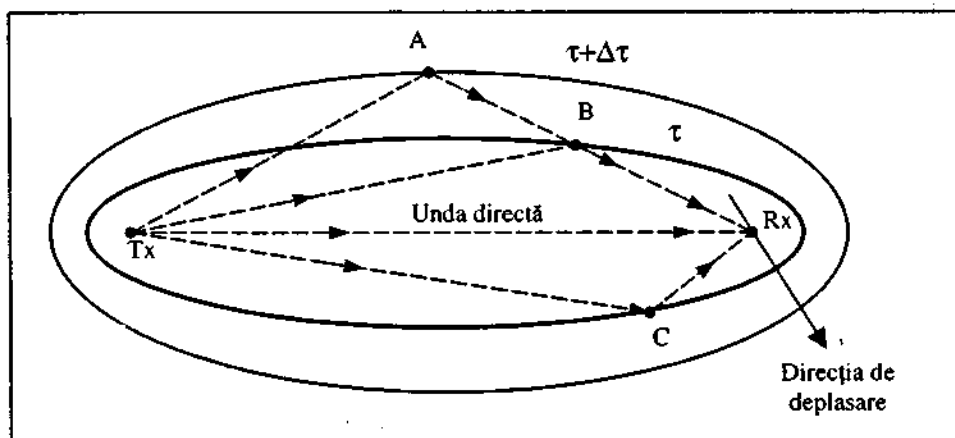


Fig. 2.29. Dispersia temporală.

Presupunând existența a trei obstacole reflectoare în punctele A, B și C, se pot deosebi următoarele situații:

- obstacolele din A și B conduc la recepționarea a două unde care sosesc din aceeași direcție, dar sunt decalate cu $\Delta\tau$;
- obstacolele din B și C produc recepția simultană a două unde din direcții diferite (întârzierea dintre ele este nulă, dar pot genera efecte Doppler distincte);
- obstacolele din A și C produc unde care sosesc la recepție din direcții diferite și sunt decalate în timp cu $\Delta\tau$.

Natura dispersivă a mediului este caracterizată de funcția de dispersare a câmpului în spațiu și timp FDST (FDDSF = Field Direction-Delay-Spread Function), așa cum se prezintă în figura 2.30. FDST este formată din suprapunerea mai multor componente, fiecare contribuind printr-o anumită undă. Depinzând de tipul de interacțiune de-a lungul traseelor de propagare, aceste componente pot include o parte coerentă și/sau una difuză. Pe suprafețe nu mai mari decât câteva zeci de lungimi de undă, acestea prezintă fluctuații rapide, în principal datorită schimbărilor de fază a undelor implicate. Pe suprafețe extinse, structura undelor incidente se poate schimba. Lungimea traseului de propagare și direcția de incidență a undelor pot varia astfel încât componenta lor în FDST va fi în domeniul direcție-întârziere. În plus, anumite trasee pot fi parțial obstrucționate sau pot dispărea, în timp ce altele noi pot rezulta, ca de exemplu în cazul tranziției din situația de vizibilitate directă LOS (line-of-sight), în situația de obstrucție totală NLOS (non line-of-sight) și invers.

Astfel, anumite componente din FDST pot să fie atenuate sau să dispară, în timp ce altele noi pot apărea.

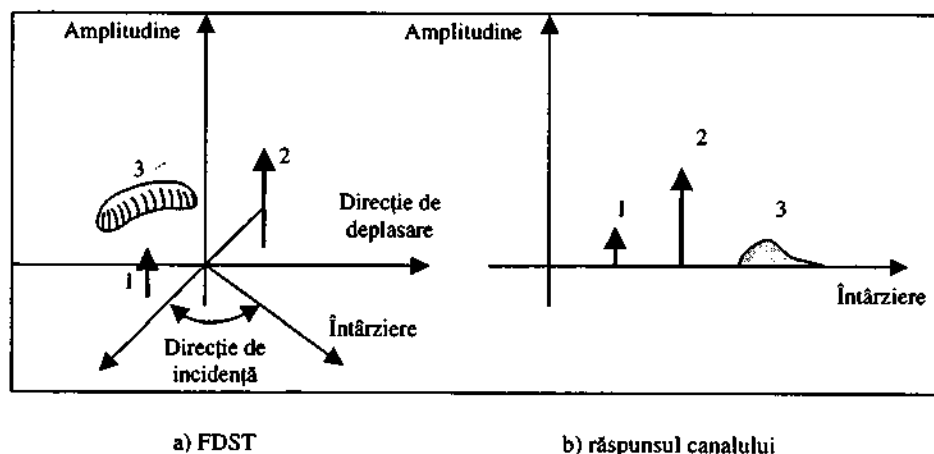


Fig. 2.30. Caracterizarea naturii dispersive a canalului radio.

Canalul radio cuprinde atât mediul de propagare, cât și antenele de emisie și de recepție. Răspunsul său, cu excepția unei constante de proporționalitate, este dat prin integrarea FDST ponderată de modelul de câmp al antenei, cu respectarea direcției de propagare. Răspunsul canalului RC (CR = Channel Respons) păstrează în general principalele trăsături ale FDST, cum ar fi descompunerea în componente în funcție de undele incidente și comportarea spațială.

Când receptorul se află în mișcare, RC variază în timp în acord cu comportarea în spațiu a FDST de-a lungul traiectoriei receptorului. Răspunsul canalului radio poate deveni variant în timp și din alte motive, în afară de deplasarea receptorului, cum ar fi modificarea poziției obstacolelor care cauzează dispersii ale undelor radio (autovehicule în microcelule, respectiv oamenii în interiorul clădirilor). Variații în timp mai pot, de asemenea, să apară și datorită schimbării orientării antenei de recepție datorită faptului că de obicei aceasta este anizotropă, cât și datorită fluctuațiilor în timp ale proprietăților electrice ale unor obstacole. Termenul "RC" este utilizat fie în sens strict, referindu-se la răspunsul canalului la un moment de timp, fie în sens larg, referindu-se la răspunsul variant în timp sau în spațiu al canalului.

Mediile radio pot fi extrem de diferite unele de altele, cum ar fi mediul din interiorul clădirilor (indoor), sau mediul din exteriorul lor (outdoor). De aceea, scenariul după care se realizează propagarea este fundamental diferit de la un caz la altul. Din acest motiv, au fost identificate mai multe categorii, într-o categorie aceste scenarii de propagare fiind presupuse similare.

Aceste categorii, prezentate în tabelul 2.10, sunt caracterizate de tipul celulelor folosite pentru acoperirea teritoriului și de tipul zonelor (urbane, suburbane, rurale), în cazul macrocelulelor.

Tabelul 2.10

Tipul celulei	Localizarea antenei stației de bază	Dimensiunea celulei în km
Macrocelulă	Deasupra nivelului acoperișurilor	1 - 30
Celulă mare (mediu urban)	Deasupra nivelului acoperișurilor	3 - 30
Celulă mică (mediu urban)	Deasupra nivelului acoperișurilor	1 - 3
Microcelulă	Sub nivelul acoperișurilor sau la același nivel	0,1 - 1
Picocelulă	Sub nivelul acoperișurilor sau în interiorul clădirilor	0,01 - 0,1

Într-o categorie dată există diferențe între mediile de propagare, cum ar fi amplasarea, înălțimea medie, cât și proprietățile electrice ale clădirilor dintr-o zonă urbană, care pot fi privite ca un element aleator. Aceste trăsături specifice ale unui anumit mediu de propagare dintr-o categorie dată, în general, nu pot fi descrise complet. În particular, proprietățile electrice și geometrice ale obiectelor care interacționează cu câmpul electric pot fi specificate cu acuratețe până la un anumit nivel. Această nedeterminare existentă poate fi, de asemenea, văzută ca o sursă de comportament aleator. O a treia sursă o reprezintă nedeterminarea în ceea ce privește parametrii importanți ai varianței în timp. Nici chiar deplasările receptorului cu viteză constantă nu sunt determinate în întregime. În general, viteza este cunoscută, dar punctul de plecare și direcția de deplasare sunt nedeterminate. Datorită celor trei surse prezentate mai sus, FDST și RC au un caracter aleator.

În conformitate cu practica uzuală, orice caracterizare sau descriere a mediului de propagare sau a canalului care prezintă rezultate legate de dispersia temporală va fi numită de bandă largă; în rest se va vorbi de bandă îngustă. Aceeași terminologie este utilizată pentru modelele de canale radio. De obicei, termenul "mediu" se referă implicit la întreaga categorie de medii de propagare, în afara cazului unei mențiuni explicite.

2.3.3. FLUCTUAȚIILE PE SCARĂ LARGĂ ȘI FLUCTUAȚIILE LOCALE

Două tipuri de fluctuații sau fading caracterizează comunicațiile mobile: fadingul pe scară largă și fadingul local. Fadingul pe scară largă reprezintă atenuarea

medie a puterii semnalului sau pierderea pe traseu datorită propagării într-o zonă largă. Acest fenomen este afectat de contururile proeminente ale terenului (dealuri, păduri, grupuri de clădiri etc.) dintre emițător și receptor. Statistica fadingului pe scară largă oferă un mod de estimare a pierderii pe traseu ca o funcție de distanță. Aceasta este prezentată sub forma a doi termeni: pierderea medie pe traseu și o variație normal distribuită (gaussiană) a mediei.

Fadingul local se referă la schimbări importante în amplitudinea și faza semnalului ce pot fi cunoscute ca rezultat al unor schimbări minore (comparabile cu $\lambda/2$) în spațiul dintre emițător și receptor. Fadingul local se manifestă prin două mecanisme numite: împrăștierea semnalului în timp (dispersia semnalului) și caracterul variant în timp al canalului.

În cazul aplicațiilor radio mobile, canalul este variant în timp deoarece condițiile de propagare între emițător și receptor suferă modificări. Fadingul local se mai numește *fading Rayleigh*, deoarece, dacă reflexiile pe traseu sînt în număr mare și nu există componentă a semnalului pe linia de vizibilitate directă (NLOS), anvelopa semnalului recepționat este descrisă din punct de vedere statistic de densitatea de probabilitate Rayleigh.

Dacă componenta de semnal nonfading este dominantă, adică există vizibilitate directă (LOS), anvelopa fadingului superficial este descrisă de o densitate de probabilitate de tip Rician.

În cazul dispersiei în timp a semnalului, tipurile de degradare datorită fadingului se clasifică ca fiind selective sau neselective în frecvență (fading plat). În ceea ce privește caracterul variant în timp al canalului, tipurile de degradare datorate fadingului se manifestă prin fading rapid sau fading lent.

Semnalul recepționat, $r(t)$, este în general exprimat funcție de semnalul transmis, $s(t)$, în convoluție cu răspunsul la impuls al canalului, $h_c(t)$. Neglijând efectul zgomotului, avem:

$$r(t) = s(t) * h_c(t), \quad (2.3.2)$$

unde prin $*$ s-a notat convoluția celor două semnale.

În cazul sistemelor radio mobile, $r(t)$ poate fi exprimat funcție de două componente variabile aleatoare, după cum urmează:

$$r(t) = m(t) \times r_0(t), \quad (2.3.3)$$

unde $m(t)$ este numită componenta de fading pe scară largă, iar $r_0(t)$ este numită componenta de fading local. Uneori $m(t)$ mai este întâlnit sub denumirea de *medie locală* sau *fading Gaussian*, pentru că amplitudinea lui $m(t)$ este descrisă de o densitate de probabilitate Gaussiană (sau echivalent, amplitudinea măsurată în dB are o densitate de probabilitate Gaussiană).

Media locală poate fi obținută prin medierea semnalului recepționat în timpul deplasării pe o distanță cuprinsă între 20λ și 40λ , interval pentru care ea se menține practic constantă (figura 2.31).

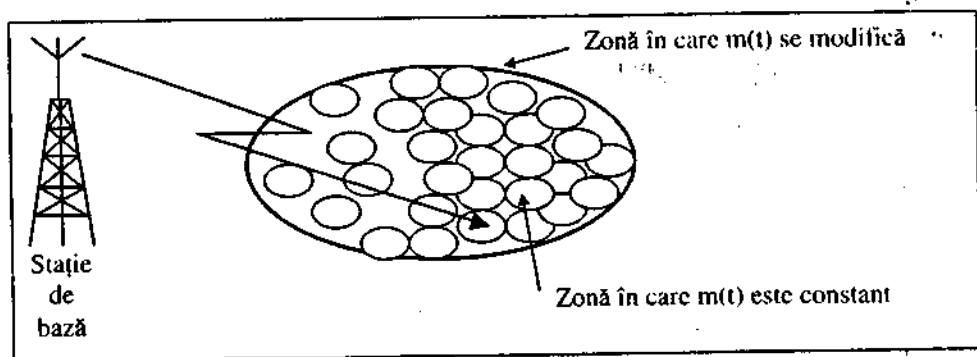


Fig. 2.31. Variabilitatea mediei locale.

Componenta de fading local $r_0(t)$ este denumită în mod curent *fading Rayleigh*. Această componentă este influențată de structurile de pe terenul din imediata apropiere a receptorului mobil (o zonă cu diametrul de aprox. 100λ). Un model de legătură radio SB \rightarrow SM care pune în evidență zona de influență a mediului asupra stației mobile este prezentat în figura 2.32.

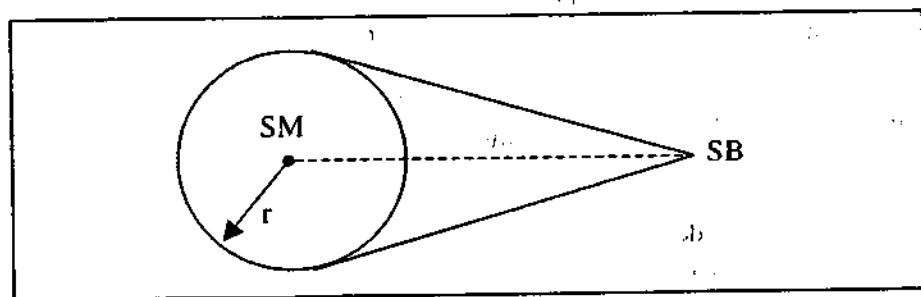


Fig. 2.32. Modelul unei legături de la bază la mobil.

Pentru traiectul MS \rightarrow BS, inversând modelul care conduce la crearea fadingului Rayleigh, transmisia presupune existența unei aglomerări de surse radio ce înconjoară mobilul și se deplasează cu viteza acestuia.

Cele două componente ale semnalului radio recepționat sunt puse în evidență în figura 2.33. Fadingul local, suprapus peste fadingul pe scară largă, poate fi

identificat cu ușurință. Distanța tipică între valori nule consecutive ale semnalului este aproximativ $\lambda/2$.

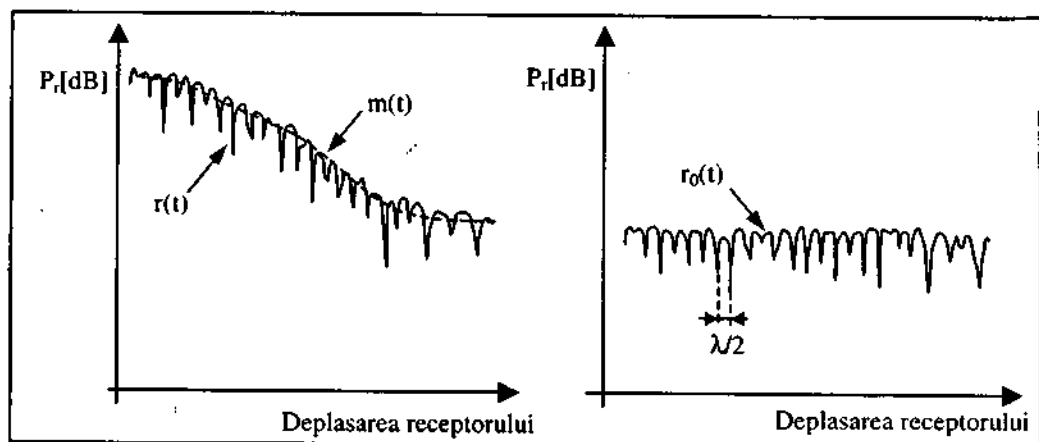


Fig. 2.33. Fadingul pe scară largă și fadingul local.

2.3.4. FADINGUL PE SCARĂ LARGĂ: ATENUAREA MEDIE ȘI DEVIATIA STANDARD

Pentru un sistem radio mobil, pierderea medie pe traseu sau atenuarea medie $L(d)$, ca funcție de distanța d , între emițător și receptor, este proporțională cu raportul la puterea n între distanța d și o distanță de referință d_0 :

$$L(d) \approx \left(\frac{d}{d_0} \right)^n \quad (2.3.4)$$

Această lege de dependență corespunde propagării peste o suprafață plană reflectoare. Atenuarea medie $L(d)$ este deseori exprimată în dB, în forma:

$$L(d) [\text{dB}] = L_s(d_0) + 10n \lg \left(\frac{d}{d_0} \right) \quad (2.3.5)$$

Distanța de referință, d_0 , corespunde unui punct localizat într-un câmp îndepărtat de antenă. Tipic, valoarea lui d_0 este considerată 1 km în cazul celulelor mari, 100 m pentru celule mici, și 1 m pentru propagare în interiorul clădirilor (indoor).

$L(d)$ reprezintă pierderea medie pe traseu pentru o valoare dată a lui d . Variația lui $L(d)$ funcție de distanță reprezentată pe o scară logaritmică (pentru distanțe mai mari ca d_0) urmărește o dreaptă cu o pantă descendentă de $10 \times n$ dB/decadă.

Valoarea exponentului n depinde de frecvență, înălțimea antenei și mediul de propagare. În spațiu liber, $n = 2$. În prezența unei unde ghidate foarte centrat (străzi urbane), n poate lua valori mai mici decât 2. Dacă există obstrucții, n poate fi mai mare decât 2 (în jur de 4). Atenuarea medie $L_s(d_0)$ într-un punct de referință situat la distanța d_0 de emițător este obținută în mod curent prin măsurători de câmp sau calcule utilizând formula atenuării în spațiu liber.

Atenuarea cu distanța $L(d)$ este o valoare medie și de aceea nu este adecvată pentru descrierea oricăror trasee de semnal. Sunt de așteptat variații în jurul valorii mediei atâta timp cât mediul de propagare pentru amplasamente distincte poate fi diferit la aceeași distanță ce separă emițătorul de receptor.

Măsurătorile au arătat că pentru orice valoare a lui d , atenuarea $L(d)$ este o variabilă aleatoare având o distribuție log-normală în jurul mediei $L(d)$, dependente de distanță. Astfel, atenuarea $L(d)$ poate fi exprimată în funcție de $L_s(d)$ și o variabilă aleatoare X_σ după cum urmează:

$$L(d) [\text{dB}] = L_s(d_0) [\text{dB}] + 10n \lg \left(\frac{d}{d_0} \right) + X_\sigma [\text{dB}], \quad (2.3.6)$$

unde X_σ reprezintă o variabilă aleatoare gaussiană de valoare medie nulă (în dB), cu deviația standard σ (tot în dB). Alegerea unei valori pentru X_σ este deseori bazată pe măsurători. X_σ poate să ia valori cuprinse între 6-10 dB sau chiar mai mari. Astfel, parametrii necesari pentru descrierea statistică a atenuării datorate fadingului pe scară largă, pentru o localizare arbitrară cu o anumită distanță de separare între emițător și receptor sunt:

- distanța de referință d_0 ;
- exponentul atenuării de propagare n ;
- deviația standard σ a lui X_σ .

În literatură există un număr mare de referințe care tratează modul de determinare și de utilizare a acestor parametri la predicția atenuării de propagare pentru un traseu particularizat.

2.3.5. FADINGUL LOCAL

În cazul unui canal radio cu propagare pe trasee multiple, de obicei semnalul recepționat constă în mai multe componente multcale, denumite uneori "degete" (fingers), și care sosesc în momente diferite la recepție. Acest fenomen poate cauza semnalului recepționat fluctuații rapide ale amplitudinii, fazei și ale unghiului de

sosire. Atunci când semnalul recepționat este alcătuit din mai multe componente reflectate plus o componentă importantă pe linia de vizibilitate directă (condiții LOS), datorită fadingului, anvelopa amplitudinii are o densitate de probabilitate de tip Rician. Dacă vizibilitatea directă este obstrucționată (condiții NLOS), atunci anvelopa amplitudinii are o densitate de probabilitate de tip Rayleigh. Dacă amplitudinea componentei LOS tinde spre zero, densitatea de probabilitate de tip Rician aproximează o densitate de probabilitate de tip Rayleigh, având expresia:

$$p(r) = \begin{cases} \frac{r}{\sigma^2} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right] & \text{pentru } r \geq 0 \\ 0 & \text{în rest,} \end{cases} \quad (2.3.7)$$

unde r reprezintă nivelul sau anvelopa amplitudinii semnalului recepționat, iar $2\sigma^2$ reprezintă puterea medie a semnalului multicale.

Fadingul local se manifestă prin două mecanisme:

- dispersia în timp a impulsurilor digitale ce compun semnalul;
- caracterul variant în timp al canalului datorită mișcării (ex: antena de recepție aflată pe o platformă mișcătoare).

Un canal cu fading produce o dispersie în timp și în frecvență a semnalului care îl străbate. De remarcat că orice mecanism caracterizat în domeniul timp poate fi la fel de bine descris în domeniul frecvență. Mecanismul de dispersie în timp poate fi descris în domeniul frecvență prin banda de coerență a unui canal. În mod similar, caracterul variant în timp poate fi caracterizat în domeniul timp prin timpul de coerență al canalului, iar în domeniul frecvență prin deplasarea de frecvență sau împrăștierea Doppler.

2.3.6. EFECTUL DISPERSIEI ÎN TIMP

În figura 2.34 este reprezentat răspunsul unui canal la un impuls îngust în funcție de întârzierea τ în trei situații, care diferă prin poziția antenei (sau în timp, considerându-se o viteză constantă de deplasare). În figură se disting două referințe de timp diferite: întârzierea τ și timpul de transmisie sau observație t . Întârzierea se referă la dispersia în timp care rezultă ca urmare a răspunsului la impuls al canalului afectat de fading.

Timpul de transmisie este în strânsă legătură cu deplasarea antenei sau modificările spațiale, justificând modificările traseului de propagare ce sunt percepute prin caracterul variant în timp al canalului. Pentru viteză constantă, cum s-a presupus, atât poziția antenei cât și timpul de transmisie pot fi utilizate pentru a ilustra caracterul variant în timp al canalului. În figură se reprezintă puterea impulsurilor recepționate

atunci când antena trece prin poziții situate la distanțe egale. Două poziții consecutive ale antenei sunt distanțate cu mai puțin de $\lambda/2$.

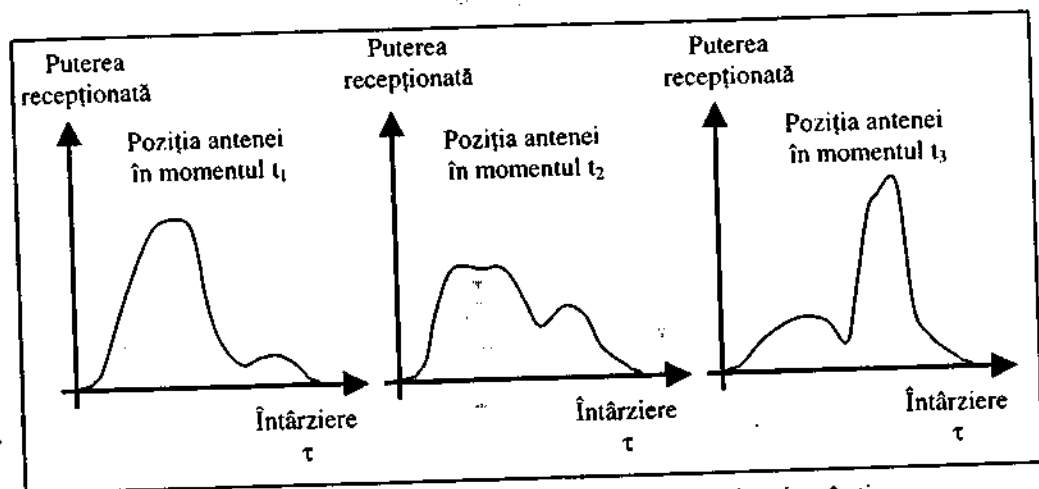


Fig. 2.34. Răspunsul la impuls al canalului dispersiv și variant în timp.

Dispersia în domeniul timp acoperă un anumit interval între sosirea la recepție a primei componente și sosirea ultimei componente. Întârzierea relativă sau întârzierea excedentă τ (excess delay) a unei componente reprezintă întârzierea de propagare a semnalului pe o anumită cale, relativă la momentul sosirii la receptor a primului semnal.

Graficul intensitate-întârziere relativă sau profilul putere-întârziere relativă (power-delay profile) constituie reprezentări utile ale comportării canalului cu propagare pe trasee multiple. În figura 2.35 este dat un exemplu complex de reprezentare a intensității răspunsului $S(\tau)$ în funcție de întârzierea excedentă τ .

Pentru efectuarea măsurărilor cerute de determinarea profilului putere-întârziere relativă, este necesară utilizarea unor semnale de bandă largă (impulsuri sau semnale cu spectru împrăștiat). Pentru un singur impuls transmis, durata T_m , între prima și ultima componentă recepționată, reprezintă întârzierea excedentă maximă în timpul căreia puterea semnalului la recepție scade până la un nivel de prag relativ la nivelul maxim. Nivelul de prag poate fi ales la 10 sau 20 dB sub nivelul celei mai mari componente.

În cazul unui canal cu fading, legătura între întârzierea excedentă maximă T_m și durata de simbol T_s poate fi estimată în funcție de două categorii de degradare a semnalului, *fading selectiv în frecvență* și *fading nonselectiv* sau *fading plat*. Un canal manifestă fading selectiv în frecvență dacă $T_m > T_s$. Această condiție este adevărată atunci când componentele multicale recepționate ale unui simbol se extind dincolo de durata simbolului. Astfel, dispersia multicale a unui semnal produce același tip de

interferență intersimbol (ISI) ca și distorsiunea cauzată de un filtru electronic. În cazul fadingului selectiv în frecvență, reducerea distorsiunilor este posibilă deoarece multe din componentele multicale sînt rejectate de receptor.

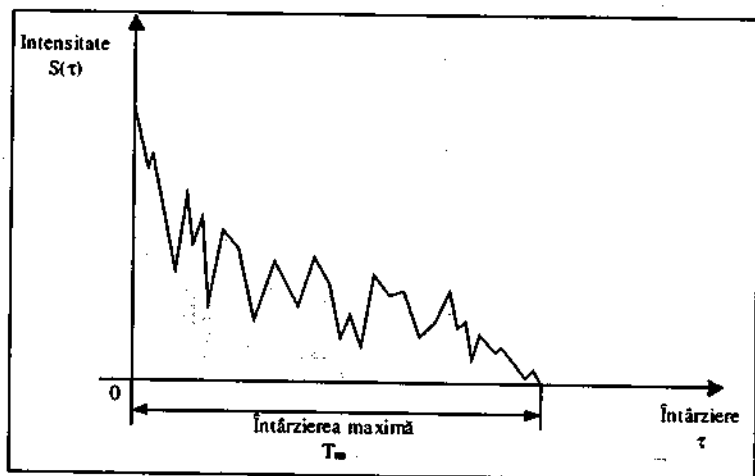


Fig.2. 35. Profilul intensității răspunsului în funcție de întârzierea excedentă τ .

Se spune că un canal manifestă un fading nonselectiv sau un fading plat dacă $T_m < T_s$. În acest caz, toate componentele multicale recepționate ale unui simbol sosesc pe durata simbolului și, deci, componentele nu pot fi rejectate. Aici, nu apar distorsiuni ISI produse de canal atîta timp cît împrăștierea în timp a semnalului nu conduce la o acoperire semnificativă a simbolurilor vecine recepționate.

Performanțele sunt încă degradate atîta timp cît componentele fazoriale nerejectabile se pot însuma destructibil pentru a da o reducere substanțială a raportului semnal-zgomot (SNR). De asemenea, semnalele ce sunt clasificate ca manifestând un fading plat pot uneori cauza distorsiuni selective în frecvență. În cazul sistemelor digitale, introducerea unei forme de diversitate și utilizarea unei codări corectoare de erori constituie calea cea mai eficientă pentru a combate efectele destructive. Dispersia în timp poate fi văzută ca și cum ar fi rezultatul unui proces de filtrare.

Banda de coerență f_0 este o măsură statistică a domeniului de frecvență pentru care canalul trece toate componentele spectrale cu un câștig aproximativ egal și o fază liniară. Banda de coerență constituie un domeniu de frecvență în interiorul căruia componentele spectrale ale semnalului permit o corelație în amplitudine. De aceea, componentele semnalului în acest domeniu sunt afectate de canal într-un mod asemănător, prezentând fading sau nonfading. Se constată că f_0 și T_m sunt într-o strînsă legătură, fiind valabilă următoarea relație:

$$f_0 \equiv 1/T_m. \quad (2.3.8)$$

Întârzierea excidentă maximă T_m nu este în mod necesar cel mai bun indicator al modului în care un sistem dat se va comporta pe un anumit canal, pentru că, la aceeași valoare a lui T_m , canale diferite pot manifesta caracteristici diferite ale profilului putere-întârziere relativă, pentru același domeniu de dispersie în timp. O măsură mai potrivită a împrăstirii întârzierii este de cele mai multe ori caracterizată prin rădăcina pătrată a mediei (rms value) a împrăstierii întârzierii, σ_r :

$$\sigma_r = \sqrt{\bar{\tau}^2 - (\bar{\tau})^2}, \quad (2.3.9)$$

unde $\bar{\tau}$ este întârzierea medie în exces, $(\bar{\tau})^2$ este media pătratică, $\bar{\tau}^2$ este momentul de ordinul doi.

Nu există o relație exactă între banda de coerență și dispersia întârzierii, aceasta derivând din analizarea măsurărilor dispersiei semnalului (utilizând în general tehnici Fourier) pentru anumite tipuri de canale. Dacă banda de coerență este definită ca un interval de frecvență în afara căruia funcția de transfer complexă în frecvență a canalului prezintă o corelație cel puțin de 0,9, atunci banda de coerență este aproximată prin:

$$f_0 \approx 1/50 \sigma_r. \quad (2.3.10)$$

În cazul unui sistem radio mobil, o formație de obstacole distribuite uniform și radial, toate cu coeficienți de reflexie egali dar independenți, cu unghiuri de reflexie aleatoare este în general acceptată ca model de referință pentru zonele urbane. Acest model este denumit model al canalului cu obstacole reflectorizante. Prin utilizarea unui astfel de model, banda de coerență a fost definită ca fiind un interval de frecvență în afara căruia funcția de transfer complexă în frecvență a canalului are o corelație de cel puțin 0,5. Valoarea ei de calcul este:

$$f_0 = 0,276/\sigma_r. \quad (2.3.11)$$

O aproximare mai frecvent folosită pentru f_0 , corespunzând unui interval al benzii având o corelație de cel puțin 0,5, este:

$$f_0 \approx 1/5 \sigma_r. \quad (2.3.12)$$

Se spune că un canal este selectiv în frecvență dacă $f_0 < 1/T_s$, unde rata de simbol $1/T_s$ se ia aproximativ egală cu banda semnalului W . În practică, W poate să difere de $1/T_s$, datorită filtrării și tipului de modulație discretă folosit (QPSK, MSK etc.). Distorsiunile generate de fadingul selectiv în frecvență apar atunci când unele componente spectrale ale unui semnal sunt afectate de canal în mod diferit față de celelalte componente ale aceluiași semnal. Cu alte cuvinte, câteva din componentele

spectrale ale semnalului, care se găsesc în afara benzii de coerență, vor fi afectate diferit (independent) în comparație cu acele componente care se găsesc în interiorul benzii de coerență. Un caz tipic de fluctuații selective este ilustrat în figura 2.36.

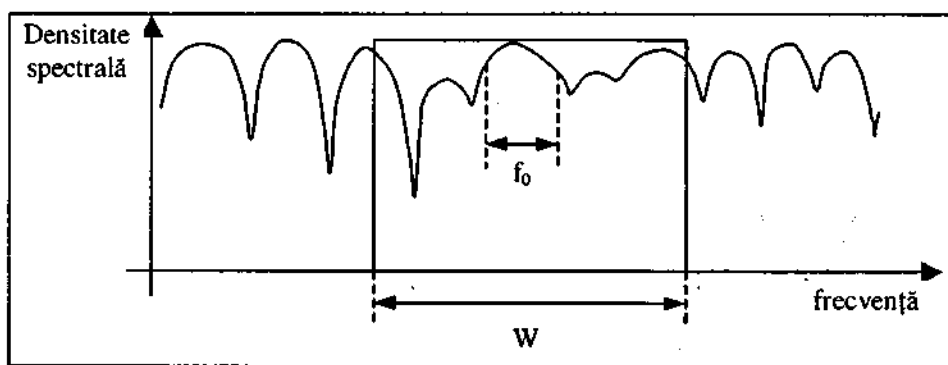


Fig. 2.36. Fading selectiv în frecvență ($W > f_0$).

Fluctuațiile neselective (plate) în frecvență apar atunci când $f_0 > W$. Deci, toate componentele spectrale ale semnalului vor fi afectate de canal în mod similar. Acesta este ilustrat în figura 2.37.a. Fluctuațiile neselective nu introduc distorsiuni de interferență intersimbol, dar totuși are loc o scădere a performanței datorită scăderii raportului semnal-zgomot. Pentru a elimina interferența intersimbol, canalul trebuie să prezinte fluctuații neselective în frecvență și aceasta se obține prin îndeplinirea condiției $f_0 > W \approx 1/T_s$.

Deci, banda de coerență f_0 reprezintă o limită superioară a ratei de transmisie care poate fi folosită fără a folosi egalizatoare încorporate în receptor. Pentru cazul fluctuațiilor neselective în frecvență, unde $f_0 > W$ (sau dacă $T_m < T_s$), figura 2.37.a reprezintă cazul tipic al fluctuației neselective. Totuși, dacă receptorul își modifică poziția, vor apărea situații în care semnalul va prezenta distorsiuni selective în frecvență, chiar dacă $f_0 > W$. Aceasta se poate vedea în figura 2.37.b, unde minimul funcției de transfer a canalului se găsește chiar la mijlocul benzii semnalului. În acest caz, impulsul din banda de bază va fi distorsionat prin eliminarea componentei continue, apărând probleme de sincronizare.

Deci, chiar dacă un canal este considerat ca fiind caracterizat de fluctuații neselective în frecvență, vor exista momente când va manifesta fluctuații selective. Prin comparație, este evident că, în figura 2.36, fluctuațiile sunt independente de poziție, iar fluctuațiile selective de frecvență apar neîntrerupt, nu doar în anumite momente.

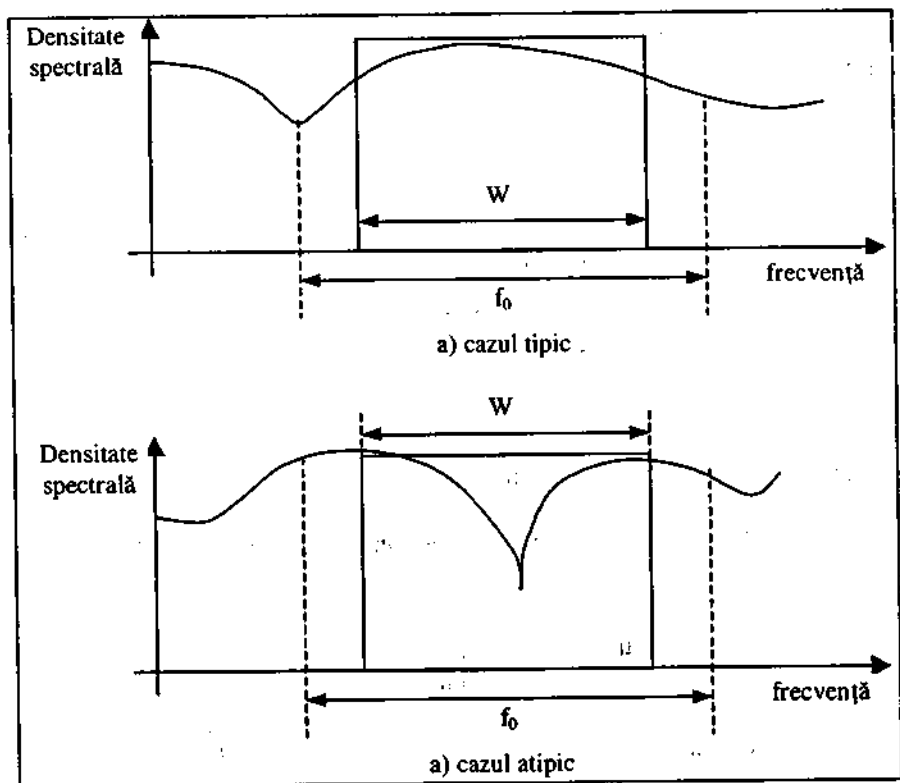


Fig. 2.37. Fading neselectiv în frecvență ($W < f_0$).

Figura 2.38 prezintă câteva exemple de fluctuații neselective și selective în frecvență pentru un sistem de transmisie cu spectru împrăștiat prin secvență directă (DS-SS). Se prezintă trei grafice ale ieșirii unui corelator pentru secvențe de cod PN în funcție de întârziere.

Fiecare grafic al variației de amplitudine în funcție de întârziere este analog cu variația lui $S(\tau)$ în funcție de τ . Diferența constă în faptul că aceste amplitudini reprezintă ieșirea unui corelator, deci forma undei este funcție nu doar de răspunsul la impuls al canalului, dar și funcție de răspunsul corelatorului. Timpul de întârziere este reprezentat în unități de chip, unde chipul este definit ca fiind durată minimă a unui element din codul pseudo-aleator cu care se realizează împrăștierea spectrului.

În figura 2.38.a, dispersia semnalului este de ordinul duratei unui chip T_c . Într-un sistem tipic DS-SS, banda semnalului cu spectru împrăștiat este aproximativ egală cu $1/T_c$, deci banda de coerență normalizată $f_0 \times T_c$ aproximativ unitară implică egalitatea între banda de coerență și banda semnalului cu spectru împrăștiat. Aceasta

descrie un canal care se poate numi neselectiv sau puțin selectiv în frecvență. În figura 2.38.b (unde $f_0 \times T_c = 0,25$), dispersia semnalului este mai pronunțată. Acesta este caz clar de interferență interchip și banda de coerență este aproximativ 25% din banda semnalului cu spectrul împrăștiat.

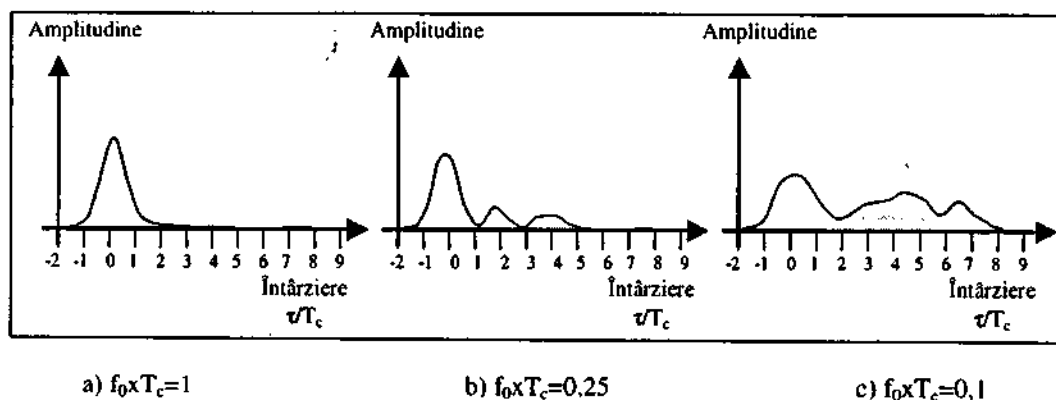


Fig. 2.38. Ieșirea unui receptor cu corelator în funcție de trei tipuri de canale.

În figura 2.38.c (unde $f_0 \times T_c = 0,1$), dispersia semnalului este mult mai pronunțată, cu o interferență interchip mult mai mare, iar banda de coerență este aproximativ egală cu 10% din banda semnalului cu spectrul împrăștiat. Canalele din figurile 2.38.b și c pot fi categorisite ca moderat, respectiv pronunțat selective în frecvență, făcând observația că elementul de bază al semnalului este chip-ul.

2.3.7. CARACTERUL VARIANT AL CANALULUI

Până în acest punct a fost descrisă dispersia semnalului și banda de coerență, parametrii care caracterizează dispersia în timp introdusă de un canal într-o zonă locală. Ele însă nu oferă informații despre variația în timp a canalului datorită mișcării relative dintre emițător și receptor, precum și datorită mișcării obstacolelor reflectorizante de-a lungul traseului de propagare. În cazul radiocomunicațiilor mobile, această variație apare datorită mișcării dintre emițător și receptor, care modifică calea de propagare a undei radio. Deci, dacă se transmite un semnal continuu, vor apărea variații ale amplitudinii și fazei semnalului recepționat. Considerând că toate obiectele de reflexie de pe calea de propagare (scatterers) a undei sunt staționare, ori de câte ori mișcarea dintre emițător și receptor încetează, amplitudinea și faza semnalului rămân constante. În acest caz, canalul este invariant în timp. Când se reia mișcarea, canalul va fi din nou variant în timp. Cum caracteristicile canalului sunt dependente de pozițiile emițătorului și receptorului, în acest caz variația în timp a canalului este echivalentă cu variația lui în spațiu.

Timpul de coerență T_0 este o măsură a duratei de timp în care răspunsul canalului este practic invariant. Anterior, dispersia canalului și banda de coerență s-au măsurat utilizând semnale de bandă largă. Acum, pentru a măsura variația în timp a canalului se utilizează semnale de bandă îngustă. Pentru a măsura corelația se poate transmite o singură sinusoidă și determina funcția de autocorelație a semnalului recepționat. Autocorelația și parametrul T_0 oferă informații despre rapiditatea fluctuațiilor în canal. De notat că, în cazul unui canal invariant în timp ideal, răspunsurile canalului vor fi foarte puternic corelate pentru orice valoare a lui Δt , iar funcția de corelație va fi o funcție constantă.

Timpul de coerență poate fi măsurat atât în funcție de timp, cât și în funcție de distanța parcursă (considerând câteva viteze de deplasare fixate). Amoroso a descris o metodă de măsurare utilizând modelul canalului cu obstacole reflectorizante dense (dense scatterer channel model) și un semnal constant. El a măsurat corelația statistică între combinații ale amplitudinii și fazei semnalului recepționat într-o poziție particulară a antenei x_0 și combinațiile corespunzătoare în pozițiile $x_0 + \xi$, unde ξ este deplasarea și se exprimă în funcție de lungimea de undă λ . Pentru o deplasare de $0,38\lambda$, amplitudinile și fazele semnalelor de undă continuă recepționate sunt necorelate. Cu alte cuvinte, starea semnalului în poziția x_0 nu spune nimic despre starea semnalului în poziția $x_0 + \xi$. Pentru o viteză constantă, variația distanței se poate transforma direct în unități de timp.

În funcție de viteza de variație a unui canal, putem deosebi două tipuri de fluctuații: fading rapid și fading lent.

Termenul de fading (slow fading) este folosit pentru a descrie canale radio în care $T_0 > T_s$, unde T_0 este timpul de coerență al canalului, iar T_s este durata unui simbol transmis. Aici durata de timp în care canalul se comportă într-un mod corelat este mare în comparație cu durata simbolului transmis. Deci, starea canalului rămâne neschimbată pe durata unui simbol. În acest caz, degradarea principală, ca și în cazul fluctuațiilor neselective în frecvență, este scăderea raportului semnal-zgomot.

Termenul de fading rapid (fast fading) este folosit pentru a descrie canale în care $T_0 < T_s$. Deci, în acest caz, durata de timp în care canalul se mai comportă într-un mod corelat este scurtă în comparație cu durata unui simbol, conducând la distorsionarea impulsului în banda de bază. Apare și aici o distorsionare asemănătoare cu distorsionarea cauzată de interferența intersimbol, descrisă anterior, deoarece componentele semnalului recepționat nu sunt total corelate pe durata întregului timp. Deci, fluctuațiile rapide pot cauza distorsiuni ale impulsului în banda de bază, rezultând scăderea raportului semnal-zgomot, care produce de cele mai multe ori o rată a erorii ireductibilă. Astfel de impulsuri distorsionate provoacă probleme de sincronizare (în circuitul PLL al receptorului), care se adaugă la dificultatea de a proiecta adecvat filtre adaptate. Efectul timpului de coerență asupra unui impuls transmis prin canal este prezentat în figura 2.39.

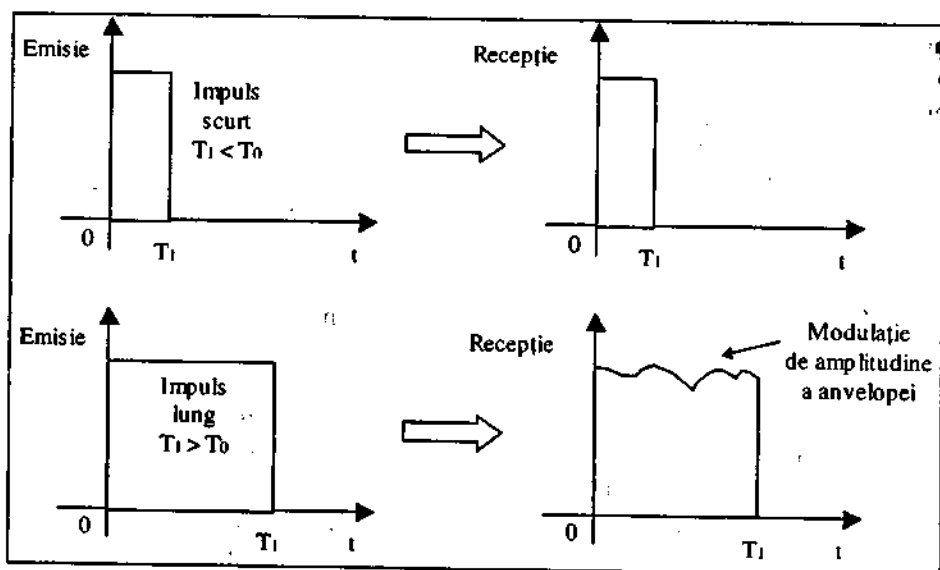


Fig.2.39. Efectul canalului asupra unui impuls scurt sau lung în raport cu T_0 .

O caracterizare similară a naturii variației în timp a canalului poate fi făcută și în domeniul deviației de frecvență Doppler. În figura 2.40 se prezintă densitatea spectrală de putere Doppler $S(\nu)$, în funcție de deviația de frecvență produsă prin efect Doppler.

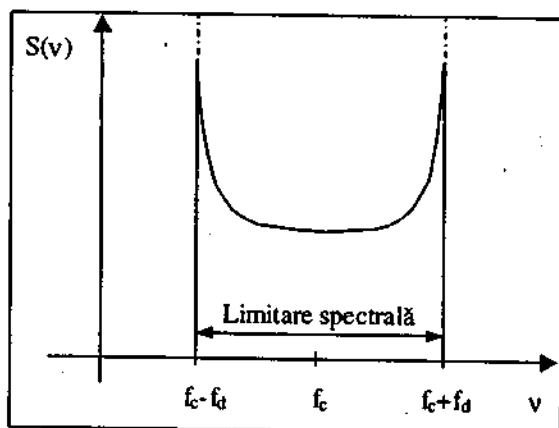


Fig. 2.40. Spectrul Doppler.

În cazul modelului canalului cu obstacole, având o antena de recepție cu câștig azimutal constant și considerând o distribuție uniformă a semnalului recepționat pentru toate unghiurile de incidență între 0 și 2π , pentru emisia unui semnal constant nemodulat, la recepție se obține un semnal cu următorul spectru de putere:

$$S(\nu) = \frac{1}{\pi f_d \sqrt{1 - \left(\frac{\nu - f_c}{f_d}\right)^2}}, \quad (2.3.13)$$

unde f_d este deviația de frecvență Doppler.

Egalitatea este valabilă pentru deviații de frecvență care se găsesc în domeniul $f_c \pm f_d$, unde f_c este frecvența purtătoare. Spectrul $S(\nu)$ este nul în afara domeniului. De remarcat faptul că aplicații diferite produc forme spectrale diferite. Astfel, modelul canalului cu obstacole nu mai este valabil pentru canalele radio dintr-un spațiu închis (indoor), unde spectrul $S(\nu)$ va avea o formă plată.

Cea mai mare valoare (teoretic infinită) a lui $S(\nu)$ apare atunci când obiectul de pe care se reflectă unda incidentă este poziționat chiar în fața antenei mobile sau exact în spatele ei. În acest caz, valoarea deviației de frecvență (deviație maximă) este dată de relația: $f_d = \frac{V}{\lambda}$, unde V este viteza relativă de mișcare, iar λ este lungimea

de undă a semnalului. Frecvența f_d este pozitivă dacă distanța dintre emițător și receptor scade și negativă în caz contrar. Dacă antena se mișcă paralel cu obiectul de pe care se reflectă unda incidentă, atunci deviația de frecvență Doppler va fi 0. Faptul că undele sosite la exact 0° și 180° au o densitate spectrală de putere Doppler teoretic infinită, nu este o problemă din moment ce unghiul de incidență este distribuit în mod uniform și probabilitatea ca o componentă să sosească exact la aceste unghiuri este nulă.

Densitatea de putere $S(\nu)$ arată dispersia produsă de canal în domeniul deviației Doppler, unei sinusoide transmise (impuls în frecvență). Cunoașterea ei ne permite cunoașterea lățimii spectrului de putere Doppler (sau a dispersiei Doppler), în funcție de rata de schimbare ce survine în starea canalului. În cazul tipic, semnalul recepționat sosește pe mai multe trasee de diferite lungimi și sub diferite unghiuri de incidență, iar deviațiile de frecvență Doppler pentru o cale sunt în general diferite față de celelalte căi. Efectul asupra semnalului recepționat este mai mult o dispersie Doppler și nu o deviație de frecvență.

Dispersia Doppler f_d și timpul de coerență T_o se găsesc într-o relație aproximativă de invers proporționalitate:

$$T_o \approx 1/f_d. \quad (2.3.14)$$

Deci, dispersia Doppler f_d sau $1/T_o$ caracterizează rata de fluctuație a canalului. Anterior, T_o a fost descris ca durata timpului în care răspunsul canalului la o sinusoidă este în esență invariant. Dacă T_o este definit mult mai precis, ca fiind durata de timp în care răspunsul canalului la o sinusoidă are o corelație mai mare de 0,5, relația dintre T_o și f_d este aproximată prin:

$$T_o = 9/(16\pi f_d). \quad (2.3.15)$$

De obicei, pentru calculul lui T_o se folosește o metoda grosieră, și anume se calculează media geometrică a celor două relații precedente. Acesta va fi deci:

$$T_o = \sqrt{\frac{9}{16\pi f_d^2}} = \frac{0,423}{f_d}. \quad (2.3.16)$$

Efectul tipic al fluctuațiilor Rayleigh asupra amplitudinii unui semnal, în funcție de timpul și, respectiv, de spațiul parcurs de un receptor mobil constă în apariția periodică a unor căderi de nivel sau minime profunde. Distanța parcursă de mobil în intervalul de timp corespunzător pentru două minime consecutive este aproximativ $\lambda/2$. Folosind relația $f_d = V/\lambda$, timpul necesar pentru a traversa distanța $\lambda/2$ la o viteză de mișcare a mobilului constantă V , aproximativ timpul de coerență, este:

$$T_o = \frac{\lambda/2}{V} = \frac{0,5}{f_d}. \quad (2.3.17)$$

Deci, dacă intervalul între fluctuații este luat ca fiind $\lambda/2$, expresia care rezultă pentru T_o este foarte aproape de expresia grosieră dedusă anterior. Folosind ultima relație și următorii parametri: viteza de mișcare $V = 120$ km/h și frecvența purtătoare 900MHz, se obține un timp de coerență $T_o \approx 5$ ms și o dispersie Doppler de aproximativ 100 Hz. Astfel, dacă se transmite un semnal vocal cu o rată de transmisie tipică de 10^4 simboluri/secundă ($T_s = 0,1$ ms), rata fluctuației este considerabil mai mică decât rata simbolurilor. În aceste condiții, canalul va manifesta fluctuație lentă.

Se spune că un canal prezintă fading rapid dacă rata simbolurilor $1/T_s$ (aproximativ egală cu lățimea de bandă W) este mai mică decât rata fadingului $1/T_o$ (aproximativ egală cu f_d). Prin urmare, acesta este definit prin următoarele inegalități:

$$W < f_d \text{ sau } T_s > T_o. \quad (2.3.18)$$

Prin contrast, se spune că un canal prezintă fading lent dacă rata semnalului este mai mare decât rata fadingului. Astfel, pentru a elimina distorsiunile introduse de

fadingul rapid, canalul trebuie forțat să prezinte fluctuații lente prin alegerea unei rate a semnalului care să fie mai mare decât rata fluctuațiilor în canal. Această condiție este echivalentă cu:

$$W > f_d \text{ sau } T_s < T_o. \quad (2.3.19)$$

Anterior s-a arătat că datorită dispersiei semnalului, banda de coerență f_0 reprezintă o limită superioară a ratei semnalului, care poate fi folosită fără ca acesta să sufere distorsiuni selective în frecvență. Similar, condițiile de mai sus arată că, datorită dispersiei Doppler, rata de fluctuație a canalului reprezintă o limită inferioară a ratei semnalului care poate fi folosită fără a suferi distorsiuni cauzate de fadingul rapid al canalului. În aplicațiile curente, cele mai multe canale de radiocomunicații mobile pot fi caracterizate prin fading lent.

În practică, pentru a reduce efectele fluctuațiilor rapide, nu sunt suficiente inegalitățile de mai sus. În locul acestora se folosește condiția:

$$W \gg f_d \text{ sau } T_s \ll T_o. \quad (2.3.20)$$

care dacă nu este îndeplinită, modulația parazită în frecvență introdusă de variația deviației de frecvență Doppler va limita serios performanțele sistemului. Efectul Doppler produce o rată de eroare ireductibilă care nu se poate reduce prin simpla creștere a raportului semnal-zgomot. Dacă se recepționează doar unda directă, se produce o deplasare frecvențială instantanee, clasic calculată cu relația $f_d = V/\lambda$. Dacă însă, semnalul recepționat este combinația unei directe și a celor indirecte, se produce o variație complexă în timp a deplasării frecvenței Doppler, care, dacă se detectează cu un detector de frecvență (un sistem neliniar), va avea o oscilație mai mare decât $\pm V/\lambda$. Ideal, demodulatele coerente care au capacitatea de a urmări semnalul de informație pot suprima efectul acestei modulații parazite în frecvență și, deci, pot elimina impactul efectului Doppler. Totuși, pentru valori mari ale lui f_d , refacerea purtătoarei devine o problemă pentru că este necesar proiectarea unor circuite de urmărire a fazei cu o bandă foarte largă în comparație cu rata de date. Pentru transmiterea unei căi vocale la o rată a erorii între 10^{-3} și 10^{-4} , deviația Doppler nu are voie să depășească $0,01 \times W$. De aceea, pentru a elimina efectul fadingului rapid și efectul Doppler, rata semnalului trebuie să depășească rata fluctuațiilor cu un factor de $100 + 200$. Valoarea exactă depinde de tipul modulației semnalului, proiectarea receptorului și de rata erorii.

2.3.8. CONCLUZII

În paragrafele anterioare a fost descris un model al canalului cu fluctuații, constituit din patru funcții. Aceste funcții apar în figura 2.41. Caracteristica multicalcule-intensitate funcție de întârzierea în timp, $S(\tau)$, este reprezentată în fig. 2.41.a.

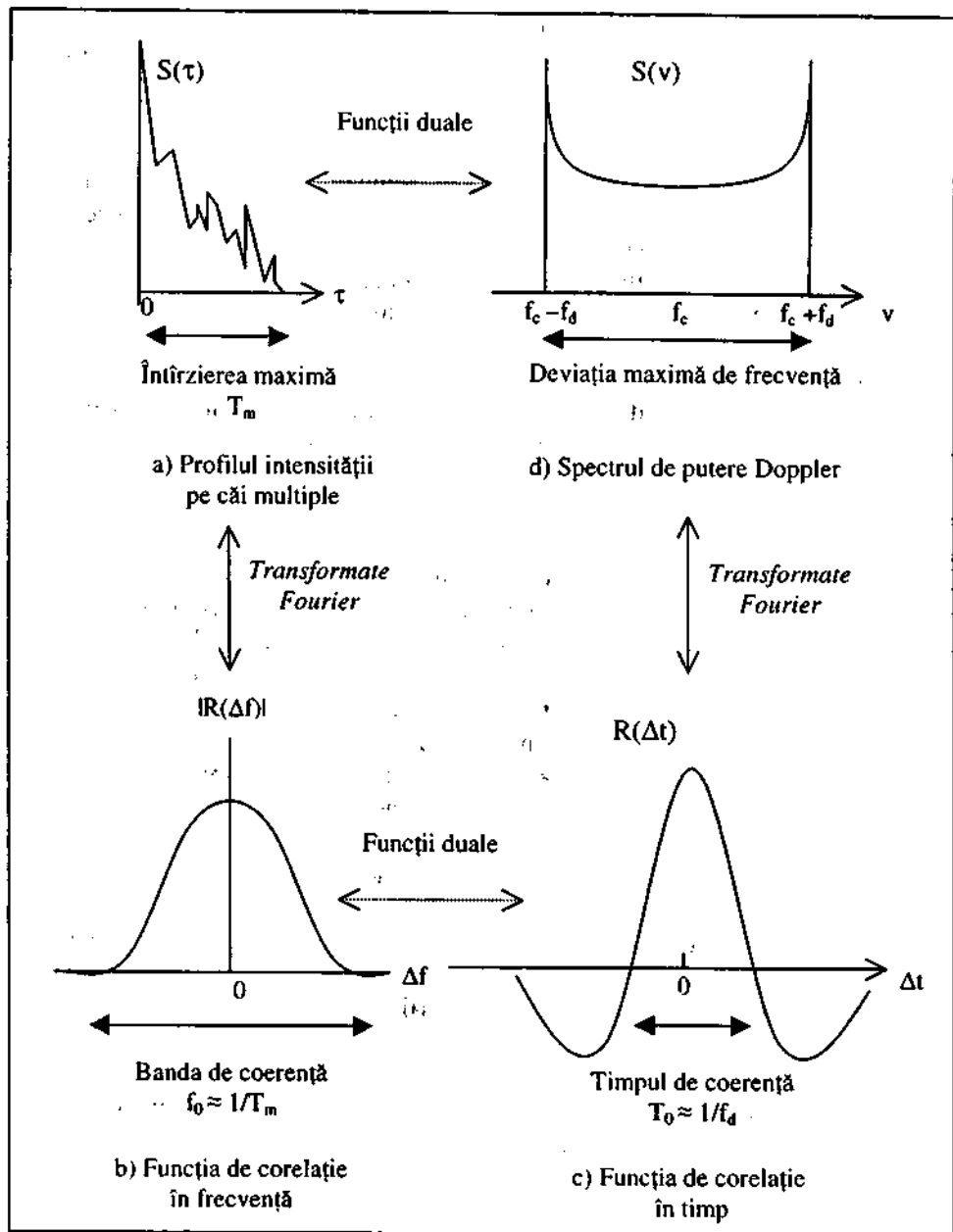


Fig. 2.41. Relații între funcția de corelație a canalului și funcția densitate de putere.

Cunoașterea lui $S(\tau)$ permite ca, pentru un impuls transmis, să se evalueze modul în care variază puterea medie recepționată în funcție de întârzierea în timp, τ . Pentru un singur impuls transmis, timpul, T_m , între prima și ultima componentă recepționată reprezintă *întârzierea excedentă maximă* în timpul căreia puterea semnalului multical se scade la un nivel de prag mai mic decât cea mai mare componentă. Figura 2.41.b prezintă funcția $R(\Delta f)$, desemnând funcția de corelație spațiu-frecvență; aceasta este transformata Fourier a lui $S(\tau)$. $R(\Delta f)$ reprezintă corelația dintre răspunsul canalului la două semnale ca o funcție a diferenței în frecvență dintre cele două semnale. Cunoașterea lui $R(\Delta f)$ permite evaluarea corelației dintre semnalele recepționate, decalate în frecvență cu $\Delta f = f_1 - f_2$. *Banda de coerență*, f_0 , este o măsură statistică a domeniului de frecvențe peste care prin canal trec toate componentele spectrale cu un câștig aproximativ egal și fază lineară. Astfel, banda de coerență reprezintă un domeniu de frecvență peste care componentele de frecvență au un potențial puternic pentru corelația în amplitudine. Este de notat că f_0 și T_m sunt într-o relație reciprocă (cu o constantă multiplicativă). Ca o aproximație, se poate scrie că:

$$f_0 \cong 1/T_m. \quad (2.3.21)$$

O măsură mai utilă a întârzierii împrăștiată este deseori caracterizată în termenii rădăcinii medii pătratice (rms) a întârzierii împrăștiată, σ_τ . O aproximație frecvent utilizată a lui f_0 , corespunzătoare unei lățimi de bandă având corelația de cel puțin 0,5, este:

$$f_0 \cong 1/5 \sigma_\tau. \quad (2.3.22)$$

Figura 2.41.c prezintă funcția $R(\Delta t)$, desemnând funcția de corelație spațiu-timp; aceasta este funcția de autocorelație a răspunsului canalului la un semnal sinusoidal. Această funcție specifică care este gradul de corelare dintre răspunsul canalului la un semnal sinusoidal trimis la momentul t_1 și răspunsul la un semnal sinusoidal asemănător trimis la momentul t_2 , unde $\Delta t = t_2 - t_1$. Timpul de coerență, T_0 , este o măsură a duratei de timp sperate peste care răspunsul canalului este în esență invariant.

Figura 2.41.d prezintă *densitatea spectrală de putere Doppler*, $S(\nu)$, reprezentată ca o funcție a deplasării în frecvență Doppler, ν . $S(\nu)$ este transformata Fourier a lui $R(\Delta t)$. Marginile ascuțite și abrupte ale spectrului Doppler se datorează limitei superioare ascuțite a deplasării Doppler produsă de antena vehiculului care traversează populații dense de obstacole staționare. Amplitudinea maximă a lui $S(\nu)$ apare atunci când obstacolul este direct în fața sau direct în spatele platformei în mișcare a antenei. Lățimea spectrului de putere Doppler se referă la *lărgirea spectrală* sau *împrăștierea Doppler*, notată cu f_d și uneori numită *banda fading* a canalului. Este

de notat că împrăștierea Doppler, f_d , și timpul de coerență, T_0 , sunt în relație reciprocă (cu o constantă multiplicativă). Anterior s-a arătat că timpul (aproximativ timpul de coerență) necesar pentru a parcurge o distanță $\lambda/2$, cu viteză constantă, V , este:

$$T_0 = \frac{\lambda/2}{V} = \frac{0.5}{f_d} \quad (2.3.23)$$

În continuare, în figura 2.42, se prezintă mecanismele fading-ului mai puțin pronunțat, categoriile de degradare a semnalului și efectele lor.

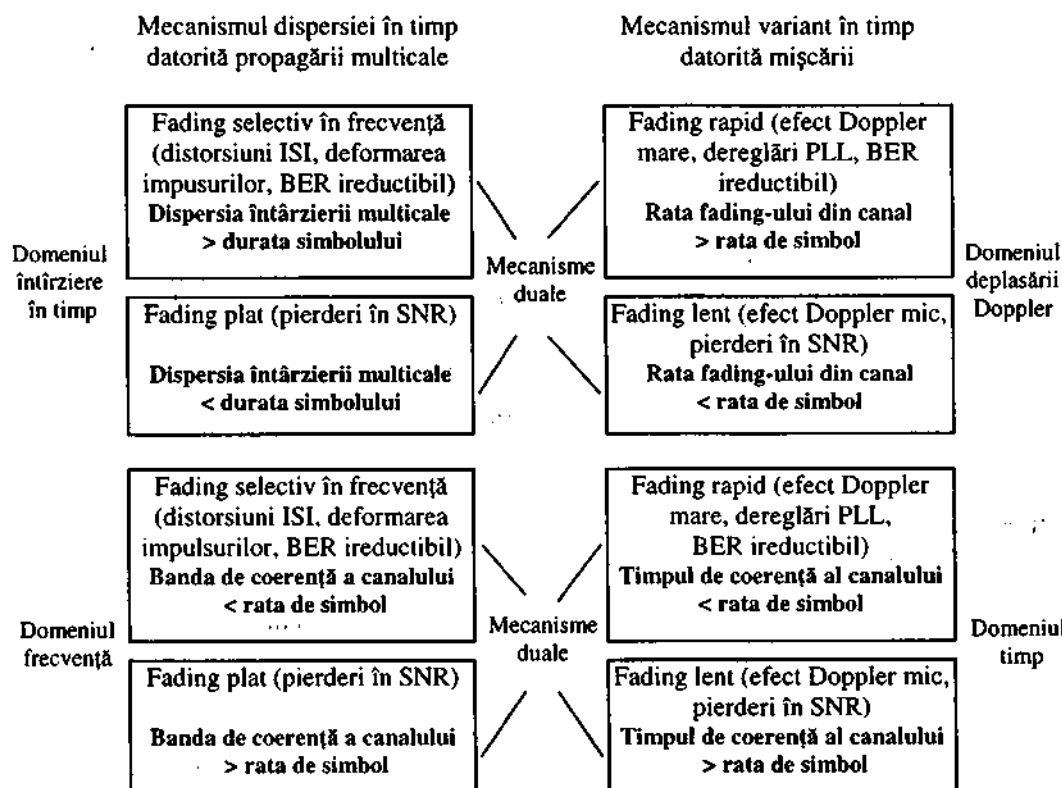


Fig. 2.42. Fading-ul mai puțin profund: mecanisme, categorii de degradare și efecte.

Atunci când este privit în domeniul timp-întârziere, canalul manifestă *fading selectiv în frecvență* dacă $T_m > T_s$ (timpul de întârziere este mai mare decât timpul de simbol). Această condiție este adevărată totdeauna când componentele multicale recepționate ale unui simbol se extind dincolo de durata timpului de simbol, cauzând astfel interferența intersimbol indusă în canal (ISI).

Privit în domeniul timp-întârziere, canalul manifestă un *fading neselectiv în frecvență* sau *fading plat* dacă $T_m < T_s$. În acest caz, toate componentele multicale recepționate ale unui simbol sosesc în durata timpului de simbol; deci, componentele nu pot fi rezolvate. Aici, nu apar distorsiuni ISI produse de canal atâta timp cât împrăștierea în timp a semnalului nu conduce la o acoperire semnificativă a simbolurilor vecine recepționate. Degradarea este încă performantă atâta timp cât componentele fazoriale nerezolvabile se pot însuma destructibil pentru a da o reducere substanțială a raportului semnal-zgomot (SNR).

Privit în domeniul frecvență, un canal radio este selectiv în frecvență dacă $f_0 < 1/T_s \equiv W$, unde rata de simbol, $1/T_s$, este considerată egală cu lățimea de bandă a semnalului W . Aici, toate componentele spectrale ale semnalului vor fi afectate de canal în același mod (de exemplu, cu fading sau fără fading). Pentru evitarea distorsiunilor ISI cauzate de fading-ul selectiv în frecvență, canalul trebuie făcut să manifeste un fading plat prin asigurarea că banda de coerență excede rata de comunicație.

Privit în domeniul timp, un canal este considerat ca fiind cu fluctuații rapide atunci când $T_0 < T_s$, unde T_0 este coerența în timp a canalului și T_s este timpul de simbol. Fading-ul rapid descrie o condiție unde durata în timp pentru care canalul se comportă într-un mod corelat este comparată scurt cu durata în timp a simbolului. Deci, este de așteptat ca caracterul fluctuant al canalului să se schimbe de câteva ori în timpul propagării unui simbol. Aceasta conduce la distorsionarea formei impulsurilor din banda de bază, deoarece componentele semnalului recepționat nu sunt toate puternic corelate în timp.

Prin urmare, fading-ul rapid poate fi cauza pentru ca impulsul din banda de bază să fie distorsionat, conducând la o micșorare a SNR, care deseori dă o rată a erorii ireductibilă. Impulsurile astfel distorsionate, în mod tipic, generează probleme de sincronizare, ca în cazul receptoarelor cu buclă cu calare de fază (PLL).

Privit în domeniul timp, un canal este, în general, considerat ca introducând *fluctuații lente* atunci când $T_0 > T_s$. Aici, durata de timp pentru care canalul se comportă într-un mod corelat este comparată lung cu durata în timp a simbolului. Astfel, este de așteptat ca starea canalului să rămână nemodificată în timpul transmisiei unui simbol.

Privit în domeniul deplasării Doppler, un canal este considerat ca fiind cu fluctuații rapide dacă rata de simbol, $1/T_s$, sau banda semnalului, W , este mai mică decât rata de fluctuație, $1/T_0$ sau f_d . În schimb, un canal este considerat ca fiind cu fading lent dacă rata de comunicație este mai mare decât rata de fluctuație.

ANTENE ȘI SISTEME RADIANTE

3.1. PARAMETRII ANTENELOR

3.1.1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

După modul în care sunt realizate, antenele se pot clasifica în antene *pasive*, dacă în compunerea lor nu intră dispozitive active, caz în care pot fi considerate ca sisteme reciproce, și *active*, în caz contrar.

Datorită proprietăților de reversibilitate ale antenelor pasive, aceeași antenă poate fi utilizată alternativ sau simultan atât pentru emisie, cât și pentru recepție. Pe baza acestei constatări, studiul antenelor se face, în general, prin tratarea antenelor ca sisteme radiante, calitățile constatate în procesul de radiație putând fi transpuse apoi pentru procesul de recepție sau invers.

Considerând o antenă de emisie, puterea generată de sursa de radiofrecvență, P_E , transmisă antenei, este parțial radiată în spațiu, P_r și parțial disipată, P_D , în *rezistența de pierderi* a antenei, R_D :

$$P_E = P_r + P_D. \quad (3.1.1)$$

Pentru a putea compara puterea radiată cu puterea disipată, se introduce o rezistență echivalentă, numită *rezistență de radiație*, R_r . Puterea transmisă de generator se poate exprima în funcție de curentul injectat în antenă, I_A , astfel:

$$P_E = I_A^2 R_r + I_A^2 R_D = I_A^2 (R_r + R_D).$$

Randamentul antenei se exprimă prin raportul dintre puterea radiată și puterea totală:

$$\eta = \frac{P_r}{P_E} = \frac{R_r}{R_r + R_D} = \frac{1}{1 + \frac{R_D}{R_r}}. \quad (3.1.2)$$

Un loc important în studiul antenelor îl ocupă antenna izotropă și antenna dipol. *Antena izotropă* este un model ideal și reprezintă un radiator ipotetic punctiform, care generează unde electromagnetice cu o distribuție uniformă în spațiu. Dacă se presupune că o antenă izotropă este plasată în centrul unei sfere de rază r , ca în fig. 3.1, puterea P_E radiată de antenna izotropă străbate suprafața sferică de arie $A = 4 \cdot \pi \cdot r^2$.

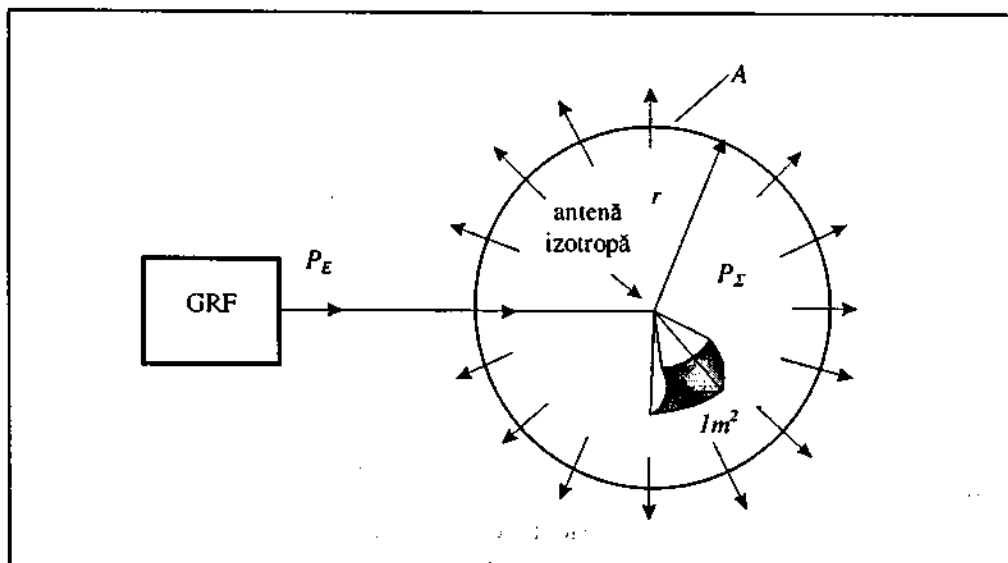


Fig. 3.1. Antena izotropă și densitatea de putere radiată.

Densitatea de putere radiată prin unitatea de suprafață va fi:

$$p_{izo} = \frac{P_E}{A} = \frac{P_E}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \quad [\text{W} / \text{m}^2]. \quad (3.1.3)$$

Dacă raza sferei este mult mai mare față de lungimea de undă ($r \gg \lambda$), într-un punct aflat la distanța r de antenă, unda devine plană și densitatea de putere radiată se poate reprezenta prin vectorul Poynting, \vec{S} , a cărui modul are valoarea:

$$|\vec{S}| = p_{izo} = \frac{P_E}{4 \cdot \pi \cdot r^2} = \frac{E_{ef}^2}{Z_0}. \quad (3.1.4)$$

În acest caz, intensitatea câmpului electric produs de o antenă izotropă într-un punct aflat la distanța r față de sursa de câmp electromagnetic este:

$$E_{ef} = \sqrt{\frac{Z_0 \cdot P_E}{4 \cdot \pi \cdot r^2}} = \sqrt{\frac{120 \cdot \pi \cdot P_E}{4 \cdot \pi \cdot r^2}} = \frac{\sqrt{30 \cdot P_E}}{r} \approx 5,5 \frac{\sqrt{P_E}}{r} \quad (3.1.5)$$

Se constată că intensitatea câmpului electric este direct proporțională cu $\sqrt{P_E}$ și invers proporțională cu distanța și, deci, apare o *atenuare de propagare*.

3.1.2. DIRECTIVITATEA

Una dintre principalele caracteristici ale antenelor reale este *directivitatea*, care reprezintă neuniformitatea distribuției puterii radiate în diferite direcții, fapt ce reprezintă un avantaj față de antena izotropă în multe aplicații. O antenă reală, anizotropă, prezintă, de obicei, o axă pe direcția căreia densitatea de putere radiată este maximă. Această axă se numește *axă principală de radiație* și este utilizată ca axă de referință într-un sistem de coordonate polare pentru aprecierea directivității (fig. 3.2).

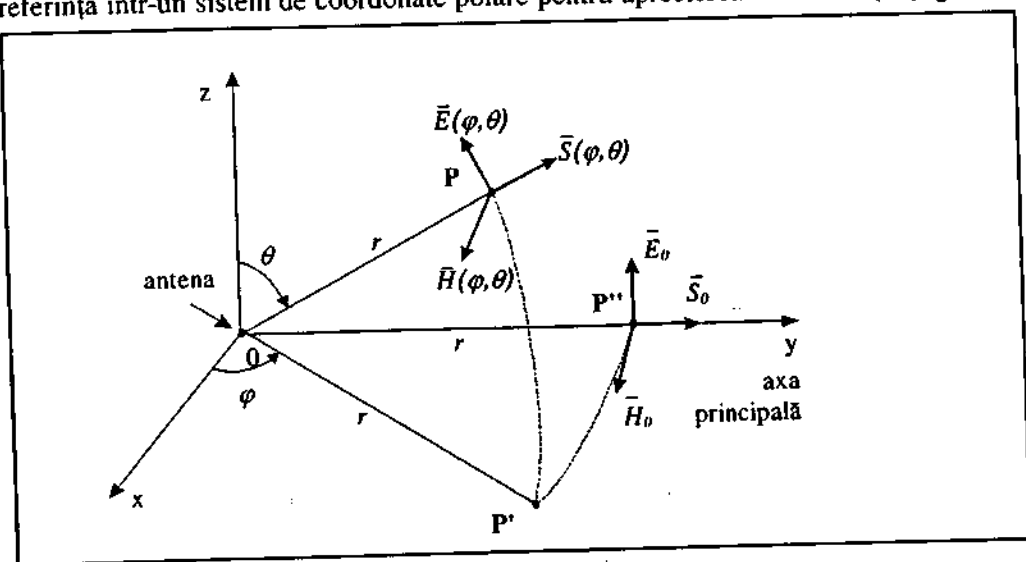


Fig. 3.2. Axa principală de radiație și directivitatea antenei.

Caracteristica de directivitate a unei antene se definește ca fiind raportul dintre intensitatea câmpului electric într-un punct P situat la o distanță r de antenă pe o anumită direcție, caracterizată prin unghiurile φ și θ și intensitatea câmpului electric într-un punct P'' situat la aceeași distanță față de antenă pe axa principală de radiație:

$$\rho(\varphi, \theta) = \frac{E(\varphi, \theta)}{E_0} \quad (3.1.6)$$

Se observă că funcția $\rho(\varphi, \theta)$ caracterizează distribuția câmpului electric radiat de antenă după oricare direcție din spațiu. În mod analog se definește și *caracteristica de radiație*, ca fiind raportul puterilor radiate pentru cele două direcții considerate:

$$F(\varphi, \theta) = \frac{p(\varphi, \theta)}{p_0} \quad (3.1.7)$$

Spre deosebire de caracteristica de directivitate, caracteristica de radiație, funcția $F(\varphi, \theta)$, are caracter energetic deoarece exprimă distribuția puterii radiate de antenă. Dacă se ține seama de relația (3.1.4), între $p(\varphi, \theta)$ și $F(\varphi, \theta)$ există următoarea dependență:

$$p(\varphi, \theta) = \frac{E^2(\varphi, \theta)}{Z_0} \quad (3.1.8)$$

de unde se obține următoarea relație:

$$F(\varphi, \theta) = \rho^2(\varphi, \theta) \quad (3.1.9)$$

Evident că pentru o antenă izotropă, cele două caracteristici sunt funcții constante:

$$\rho(\varphi, \theta) \equiv 1 \text{ și } F(\varphi, \theta) \equiv 1.$$

Ținând cont de relațiile (3.1.7) și (3.1.9), densitatea de putere radiată de o antenă reală după o anumită direcție se poate exprima în următoarele moduri:

$$\begin{aligned} p(\varphi, \theta) &= p_0 \cdot F(\varphi, \theta), \\ p(\varphi, \theta) &= p_0 \cdot \rho^2(\varphi, \theta). \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

Prin integrarea densității de putere $p(\varphi, \theta)$ pe suprafața sferică A , de rază r , se obține puterea totală radiată de antenă în spațiu:

$$P_{\Sigma} = \iint_A p(\varphi, \theta) dA = p_0 \cdot \iint_{4\pi^2} \rho^2(\varphi, \theta) dA. \quad (3.1.11)$$

Valoarea medie a densității de putere radiată este egală cu densitatea de putere a antenei izotrope ce radiază aceeași putere, P_{Σ} :

$$p_{med} = p_{izo} = \frac{P_{\Sigma}}{4 \cdot \pi \cdot r^2}$$

și, ținând cont de relația (3.1.11), se obține:

$$p_{med} = \frac{P_0}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \iint_{4\pi} \rho^2(\varphi, \theta) dA. \quad (3.1.12)$$

Dacă în relația (3.1.12) se introduce unghiul solid $d\Omega = \frac{dA}{r^2}$, atunci valoarea medie a densității de putere va fi:

$$p_{med} = \frac{P_0}{4 \cdot \pi} \cdot \iint_{4\pi} \rho^2(\varphi, \theta) d\Omega. \quad (3.1.13)$$

Pe baza densităților de putere: p_0 și p_{med} , se definește *factorul de directivitate* al unei antene:

$$D = \frac{p_0}{p_{med}} = \frac{4 \cdot \pi}{\iint_{4\pi} \rho^2(\varphi, \theta) d\Omega} = \frac{4 \cdot \pi}{B}, \quad (3.1.14)$$

unde $B = \iint_{4\pi} \rho^2(\varphi, \theta) d\Omega$ reprezintă *deschiderea echivalentă a antenei*. O antenă cu deschidere echivalentă mică are un factor de directivitate mare și invers. În cazul particular al unei antene izotrope: $p_0 = p_{med}$ și $B = 4 \cdot \pi$.

De asemenea, din relațiile (3.1.11) și (3.1.14) se obține o expresie care arată modul în care se distribuie puterea unei antene directive în comparație cu antena izotropă:

$$\frac{P_{\Sigma}}{r^2} = 4 \cdot \pi \cdot p_{med} = B \cdot p_0. \quad (3.1.15)$$

Deoarece $p_0 > p_{med}$, pentru orice antenă directivă, rezultă că $B < 4\pi$ și $D > 1$ (fig. 3.3); pentru antena izotropă există relația $D = 1$.

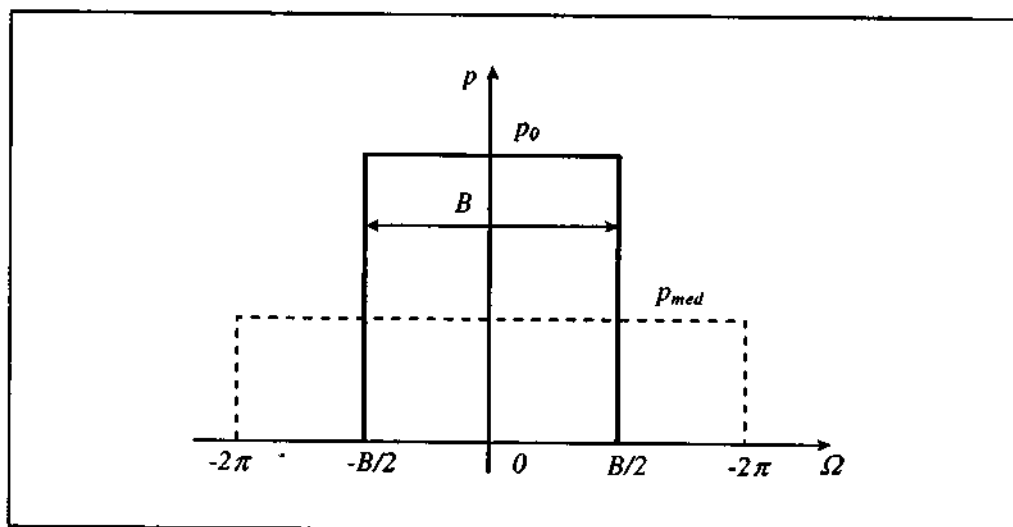


Fig. 3.3. Deschiderea echivalentă a antenei.

Caracteristica de directivitate a unei antene reale poate fi dedusă matematic sau poate fi ridicată experimental prin măsurări. De obicei, această caracteristică se reprezintă în două planuri ortogonale, a căror intersecție este axa principală de radiație. Planul în care oscilează vectorul câmp electric \vec{E} se numește *planul E*, iar planul în care oscilează câmpul magnetic - *planul H*.

În fig. 3.4 sunt exemplificate caracteristicile de directivitate ale unei antene în planul E și, respectiv, în planul H. În ambele plane se definește *unghiul de deschidere al lobului principal* pentru care puterea radiată scade la jumătate din valoarea corespunzătoare maximului de pe axa principală de radiație (scade cu 3 dB). De exemplu, pentru planul E, unghiul de deschidere al lobului principal, $\alpha_{E0.7}$, este unghiul în limitele căruia raportul $E(\theta)/E_0 \geq 0.707$.

Raportul dintre valoarea câmpului E_0 și valoarea câmpului din direcția diametral opusă se numește *raport față - spate* al antenei (engl. - front to back ratio). Considerând ca referință pentru unghiul de deschidere al lobului principal axa principală de radiație, pentru raportul față - spate se pot utiliza rapoartele:

$$RFS = \frac{E_0}{E_{180^\circ}} \quad (3.1.16)$$

$$RFS_{dB} = 20 \cdot \lg \frac{E_0}{E_{180^\circ}}.$$

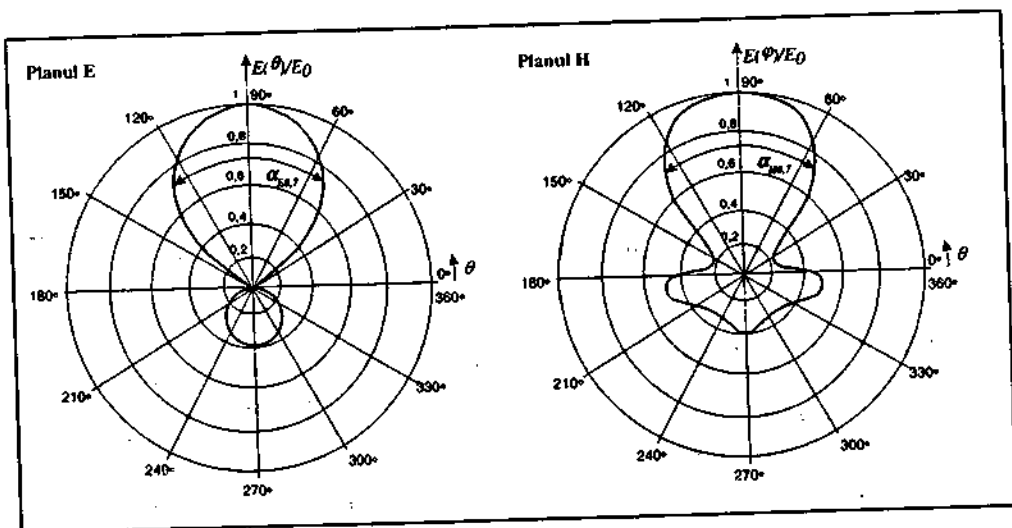


Fig. 3.4. a) Caracteristica de directivitate în planul E; b) Caracteristica de directivitate în planul H.

3.1.3. CÂȘTIGUL

Prin *câștigul* unei antene, G (engl. - gain), se înțelege raportul dintre puterea care trebuie introdusă într-o antenă izotropă, considerată ca etalon și puterea ce trebuie introdusă în antena reală, pentru a obține o aceeași intensitate a câmpului electric într-un punct situat pe axa principală a acesteia:

$$G = \frac{P_{izo}}{P_{dir}}, \quad (3.1.17)$$

$$G_i [\text{dBi}] = 10 \cdot \lg \frac{P_{izo}}{P_{dir}} [\text{dBi}].$$

Similar se poate defini câștigul prin raportare la un *dipol elementar* cu $l = \lambda/2$.

$$G_d [\text{dBd}] = 10 \cdot \lg \frac{P_{izo}}{P_{dir}} [\text{dBd}]. \quad (3.1.18)$$

Între cele două moduri diferite de definire a câștigului există relația:

$$G_i [\text{dBi}] = G_d [\text{dBd}] + 2,15 \text{ dB}. \quad (3.1.19)$$

Dacă ambele antene, antena reală și antena izotropă, sunt excitate cu aceeași putere, atunci câștigul se poate exprima sub forma:

$$G = \frac{E_0^2}{E_{med}^2} = \frac{P_0}{P_{med}} \quad (3.1.20)$$

$$G_{dB} = 20 \cdot \lg \frac{E_0}{E_{med}} = 10 \cdot \lg \frac{P_0}{P_{med}} .$$

Câștigul este un parametru adimensional; pentru o antenă fără pierderi, câștigul coincide cu factorul de directivitate: $G = D$. În cazul antenelor cu pierderi se aplică relația: $G = \eta \cdot D$.

Pentru alte direcții diferite de axa principală de radiație, valoarea câștigului G va fi mai redus. Pentru un plan dat, câștigul poate fi exprimat ca o funcție dependentă de unghiul α pe care-l face o direcție oarecare cu axa principală:

$$g(\alpha) = \frac{p(\alpha)}{P_{med}} = \frac{p(\alpha)}{P_{izo}} \quad \text{sau} \quad g(\alpha)_{dB} = 10 \cdot \lg \frac{p(\alpha)}{P_{izo}} . \quad (3.1.21)$$

Variația câștigului unei antene pentru un plan dat poate fi reprezentată în planul respectiv (fig.3.5). Dacă reprezentarea se face în planul E, atunci unghiul de deschidere al lobului principal este: $\psi_{3dB} = \alpha_{E0,7}$.

În cazul unei antene directive cu un câștig G , care radiază o putere P_z , câmpul produs la distanța r pe axa principală, conform relațiilor (3.1.5) și (3.1.17), are expresia:

$$E_{ef} = \frac{\sqrt{30 \cdot G \cdot P_z}}{r} \cong 5,5 \cdot \frac{\sqrt{G \cdot P_z}}{r} . \quad (3.1.22)$$

Dacă antena nu este adaptată la cablul de conectare, apare o diminuare a câștigului determinat experimental; în acest caz, câștigul antenei devine:

$$G = G_{exp} \frac{1}{1 - |r|^2} , \quad (3.1.23)$$

unde r reprezintă coeficientul de reflexie.

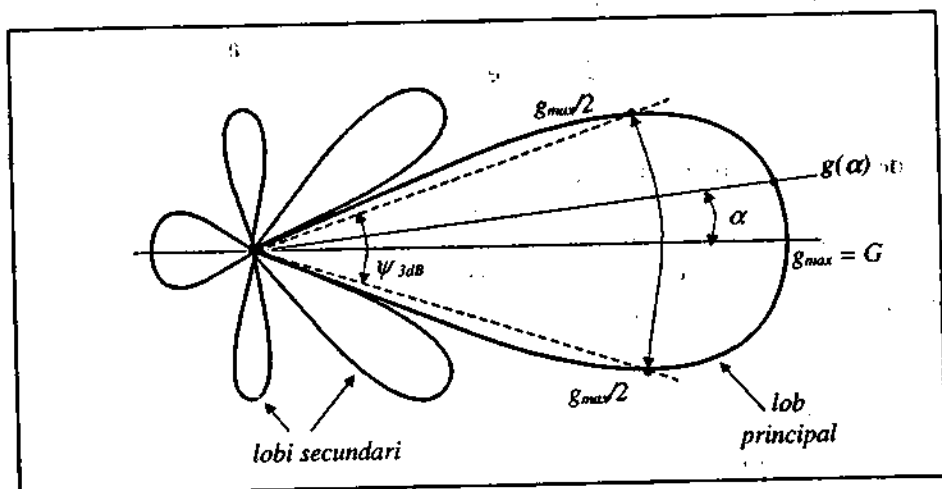


Fig. 3.5. Funcția câștig a antenei.

3.1.4. IMPEDANȚA ANTENEI

Din punct de vedere electric, antenele se comportă similar circuitelor cu constante distribuite. Prin urmare, la bornele de racordare a antenei cu "fiderul" (cablul de alimentare) apare o impedanță echivalentă acesteia, a cărei valoare este dependentă de frecvență. Ca și la liniile lungi, în antene pot să apară unde staționare ale tensiunii și curentului, noduri și ventre. Defazajul dintre tensiune și curent este datorat comportării reactive a antenei, în timp ce consumul de putere activă se realizează prin rezistența de pierderi și rezistența de radiație.

Impedanța antenei se definește ca fiind raportul dintre tensiunea și curentul de la bornele de conectare ale antenei:

$$\bar{Z}_{inA} = \frac{\bar{V}_{inA}}{\bar{I}_{inA}} = R_A + j \cdot X_{inA}, \quad (3.1.24)$$

unde: $R_A = R_E + R_D$ reprezintă rezistența antenei, iar X_{inA} - reactanța acesteia.

De exemplu, pentru un dipol, dacă lungimea acestuia este un multiplu impar de $\lambda/2$, la intrarea în antenă apare un ventru de curent și un nod de tensiune. Curentul la borne va avea amplitudinea maximă $I_{in} = I_{max}$, deci antena prezintă o rezonanță de tip serie și regimul ei de funcționare este numit - *alimentare în curent*. În acest caz, impedanța de intrare devine pur rezistivă, valoarea rezistenței echivalente fiind de ordinul ohmilor sau zecilor de ohmi.

Dacă lungimea dipolului este un multiplu par de $\lambda/2$, la bornele de alimentare se formează un nod de curent și un ventru de tensiune. Tensiunea de intrare va avea amplitudinea maximă $U_{in} = U_{max}$ și, deci, antena prezintă o rezonanță de tip derivație și regimul ei de funcționare este numit: *alimentare în tensiune*. Deoarece impedanța caracteristică este de circa 1 k Ω , antena va prezenta la rezonanța derivație o rezistență de intrare de ordinul kiloohmilor sau zecilor de kiloohmi. În figura 3.6 sunt prezentate variațiile rezistenței de intrare R_{inA} și, respectiv, ale reactanței X_{inA} pentru un dipol în funcție de raportul l/λ . Trebuie menționat faptul că, în cazul antenelor, curbele de selectivitate în jurul punctelor de rezonanță sunt mai plate decât ale circuitelor LC rezonante, datorită rezistenței de radiație R_x care se adaugă rezistenței de pierderi R_D .

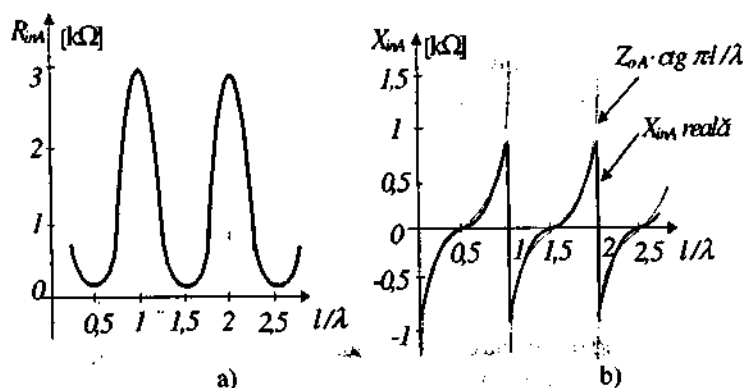


Fig. 3.6. a) Variația rezistenței de intrare; b) Variația reactanței de intrare.

O problemă importantă legată de impedanța antenei o reprezintă adaptarea, care se realizează ca și în cazul liniilor de transmisiune. Adaptarea unei antene de emisie cu linia de alimentare urmărește obținerea unui transfer maxim de putere către antenă și evitarea apariției undelor staționare pe linia de alimentare. Pentru antenele de recepție se urmărește transferul maxim de putere către receptor.

Problema adaptării antenelor este deosebit de importantă la antenele de măsurare de bandă largă. De exemplu, la 30 MHz, raportul de undă staționară (VSWR) pentru asemenea antene este de circa 20:1, de unde rezultă că 80% din puterea undei directe este reflectată spre sursă. Prin introducerea unor sarcini capacitive se îmbunătățește adaptarea, ceea ce conduce la creșterea sensibilității la frecvențe joase, însă în acest caz antenele cuplează puternic cu pământul când sunt polarizate vertical, erorile putând depăși 5 dB.

3.1.5. ÎNĂLȚIMEA EFECTIVĂ

Înălțimea efectivă, h_{ef} , a unei antene reprezintă înălțimea unei antene ipotetice care asigură aceeași arie sub curba de distribuție a curentului, însă cu o distribuție constantă de curent. Spre exemplificare, în fig. 3.7 este prezentată înălțimea efectivă a unui dipol cu lungimea $l = \lambda/2$.

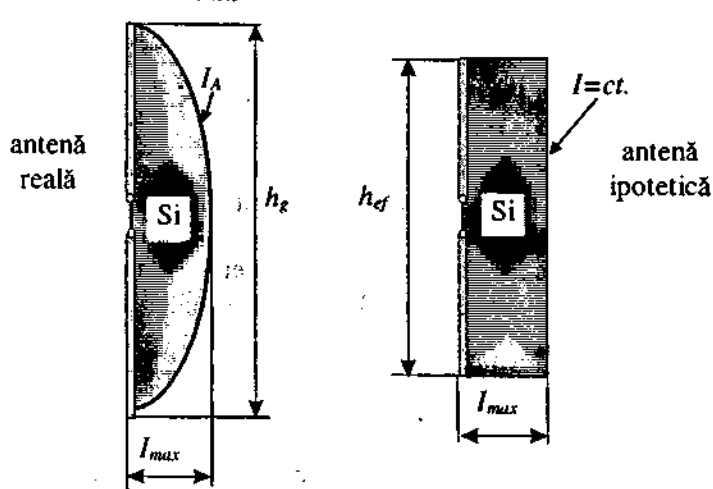


Fig. 3.7. Înălțimea efectivă a dipolului.

Astfel, pentru o antenă de tip dipol, înălțimea efectivă va avea valoarea:

$$h_{ef} = \frac{2}{\pi} \cdot h_g \approx 0,64 \cdot h_g, \quad (3.1.25)$$

unde h_g este înălțimea geometrică a antenei (lungimea dipolului).

Cu ajutorul înălțimii efective se poate aprecia nivelul câmpului produs de o antenă într-un punct situat la distanța r față de aceasta:

$$E = A \cdot \frac{I_{max} \cdot h_{ef}}{r}, \quad (3.1.26)$$

unde A este un coeficient de proporționalitate dependent de condițiile de propagare, de directivitate și de unitățile de măsură folosite.

De asemenea, cu ajutorul înălțimii efective se poate evalua tensiunea electromotoare, e , care apare la bornele unei antene de recepție aflată în câmpul E produs de o altă antenă, dacă prima este orientată corect în raport cu liniile de câmp:

$$e = E \cdot h_{ef}, \quad (3.1.27)$$

relație ce permite o altă definiție pentru înălțimea efectivă a antenei în regim de recepție, și anume, ca raport dintre tensiunea recepționată la bornele antenei și câmpul electric care o produce.

3.1.6. FACTORUL DE ANTENĂ

Cei mai mulți dintre producătorii de antene, precum și laboratoarele de calibrare a antenelor oferă factorul de antenă calibrat, întrucât acesta reprezintă un descriptor standard în metrologia antenelor. *Factorul de antenă* este definit ca fiind raportul dintre câmpul electric incident și tensiunea recepționată de antenă pe o sarcină de 50Ω , cu alte cuvinte, tensiunea obținută la bornele receptorului:

$$AF = \frac{E}{U} \quad (3.1.28)$$

$$AF[\text{dB}] = 20 \cdot \lg \left| \frac{E}{U} \right|.$$

Definiția factorului de antenă este valabilă numai în câmp depărtat. Factorul de antenă se poate defini pentru spațiul liber, atunci când antena este plasată în spațiul liber și câmpul electromagnetic incident este o undă plană și, respectiv, pentru condiții ambientale date, când pot să intervină o serie de reflexii. Factorul de antenă al spațiului liber este o proprietate intrinsecă a antenei și el nu variază prea mult în timpul calibrării, însă, așa cum umiditatea sau căldura poate modifica lungimea fizică a antenei, tot așa și mediul în care este plasată antena are un impact asupra factorului de antenă. Diferitele tipuri de antene pot interacționa în mod diferit cu o suprafață plană sau obstacolele din zonă, făcând ca factorul de antenă să fie un parametru specific antenei respectiv pentru condiții externe date. Studiile au arătat că performanțele antenei se pot schimba cu câțiva decibeli dacă antena este plasată deasupra unei suprafețe conductoare, aceasta fiind specifică fiecărui tip de antenă. În fig. 3.8 se prezintă variația factorului de antenă cu frecvența pentru o antenă de măsurare de bandă largă. Din această diagramă rezultă că factorul de antenă are variații mari, ceea ce impune cunoașterea acestuia pentru a putea fi folosit în măsurări.

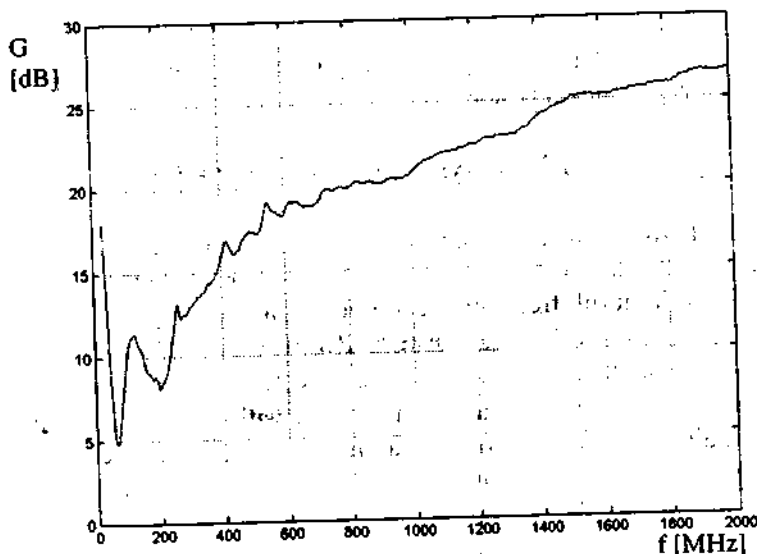


Fig. 3.8. Dependența factorului de antenă de frecvență.

Pentru a stabili legătura dintre câștigul antenei și factorul de antenă, se exprimă intensitatea câmpului electric recepționat în funcție de densitatea de putere și tensiunea recepționată în funcție de puterea electrică:

$$AF = \frac{E}{U} = \frac{\sqrt{P_t Z_0}}{\sqrt{P_r R_0}},$$

unde: Z_0 reprezintă impedanța spațiului liber, iar R_0 – impedanța de intrare în receptorul de măsurare. Dacă se exprimă puterea electrică recepționată în funcție de câștigul antenei, rezultă:

$$AF = \frac{\sqrt{P_t Z_0}}{\sqrt{G P_t \frac{\lambda^2}{4\pi} R_0}} = \sqrt{\frac{4\pi Z_0}{R_0}} \frac{1}{\lambda \sqrt{G}}. \quad (3.1.29.a)$$

Pentru: $Z_0 = 377 \, \Omega$ și $R_0 = 50 \, \Omega$, se obține:

$$AF = \frac{9,73}{\lambda\sqrt{G}} = \frac{9,73}{300} \frac{f[\text{MHz}]}{\sqrt{G}} = 32,4 \frac{f[\text{GHz}]}{\sqrt{G}}, \quad (3.1.29.b)$$

de unde se constată că factorul de antenă crește cu frecvența, în timp ce la creșterea câștigului, factorul de antenă scade.

3.1.7. BANDA DE FRECVENȚE

Banda de frecvențe a unei antene se poate defini în două moduri:

Pornind de la curba de selectivitate ce reprezintă variația modului impedanței Z_{inA} în jurul frecvenței centrale de acord, f_0 , *banda de frecvențe* se definește la o variație cu 3 dB a acesteia. Pentru cazul rezonanței serie, banda de frecvențe Δf este dată de intervalul în care Z_{inA} crește cu cel mult 3dB față de valoarea minimă de la f_0 , în timp ce, în cazul rezonanței derivație, Δf este intervalul în care Z_{inA} scade cu cel mult 3 dB față de valoarea maximă corespunzătoare rezonanței.

Pentru cea de-a doua variantă, *banda de frecvențe* se definește ca intervalul de frecvențe Δf , în care dezadaptarea produsă de modificarea lui Z_{inA} conduce la un factor de undă staționară egal cu 0,5 pe linia de alimentare.

3.1.8. SUPRAFAȚA EFECTIVĂ

Un sistem de radiocomunicații se compune dintr-un emițător și un receptor ale căror antene se află la o distanță r . Dacă emițătorul emite o putere P_e , printr-o antenă, AE, având câștigul G_e , receptorul primește printr-o antenă, AR, cu câștigul G_r , o putere P_r (fig. 3.9).

Considerând că antenele sunt orientate una spre cealaltă pe direcția axelor principale de radiație, la distanța r de emițător se va obține densitatea de putere:

$$p = \frac{G_e \cdot P_e}{4 \cdot \pi \cdot r^2}. \quad (3.1.30)$$

Suprafața efectivă sau apertura antenei de recepție, A_r , se definește ca fiind raportul dintre puterea totală recepționată și densitatea de putere în punctul de recepție:

$$A_r = \frac{P_r}{p}. \quad (3.1.31)$$

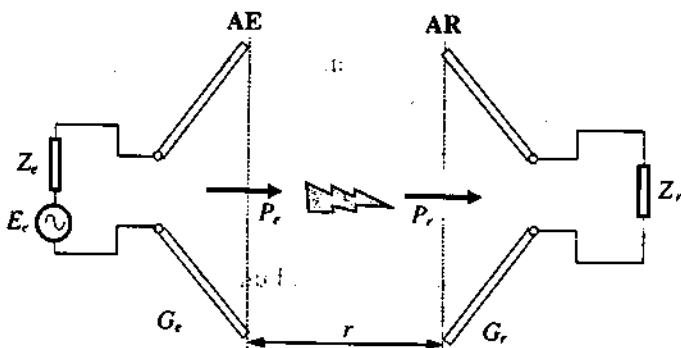


Fig. 3.9. Componentele unei legături radio.

Cu alte cuvinte, suprafața efectivă a unei antene reprezintă o arie echivalentă cu care se înmulțește densitatea de putere transmisă din centrul fasciculului, pentru a se obține puterea recepționată. Înlocuind în această relație valoarea densității de putere, se obține:

$$A_r = \frac{P_r}{G_e \cdot P_e} \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2. \quad (3.1.32)$$

• Din relația (3.1.32) rezultă că raportul dintre puterea de emisie și puterea recepționată va fi:

$$\frac{P_e}{P_r} = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{A_r \cdot G_e}. \quad (3.1.33)$$

Dacă se inversează sensul de transmisie, conform teoremei reciprocității antenelor, sistemul de emisie – recepție poate fi folosit cu performanțe similare. În acest caz, în raportul dintre puterea emisă și cea recepționată dat de relația (3.1.33) va interveni suprafața efectivă a antenei din stânga, A_e și câștigul antenei din dreapta, G_r :

$$\frac{P_e}{P_r} = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{A_e \cdot G_r}. \quad (3.1.34)$$

Din egalarea relațiilor (3.1.33) cu (3.1.34) se obține $G_e \cdot A_r = G_r \cdot A_e$, adică:

$$\frac{G_r}{A_r} = \frac{G_e}{A_e} = \text{ct.} \quad (3.1.35)$$

Acest raport are valoarea $4 \cdot \pi / \lambda$, unde λ este lungimea de undă. Prin urmare, suprafața efectivă a antenei are expresia:

$$A_{ef} = \frac{G \cdot \lambda^2}{4 \cdot \pi} \quad (3.1.36)$$

Pentru antena izotropă, care are câștigul unitar, suprafața efectivă este:

$$A_{izo} = \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \quad (3.1.37)$$

Dacă se ține seama și de pierderile datorate împrăștiierii fasciculului se obține suprafața geometrică a antenei, S_g , mai mică decât suprafața efectivă. Se definește eficiența antenei, η , prin raportul:

$$\eta = \frac{S_{ef}}{S_g} \leq 1,$$

unde η are valori cuprinse între 0,5 și 0,8.

Ant. $G = 24 \text{ dB}$	$G = 3 \text{ dB}$
$f = 900 \text{ MHz}$	$f = 180 \text{ MHz}$
$\eta = 0,75$	$\eta = 0,55$
$S_g = ?$	$S_g = ?$

(3.1.38)

3.1.9. ZGOMOTUL ANTENELOR

Zgomotul produs în antena de recepție și etajul de intrare al receptorului au o pondere esențială în nivelul total al zgomotului de la ieșirea receptorului, deoarece aceste zgomote sunt amplificate de către întregul lanț de amplificare. Pentru ca la ieșirea receptorului să se poată distinge semnalul din zgomot, este necesar ca nivelul zgomotului de la intrare să fie mai mic decât nivelul semnalului util.

Pentru estimarea nivelului de zgomot se pornește de la expresia zgomotului termic al unui dispozitiv:

$$P_{zg} = k \cdot T \cdot \Delta f, \quad (3.1.39)$$

unde: $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ este constanta lui Boltzmann, T este temperatura absolută a dispozitivului, iar Δf este banda de frecvențe în care se măsoară zgomotul.

Temperatura echivalentă de zgomot se definește ca fiind temperatura la care trebuie adusă o sursă care are inițial 0° K , astfel încât la ieșirea unui receptor ideal cu antena orientată către această sursă, puterea zgomotului să se dubleze. Puterea zgomotului de la intrarea unui receptor cu banda de trecere B și o temperatură de zgomot T_e va avea expresia:

$$P_{zg \text{ in}} = k \cdot T_e \cdot B. \quad (3.1.40)$$

Dacă receptorul are o amplificare G , puterea zgomotului la ieșire va fi:

$$P_{zg \text{ out}} = k \cdot T_e \cdot B \cdot G. \quad (3.1.41)$$

Temperatura echivalentă de zgomot se utilizează pentru aprecierea antenelor și receptoarelor cu zgomot redus și sensibilitate mare. Acestea pot avea pentru T_e valori cuprinse între 10 K și 100 K . În cazul sistemelor cu zgomot mare se utilizează *factorul de zgomot*, NF (engl. - noise figure), definit prin relația:

$$NF = \frac{T_e}{290} + 1, \quad (3.1.42)$$

unde T_e este temperatura echivalentă de zgomot.

Factorul de zgomot se poate exprima în valori absolute sau în dB.

3.2. ANTENE FILARE

3.2.1. CÂMPUL ELECTRIC DE RADIAȚIE PRODUS DE ANTENA FILARĂ

O largă categorie de antene conține structuri de radiatoare realizate din materiale conductoare a căror grosime este neglijabilă în raport cu lungimea. Astfel de antene poartă denumirea de *antene filare* și sunt utilizate în gamele de unde lungi, medii, scurte și ultracurte ($\lambda = n \times 100 \text{ m} \dots n \times 10 \text{ cm}$).

Antenele pot fi considerate ca *sisteme liniare*, ceea ce permite aplicarea principiului superpoziției la determinarea câmpului electric total într-un punct P plasat la o distanță $r \gg \lambda$. În acest scop, se secționează antena în elemente de lungime $d\xi$, apoi se determină expresia câmpului electric dE produs de un element de curent $I \cdot d\xi$, ca în fig. 3.10. Câmpul electric total E , produs în punctul P , este dat de suma câmpurilor elementare produse de fiecare element de curent aflat de-a lungul antenei filare:

$$E = \int_{\xi_1}^{\xi_2} dE. \quad (3.2.1)$$

Dacă se consideră cazul particular al unei antene filare rectilinii și simetrice de lungime l , pe care se plasează simetric față de mijloc două elemente de curent, calculul câmpului electric total poate fi simplificat (fig. 3.11).

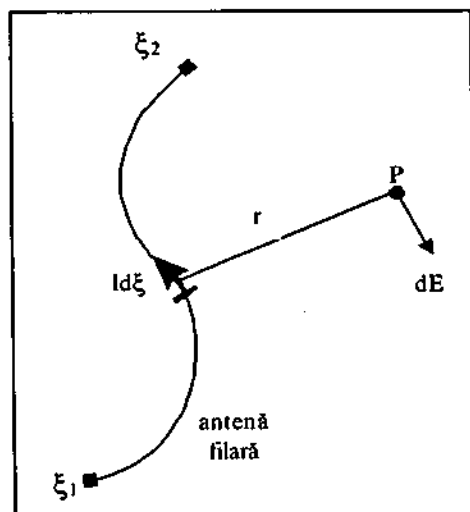


Fig. 3.10. Câmpul electric produs de un element de curent.

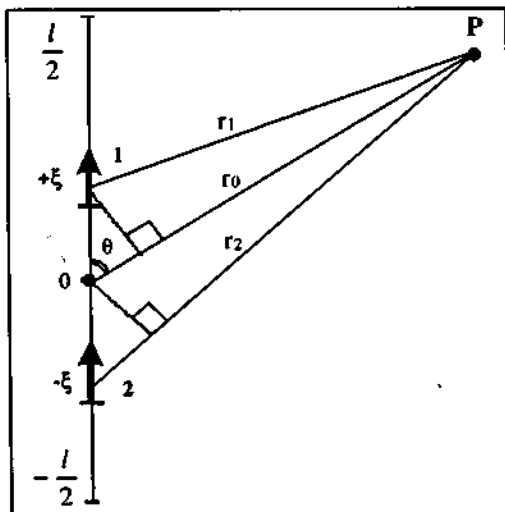


Fig. 3.11. Câmpul electric de radiație al antenei rectilinii.

Considerând punctul P plasat la o distanță foarte mare în raport cu lungimea l a antenei, întrucât efectul diferențelor de drum asupra amplitudinii câmpului electric poate fi neglijat, cele trei distanțe r_1 , r_0 și r_2 pot fi considerate aproximativ egale, și deci:

$$\frac{1}{r_1} = \frac{1}{r_2} = \frac{1}{r_0}. \quad (3.2.2)$$

Nu același lucru se poate spune despre efectul diferențelor de drum asupra fazei câmpului, deoarece acestea pot fi importante în raport cu λ . Din acest motiv, pentru a pune în evidență efectele distanței asupra fazei, se fac aproximările:

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 - \xi \cdot \cos \theta \\ r_2 &= r_0 + \xi \cdot \cos \theta. \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

Pentru câmpul creat de elementul de curent "1", aflat în punctul ξ , ținând cont de relația (3.2.3), se poate scrie:

$$e^{-jk r_1} = e^{-jk r_0} \cdot e^{j \cdot k \cdot \xi \cdot \cos \theta}, \quad (3.2.4)$$

iar pentru elementul de curent "2", aflat în punctul $-\xi$, se obține:

$$e^{-jk r_2} = e^{-jk r_0} \cdot e^{-j \cdot k \cdot \xi \cdot \cos \theta}. \quad (3.2.5)$$

Aplicând metoda superpoziției, câmpul creat de cele două elemente de curent simetrice se obține prin însumare:

$$\begin{aligned} dE &= dE_1 + dE_2 = \\ &= -j \frac{120 \cdot \pi \cdot I \cdot d\xi}{\lambda \cdot r_0} \cdot \sin \theta \cdot \cos(k \cdot \xi \cdot \cos \theta) \cdot e^{j(\omega t - k \cdot r_0)}. \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

Întrucât antena este simetrică în raport cu originea, câmpul total se poate obține pe baza integralei:

$$E_{tot} = \int_0^{l/2} dE. \quad (3.2.7)$$

Dacă se ține seama de faptul că în antena filară rectilinie, unda staționară de curent prezintă la capetele antenei noduri, amplitudinea curentului ca funcție de ξ se poate scrie sub forma:

$$I = I_{max} \cdot \sin \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{l}{2} - \xi \right) = I_{max} \cdot k \cdot \left(\frac{l}{2} - \xi \right). \quad (3.2.8)$$

Înlocuind valoarea lui I în (3.2.7) și aplicând relația (3.2.8), câmpul total produs de antena rectilinie simetrică este:

$$\begin{aligned} E_{tot} &= -j \cdot \frac{120 \cdot \pi \cdot I_{max}}{\lambda \cdot r_0} \cdot e^{j(\omega t - k \cdot r_0)} \cdot \sin \theta \times \\ &\times \int_0^{l/2} \sin k \cdot \left(\frac{l}{2} - \xi \right) \cdot \cos(k \cdot \xi \cdot \cos \theta) d\xi. \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Efectuând calculul integralei și normarea expresiei, se obține caracteristica de directivitate a antenei rectilinii simetrice:

$$\rho(\theta) = \frac{\cos\left(\pi \cdot \frac{l}{\lambda} \cdot \cos \theta\right) - \cos\left(\pi \cdot \frac{l}{\lambda}\right)}{\sin \theta} \quad (3.2.10)$$

Din expresia (3.10) se observă că o asemenea caracteristică de directivitate prezintă o simetrie circulară, întrucât nu depinde de variabila φ .

Relația (3.10) poate fi utilizată în forme simplificate în următoarele cazuri particulare:

a) Dacă lungimea antenei este multiplu impar de $\lambda/2$, adică $l = (2 \cdot n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$, unde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, atunci caracteristica de directivitate devine:

$$\rho(\theta) = \frac{\cos\left(\pi \cdot \frac{l}{\lambda} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (3.2.11)$$

b) Dacă lungimea antenei este multiplu de λ , adică $l = n \cdot \lambda$, $n = 1, 2, 3, \dots$, atunci:

$$\rho(\theta) = \frac{\sin\left(\pi \cdot \frac{l}{\lambda} \cdot \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (3.2.12)$$

3.2.2. REZISTENȚA DE RADIAȚIE ȘI ÎNĂLȚIMEA EFECTIVĂ A ANTENELOR FILARE

Estimarea rezistenței de radiație R_E a antenelor filare simetrice utilizează expresia puterii radiate ca funcție de caracteristica de directivitate:

$$P_E = 30 \cdot I_{\max}^2 \cdot \int_0^\pi \rho^2(\theta) \cdot \sin \theta \, d\theta \quad (3.2.13)$$

Deoarece $P_E = \frac{1}{2} \cdot I_{\max}^2 \cdot R_E$, rezultă că rezistența de radiație se poate determina cu relația:

$$R_E = 60 \cdot \int_0^\pi \rho^2(\theta) \cdot \sin \theta d\theta. \quad (3.2.14)$$

Înălțimea efectivă a unei antene este o funcție ce depinde de distribuția curentului de-a lungul antenei și are expresia:

$$h_{ef} = \frac{l}{I_{max}} \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) \cdot e^{j k \xi \cdot \cos \theta} d\xi. \quad (3.2.15)$$

În cazul antenelor rectilinii simetrice, între cei doi parametri este valabilă relația:

$$R_E = 80 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{h_{ef}}{\lambda} \right)^2. \quad (3.2.16)$$

În cazul particular al unui dipol de lungime $l = \lambda/2$, rezultă următoarele valori: $h_{ef} = \lambda/\pi$ și $R_E = 80 \Omega$.

3.2.3. DIPOLUL ÎN $\lambda/2$

Antena dipol având o lungime $l = \lambda/2$ se numește **dipol în $\lambda/2$** sau dipol elementar și poate fi considerată ca o antenă de referință pentru celelalte tipuri de antene. Față de antena izotropă, cu câștig unitar, dipolul în $\lambda/2$ prezintă un câștig $G = 1,64$ în valoare absolută sau $G_{dB} = 2,15$ dB, cu observația că, în situațiile în care dipolul în $\lambda/2$ este luat ca referință, se consideră că are un câștig de 0 dB.

În fig. 3.12 este prezentat un dipol în $\lambda/2$ și undele staționare de curent și tensiune care se formează de-a lungul lui.

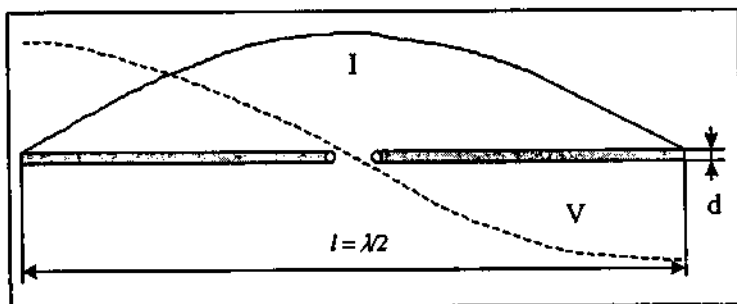


Fig. 3.12. Dipolul în $\lambda/2$.

Rezistența de radiație, R_r , și impedanța de intrare, Z_{inA} , depind de construcția dipolului prin parametrii l/λ și l/d și sunt prezentate în fig. 3.13.

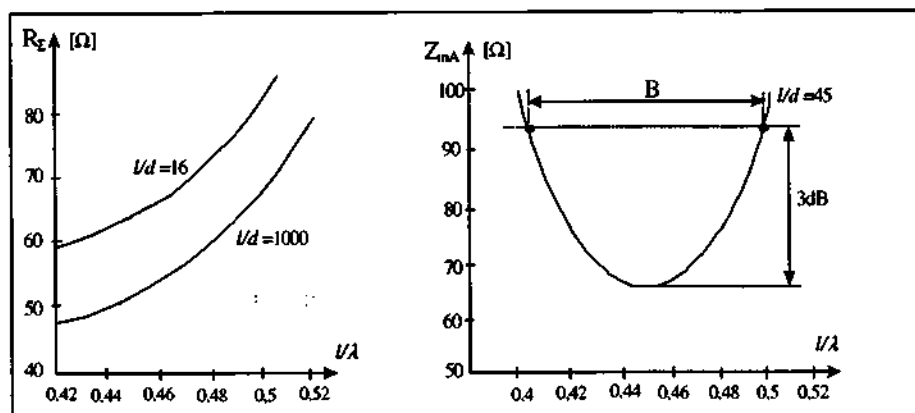


Fig. 3.13. Rezistența de radiație și impedanța de intrare a dipolului în $\lambda/2$.

Rezistența de radiație pentru dipolul în $\lambda/2$ deschis se consideră, de obicei, $R_r \approx 75 \Omega$. Din figura 3.13 se observă că minimum impedanței dipolului este plasat la o valoare $l < \lambda/2$, fenomen datorat vitezei finite de propagare în dipol ($v < c$) și care se manifestă printr-un *coeficient de scurtare* a lungimii dipolului (fenomen similar segmentelor de linii de transmisiune).

Conform relației (3.2.11), caracteristica de directivitate a dipolului în $\lambda/2$ are expresia:

$$\rho(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}, \quad (3.2.17)$$

și este reprezentată în fig. 3.14.

Se observă că dipolul în $\lambda/2$ prezintă o caracteristică de directivitate simetrică în raport cu axa sa.

Unghiul de deschidere al lobului principal este $\alpha_{E,0.7} = 80^\circ$ și raportul față - spate este $RFS = 0$ dB. În planul H, dipolul prezintă o caracteristică omnidirecțională, întrucât unghiul de deschidere este $\alpha_{H,0.7} = 360^\circ$. Văzută în spațiu, caracteristica de directivitate a dipolului are o formă toroidală, așa cum este reprezentată în fig. 3.15.

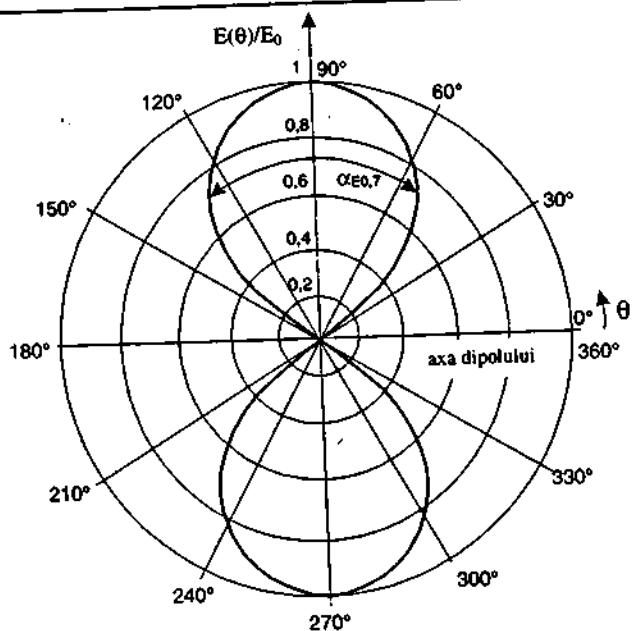


Fig. 3.14. Caracteristica de directivitate a dipolului în $\lambda/2$ în planul E.

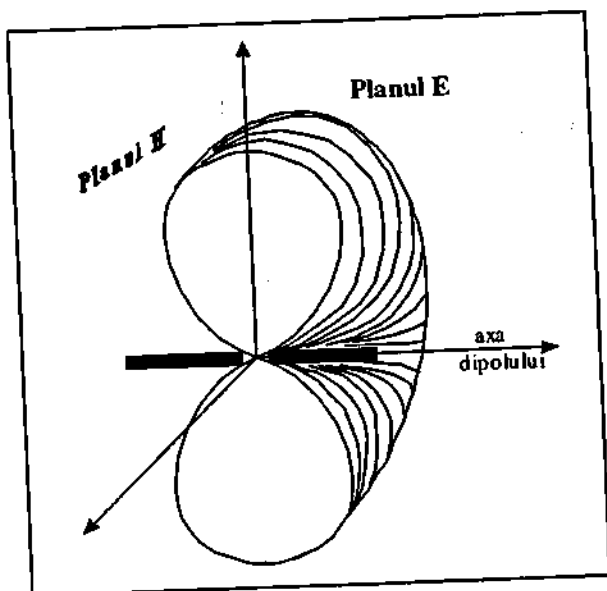


Fig. 3.15. Caracteristica de directivitate spațială a dipolului în $\lambda/2$.

Utilizarea unui dipol de o anumită lungime, la alte frecvențe decât cea corespunzătoare unui raport $l/\lambda = 0,5$, conduce la obținerea unor caracteristici de directivitate diferite.

În fig. 3.16 sunt prezentate caracteristicile de directivitate ale unui dipol pentru diferite valori ale raportului l/λ , calculate conform relațiilor (3.2.11) și (3.2.12), de unde rezultă modificări importante ale acestora.

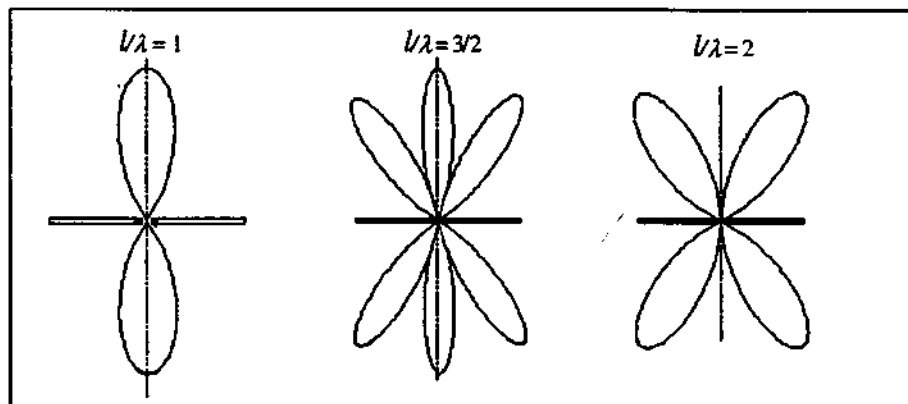


Fig. 3.16. Alte caracteristici de directivitate.

Pentru reducerea componentelor de intermodulație este necesar ca antenele să fie de bandă îngustă; pe de altă parte, în tehnica măsurărilor, se dorește ca antenele să fie de bandă largă, pentru a putea acoperi o gamă de frecvențe cât mai mare. De exemplu, pentru antena dipol deschis, dacă se mărește grosimea conductoarelor (fig. 3.17.a), crește banda de frecvențe, scade rezistența de intrare și, respectiv, frecvența proprie de rezonanță, însă crește și capacitatea parazită care ia naștere între cele două conductoare, șuntând astfel antena.

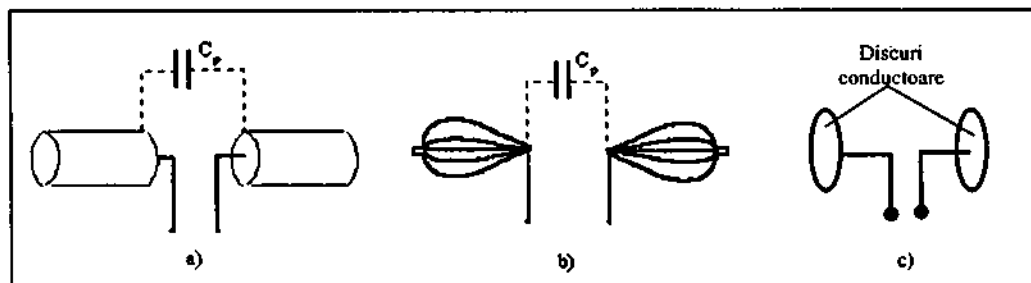


Fig. 3.17. Variante constructive pentru antena dipol deschis.

Eliminarea acestui neajuns se realizează la antena biconică (fig. 3.17.b), la care cele două conductoare masive au fost înlocuite cu o rețea conică de conductoare subțiri; banda de frecvențe pentru aceste antene - f_{\max}/f_{\min} este de circa 10.

Dacă se dorește micșorarea dimensiunilor geometrice ale dipolului, se poate folosi varianta constructivă prezentată în fig. 3.17.c, unde la capetele celor doi electrozi ce formează dipolul sunt lipite două discuri conductoare. Aceste discuri conductoare cresc capacitatea antenei față de mediul exterior, ceea ce este echivalent cu creșterea lungimii antenei și deci, scăderea frecvenței proprii de rezonanță.

Creșterea benzii de frecvențe la antenele monopol, către frecvențele superioare, se poate realiza prin plasarea pe antenă a unor inele din ferită, care modifică distribuția de curent și, prin aceasta, lungimea antenei (fig. 3.18).

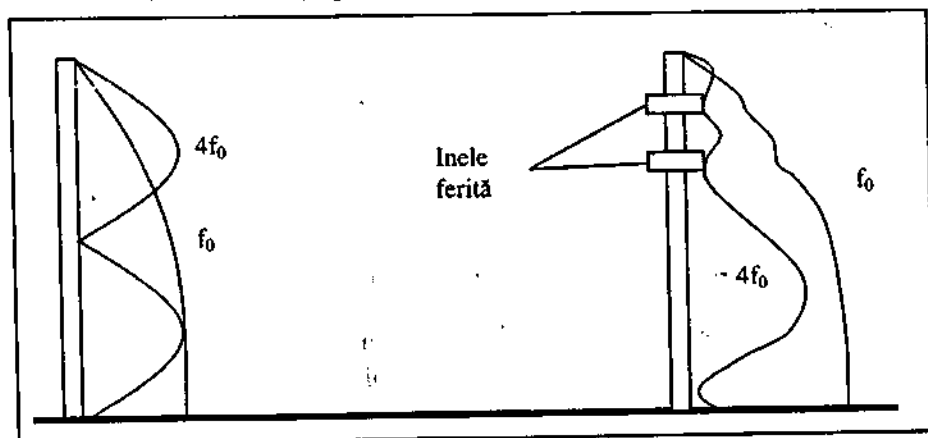


Fig. 3.18. Distribuția curentului la antenele monopol.

3.2.4. ANTENE VERTICALE

Comportarea unei antene plasate în apropierea pământului este influențată de conductivitatea și permitivitatea solului. Pentru a studia efectul pământului asupra antenelor, se creează o *image virtuală* a acesteia, ca în fig. 3.19.

Apariția acestei imagini se explică prin fenomenul de reflexie care se produce la suprafața unui conductor ideal. Într-un punct P din spațiu se însumează unda directă și unda reflectată de suprafața conductoare. Unda reflectată poate fi considerată o undă directă produsă de imaginea virtuală a antenei. Acest fenomen, defavorabil în anumite cazuri, este, dimpotrivă, favorabil și utilizat în cazul antenelor verticale.

O antenă dipol plasată vertical deasupra unei suprafețe conductoare ideale formează împreună cu antena imagine un sistem de dipoli sinfazici, plasați unul în prelungirea celuilalt. Sistemul de antene care rezultă, precum și caracteristicile de directivitate ale acestuia sunt prezentate în fig.3.19.

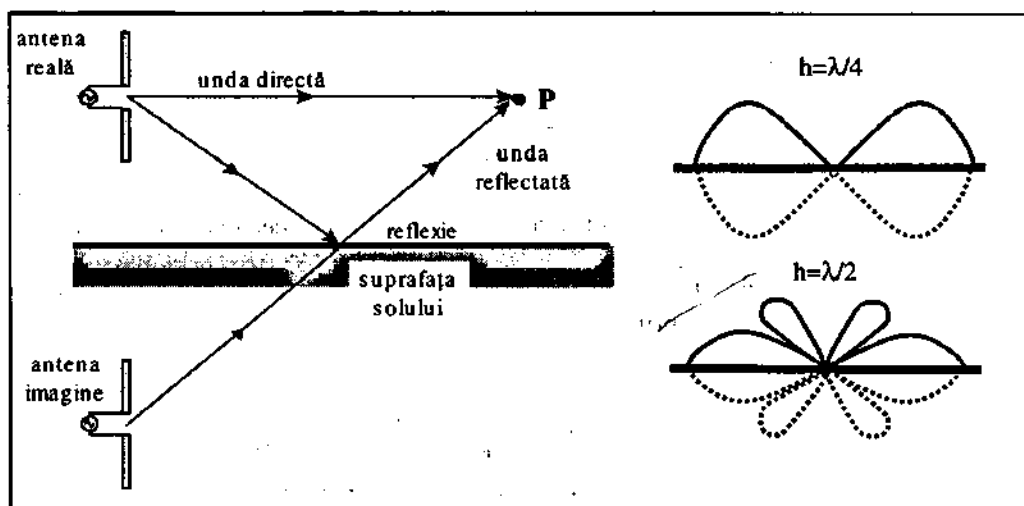


Fig. 3.19. Efectul pământului asupra unei antene aflate în apropierea solului.

3.2.5. DIPOLUL VERTICAL PĂMÂNTAT

Dacă antenna verticală este plasată chiar la nivelul solului, aceasta, împreună cu imaginea sa reflectată, formează un dipol complet în $\lambda/2$. O astfel de antenă se numește antenă în sferă de undă sau antenă Marconi (fig. 3.20).

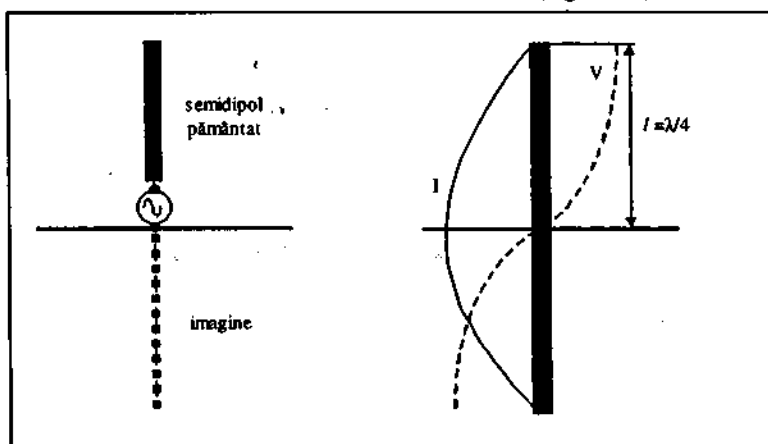


Fig. 3.20. Antena verticală în sferă de undă (Marconi).

Asemenea antene sunt utilizate în domeniul frecvențelor joase (gamele de unde lungi și medii). Rezistența de radiație a unei astfel de antene este mai redusă

decât cea a dipolului întreg în $\lambda/2$ ($R_F \approx 37\Omega$, aproximativ jumătate din cea a dipolului întreg).

Caracteristica de directivitate este influențată de conductivitatea finită a solului. În fig.3.21 sunt prezentate câteva situații reprezentative. În plan orizontal, antenele Marconi sunt omnidirecționale.

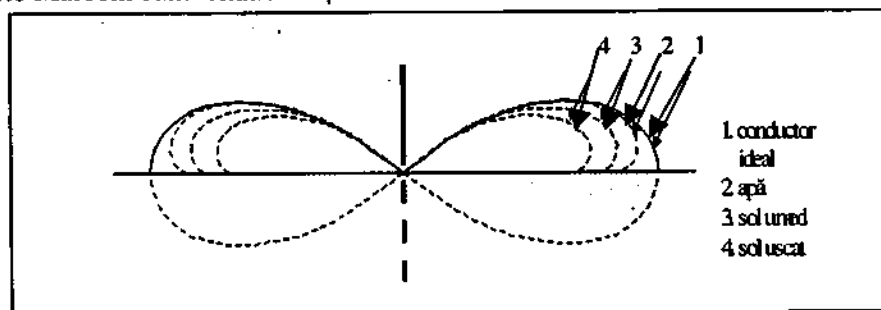


Fig. 3.21. Caracteristica de directivitate a antenei verticale Marconi.

Îmbunătățirea eficienței antenelor verticale se realizează prin mărirea artificială a conductivității solului din apropierea antenei cu ajutorul unor conductoare îngropate în sol sau plasate chiar la suprafața acestuia, în jurul antenei. În practică, astfel de antene pot fi construite cu înălțimi de cel mult 300 m, deci sunt utilizabile pentru lungimi de undă $\lambda \leq 1200$ m. Pentru frecvențe mai joase ($\lambda > 1200$ m) se utilizează procedeul lungirii artificiale a antenelor prin înseriere cu o inductivitate, ca în fig.3.22. Necesitatea înserierii unei inductivități este justificată de comportarea capacitivă a dipolului utilizat la $\lambda > 4l$. Utilizând bobine cu inductivitate variabilă, numite varactoare, se poate asigura un acord variabil al antenei.

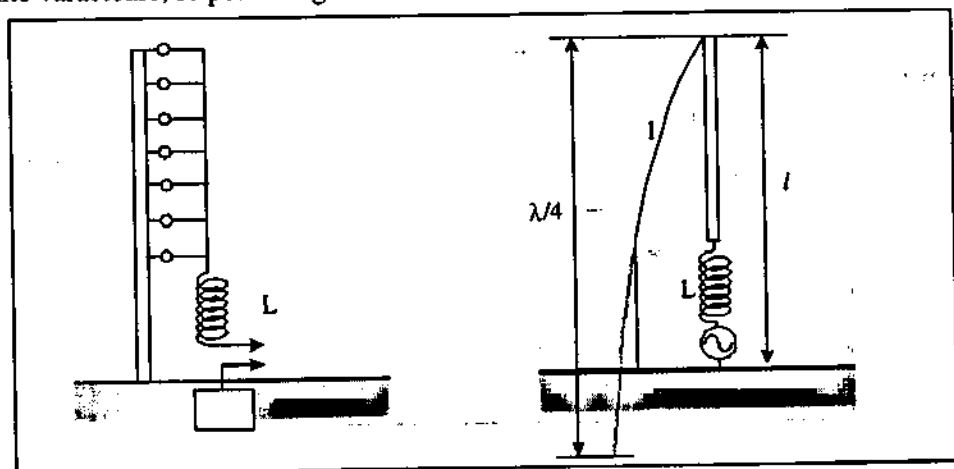


Fig. 3.22. Lungirea artificială a unei antene verticale.

3.2.6. ANTENA CU PĂMÂNT ARTIFICIAL

O perfecționare a antenei Marconi o reprezintă **antena cu pământ artificial** ("ground plane"), destinată utilizării în gama de unde ultracurte, pentru radio-legături profesionale. O astfel de antenă este plasată pe un pilon în vârful căruia se găsește o antenă verticală (în $\lambda/4$), precum și patru contragreutăți (de asemenea, în $\lambda/4$), care creează un plan de masă artificial ca în fig. 3.23.a.

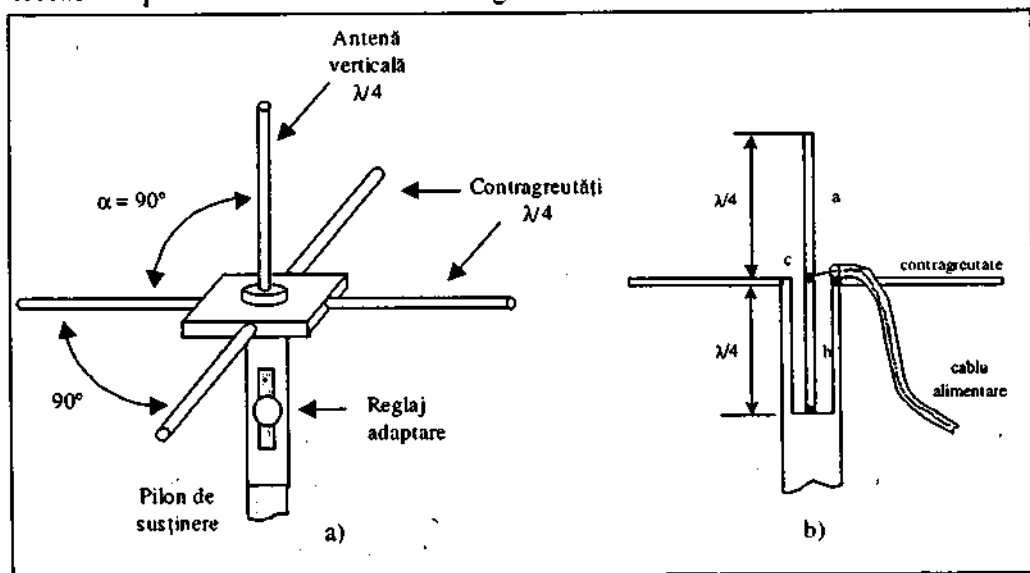


Fig. 3.23. Realizarea unei antene "ground plane".

În fig. 3.23.b se evidențiază modalitatea concretă de realizare a antenei cu pământ artificial. Segmentul "a" este antena verticală, iar segmentul "b", care susține segmentul "a", reprezintă, împreună cu învelișul metalic, un segment de linie în $\lambda/4$ în scurtcircuit, care prezintă în punctul "c" o impedanță foarte mare. Impedanța antenei are o valoare $R_L = 30 \dots 40 \Omega$. Caracteristica de directivitate este cea din fig. 3.24.

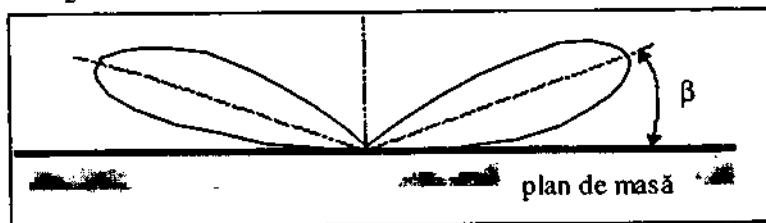


Fig. 3.24. Caracteristica de directivitate a antenei "ground plane".

Prin mărirea unghiului dintre antenă și contragreutăți se poate crește impedanța antenei și, eventual, micșora unghiul de elevație, β . Astfel, pentru un unghi $\alpha = 135^\circ$, rezultă $R_x = 60 \Omega$.

3.3. SISTEME RADIANTE

Realizarea unor antene cu o anumită formă a caracteristicii de directivitate, precum și cu un câștig ridicat este posibilă prin utilizarea unor combinații formate dintr-un număr oarecare de radiatoare identice sau diferite. Cele mai simple structuri de sisteme radiante se obțin cu ajutorul dipolilor, dar concluziile rezultate din studiul acestora au caracter de generalitate.

3.3.1. SISTEMUL FORMAT DIN DOI DIPOLI COMANDAȚI ÎN ANTIFAZĂ

Dacă se realizează un sistem radiant format din doi dipoli identici, plasați paralel, la o distanță d unul față de celălalt și alimentați cu un defazaj de 180° , ca în fig. 3.25.a, în fiecare punct din spațiul înconjurător, câmpurile radiate de cele două antene se însumează, valoarea rezultantă fiind determinată de defazajul inițial dintre cele două câmpuri, precum și de diferența de drum dintre cele două unde care interferează. Din punct de vedere practic, un caz de maxim interes este cel în care distanța dintre cei doi dipoli este $d = \lambda/2$.

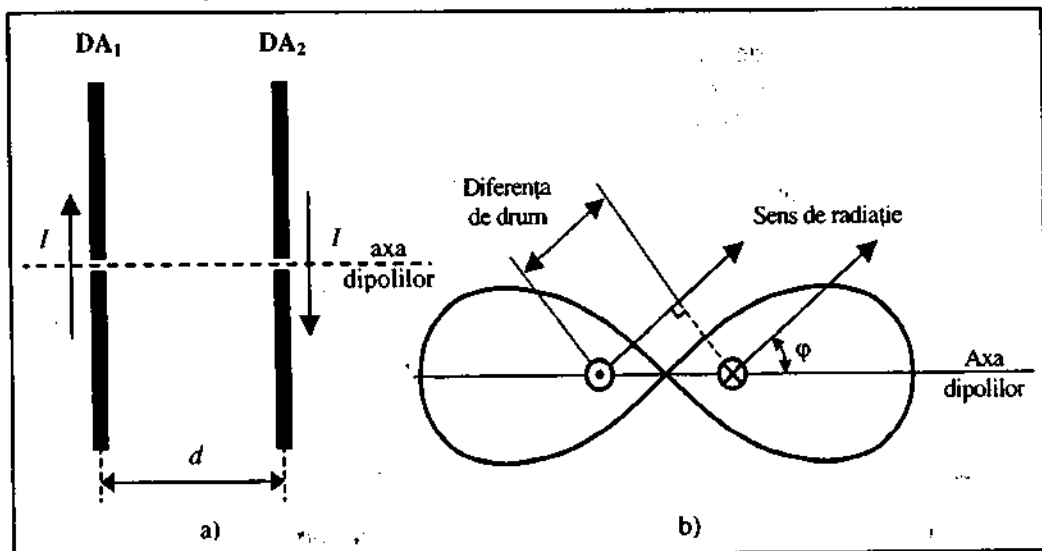


Fig. 3.25. Sistem format din doi dipoli comandați în antifază.

În fig.3.17 se reprezintă câmpul produs de cei doi dipoli pe axa principală de radiație care unește mijloacele dipolilor (E_1 produs de dipolul DA_1 , respectiv E_2 produs de dipolul DA_2). Datorită comenzii în antifază și a distanței egale cu $\lambda/2$ dintre cei doi dipoli, pe axa principală de radiație, cele două câmpuri se însumează în fază în fiecare punct, rezultanta interferenței reprezentând dublarea câmpului produs de unul dintre cei doi dipoli.

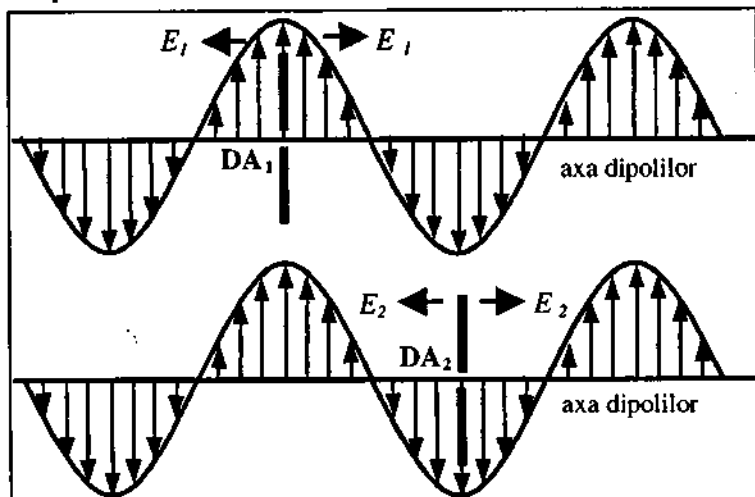


Fig. 3.26. Câmpul produs de cei doi dipoli pe axa principală.

Caracteristica de directivitate a sistemului format de către cei doi dipoli, pentru planul H, este reprezentată în fig.3.25.b. Pentru un unghi $\varphi = 0^\circ$ sau $\varphi = 180^\circ$, diferența de drum este $\lambda/2$ și radiația este maximă. Pentru $\varphi = 90^\circ$, diferența de drum este nulă și câmpurile se însumează în antifază, radiația rezultantă fiind nulă. Acest sistem intră în categoria radiatorilor cu *mod axial* și cu o *directivitate bidirecțională*.

Observație: un dipol orizontal, plasat în apropierea solului conductor, formează împreună cu imaginea sa un sistem de doi dipoli în antifază; în funcție de înălțimea h la care se găsește deasupra solului, se modifică atât caracteristica de directivitate, cât și rezistența de radiație; astfel, R_r crește rapid de la 0 Ω la aproximativ 80 Ω atunci când h crește de la 0 la $\lambda/4$, după care oscilează în jurul acestei valori.

3.3.2. SISTEMUL FORMAT DIN DOI DIPOLI COMANDAȚI ÎN FAZĂ

În fig. 3.27.a este prezentat un sistem format din doi dipoli identici, plasați paralel, aflați la distanța $d = \lambda/2$ unul față de celălalt, comandați în fază, iar în fig. 3.28, câmpul electric generat de acest sistem de-a lungul axei dipolilor.

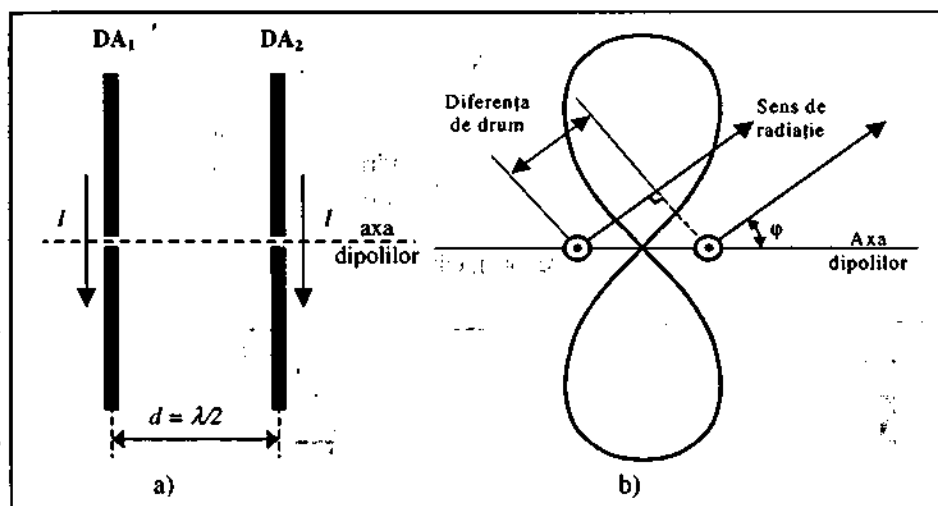


Fig. 3.27. Sistem format din doi dipoli comandați în fază.

În acest caz, pe axa comună a dipolilor cele două câmpuri create se anulează reciproc. Caracteristica de directivitate în planul H este reprezentată în fig. 3.27.b.

Pentru $\varphi = 90^\circ$, diferența de drum este nulă, iar câmpurile generate de către cei doi dipoli sunt în fază. Radiația maximă are loc după o direcție perpendiculară pe axa ce unește mijloacele dipolilor. Pentru un unghi $\varphi = 0^\circ$ sau $\varphi = 180^\circ$, radiația este nulă. Și acest sistem prezintă o caracteristică de *directivitate bidirecțională*, dar în *mod transversal*.

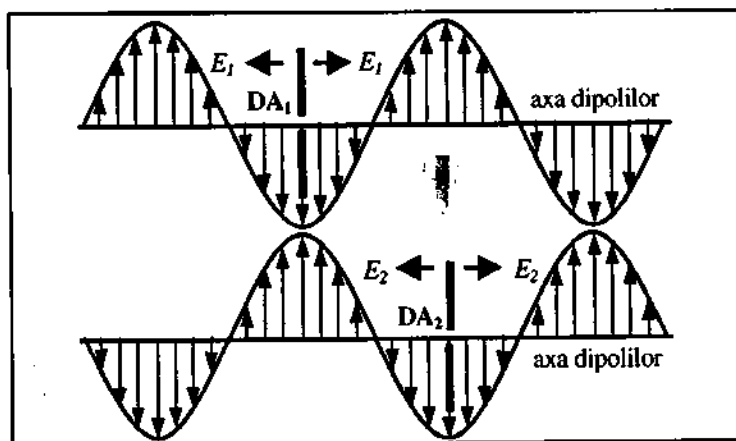


Fig. 3.28. Câmpul produs de cei doi dipoli pe axa principală.

3.3.3. SISTEMUL FORMAT DIN DOI DIPOLI COMANDAȚI ÎN CUADRATURĂ

O situație diferită de cele prezentate anterior se obține dacă cei doi dipoli sunt plasați la distanța $d = \lambda/4$ și sunt comandați în cuadratură, ca în fig.3.29.

Se constată că pentru un sens al axei dipolilor (spre stânga), cele două câmpuri se însumează în fază și are loc o dublare a câmpului produs de unul din dipoli. Pe celălalt sens al axei dipolilor (spre dreapta), câmpurile se află în antifază și se anulează reciproc (fig.3.30).

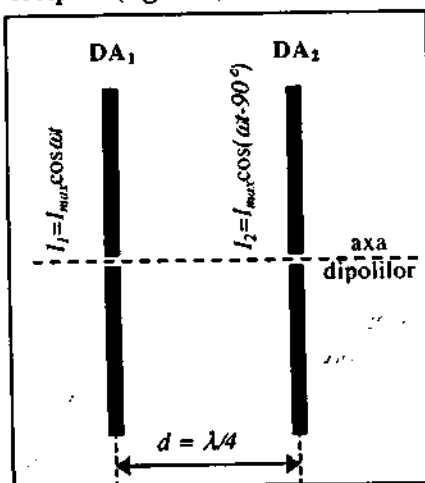


Fig. 3.29. Sistem format din doi dipoli comandați în cuadratură.

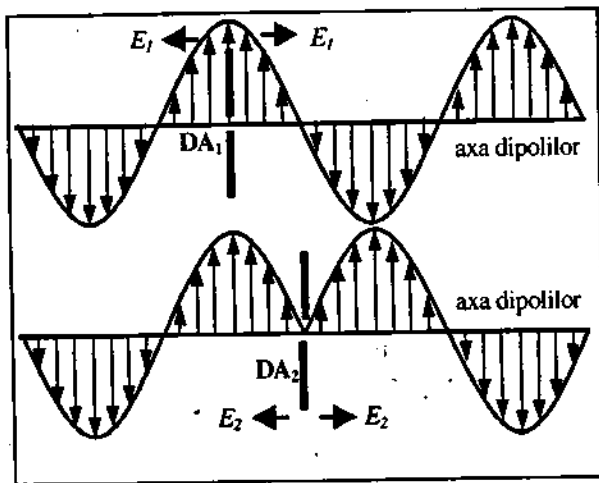


Fig. 3.30. Câmpul produs de cei doi dipoli pe axa principală.

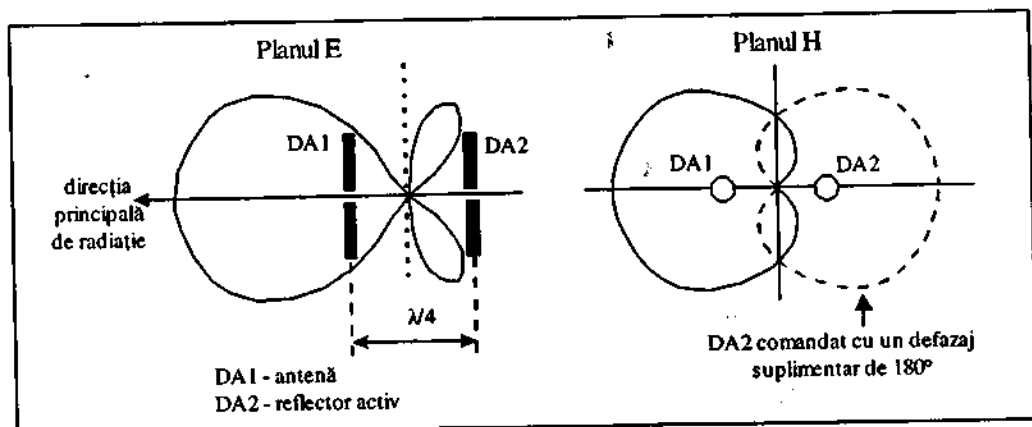


Fig. 3.31. Directivitatea obținută pentru doi dipoli comandați în cuadratură.

Caracteristicile de directivitate ale sistemului format din doi dipoli comandați în cuadratură, reprezentate în planul E și respectiv, în planul H, sunt indicate în fig.3.31.

Pentru cazul prezentat, DA1 este antena propriu-zisă, numită *vibrator*, iar DA2 reprezintă un *reflector activ*. Dacă faza unuia dintre cei doi dipoli este schimbată cu 180° , sistemul unidirecțional își inversează caracteristica de directivitate, iar dipolii își schimbă rolurile – în sensul că dipolul DA1 devine reflector activ, iar dipolul DA2 devine vibrator.

3.3.4. ANTENA UNIDIRECȚIONALĂ CU REFLECTOR PASIV

În cazul în care al doilea dipol nu este comandat (deci este un *element pasiv*), sistemul își păstrează caracteristica unidirecțională datorită curentului indus de câmpul dipolului activ în dipolul pasiv, dacă defazajul dintre curenți este de 90° . Caracteristica de directivitate a unui astfel de sistem, în planul H, este cea din fig. 3.32.

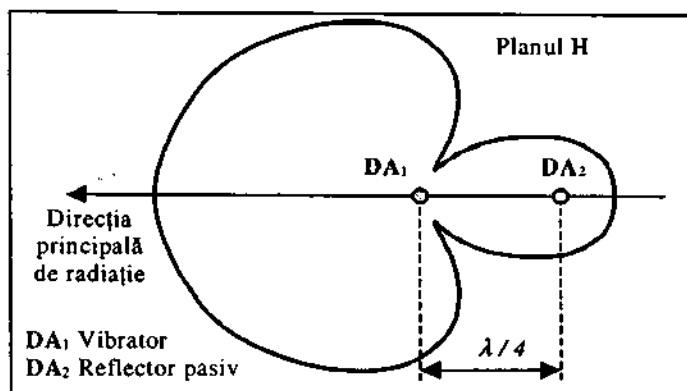


Fig. 3.32. Directivitatea sistemului vibrator - reflector pasiv.

Prezența câmpului în spatele reflectorului este mai pronunțată în acest caz decât în cel anterior, întrucât valoarea curentului indus în reflector este mai mică decât curentul generator din dipolul activ. Caracteristica de directivitate a sistemului poate fi schimbată prin modificarea defazajului dintre curentul și tensiunea induse în dipolul pasiv. Această "acordare" a dipolului pasiv se realizează prin scurtarea sau lungirea acestuia și are ca efect secundar modificarea rezistenței de radiație a sistemului.

Dacă se notează cu $\Delta\varphi$ defazajul suplimentar dintre curentul și tensiunea prin reflector, realizat prin scurtare sau lungire, pentru o valoare constantă a distanței d dintre vibrator și reflector, atunci se constată că, în funcție de valoarea lui $\Delta\varphi$, reflectorul îndreaptă câmpul spre vibrator sau, dimpotrivă, îl îndreaptă către reflector.

În acest ultim caz, dipolul pasiv joacă rolul de "director". De asemenea, se poate constata că pentru o valoare fixată a defazajului, modificarea distanței dintre cei doi dipoli poate, de asemenea, să transforme reflectorul pasiv în director sau, dimpotrivă, directorul în reflector.

În fig.3.33 sunt prezentate câteva exemple de caracteristici de directivitate ale sistemului vibrator - reflector pasiv pentru diferite valori ale lui θ și d , precum și valoarea impedanței de radiație rezultată în fiecare caz în parte.

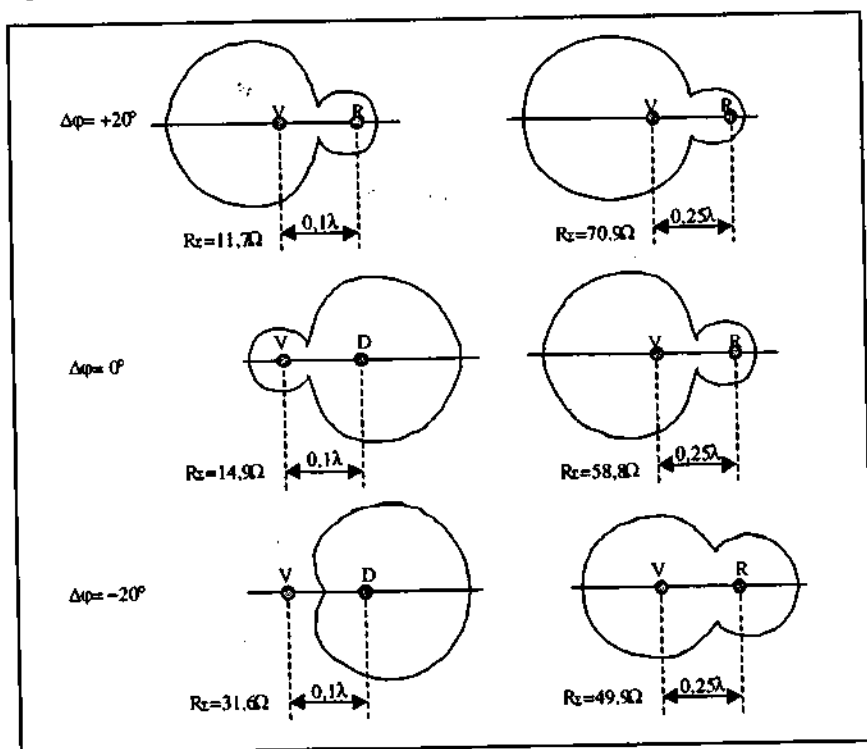


Fig. 3.33. Caracteristici de directivitate ale sistemului vibrator - reflector pasiv.

3.3.5. ANTENA YAGI

Antena Yagi reprezintă un sistem de antene filare format dintr-un șir de dipoli cu un singur element excitat (un singur vibrator) și un număr variabil de reflectori și directori, a căror contribuție la formarea caracteristicii de directivitate a antenei se datorează curentului indus de vibrator.

Dacă vibratorul are lungimea $l = \lambda/2$, reflectorul trebuie să fie de lungime ceva mai mare decât l , astfel încât faza curentului indus să fie întârziată față de faza curentului prin vibrator, iar directorii trebuie să fie de lungime mai mică decât l , pentru a avea curenții defazați în avans față de vibrator. Calculele de proiectare pentru un asemenea sistem fiind foarte complexe, în practică se utilizează anumite simplificări. Pentru exemplificare, în cele ce urmează se tratează cazul antenei Yagi cu două elemente (vibrator + director), având structura prezentată în fig. 3.34.

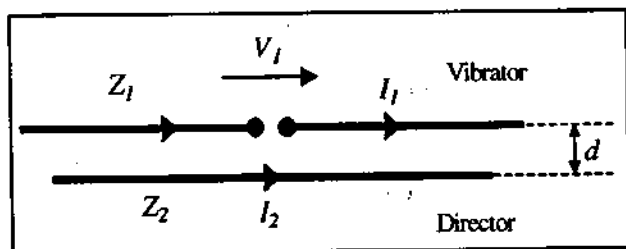


Fig. 3.34. Antena Yagi cu două elemente.

Ținând cont de faptul că vibratorul este o antenă dipol în $\lambda/2$, el va prezenta la bornele de alimentare o impedanță:

$$Z = \frac{V}{I} = 82 + j \cdot 52 \text{ } [\Omega],$$

dacă $l = 0,5 \cdot \lambda$. Această impedanță scade la valoarea:

$$Z = 72 + j \cdot 0,$$

dacă $l = 0,467 \cdot \lambda$ și diametrul barei din care este realizat dipolul este $\Phi \leq \lambda/200$.

În cazul general, impedanța dipolului în $\lambda/2$ este dată de relația:

$$Z = 72 + \left(\frac{l}{\lambda} - 0,467 \right) \cdot (300 + j \cdot 1600) [\Omega]. \quad (3.3.1)$$

Această impedanță are caracter inductiv pentru o lungime $l > 0,467 \cdot \lambda$ și caracter capacitiv, pentru $l < 0,467 \cdot \lambda$.

În continuare, se presupune că vibratorul din fig. 3.34 este alimentat cu tensiunea V_1 și are o impedanță Z_1 , parcursă de un curent I_1 . Dacă în apropierea sa se află un dipol pasiv (director), cu o impedanță Z_2 , în acesta va apare un curent indus, I_2 . Acest curent poate fi considerat ca rezultat al alimentării directorului cu o tensiune V_2

în punctul său median. Această tensiune, raportată la curentul prin vibrator, va conduce la definirea impedanței reciproce: $Z_{12} = V_2 / I_1$.

Considerând întregul ansamblu ca un sistem format din două ochiuri de circuit, cuplate prin impedanța reciprocă, se poate scrie sistemul de relații:

$$\begin{cases} Z_1 \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 = V_1 \\ Z_{21} \cdot I_1 + Z_2 \cdot I_2 = 0. \end{cases} \quad (3.3.2)$$

Întrucât sistemul este reciproc, se poate scrie: $Z_{12} = Z_{21}$. Valoarea acestei impedanțe de transfer este determinată, în principal, de distanța dintre cele două antene elementare. Modificarea cu puțin a lungimii celor două antene influențează în mod nesemnificativ cuplajul. Astfel, pentru un raport $0,45 \leq l/\lambda \leq 0,55$, valoarea lui Z_{12} poate fi considerată aproximativ constantă.

În fig. 3.35 se reprezintă modulul și faza impedanței de transfer, Z_{12} , în funcție de raportul d/λ . Se observă că faza crește aproximativ liniar cu $2 \cdot \pi d/\lambda$.

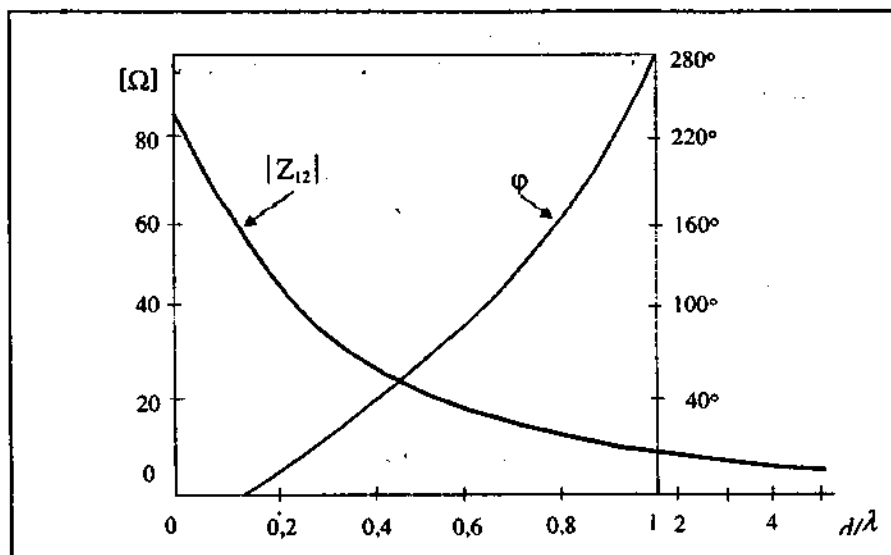


Fig. 3.35. Variația modulului și fazei lui Z_{12} .

În privința caracteristicii de directivitate, aceasta depinde numai de raportul curenților:

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{Z_{12}}{Z_2}. \quad (3.3.3)$$

Valoarea lui Z_{12} rezultă din fig. 3.35, iar pentru Z_2 din relația (3.3.1). Impedanța sistemului este egală cu valoarea impedanței prezentată de vibrator la bornele de alimentare și din sistemul (3.3.2) rezultă:

$$Z_d = \frac{V_1}{I_1} = Z_1 - \frac{Z_{12}^2}{Z_2}. \quad (3.3.4)$$

Pentru exemplificare, se consideră cazul în care distanța dintre vibrator și director este $d = 0,1 \cdot \lambda$. O directivitate bună se poate obține dacă faza lui Z_2 este -20° . Din relația (3.3.1) rezultă pentru impedanța Z_2 condiția:

$$\frac{1600 \cdot (l/\lambda - 0,467)}{72 + 300 \cdot (l/\lambda - 0,467)} = -\operatorname{tg} 20^\circ = -0,364.$$

Din relația anterioară se obține valoarea raportului $l/\lambda = 0,452$, de unde rezultă că Z_2 va avea valoarea:

$$Z_2 = 64 - j \cdot 24,67 \approx 68,6 \cdot e^{-j20^\circ}.$$

Pe baza fig. 3.35, pentru impedanța de transfer, Z_{12} , corespunde valoarea: $|Z_{12}| = 70$ și $\varphi = 14^\circ$. Raportul dintre curenții care circulă prin cele două elemente ale antenei este:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{70 \cdot e^{j14^\circ}}{68,6 \cdot e^{-j20^\circ}} = \frac{70}{68,6} \cdot e^{-j180^\circ} \cdot e^{j14^\circ} \cdot e^{j20^\circ} = 1,02 \cdot e^{-j146^\circ}.$$

În funcție de acest raport, se poate determina caracteristica de directivitate a sistemului, care în planul E are expresia:

$$E(\theta) = \frac{I_2}{I_1} + e^{-j\frac{2\pi d}{\lambda}} \cdot \cos \theta, \quad (3.3.5)$$

în care θ este unghiul față de axa principală de radiație. În cazul considerat, după efectuarea transformărilor, se obține:

$$|E(\theta)| = 2 \cdot \cos(73^\circ - 18^\circ \cdot \cos \theta). \quad (3.3.6)$$

Impedanța antenei, definită conform relației (3.3.4), poate deveni reală prin reglarea lungimii vibratorului. Înlocuind în relație valorile lui Z_{12} și Z_2 se obține:

$$Z_d = Z_1 - \frac{4900 \cdot e^{j28}}{68,6 \cdot e^{j20}} = Z_1 - 47,5 - j \cdot 52,6.$$

Dacă se pune condiția ca partea imaginară să fie nulă, după înlocuirea lui Z_1 cu valoarea dată de expresia (3.3.1), rezultă:

$$(l/\lambda - 0,467) \cdot 1600 = 52,6,$$

de unde se obține: $l = 0,5 \cdot \lambda$.

Astfel, pentru impedanța vibratorului se obține valoarea $Z_1 = 82 + j \cdot 52$, iar pentru impedanța întregii antene, valoarea $Z_d = 82 - 47,5 = 34,5 \Omega$.

Pentru antenele Yagi de acest tip, caracteristica de directivitate rezultantă depinde de distanța d și are expresia:

$$|R(\theta)| \cong 2 \cos \left(73^\circ - 18^\circ \frac{d}{\lambda} \cdot \cos \theta \right). \quad (3.3.7)$$

În mod uzual, antenele Yagi se realizează cu un număr mai mare de elemente, fiind compuse din unul sau mai mulți reflectori, un vibrator și mai mulți directori, ca în figura 3.36.

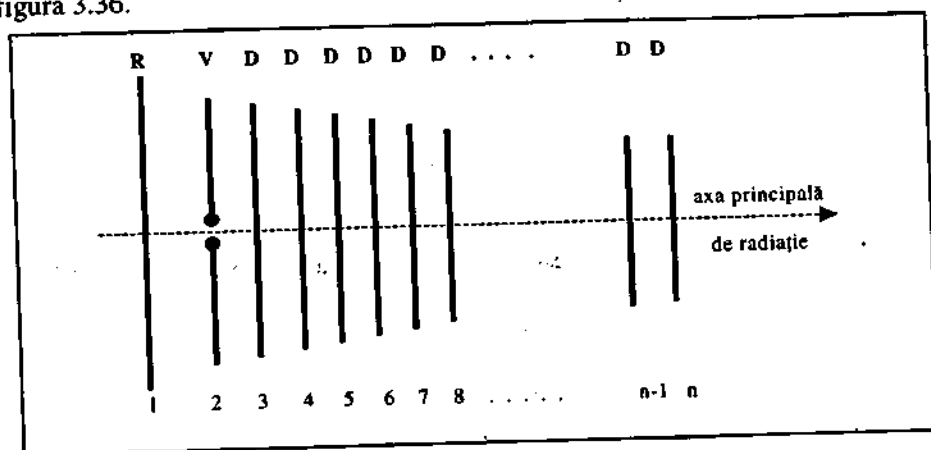


Fig. 3.36. Antena Yagi cu mai multe elemente.

Pentru o astfel de antenă, care conține un singur vibrator și mai mulți dipoli pasivi, se construiește un sistem de ecuații analog sistemului (3.3.2), în care intervin curenții prin fiecare element, impedanțele elementelor, precum și impedanțele de transfer dintre elementele antenei:

$$\begin{cases} Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 + Z_{13} \cdot I_3 + \dots = 0 \\ Z_{12} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 + Z_{23} \cdot I_3 + \dots = V_2 \\ Z_{13} \cdot I_1 + Z_{23} \cdot I_2 + Z_{33} \cdot I_3 + \dots = 0 \\ Z_{14} \cdot I_1 + Z_{24} \cdot I_2 + Z_{34} \cdot I_3 + \dots = 0 \end{cases} \quad (3.3.8)$$

Din ecuațiile egale cu zero se pot determina rapoartele dintre curenți, iar din ecuația a doua rezultă impedanța Z_0 . Caracteristica de directivitate se poate construi folosind rapoartele dintre curenți și distanțele dintre elemente.

Antenele Yagi sunt antene de bandă îngustă și se utilizează preponderent în domeniile de televiziune FIF și VIF, asigurând câștiguri de valori ridicate (se mai numesc antene "canal de undă"). În tabelul 3.1 se prezintă valorile parametrilor care caracterizează directivitatea acestor antene în funcție de numărul de elemente care le compune.

Tabelul 3.1

Număr de elemente	Tip	Câștig față de dipolul elementar	$\alpha_{E0,7}$	$\alpha_{H0,7}$	RFS
2	RV	3,5 dB	75°	130°	8 dB
3	RVD	5 dB	68°	110°	14 dB
4	RVDD	6 dB	63°	95°	14 dB
5	RV3D	7 dB	58°	80°	14 dB
7	RV5D	8,5 dB	51°	65°	16 dB
10	RV8D	10,2 dB	44°	52°	20 dB
14	3RV10D	12 dB	38°	42°	23 dB
22	4RV17D	16 dB	25°	25°	28 dB

Trebuie precizat faptul că rezistența de radiație scade o dată cu creșterea numărului de elemente. Pentru o rezistență de radiație mare, se practică soluția utilizării ca vibrator a unui dipol îndoit. Soluția dipolului îndoit închis este corelată cu proprietatea unui conductor radiant de a-și mări rezistența de radiație concomitent cu creșterea lungimii, pentru o valoare λ impusă. În figura 3.37 se prezintă modul în care se ajunge la construcția dipolului îndoit.

Închiderea dipolului se face pentru reducerea pierderilor. Antena cu dipolul îndoit are o rezistență de radiație cuprinsă între 240 Ω și 300 Ω , în funcție de rapoartele l/λ , l/d și l/s . Dipolul îndoit este un exemplu de antenă sinfazică ale cărei caracteristici de directivitate și câștig sunt identice cu cele ale dipolului deschis în $\lambda/2$.

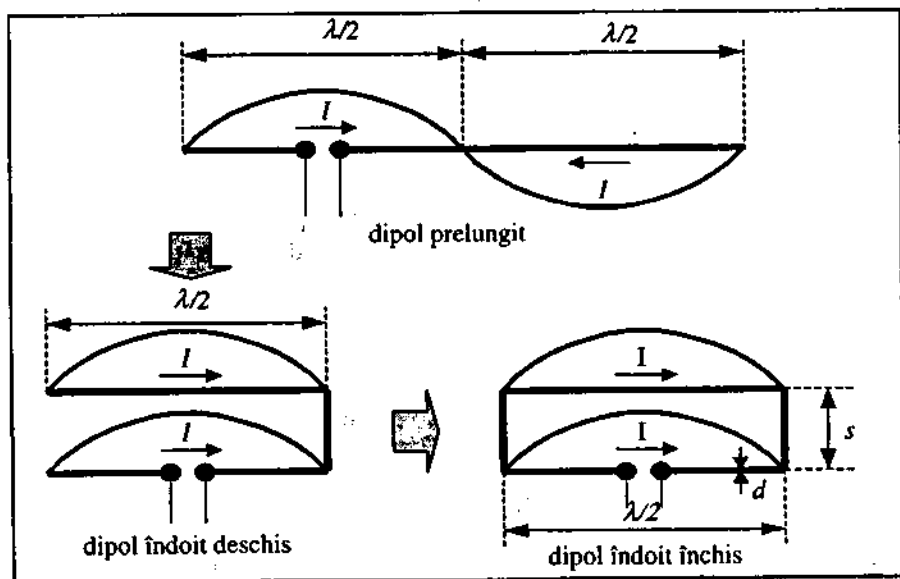


Fig. 3.37. Obținerea dipolului îndoit închis.

Pentru conectarea dipolilor și, respectiv, a antenelor Yagi, cu cablurile de alimentare / coborâre, de tip: bifilare sau coaxiale, în scopul adaptării și simetrizării conexiunilor, se utilizează soluțiile prezentate în fig.3.38.

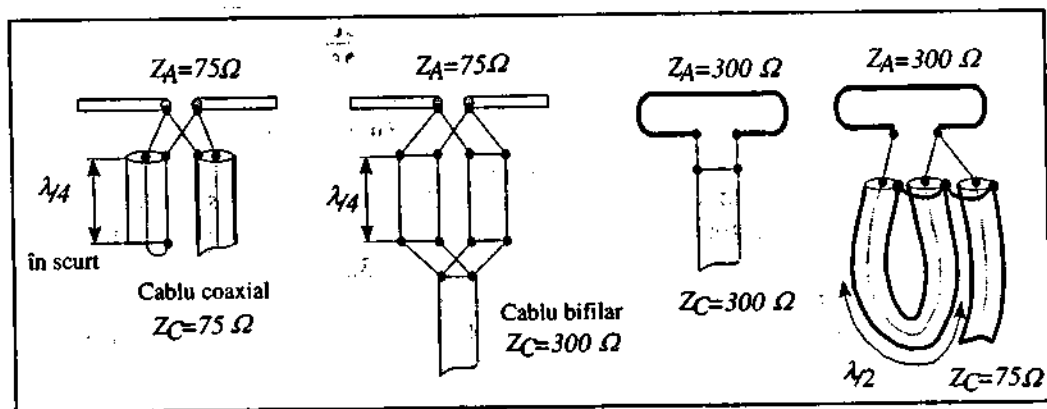


Fig. 3.38. Adaptarea și simetrizarea conexiunilor dipol – fider.

3.3.6. ANTENA LOG - PERIODICĂ

Antena formată dintr-un șir de dipoli cu lungimi logaritmice - periodice prezintă caracteristici deosebite care-i conferă o serie de aplicații, mai ales în tehnica măsurărilor. În principiu, este vorba de faptul că proprietățile acestei antene se repetă periodic cu logaritmul frecvenței. Dacă diferența dintre doi dipoli consecutivi este mică, se poate considera că antena are un câștig constant într-o anumită bandă de frecvențe. Spre deosebire de antena Yagi, care este o antenă de bandă îngustă, *antena log - periodică*, prezentată în fig. 3.39, este o antenă de bandă largă.

Alimentarea antenei se face în punctele notate cu F. Parametrii antenei sunt determinați de unghiul α , precum și de raportul:

$$\tau = \frac{l_n}{l_{n+1}} = \frac{x_n}{x_{n+1}} < 1. \quad (3.3.9)$$

Valori uzuale ale raportului sunt: $\tau = 0,9 \dots 0,5$.

Acest tip de antenă nu realizează câștiguri prea ridicate, motiv pentru care se folosește, de obicei, în combinație cu un reflector parabolic, jucând în acest caz rolul de excitator, sau cu antena biconică, pentru scăderea limitei inferioare a benzii de frecvențe.

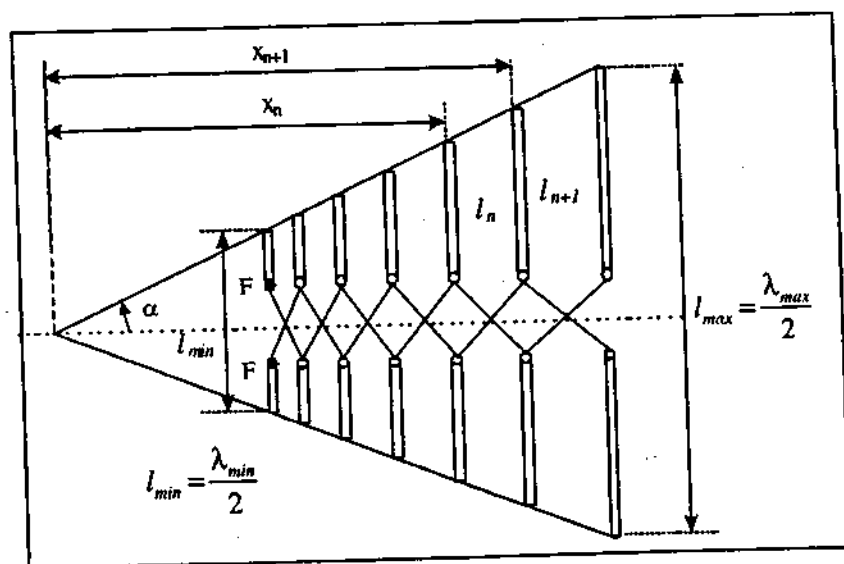


Fig. 3.39. Antena log - periodică.

3.3.7. ȘIRUL DE ANTENE CU RADIAȚIE TRANSVERSALĂ

Sistemul de antene compus dintr-un număr oarecare de elemente radiante identice, așezate la distanțe egale de-a lungul unei singure axe, prin care circulă curenți cu aceeași fază, formează un șir de antene, alimentate în fază. Acest sistem de antene realizează o **radiație transversală** ("sistem broad side"). Șirul este prezentat în figura 3.40, cele n elemente care îl compun fiind plasate de-a lungul axei Ox și distanțate între centre cu pasul adimensional $a = d/\lambda$.

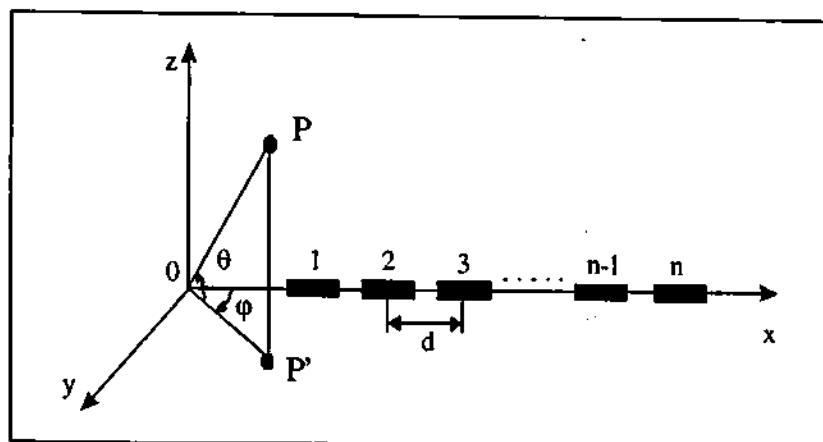


Fig. 3.40. Șir de antene cu radiație transversală.

Caracteristica de directivitate a șirului depinde de caracteristica de directivitate ρ a celor n elemente identice, de pasul a , precum și de unghiurile de azimut, φ și elevație, θ , și este dată de relația:

$$R(\varphi, \theta) = \rho \cdot \frac{\sin[n \cdot \pi \cdot (a \cdot \cos \varphi \cdot \cos \theta)]}{n \cdot \sin[\pi \cdot (a \cdot \cos \varphi \cdot \cos \theta)]} \quad (3.3.10)$$

În figura 3.41 sunt prezentate caracteristicile de directivitate ale unui șir de dipoli în semiundă, cu lungimea totală a șirului de $3 \cdot \lambda$ (între mijloacele elementelor extreme), în funcție de distanța dintre două elemente consecutive.

Maximul de radiație al acestor sisteme este situat perpendicular pe linia de așezare a antenelor, de unde și denumirea de "șir de antene cu radiație transversală".

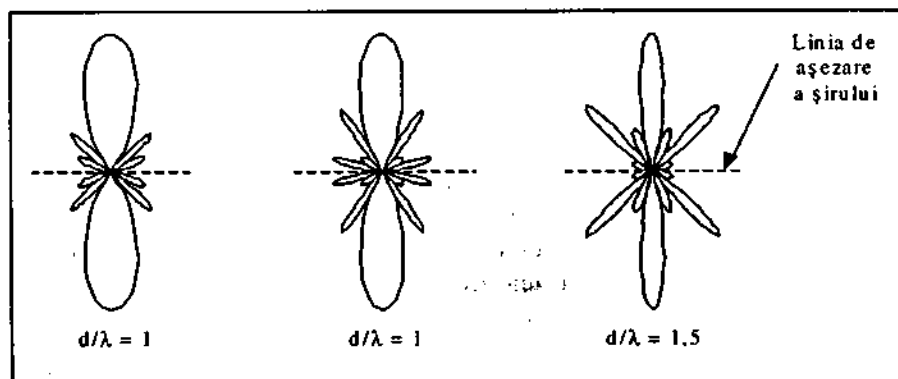


Fig. 3.41. Caracteristici de directivitate pentru șiruri cu radiație transversală.

3.3.8. ȘIRUL DE ANTENE CU RADIAȚIE LONGITUDINALĂ

Sistemul de antene cu radiație longitudinală este format dintr-un număr oarecare de antene identice, așezate de-a lungul unei axe, având curenții egali și astfel defazați încât să se asigure o diferență de fază crescătoare cu fracțiuni de perioadă între antenele vecine, proporțională cu distanța dintre aceste antene, exprimată în lungimi de undă. Sistemul de antene cu radiație longitudinală realizează o radiație de-a lungul axei de așezare (longitudinală) și este prezentat în fig.3.42.

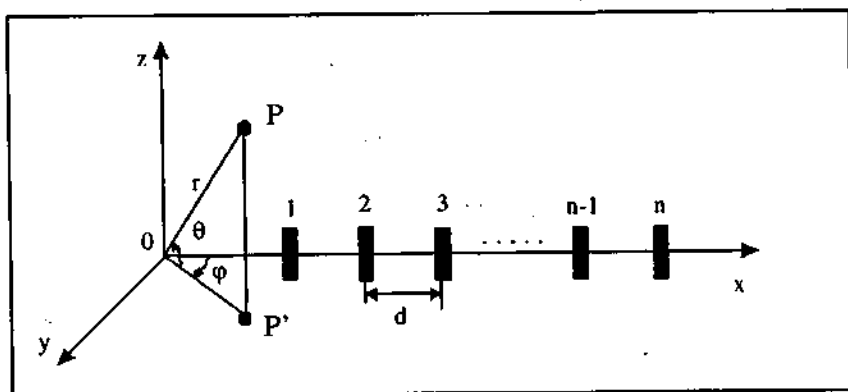


Fig. 3.42. Șir de antene cu radiație longitudinală.

Caracteristica de directivitate corespunzătoare acestui sistem compus din n elemente identice, având fiecare o caracteristică de directivitate ρ , este dată de relația:

$$R(\varphi, \theta) = \rho \cdot \frac{\sin[n \cdot \pi \cdot a(\cos \varphi \cdot \cos \theta \pm 1)]}{n \cdot \sin[\pi \cdot a(\cos \varphi \cdot \cos \theta \pm 1)]} \quad (3.3.11)$$

Semnul “+” sau “-” din relație corespunde unui defazaj pozitiv, respectiv negativ, între două radiatoare consecutive, ceea ce modifică directivitatea de-a lungul axei Ox spre stânga sau spre dreapta.

Sistemul concentrează câmpul radiat în direcția capătului sistemului unde există cea mai mare întârziere a fazei. Această concentrare este proporțională cu lungimea sistemului și este prezentată în fig.3.43.

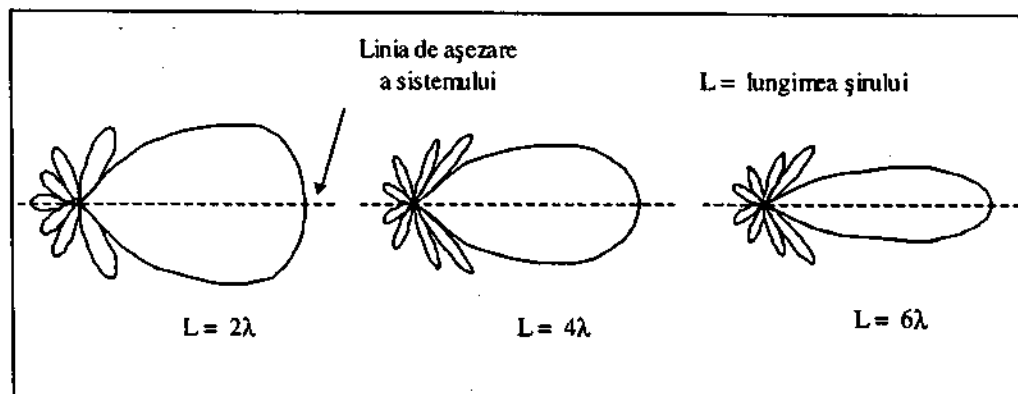


Fig. 3.43. Caracteristici de directivitate pentru șiruri cu radiație transversală.

Directivitatea unidirecțională nu depinde de distanța dintre două elemente consecutive, dacă acesta nu depășește valoare critică de aproximativ $3 \cdot \lambda/8$. Peste această valoare, sistemul poate deveni bidirecțional.

3.3.9. REȚEAUA DREPTUNGHILARĂ

Cele două șiruri prezentate anterior reprezintă cazuri particulare ale unui sistem de antene ce constă dintr-un număr oarecare de elemente radiante identice, așezate uniform de-a lungul axelor x și z și alimentate cu curenți identici, păstrând o diferență de fază constantă între elemente învecinate pe direcția unei axe. Rețeaua poate fi considerată ca fiind compusă din N șiruri paralele, în care fiecare șir constă din n elemente radiante separate.

Caracteristica de directivitate a rețelei are expresia:

$$R(\varphi, \theta) = \rho \cdot \frac{\sin[n\pi(a \cdot \cos\varphi \cdot \cos\theta + b)]}{n \sin[\pi(a \cdot \cos\varphi \cdot \cos\theta + b)]} \cdot \frac{\sin[N\pi(A \cdot \sin\theta + B)]}{N \sin[\pi(A \cdot \sin\theta + B)]}, \quad (3.3.12)$$

unde: n și N reprezintă numărul elementelor radiante de-a lungul axelor x și, respectiv, z ; a și A sunt distanțele dintre elementele radiante de-a lungul axelor x și, respectiv, z , exprimate în fracțiuni de lungime de undă, λ , iar b și B sunt defazajele dintre elementele învecinate de-a lungul axelor x și, respectiv, z , exprimate în fracțiuni de perioadă.

Astfel, șirul de radiație transversală se poate obține din rețeaua dreptunghiulară pentru cazul: $N = 1$ și $b = 0$, iar șirul cu radiație longitudinală se obține pentru: $n = 1$ și $a = b$.

Prin modificarea defazajelor dintre elemente, separat pentru cele două axe, se poate obține o caracteristică de directivitate orientabilă între anumite limite, fără a fi necesară modificarea geometrică sau constructivă a poziției rețelei.

3.4. ALTE TIPURI DE ANTENE

3.4.1. ANTENE CU UNDE PROGRESIVE

Un conductor nerezonant, plasat în spațiul liber, având lungimea $l \gg \lambda$ și terminat pe o impedanță egală cu impedanța sa caracteristică devine o *antena cu unde progresive*.

Distribuția curentului în lungul antenei și caracteristica de directivitate pentru antenna cu unde progresive sunt prezentate în fig. 3.44. Caracteristica de directivitate este simetrică față de conductorul antenei, iar rezistența de radiație crește o dată cu raportul l/λ , ca în fig. 3.45.

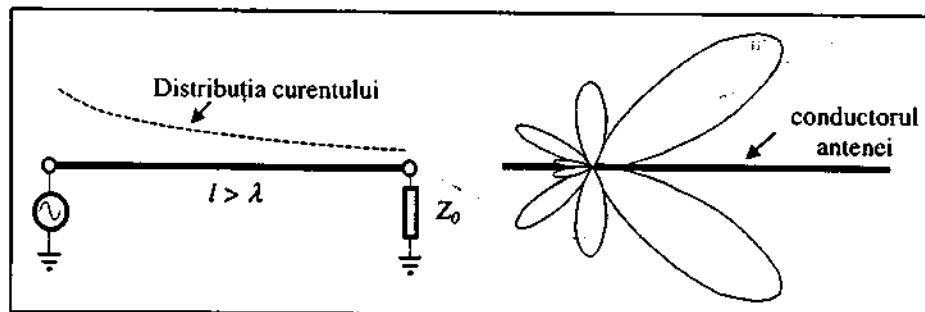


Fig. 3.44. Distribuția de curent și caracteristica de directivitate.

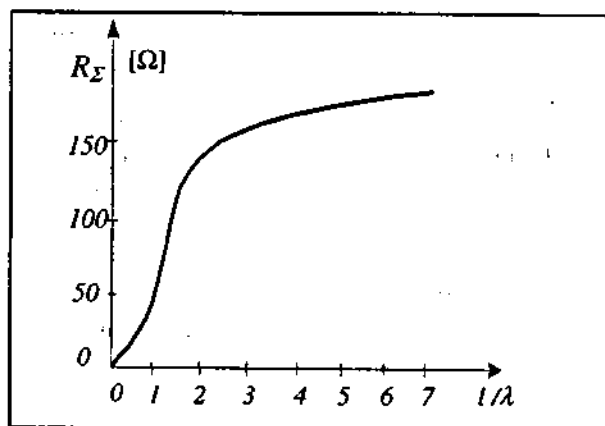


Fig. 3.45. Rezistența de radiație a conductorului.

O aplicație tipică pentru antenele cu unde progresive o constituie *antena rombică*. Aceasta este formată din patru conductoare cu unde progresive, dispuse în formă de romb și terminată pe o rezistență de sarcină. Antena rombică este o antenă de bandă largă, utilizată în domeniul undelor medii și scurte, planul antenei fiind, de obicei, paralel cu suprafața pământului.

În fig. 3.46 este reprezentată o antenă rombică, precum și modul în care se însumează câmpurile produse de laturile acesteia pentru a se obține un maxim de radiație în direcția rezistenței de sarcină de valoare Z_0 .

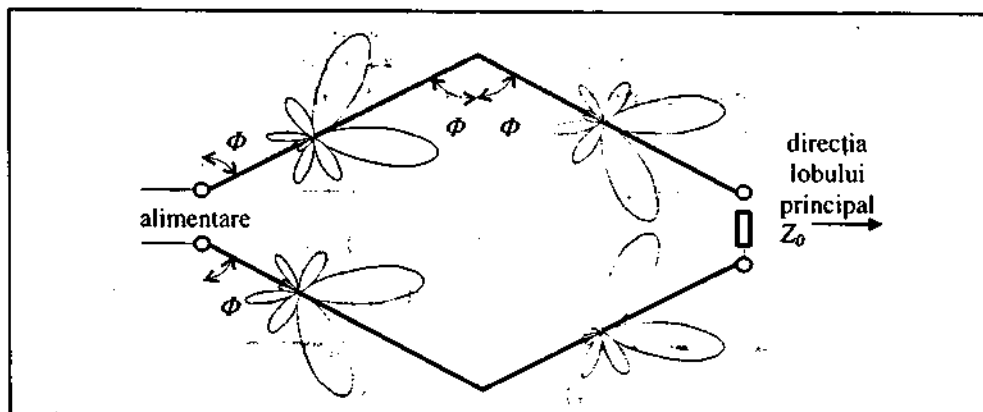


Fig. 3.46. Antena rombică.

Unghiul de deschidere optim al rombului nu este critic în raport cu lungimea laturilor, dacă această lungime este de cel puțin două ori mai mare decât λ și se situează între 60° și 75° (fig. 3.47).

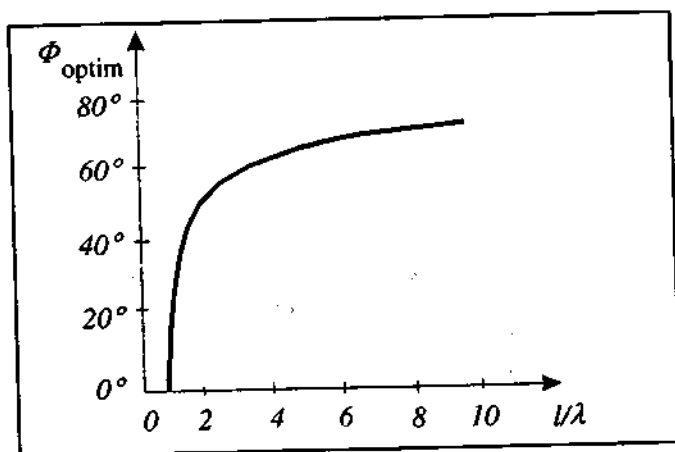


Fig. 3.47. Unghiul de deschidere optim al antenei

Un alt tip de antenă cu unde progresive este *antena rețea cu radiație longitudinală*, realizată cu o linie cu unde progresive și un anumit număr de conductoare suplimentare numite *colectori*, așezați în perechi coliniare și cuplați slab cu linia de transmisiune prin capacități de valoare mică, produse de izolatorii antenei (fig. 3.48).

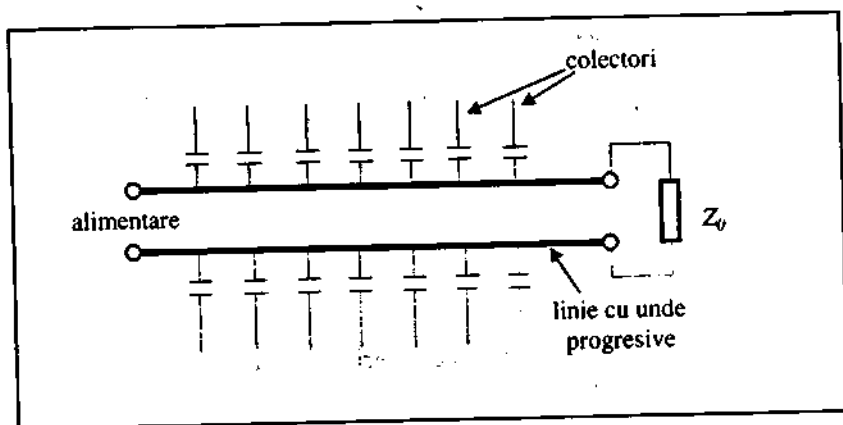


Fig. 3.48. Antenă cu linie de unde progresive.

Defazajul dintre curenții ce apar prin două conductoare consecutive se obține datorită faptului că, dacă linia se termină pe o impedanță egală cu impedanța caracteristică a acesteia, variația fazei de-a lungul liniei este proporțională cu lungimea liniei, fiind egală cu 360° pentru o lungime egală cu λ .

În construcțiile obișnuite, colectorii au fiecare o lungime de aproximativ $0.3 \cdot \lambda$ și sunt așezați la o distanță de cel mult $\lambda/12$ între ei. Lungimea totală a unei antene de tip rețea cu radiație longitudinală este cuprinsă între $3 \cdot \lambda$ și $5 \cdot \lambda$.

3.4.2. ANTENE CADRU

Antena cadru ("loop antenna") este o antenă formată din una sau mai multe spire așezate într-un plan - planul cadrului și permite recepționarea semnalelor cu lungimi de undă mult mai mari decât dimensiunile constructive ale cadrului. Principalele variante constructive de antene cadru sunt prezentate în fig. 3.49.

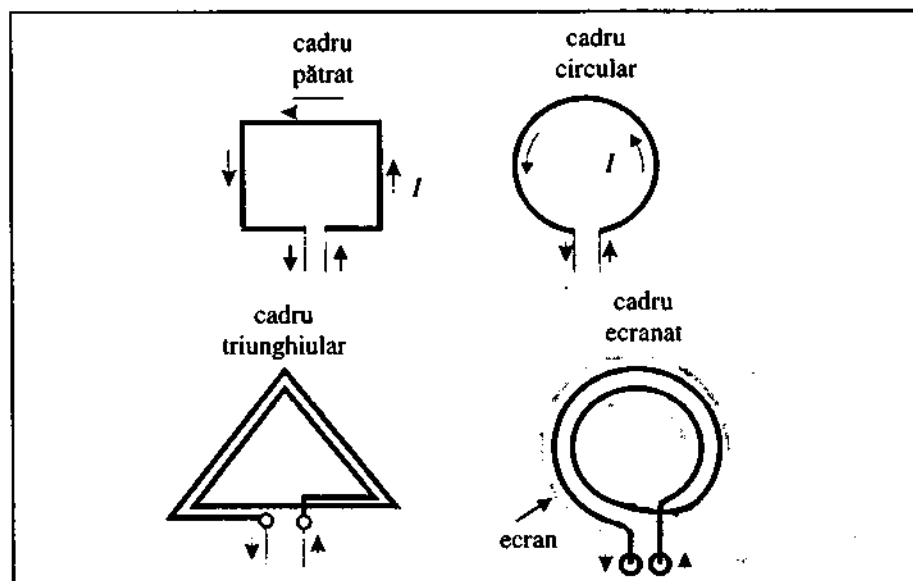


Fig. 3.49. Variante constructive de antene cadru.

Caracteristica de directivitate, cu referire la planul H, a unui cadru plasat în planul vertical (yoz), reprezentată în planul orizontal (xoy), ca în fig. 3.50, are formă de "8", orientat pe axa oy . Antena cadru se comportă practic identic cu un dipol în $\lambda/2$, având poziția perpendiculară pe planul cadrului și care trece prin centrul acestuia, poziția echivalentă mijlocului dipolului coincidând cu centrul cadrului. Antena cadru este sensibilă la liniile de câmp magnetic și trebuie orientată perpendicular pe acesta. Antenele cadru mai poartă denumirea și de *antene magnetice*; datorită rezistenței de radiație scăzute, ele sunt utilizate preponderent ca antene de recepție la frecvențe nu prea înalte.

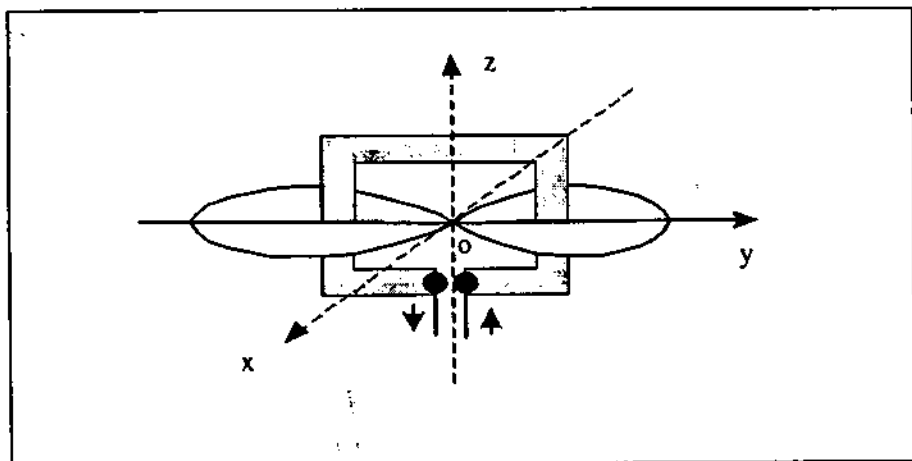


Fig. 3.50. Caracteristica de directivitate a unui cadru dreptunghiular.

Înălțimea efectivă a unei antene cadru este dată de relația:

$$h_{ef} = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \frac{A}{\lambda}, \quad (3.4.1)$$

unde: n este numărul de spire ce alcătuiesc cadrul, iar A este suprafața cadrului. Pentru mărirea înălțimii efective a antenelor cadru de recepție, acestea se construiesc pe miezuri de ferită cu permeabilitatea magnetică, μ_r , mare și pierderi mici în radiofrecvență, caz în care înălțimea efectivă devine:

$$h_{ef} = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \mu_r \cdot \frac{A}{\lambda}. \quad (3.4.2)$$

În fig. 3.51 este reprezentată o antenă cadru realizată pe o bară de ferită cu secțiunea circulară de rază R , pentru care înălțimea efectivă este:

$$h_{ef} = 2 \cdot \pi^2 \cdot n \cdot R^2 \cdot \frac{\mu_r}{\lambda}, \quad (3.4.3)$$

cu condiția ca lungimea antenei, $L = 2 \cdot \pi n R$, să fie mult mai mică decât lungimea de undă, λ .

Rezistența de radiație a antenelor cadru se poate calcula cu relația:

$$R_z = 800 \cdot \left(\frac{h_{ef}}{\lambda} \right)^2 \quad (3.4.4)$$

La construcția antenelor cadru trebuie să se folosească conductoare de foarte bună calitate pentru a avea pierderi minime. Întrucât antenele cadru sunt de bandă largă și au caracter inductiv, de obicei, se utilizează acordul capacitiv al acestora pe frecvența de recepție.

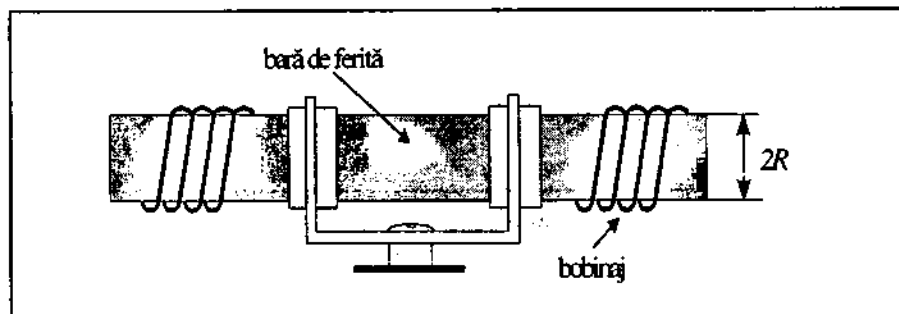


Fig. 3.51. Antenă cadru pe bară de ferită.

3.4.3. ANTENA CU REFLECTOR PARABOLIC

Pentru frecvențe ridicate, începând cu domeniul undelor ultracurte și continuând cu domeniul microundelor, o largă utilizare o au antenele de mare directivitate realizate cu *reflectori parabolici*. Reflectorul parabolic, prezentat în fig. 3.52, are proprietatea de a concentra un fascicul de unde paralele într-un singur punct, numit *focar*. Reciproc, radiațiile omnidirecționale ale unei surse plasată într-un focar sunt transformate în fascicul de unde paralele.

Reflectorul, având forma unui paraboloid de rotație, trebuie realizat cu o deschidere, D , mult mai mare în comparație cu lungimea de undă la care se utilizează.

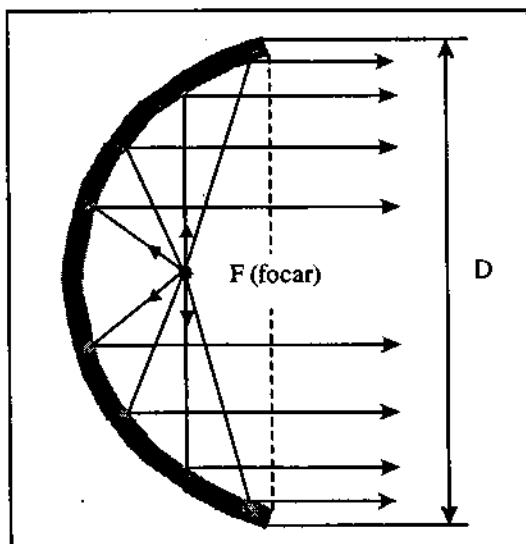


Fig. 3.52. Reflector parabolic.

În fig. 3.53 se prezintă un dipol utilizat ca sursă de câmp și ansamblul dipol - reflector parabolic.

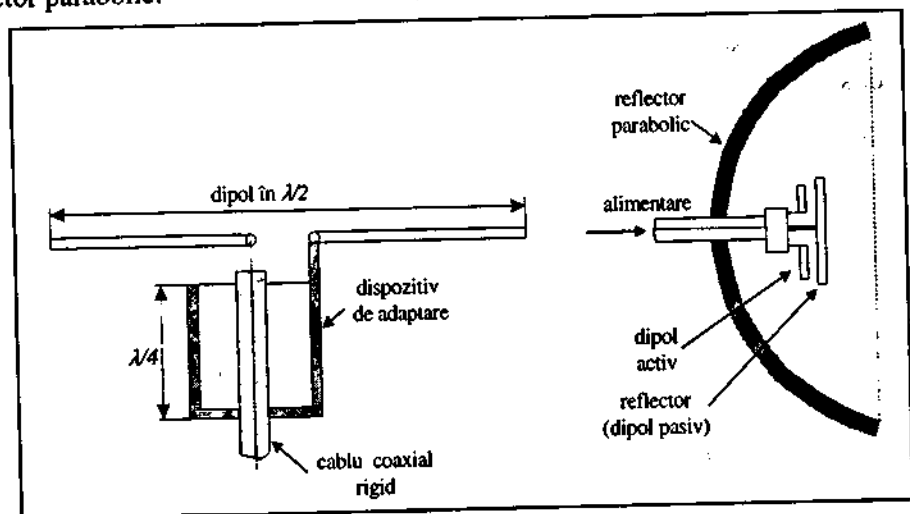


Fig. 3.53. Sistemul dipol - reflector parabolic.

Unghiul de deschidere al unei asemenea antene poate fi aproximat cu relația:

$$\alpha_{3dB} = 60 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (3.4.5)$$

Astfel, pentru un reflector cu diametrul $D = 20 \cdot \lambda$, se obține un unghi de deschidere $\alpha_{3dB} = 3^\circ$.

În cazul antenelor de microunde, elementul radiant plasat în focar se numește *iluminator*. Acesta trebuie să fie o sursă punctiformă în raport cu dimensiunile reflectorului. În acest scop se utilizează antenele *horn*, care realizează trecerea undelor electromagnetice din spațiul închis al ghidurilor de undă, în spațiul liber. În fig. 3.54 se prezintă două tipuri de antene horn utilizate ca iluminator.

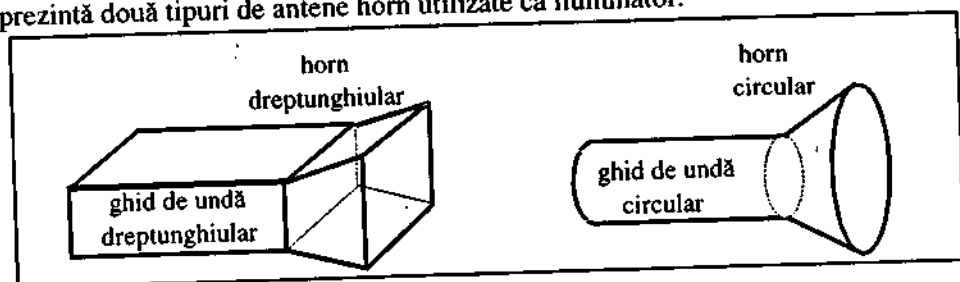


Fig. 3.54. Antene horn pentru iluminarea reflectorului.

Reflectorul transformă unda sferică produsă de iluminator într-o undă plană. În funcție de modul în care se face iluminarea și în funcție de forma reflectorului, există diferite tipuri de antene parabolice. În fig. 3.55 sunt prezentate două tipuri de antene cu reflector parabolic simetric: antena cu iluminare directă și antena cu reflector secundar hiperbolic ("cassegrain").

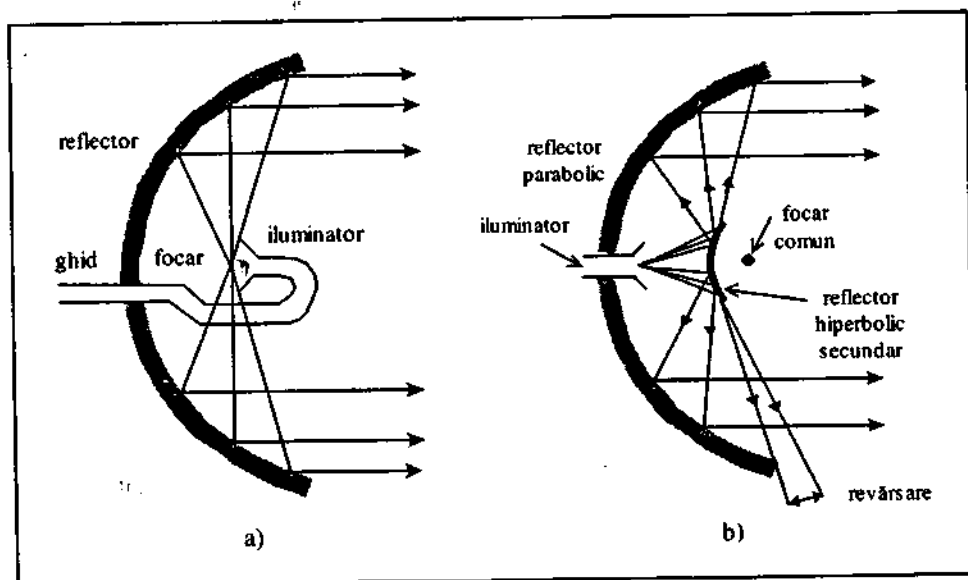


Fig. 3.55. a) Antena cu iluminare directă; b) Antenă cu reflector secundar.

Ambele tipuri de antene utilizează reflectoare cu deschidere circulară, planul deschiderii fiind perpendicular pe axa care unește centrul reflectorului parabolic cu focarul acestuia.

Alte tipuri de antene folosesc reflectoare asimetrice. Astfel, în fig. 3.56 sunt prezentate: *antena offset cu deschidere circulară*, respectiv *antena horn-reflector cu deschidere (apertură) trapezoidală*.

Suprafața reflectorizantă a reflectoarelor parabolice poate fi realizată fie ca o suprafață continuă acoperită cu un strat de material cu conductivitate foarte bună, fie sub forma unei grile conductoare. Suprafața efectivă, A_{ef} , a antenelor parabolice este mai mică sau cel mult egală cu suprafața geometrică, A_g , a aperturii.

Pentru reflectoare cu deschidere circulară se obține:

$$A_g = \frac{\pi \cdot D^2}{4}, \quad (3.4.6)$$

unde D este diametrul deschiderii. Raportul dintre cele două suprafețe reprezintă *eficiența* antenei:

$$\eta = \frac{A_{ef}}{A_g} \leq 1. \quad (3.4.7)$$

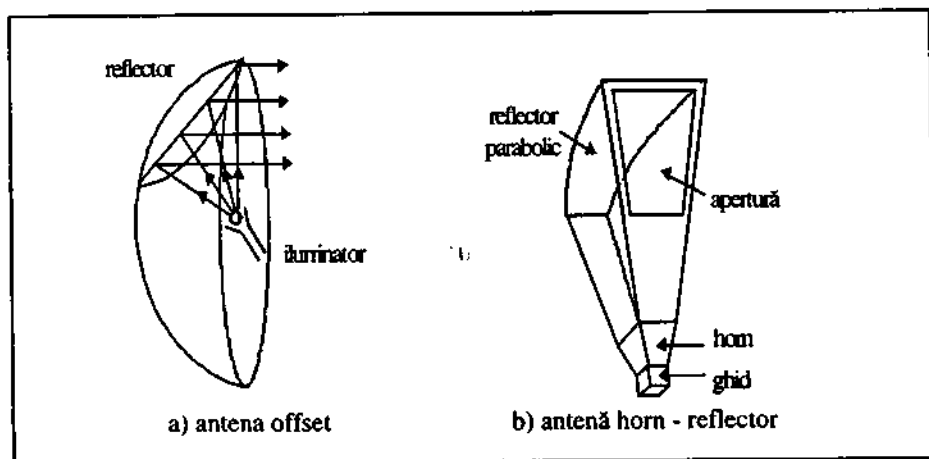


Fig. 3.56. Alte tipuri de antene.

Eficiența antenei este dependentă de modul în care se face iluminarea reflectorului, de rezistențele pe care le prezintă suprafețele conductoare reflectorizante, de umbra pe care o fac suportii iluminatorului sau ai reflectorului secundar. Orice pierdere de putere, de exemplu, prin revărsare, conduce la reducerea suprafeței efective a antenei și implicit la reducerea eficienței.

Câștigul antenelor parabolice se poate evalua pornind de la relația dintre câștig și suprafața efectivă, de unde rezultă:

$$G = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda^2} \cdot A_{ef} ; \quad (3.4.8)$$

utilizând relația (3.36), se obține:

$$G = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda^2} \cdot \eta \cdot A_g. \quad (3.4.9)$$

Pentru antenele cu deschidere circulară:

$$A_g = \frac{\pi \cdot D^2}{4},$$

de unde rezultă:

$$G = \eta \cdot \left(\frac{\pi \cdot D}{\lambda} \right)^2. \quad (3.4.10)$$

În continuare sunt prezentate două exemple:

a) pentru $D = 2,25$ m: $\eta = 0,5$; pentru $\lambda = 5$ cm se obține un câștig $G = 10^4$ sau $G = 40$ dB;

b) pentru $D = 33,3$ m: $\eta = 0,5$; pentru $\lambda = 7,5$ cm rezultă un câștig $G = 10^6$ sau $G = 60$ dB.

Unghiul de deschidere al unor antene parabolice cu apertură circulară este practic același în planurile E și H și se poate estima cu relația:

$$\alpha_{E0,7} = \alpha_{H0,7} = k \cdot \frac{\lambda}{D} \quad [\text{rad}], \quad (3.4.11)$$

unde k este un coeficient ce depinde de modul de iluminare și ia valori între $k = 2,04 \dots 2,32$. Astfel, pentru iluminare uniformă, $k = 2,04$. De exemplu, pentru $D = 30$ m, $\lambda = 7,5$ cm, (deci $f = 4$ GHz), rezultă că $\alpha_{3dB} = 0,51 \cdot 10^{-2}$ rad sau în grade, $\alpha_{3dB} = 0,51 \cdot 10^{-2} \cdot 180/\pi = 0,3^\circ$.

Între câștigul antenei și unghiul de deschidere se poate utiliza și relația de calcul simplificat:

$$G \approx \frac{16}{\alpha_{E0,7}^2}. \quad (3.4.12)$$

3.5. ANTENE DE EMISIE RADIO - TV

Pentru emițătoarele radio și TV, de cele mai multe ori sunt necesare sisteme radiante de putere mare și cu radiație omnidirecțională în plan orizontal. În acest paragraf, pornind de la elementele componente, se explică construcția, funcționarea și performanțele unui sistem radiant de tip turn, destinat emisiei radio - TV.

3.5.1. DIPOLUL ELEMENTAR CA BAZĂ DE CONSTRUCȚIE

În paragraful 3.2.3 este prezentat dipolul în $\lambda/2$ și caracteristica de directivitate a acestuia. Având în vedere faptul că dipolul realizează o radiație simetrică în raport cu axa pentru care i se măsoară lungimea și că un sistem radiant poate fi format din dipoli aflați în diferite poziții, este convenabil să se exprime caracteristica de directivitate în funcție de un parametru independent de poziție. Din aceste motive, relația (3.2.17) devine:

$$\rho(\alpha) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \alpha\right)}{\sin \alpha}, \quad (3.5.1)$$

unde unghiul α este, în acest caz, unghiul făcut de o direcție oarecare din spațiu cu axa dipolului, după cum se arată în fig. 3.57.

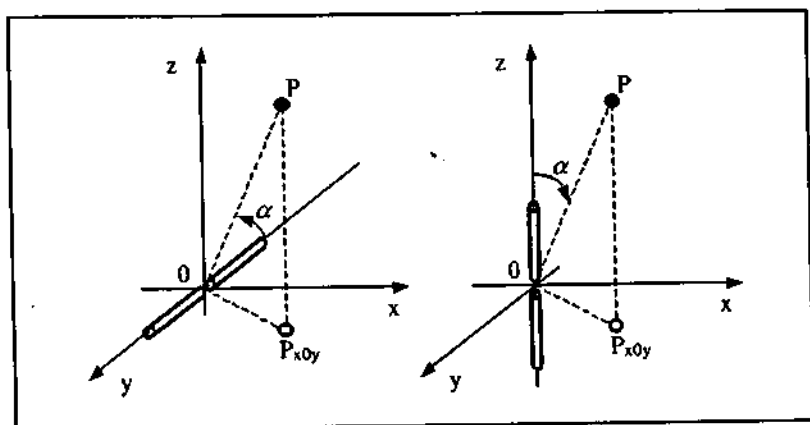


Fig. 3.57. Dipolul elementar orizontal sau vertical și măsurarea unghiului α

Caracteristica de directivitate a dipolului în planurile E și H este reprezentată în fig. 3.58. Pentru dipolul orizontal orientat după axa y, planul E este planul xoy (sau yoz), iar planul H este planul xoz. Pentru dipolul vertical, planul E este planul xoz (sau yoz), iar planul H este planul xoy.

Deoarece în planul H dipolul este omnidirecțional, caracteristica de directivitate este independentă de α și deci, pentru prima poziție, ea are forma unui cerc în planul xoz.

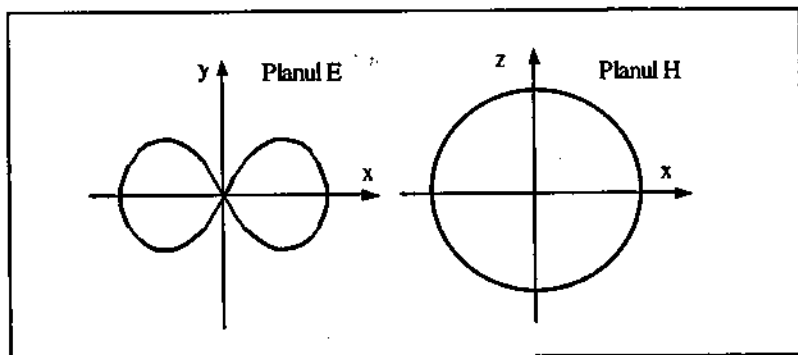


Fig. 3.58. Caracteristica de directivitate a dipolului elementar, pentru poziționarea în lungul axei y .

3.5.2. SISTEMUL FORMAT DIN DOUĂ ANTENE IZOTROPE

Pentru a analiza comportarea unui sistem radiant, se poate considera un sistem compus din două antene izotrope, aflate la o distanță d una față de cealaltă, pe axa z , așa cum se arată în fig. 3.59. Considerând unghiul θ făcut de o direcție oarecare în spațiu cu axa z , între cele două antene și punctul de recepție apare o diferență de drum $d \cos \theta$. Se poate arăta că radiația sistemului depinde de raportul d/λ și de unghiul θ , conform relației:

$$AF(\theta) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos \theta\right). \quad (3.5.2)$$

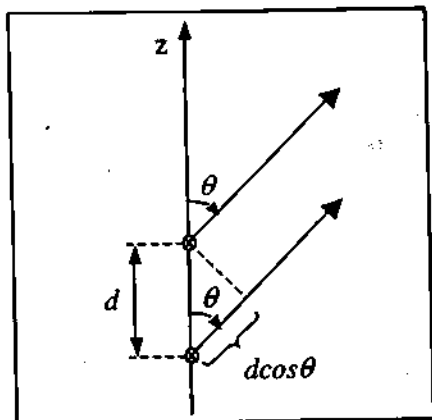


Fig. 3.59. Sistemul format din două antene izotrope.

Această relație se poate obține din relația (3.3.10) pentru cazul particular în care $n=2$ și $\varphi=0$. Caracteristica de directivitate a sistemului este simetrică în raport cu axa z . Funcția notată cu AF ("Array Factor") definește comportarea sistemului radiant și poate fi utilizată și în cazul în care antenele izotrope sunt înlocuite cu antene reale, motiv pentru care mai este numită și *factor de sistem*. În fig. 3.60 sunt reprezentate formele acestei funcții pentru

câteva valori reprezentative ale raportului d/λ , precum și comportarea în planul xoy , în care sistemul radiant este omnidirecțional.

Câștigul teoretic al sistemului în plan orizontal este de 3dB (puterea recepționată se dublează). Se poate constata că pentru cazul în care $d = \lambda/2$, radiația sistemului în direcția axei z este nulă. Acest caz prezintă o importanță deosebită pentru sistemele ce vor fi prezentate în cele ce urmează.

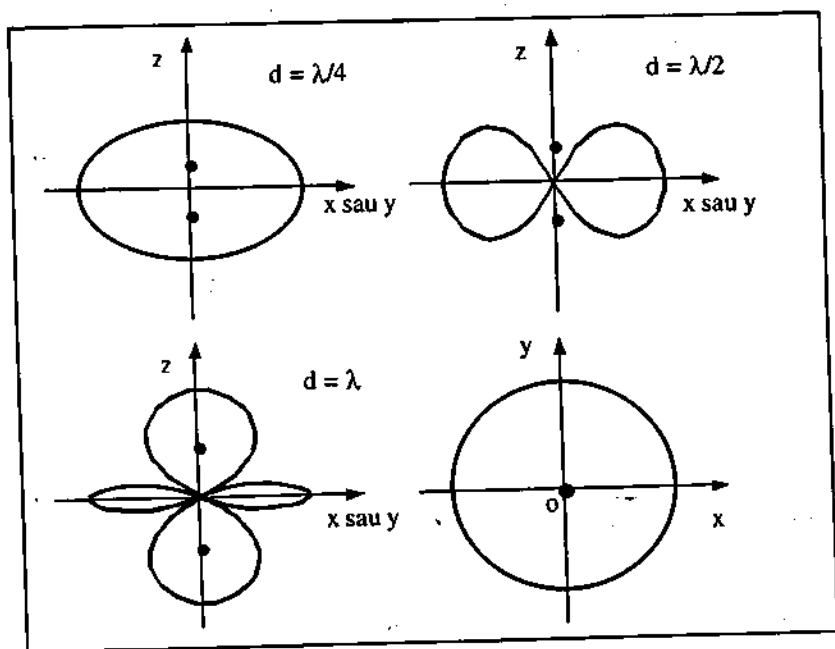


Fig. 3.60. Comportarea sistemului format din două antene izotrope.

În cazul general, al unui sistem (șir) format din n antene izotrope, așezate echidistant în lungul unei axe, factorul de sistem, AF , are expresia:

$$AF(\theta) = \frac{\sin\left(n \cdot \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \cos \theta\right)}{n \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \cos \theta\right)} \quad (3.5.3)$$

Caracteristica de directivitate a șirului rămâne simetrică în raport cu axa z , iar câștigul crește o dată cu numărul de elemente n din care este format. Câștigul șirului poate fi calculat cu relația $G = 10 \lg n$. Astfel, pentru $n = 2$ se obține câștigul $G = 3$ dB, pentru $n = 4$ câștigul $G = 6$ dB, pentru $n = 8$ câștigul $G = 9$ dB, iar pentru $n = 16$ câștigul $G = 12$ dB.

3.5.3. SISTEMUL FORMAT DIN DOI DIPOLI COLINIARI

Dacă cele două antene izotrope se înlocuiesc cu doi dipoli așezați în lungul axei z , unul în prelungirea celuilalt, iar d este distanța dintre mijloacele lor, atunci se obține un sistem radiant a cărui caracteristică de directivitate va depinde atât de directivitatea dipolilor, cât și de factorul de sistem, AF . Structura de sistem radiant rezultată este prezentată în fig. 3.61.

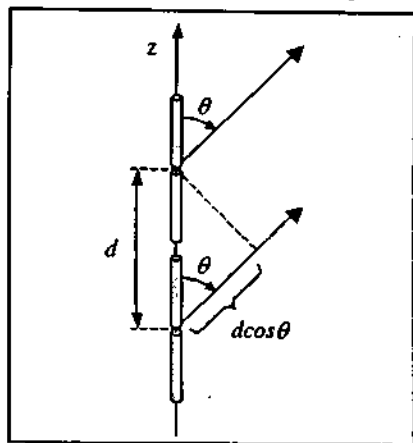


Fig. 3.61. Sistemul format din doi dipoli colinari.

Se poate observa că în acest caz, unghiul α pentru dipol coincide cu unghiul θ pentru sistemul de două antene. Dacă se consideră că cei doi dipoli sunt identici și comandați în fază (dipoli simfazici), atunci caracteristica de directivitate a sistemului rezultat depinde numai de unghiul θ și are următoarea expresie:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{sistem}} &= \rho_{\text{dipol}}(\theta) \cdot AF(\theta) = \\ &= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \theta\right)}{\sin \theta} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \cos \theta\right). \quad (3.5.4) \end{aligned}$$

Comportarea sistemului depinde evident de valoarea raportului d/λ . Pentru o distanță $d = 0,5 \cdot \lambda$ se obține un câștig suplimentar de 1,9 dB, relativ la câștigul unui dipol. Câștigul maxim apare în planul xoy (planul H al sistemului radiant), originea sistemului de axe fiind considerată la mijlocul distanței dintre cei doi dipoli. Acest lucru rezultă din faptul că pentru $\theta = 90^\circ$, $\rho_{\text{dipol}} = 1$ și $AF = 1$. Radiația sistemului este nulă în lungul axei z . Trebuie observat că sistemul este și rămâne omnidirecțional în planul H.

În fig. 3.62 se prezintă cele două caracteristici de directivitate reprezentate în planul H și rezultatul multiplicării acestora în cazul $d = 0,5 \cdot \lambda$. Creșterea de câștig a sistemului este echivalentă cu o îngustare a lobului principal, orientat transversal în raport cu axa dipolilor.

Dacă $d = 0,7 \cdot \lambda$, atunci câștigul sistemului este de 2,61 dB față de dipol și deci de 4,77 dB față de o antenă izotropă. Câștigul real G este mai mic de 3 dBd datorită cuplajelor parazite dintre dipoli. Radiația sistemului rămâne nulă în lungul axei z , chiar dacă AF este diferit de zero, datorită dipolilor care au $\rho_{\text{dipol}} = 0$ pentru unghiul $\theta = 0^\circ$.

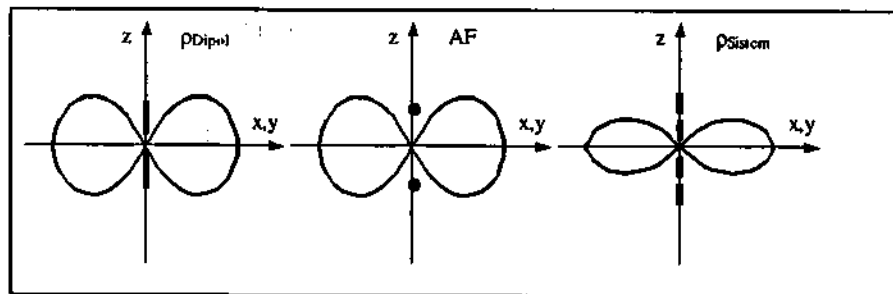


Fig. 3.62. Directivitatea sistemului compus din doi dipoli coliniari.

3.5.4. SISTEMUL FORMAT DIN DOI DIPOLI PARALELI

Dacă cei doi dipoli sunt așezați paralel unul cu celălalt, la distanță d și perpendiculari pe axa z , atunci se obține un nou sistem radiant, ca în fig. 3.63. Se poate observa că în acest caz, deoarece axa șirului de antene este perpendiculară pe axa dipolilor, unghiul α pentru dipol nu mai coincide cu unghiul θ pentru sistemul de două antene. Considerând că cei doi dipoli sunt identici (dipoli elementari cu $l = \lambda/2$) și comandați în fază (simfazici), atunci caracteristica de directivitate a sistemului rezultat depinde de unghiurile α și θ ca și de distanța d dintre dipoli, astfel:

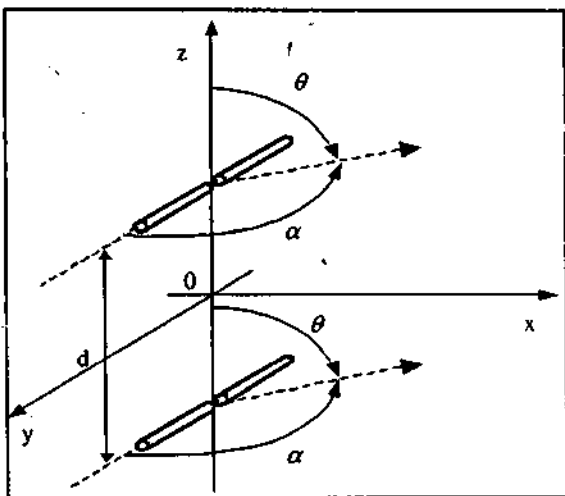


Fig. 3.63. Sistemul format din doi dipoli paraleli.

$$\rho_{\text{sistem}} = \rho_{\text{dipol}}(\alpha) \cdot AF(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha} \cdot \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos \theta\right). \quad (3.5.5)$$

Caracteristica de directivitate a unui astfel de sistem (denumit "parallel broad-side") nu mai poate avea o axă de simetrie, deoarece axa de așezare a centrelor dipolilor este axa z , în timp ce axa de simetrie a unui dipol este paralelă cu axa y și deci, perpendiculară pe axa z . Planul xoz este planul H al dipolilor, iar planul yoz este planul E, lucru valabil și pentru planul xoy .

Pentru a putea analiza comportarea sistemului, se poate proceda la multiplicarea factorilor $\rho_{\text{dipol}}(\alpha)$ și $AF(\theta)$ în fiecare dintre cele trei plane reprezentative. Un exemplu în acest sens îl constituie caracteristicile de directivitate reprezentate în fig. 3.64. Ele au fost obținute în cazul particular în care distanța dintre cei doi dipoli paraleli a fost fixată la valoarea $d = 0,5 \cdot \lambda$.

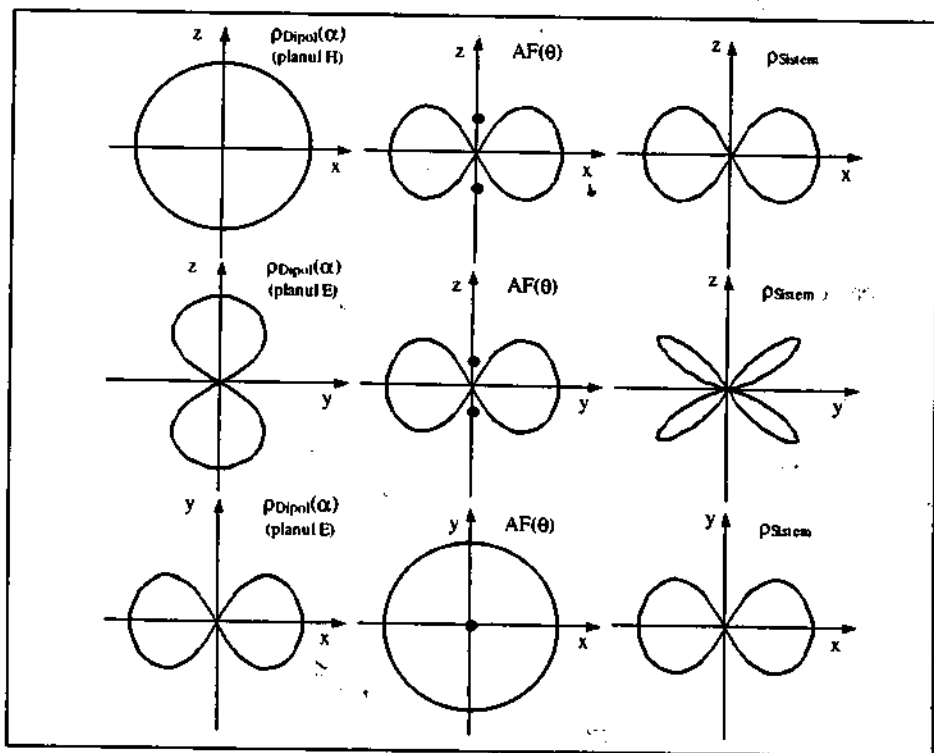


Fig. 3.64. Comportarea sistemului compus din doi dipoli paraleli și simfaziici.

Se poate constata că radiația maximă a sistemului are loc de-a lungul axei x , axă ce reprezintă normala la planul de așezare al dipolilor. Câștigul obținut de sistem față de un dipol elementar este $G = 4\text{dB}$ pentru $d = 0,5 \cdot \lambda$.

3.5.5. SISTEMUL FORMAT DE UN DIPOL ȘI UN PANOU REFLECTOR

În cazul în care un dipol este plasat paralel cu o suprafață conductoare și la mică distanță față de aceasta, datorită fenomenului de reflexie a undelor radio, radiația dipolului este modificată substanțial. Pentru a explica și evalua acest fenomen, se poate considera că dipolul împreună cu imaginea sa, creată prin reflexia pe o suprafață

conductoare ideală, se comportă ca un sistem format din doi dipoli comandați în antifază.

Sistemul format de un dipol elementar aflat la o distanță $d = \lambda/4$ de un panou reflector și, deci, la distanța $d = \lambda/2$ de imaginea sa virtuală și sistemul echivalent de doi dipoli paraleli în antifază sunt reprezentate în fig. 3.65.

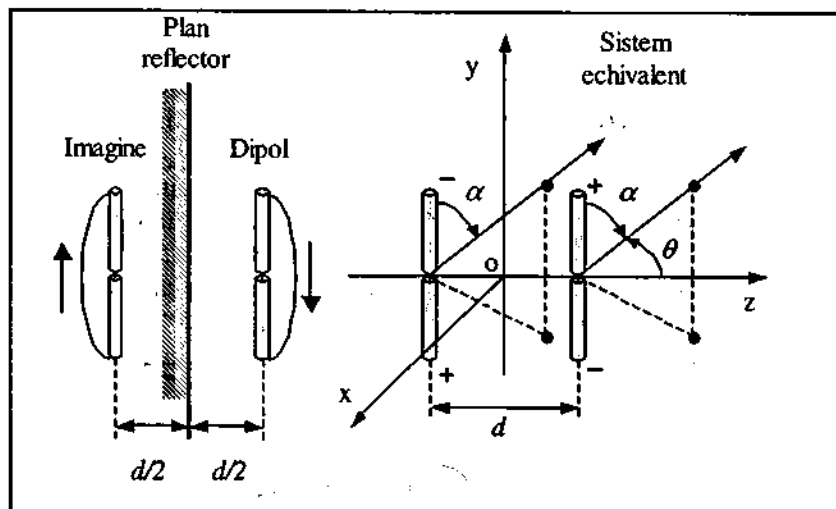


Fig. 3.65. Sistemul format de un dipol și un panou reflector.

Datorită faptului că cei doi dipoli sunt identici (dipoli elementari cu $l = \lambda/2$) și comandați în antifază, caracteristica de directivitate a sistemului rezultat depinde de unghiurile α și θ , conform reprezentării din figură, ca și de distanța d dintre cei doi dipoli, având următoarea expresie:

$$\rho_{\text{sistem}} = \rho_{\text{dipol}}(\alpha) \cdot AF(\theta).$$

Înlocuind, se obține:

$$\rho_{\text{sistem}} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha} \sin\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cos \theta\right). \quad (3.5.6)$$

În cazul particular în care $d = 0,5 \cdot \lambda$, această expresie devine:

$$\rho_{\text{sistem}} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right). \quad (3.5.7)$$

Din relația anterioară se poate constata că dacă $\theta = 0^\circ$, factorul de sistem $AF = \sin(\pi/2) = 1$ și, deci, sistemul are radiația maximă orientată pe direcția axei z (radiație longitudinală). În schimb, pentru $\theta = 90^\circ$, $AF = \sin(0) = 0$ și radiația sistemului este nulă în planul xoy (planul ecranului).

Câștigul teoretic al sistemului este și în acest caz de 4 dB relativ la un dipol în $\lambda/2$. Dacă se ține seama de cuplajul parazit care apare între dipol și reflectorul considerat ca un plan conductor ideal, acest câștig se reduce cu 0,76 dB. Prin urmare, se obține că $G = 3 \text{ dB} - 0,76 \text{ dB} = 2,24 \text{ dBd}$, sau $G = 5,4 \text{ dBi}$, relativ la antena izotropă.

Deoarece, în practică, reflectorul are dimensiuni finite și suprafața discontinuă, realizată, de obicei, sub formă de grilă, câștigul real al antenei panou cu dipol se poate reduce până la o valoare aproximativă de 3 dBd (sau 5,15 dBi).

Caracteristicile de directivitate, în fiecare dintre cele trei plane reprezentative, sunt cele indicate în fig. 3.66.

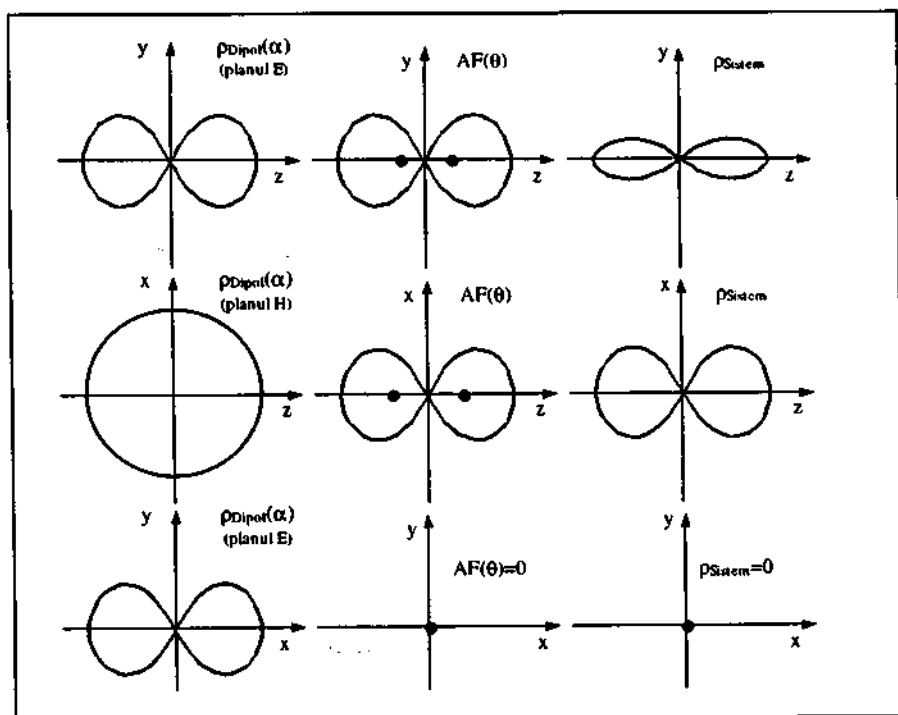


Fig. 3.66. Comportarea sistemului compus din doi dipoli aflați la distanța $\lambda/2$ și comandați în antifază.

Dacă se ține seama de faptul că în cazul sistemului format de un dipol și un panou reflector nu poate exista radiație de câmp electromagnetic în spatele ecranului reflector, mai ales dacă reflectorul este considerat un plan realizat dintr-un material conductor ideal (cu coeficient de reflexie în modul unitar), atunci forma caracteristicii sale de directivitate trebuie corectată față de cazul general al sistemelor de dipoli în antifază.

Construcția antenei panou reflector – dipol în $\lambda/2$ și caracteristicile sale reale, reprezentate în planul E și, respectiv, H sunt cele din fig. 3.67.

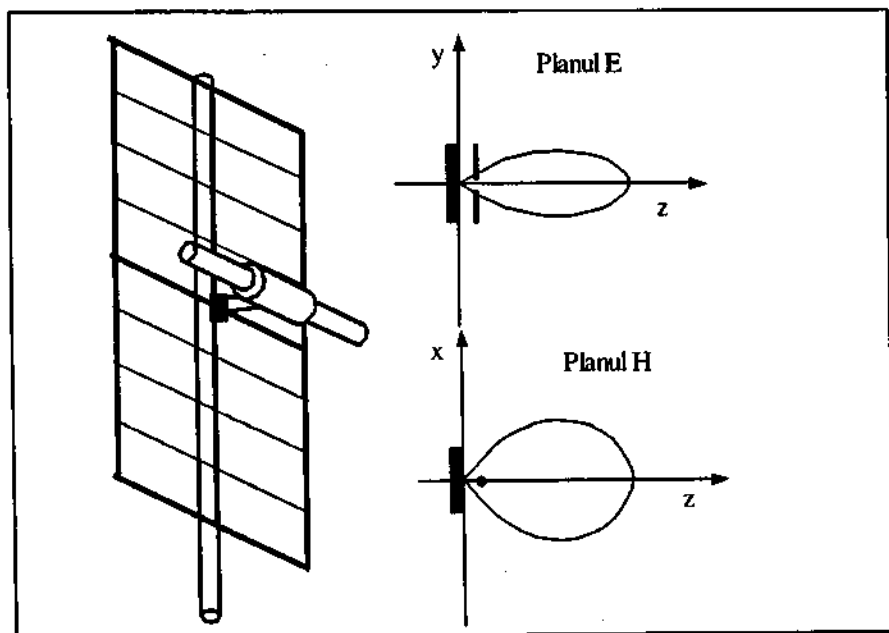


Fig. 3.67. Sistemul dipol - panou reflector și directivitatea sa în planurile E și H.

După cum rezultă din fig. 3.57, sistemul radiant de tip dipol combinat cu panou reflector este o antenă cu radiație unidirecțională ("end-fire").

3.5.6. ANTENA PANOU CU DOI DIPOLI

O variantă de antenă și mai eficientă din punctul de vedere al directivității și al câștigului o reprezintă sistemul de antenă panou cu doi dipoli paraleli sinfazici. Această antenă combină două antene de tip dipol-panou într-un singur sistem radiant cu directivitate unidirecțională ("end-fire"), așa cum se poate vedea în fig. 3.68.

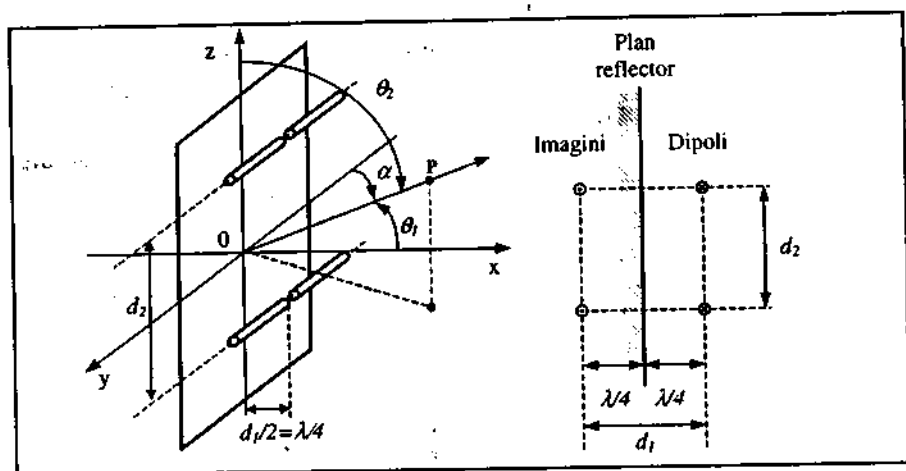


Fig. 3.68. Antena panou cu doi dipoli.

Caracteristica de directivitate a sistemului rezultat depinde de unghiurile α , θ_1 și θ_2 , conform reprezentării din figură, ca și de distanțele $d_1/2$ dintre dipoli și panou, respectiv d_2 dintre cei doi dipoli. Pentru $d_1 = \lambda/2$, ρ_{sistem} are următoarea expresie:

$$\begin{aligned} \rho_{sistem} &= \rho_{dipol}(\alpha) \cdot AF_1(\theta_1) \cdot AF_2(\theta_2) = \\ &= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \theta_1\right) \cos\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \cos \theta_2\right). \end{aligned} \quad (3.5.8)$$

În această expresie, primii doi factori $\rho_{dipol}(\alpha) \cdot AF_1(\theta_1)$ reprezintă directivitatea antenei dipol-panou reflector, iar al treilea factor, $AF_2(\theta_2)$, reprezintă combinația celor două antene dipol-panou așezate pe verticală în lungul axei z la distanța d_2 . În mod uzual, $d_2 = (0,6+0,8) \cdot \lambda$.

În planul vertical xoz , care reprezintă planul H al dipolilor, $\alpha = \pi/2$ și $\theta_2 = \pi/2 - \theta_1$. Caracteristica de directivitate a sistemului devine:

$$\rho_{sistem} = 1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \theta_1\right) \cos\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \cos \theta_2\right). \quad (3.5.9)$$

Pe direcția axei x , $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \pi/2$, iar $\rho_{sistem} = 1$, ceea ce arată că radiația maximă se obține pe direcția axei x , transversal în raport cu planul panoului reflector.

Antena panou cu doi dipoli și caracteristicile ei de directivitate sunt prezentate în fig. 3.69. Unghiul de deschidere a lobului principal este de aproximativ 70° în planul E și de aproximativ 60° în planul H. Câștigul antenei panou cu doi dipoli este $G \approx 7,5$ dB relativ la dipolul în $\lambda/2$.

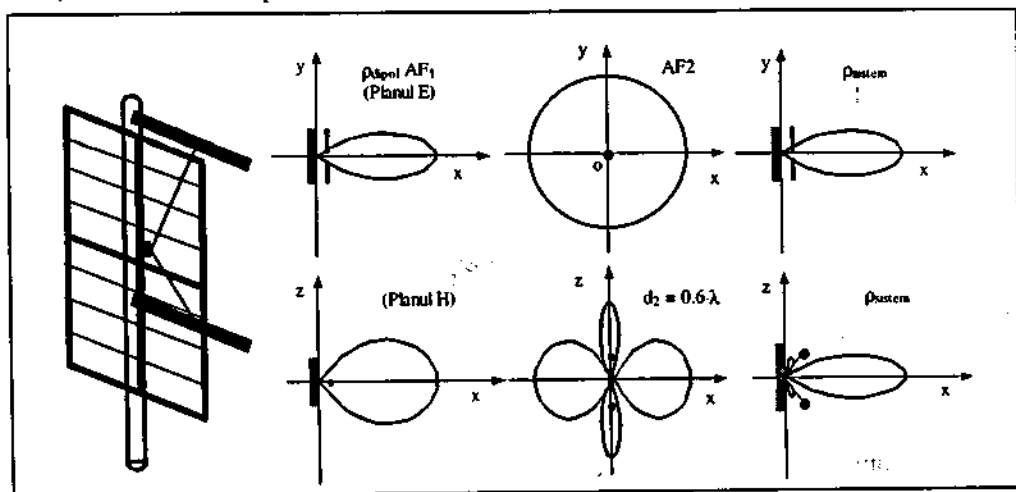


Fig. 3.69. Antena panou cu doi dipoli și caracteristica sa de directivitate.

Prin plasarea a două antene panou, A și B, ca în fig. 3.70, câmpurile produse de cele două antene în cadranul definit de $\alpha_A = 0 \dots \pi/2$ sunt de forma:

$$E_A = E \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \alpha_A\right)}{\sin \alpha_A} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sin \alpha_A\right), \quad (3.5.10)$$

$$E_B = E \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \alpha_B\right)}{\sin \alpha_B} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sin \alpha_B\right), \quad (3.5.11)$$

sau, deoarece $\alpha_B = \pi/2 - \alpha_A$:

$$E_B = E \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sin \alpha_A\right)}{\cos \alpha_A} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \cos \alpha_A\right), \quad (3.5.12)$$

unde E este o constantă.

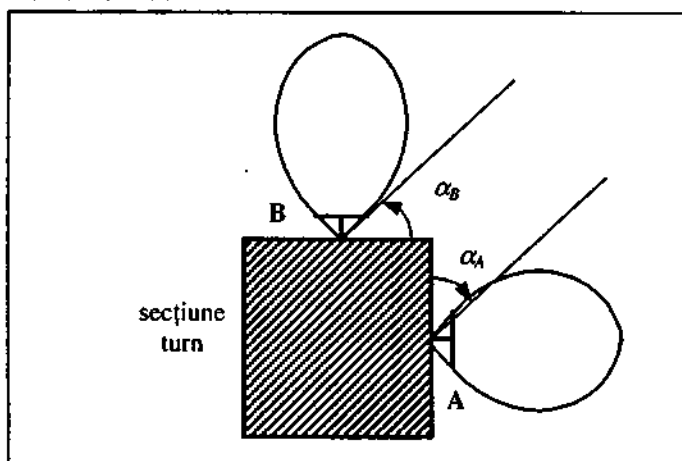


Fig 3.70. Două antene panou plasate la un unghi $\pi/2$.

Câmpul electromagnetic total produs într-un punct situat la o anumită distanță pe direcția de radiație, α_A , este egal cu suma fazorială a celor două câmpuri.

Pentru a obține în planul orizontal o caracteristică cvasi - omnidirecțională, se utilizează patru antene panou plasate în acest plan, ca în fig. 3.71. Fiecare grup de antene se va comporta în cadrul cadranelor respectiv similar cazului descris anterior.

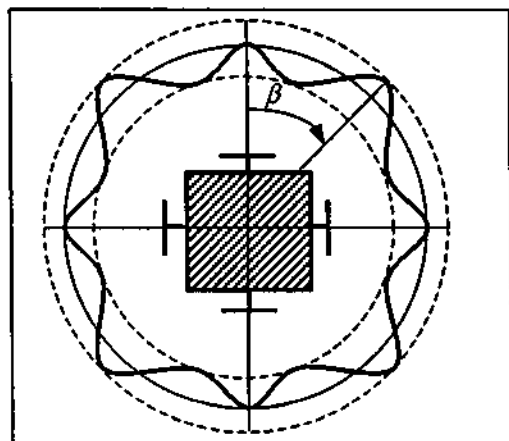


Fig. 3.71. Caracteristica de directivitate a unui sistem cvasi - omnidirecțional.

Pentru $\alpha = 0^\circ$ (sau 90°), radiația se datorează doar uneia dintre antenele grupului. Se observă că se obține un maxim de radiație pentru un unghi $\alpha = 45^\circ$ (cu aproximativ 1 dB mai mare față de câștigul situat după direcția axelor). Minimum de radiație este cu aproximativ 2 dB mai mic față de câștigul situat după direcția axelor.

Situația descrisă anterior presupune o aceeași putere de alimentare pentru cele patru antene. Prin modificarea puterilor de alimentare se poate modifica forma caracteristicii de directivitate (sistemul nu mai este cvasi - omnidirecțional ca în cazul precedent).

3.5.7. ȘIRURI DE ANTENE PANOU CU DOI DIPOLI

În continuare, se consideră n dipoli comandați în fază și dispuși pe verticală, situați la o distanță d unul față de altul.

În fig. 3.72 se prezintă două variante de astfel de șiruri:

- șirul de antene coliniare sau "collinear - array" și
- șirul de antene paralele sau "broad-side - array".

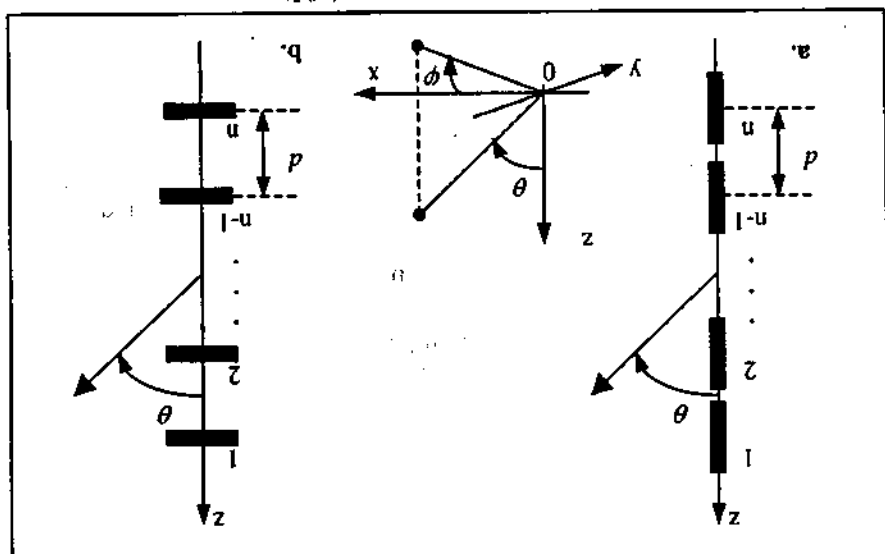


Fig. 3.72. Sistemul format din " n " etaje similare.

În tabelul 3.2 se prezintă câștigul, G , al unor astfel de șiruri de dipoli pentru diferite lungimi ale dipolului, d , și pentru un număr de elemente, n , variabil.

Tabelul 3.2

n	G [dBd]			
	Collinear-array		Broadside-array	
	$d=0,5\lambda$	$d=0,9\lambda$	$d=0,5\lambda$	$d=0,9\lambda$
2	2,2	3,7	4,0	4,6
3	3,8	5,7	5,5	6,0
4	4,9	8,1	7,0	8,0
6	6,5	9,0	9,0	10,4
8	8,8	9,4	10,0	12,0
12	9,4	12,2	12,0	14,0
16	10,7	13,4	13,2	15,4

Acest sistem cu n dipoli identici, comandați în fază, reprezintă un șir cu radiație transversală, deci pentru determinarea factorului de sistem se poate aplica relația (3.3.10), cu observațiile: ρ lipsește din relație (este vorba de AF) și reprezintă caracteristica de directivitate a fiecărui etaj; $a = d/\lambda$; șirul este dispus pe verticală. În aceste condiții, pentru factorul de sistem, rezultă relația:

$$AF(\varphi, \theta) = \frac{\sin \left[n \cdot \pi \cdot \left(\frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta \right) \right]}{n \cdot \sin \left[\pi \cdot \left(\frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta \right) \right]} \quad (3.5.13)$$

În locul dipolilor se pot utiliza și antene panou identice comandate în fază. Caracteristica de directivitate a sistemului se obține prin multiplicarea caracteristicii unui etaj cu AF .

Prin păstrarea amplitudinii curentului de alimentare și, suplimentar, prin introducerea unui defazaj constant al curentului între antenele succesive ale unui șir de antene panou plasat pe verticală (fig. 3.73) se poate obține o înclinare în plan vertical ("down - tilt") a lobului principal al caracteristicii de directivitate, cu un unghi β .

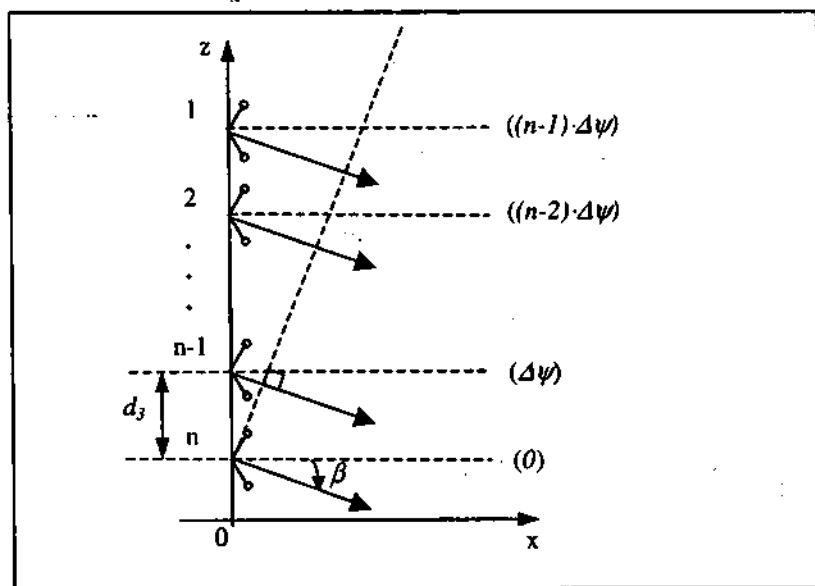


Fig. 3.73. Obținerea unei caracteristici de directivitate înclinate în plan vertical.

Relația de legătură între defazaje și înclinarea fascicului antenei este dată de expresia:

$$\Delta\psi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d_3}{\lambda} \cdot \sin \beta. \quad (3.5.14)$$

Se observă că pentru $\Delta\psi = 0$, înclinarea față de direcția orizontală este $\beta = 0$.

3.5.8. STRUCTURA UNEI ANTENE DE EMISIE RADIO - TV

Structura (parțială) a unui turn de emisie este reprezentată în fig. 3.74. Se observă că structura reprezentată este un șir de sisteme de antene panou, ca cel descris în paragraful anterior. Pe turn se plasează mai multe astfel de șiruri, la diferite niveluri.

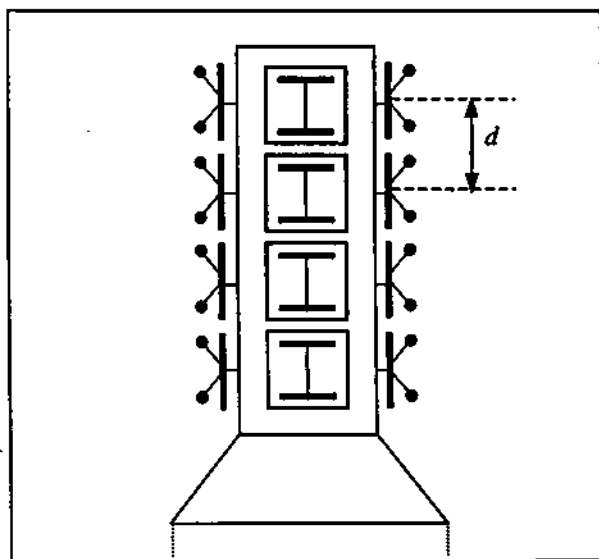


Fig. 3.74. Structura (parțială) a unui turn de emisie.

În tabelul 3.3 se exemplifică performanțele unor sisteme de antene din cadrul unui turn de emisie pentru UUS (cvasi - omnidirecțional), unde: B reprezintă banda de frecvențe, "nr. sisteme" se referă la numărul de etaje (de sisteme de câte patru antene care realizează o caracteristică cvasi - omnidirecțională în planul orizontal), d este distanța dintre două sisteme în plan vertical, iar G reprezintă câștigul maxim al sistemului relativ la dipolul în $\lambda/2$.

Tabelul 3.3

B [MHz]	nr. sisteme	d [m]	G [dBd]
87,5...108	2	3,2	5,0
	4		8,0
	6		9,7
	8		11,0

Rezultate asemănătoare se pot obține și pentru sisteme radiante care trebuie să funcționeze în alte game de frecvență din domeniile FIF sau UIF.

MĂSURAREA PARAMETRILOR ANTENELOR

4.1. GENERALITĂȚI

Orice antenă poate fi considerată ca un cuadripol având un port care poate fi caracterizat prin mărimi electrice, tensiune și curent și un port caracterizat prin mărimi de câmp electromagnetic. Pentru antenele pasive, fiecare dintre cele două porturi pot fi porturi de intrare sau de ieșire. Caracteristicile electrice și de radiație ale unei antene depind de geometria antenei și de caracteristicile materialelor din care este confecționată, dar sunt influențate și de mediul ambiant în care lucrează, precum și de punctul de observație/măsurare.

Portul electric este conectat la partea “electronică”, de cele mai multe ori, prin intermediul unei linii de transmisiune. La portul de câmp electromagnetic, pe lângă perturbațiile din mediul ambiant, pot să intervină și unde reflectate de la sol sau alte obiecte reflectoare existente în zonă (fig. 4.1). Toate acestea fac ca procesul de calibrare să fie influențat de o serie de factori perturbatori de care trebuie să se țină seama în procesul de măsurare.

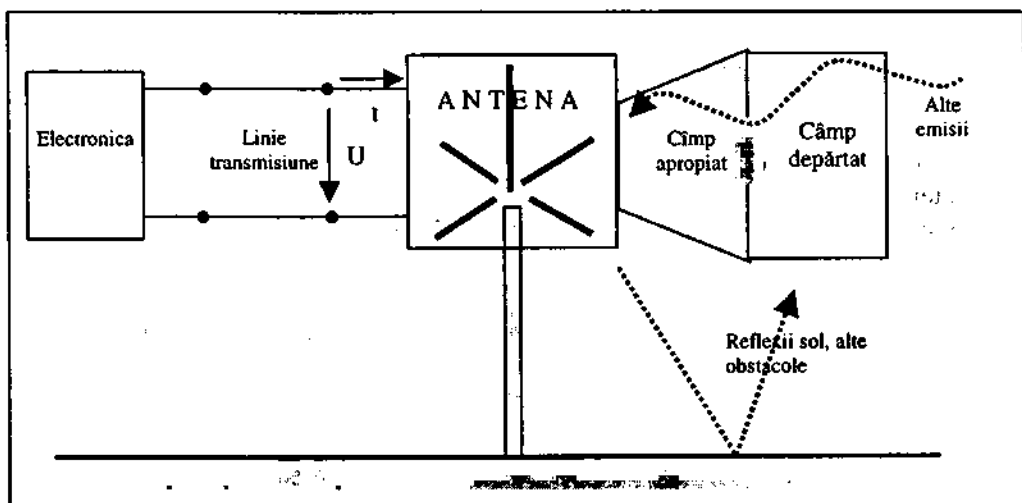


Fig. 4.1. Antena și “mediul înconjurător”.

În ultima perioadă se constată, pe lângă creșterea numărului de antene, și o diversificare a tipurilor, în special din punctul de vedere al performanțelor. Pe de altă parte, se remarcă o creștere a gradului de poluare electromagnetică. Pentru gestionarea corectă a acestei resurse naturale limitate, care este spectrul de frecvențe, au apărut normele de compatibilitate electromagnetică care, printre altele, impun măsurarea nivelului perturbațiilor emise și, respectiv, testarea imunității într-un câmp electromagnetic cunoscut. Ca urmare a celor prezentate anterior, au apărut cerințe noi privind caracteristicile măsurate și evaluarea incertitudinii de măsurare.

O atenție deosebită se acordă stabilirii performanțelor locului de măsurare, precum și reducerii duratei de calibrare. În momentul de față se dispune de echipamente de măsurare extrem de performante în ceea ce privește nivelul erorilor instrumentale și facilitățile oferite prin programele soft, însă, în măsurările efectuate pentru calibrarea antenelor, pot interveni o serie de factori care afectează incertitudinea de măsurare; întrucât una dintre cele mai importante probleme pentru calibrarea antenelor o reprezintă asigurarea reproductibilității măsurărilor, este indicat ca la orice măsurare "să se știe ce se măsoară".

4.2. CALIBRAREA ANTENELOR

Datorită proprietăților lor de a transforma energia electrică în energie radiantă și invers, antenele și-au găsit un număr mare de aplicații în telecomunicații, radar, măsurări, simulări de câmpuri și impulsuri electromagnetice etc. Antenele pot funcționa în regim de emisie și/sau recepție, continuu într-o bandă de frecvențe îngustă sau largă, ori în regim tranzitoriu, în impuls. Fără a fi o clasificare exhaustivă, din punctul de vedere al măsurărilor, antenele pot fi clasificate în următoarele tipuri:

- antene active și pasive de tip bară (100 Hz – 100 MHz),
- antene active și pasive de tip cadru (20 Hz – 100 MHz),
- dipoli acordabili (25 MHz – 1,7 GHz),
- antene biconice (20 MHz – 300 MHz),
- antene conice spiralate logaritmice (100 MHz – 10 GHz),
- rețea de antene log-periodice (80 MHz – 40 GHz),
- antene horn (200 MHz – 40 GHz).

În general, determinarea parametrilor antenelor, precum și etalonarea antenelor de măsurare se face de către firma producătoare. Deoarece parametrii antenelor se pot modifica în funcție de o serie de factori, cum ar fi: zona de câmp apropiat/depărtat, imperfecțiunile locului de măsurare, situarea în apropierea unor obiecte conductoare, inclusiv a pământului, neadaptarea și atenuarea cablurilor de legătură etc., este necesară efectuarea unor măsurări și calibrări periodice ale antenelor.

Metodele de calibrare ale antenelor se clasifică în:

- metode de comparație, la care parametrii se determină pornind de la un câmp etalon sau pornind de la valorile obținute de la o antenă de referință etalon;
- metoda reciprocității, care este o metodă absolută de măsurare, aplicabilă numai pentru antenele pasive, se bazează pe faptul că antenele sunt reciproce, adică pot fi folosite atât în regim de emisie, cât și de recepție.

Pentru a asigura reproductibilitatea măsurărilor, metodele de calibrare a antenelor sunt impuse prin standarde internaționale. Cele mai cunoscute norme de calibrare a antenelor sunt ANSI 63.5 SAE ARP 958 și DIN 45003. Metodele de calibrare a antenelor pot fi efectuate în spațiul liber, caracterizat prin absența reflexiilor sau în apropierea unui plan conductor – pământul, care introduce o undă reflectată ce poate ajuta în procesul de calibrare. În tabelul 4.1 sunt prezentate metodele de calibrare și standardele care le descriu.

Tabelul 4.1

Metoda de calibrare	Metoda spațiului liber	Metoda reflexiei
Metode cu comparație	ANSI –C63.5 DIN 45003 NBS Report 5539	ANSI –C63.5
Metode de reciprocitate (două antene identice)	ARP 958 DIN 45003	ANSI –C63.5
Metode de reciprocitate (trei antene)	ARP 958 DIN 45003	ANSI –C63.5

Principalii parametri ai antenelor care prezintă importanță practică și necesită măsurarea sunt:

- factorul de antenă,
- diagrama de directivitate,
- câștigul,
- gama de frecvențe,
- dezechilibrarea BALUN,
- poziția centrului de fază,
- coeficientul de reflexie etc.

Pentru antenele de microunde pot să prezinte interes și alte mărimi ca: distribuția câmpului electromagnetic în zona de câmp apropiat (se obține prin scanare cu sonde și folosirea unui program software adecvat), parametrii de polarizare, faza semnalului la diferite porturi și izolarea dintre ele etc. Raportul axial, înclinarea fasciculului și sensul polarizării, precum și componentele polarizării sunt măsurate prin metoda reciprocității.

În afara măsurării caracteristicilor electrice și de radiație ale antenelor, există și alte măsurări care se efectuează, cum ar fi: tensiunea de străpungere, probele

mechanice (vibrații, acțiunea vântului) etc., însă aceste probleme nu vor fi tratate în cadrul acestui capitol.

4.2.1. CALIBRAREA ANTENELOR PRIN METODA COMPARAȚIEI

Determinarea câștigului sau a factorului de antenă prin comparație cu o antenă cunoscută, numită și metoda antenei standard, este o metodă de substituție. În afară de procedeul de comparație cu o antenă de referință, se poate folosi și un câmp electromagnetic standard. Pentru această metodă, o problemă importantă este aceea de asigurare a trasabilității pentru câmpul electromagnetic standard.

În practică este convenabil ca antena de testat să fie antenă de recepție, iar antena emițătoare, care realizează câmpul de calibrare, să fie o antenă cu directivitate mare pentru a avea o mai bună eficiență a generatorului și o perturbare mai redusă a mediului exterior. Incertitudinea de măsurare tipică pentru metoda comparației este de $\pm 0,7$ dB în gama de frecvențe cuprinsă între 20 MHz și 5 GHz.

De obicei, factorul de antenă se determină pentru spațiul liber în condiții de câmp depărtat. Pentru măsurările în care se consideră pământul ca plan de referință, factorul de antenă are o valoare aproximativă; în acest caz, factorul de antenă se poate determina pentru o anumită înălțime și o anumită polarizare.

Măsurările se pot efectua în spații special amenajate și care trebuie să îndeplinească anumite condiții; aceste spații pot fi: spații de testare în câmp deschis, deasupra unui plan de masă metalic cu dimensiuni suficient de mari sau camere anecoide. Evident că într-o cameră ecranată factorul de antenă nu mai este valabil datorită reflexiilor multiple care pot să aibă loc în interiorul acesteia, reflexii care conduc la modificarea puterii cu până la 20 dB. Detalii referitoare la cerințele impuse spațiilor de măsurare se găsesc în paragraful 4.3.

Schema tipică de calibrare a antenelor prin metoda comparației este prezentată în fig. 4.2. Antena de emisie, AE, alimentată de la generatorul de semnal GS, care

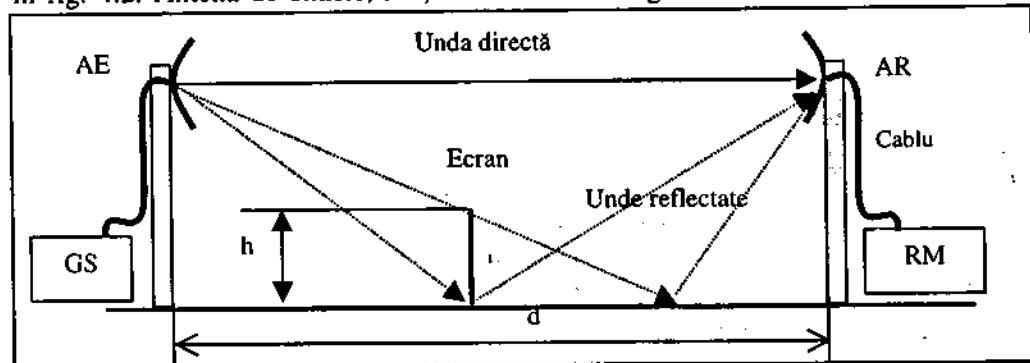


Fig. 4.2. Schema de calibrare a antenelor prin metoda comparației.

produce câmpul electromagnetic necesar procesului de calibrare, cât și antena de recepție, AR, conectată la receptorul de măsurare, RM, care poate fi o antenă de referință sau antena care se măsoară, sunt plasate pe piloni, deasupra suprafeței pământului.

Factorul de antenă și câștigul se definesc pentru câmp depărtat, care, conform criteriului Rayleigh, trebuie să satisfacă condiția:

$$d \geq 2 \frac{l^2}{\lambda}, \quad (4.2.1)$$

unde: d este distanța dintre cele două antene, l – lungimea senzorului/antenei de recepție, iar λ – lungimea de undă. Această condiție este satisfăcută destul de ușor la frecvențe ridicate. Pentru antenele mari care lucrează la frecvențe joase, măsurările se fac uneori cu mijloace aeriene.

Calibrarea antenelor la distanțe mici este avantajoasă și prin faptul că drumul unei directe este mai scurt, iar influența reflexiilor de la sol și de la alte obstacole învecinate este mai redusă, însă pot să apară și erori suplimentare datorate sfericității câmpului electromagnetic.

Măsurarea antenelor cu deschidere largă ridică o serie de probleme legate de reflexiile care pot să apară din cauza obstacolelor din mediul exterior și a interferențelor. O altă problemă care poate să intervină în cadrul măsurărilor este cea legată de radiația cablurilor de legătură la antena de emisie, radiații care conduc la modificarea câmpului în zona de recepție.

O sursă importantă de erori este reflexia necunoscută a pământului, care poate fi redusă prin:

- folosirea polarizării verticale,
- exploatarea directivității antenelor prin folosirea unor suporturi de înălțime corespunzătoare.

Uneori, pentru eliminarea reflexiilor de la sol, se plasează ecrane sau piramide absorbante în spațiul dintre cele două antene (vezi și fig. 4.2). Înălțimea h a acestor ecrane trebuie să satisfacă condiția:

$$h \geq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d\lambda}{2}}. \quad (4.2.2)$$

Dacă în apropierea zonei de testare se află un obstacol reflector (fig. 4.3), valoarea maximă a raportului de interferență este dată de relația:

$$R_I = \frac{G_E(\varphi_2)}{G_E(0)} \frac{R^2 \sigma}{4\pi r_1^2 r_2^2}, \quad (4.2.3)$$

unde σ reprezintă suprafața echivalentă obstacolului.

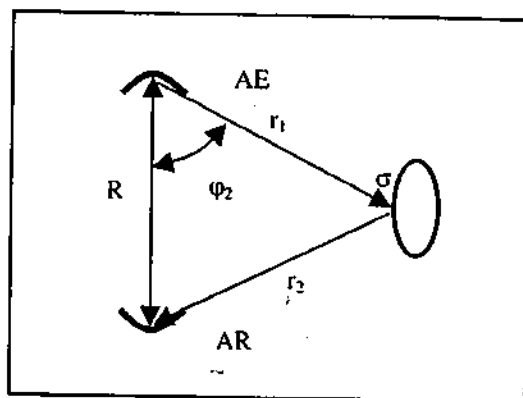


Fig. 4.3. Explicativă la efectul obstacolelor.

Din relația (4.2.3) rezultă că antena emițătoare trebuie să fie cât mai directivă, adică câștigul $G_E(\varphi_2)$ să fie cât mai mic.

La determinarea axei lobului principal pot să apară probleme din cauza reflexiilor; dacă nivelul de amplitudine al undelor reflectate raportat la nivelul unde directe este ρ , eroarea maximă de determinare a axei lobului principal va fi determinată de deschiderea caracteristicii de directivitate definită la 3 dB:

$$\varepsilon = \varphi_{\max}(3dB) \cdot \rho \quad (4.2.4)$$

Dacă se folosește metoda comparației cu o antenă standard, este convenabil ca în serie cu antena testată sau cu antena standard să se introducă un atenuator calibrat care se reglează până la obținerea egalității semnalului recepționat de cele două antene. În acest caz, câștigul antenei testate este egal cu câștigul antenei standard la care se adună/scade atenuarea de inserție. Temperatura de lucru este, în general, de $20 \pm 10^\circ\text{C}$, la o umiditate de 0-40 %.

Puterea de emisie necesară (pentru o sarcină de 50Ω), P , pentru producerea la o distanță dată, d , a unui anumit câmp electric, E , se poate determina cu relația:

$$P = (Ed)^2 / 30G_e, \quad (4.2.5)$$

unde G_e reprezintă câștigul antenei de emisie.

Distanța dintre antenele pentru care se efectuează calibrarea poate fi de 3, 10 sau 30 m, distanța preferată fiind de 10 m. Antenele de emisie și respectiv, de recepție se poziționează la 1 până la 4 m deasupra planului de masă cu polarizare orizontală

sau verticală; uneori, între cele două antene se plasează, pe planul de masă, un ecran sau o arie cu absorbanți piramidali.

Pentru a preveni reflexia cablurilor, ele se montează orizontal circa 2 m de la fiecare antenă și li se adăugă inele din ferite absorbante.

Este recomandabil ca între generatorul de semnal/amplificatorul de putere și antena de emisie să fie plasat un atenuator calibrat cu ajutorul căruia se pot determina prezența semnalelor parazite și eventualele neadaptări.

În ceea ce privește antena de referință, deoarece antena izotropă este nerealizabilă, în locul acesteia se poate folosi un dipol de recepție plasat în condiții identice cu antena testată. În acest caz, se presupune că ambele antene sunt fără reflexie și perfect adaptate la receptorul de măsurare.

Câștigul antenei față de dipolul $\lambda/2$ (câștigul dipolului față de antena izotropă este 1,64) este:

$$G = \left(\frac{U_a}{U_d} \right)^2 \quad (4.2.6)$$

și, respectiv, față de antena izotropă:

$$G_0 = 1.64 \left(\frac{U_a}{U_i} \right)^2 \quad (4.2.7)$$

În relațiile (4.2.6) și (4.2.7), U_a și, respectiv, U_d reprezintă tensiunile măsurate cu antena care se testează și antena dipol, pentru aceeași valoare a câmpului electromagnetic.

Unele tipuri de antene prezintă nesimetrii de tipul BALUN (engl. – BALance – UNbalance) datorate trecerii de la regimul simetric la regimul asimetric (antena este de obicei simetrică, în timp ce cablul coaxial cu care se conectează este nesimetric), care pot produce transformarea MC (modul comun) în MD (mod diferențial). Pentru a determina efectul neadaptării BALUN, se compară rezultatele obținute prin rotirea antenei calibrate cu 180° , în condițiile unei iluminări de la o sursă situată la o distanță de 10 m. Acest dezechilibru poate fi redus prin plasarea de ferite absorbante pe cabluri.

Calibrarea antenelor se poate face și în câmp electromagnetic standard; astfel, în gama de frecvențe 10 kHz – 30 MHz, două linii paralele sau o antenă cadru pot să producă un câmp electromagnetic etalon.

În cazul în care se realizează un câmp electromagnetic etalon cu ajutorul unei antene cadru, câmpul electric obținut în zona de câmp depărtat are valoarea:

$$E[\text{V/m}] = \frac{nS[\text{m}^2]}{3 \cdot 10^{15} d[\text{m}]} 2\pi f[\text{Hz}] I_a[\text{A}], \quad (4.2.8)$$

unde: d este distanța din punctul de observare la antena cadru, iar I_a – curentul de excitație al antenei care trece prin cele n spire. Pentru un dipol în $\lambda/2$, câmpul electric obținut în zona de câmp depărtat este:

$$E[\text{V/m}] = \frac{60 I_a[\text{A}]}{d[\text{m}]} \quad (4.2.9)$$

Pentru aplicațiile în care se consideră un câmp electromagnetic etalon trebuie acordată o mare atenție câmpului electromagnetic ambiental; radiațiile secundare, provenite de la diverse surse, și reflexiile conduc, mai ales la frecvențe înalte, la modificări importante ale câmpului electromagnetic.

4.2.2. CALIBRAREA ANTENELOR PRIN METODA RECIPROCITĂȚII

Calibrarea antenelor prin metoda reciprocității reprezintă o metodă absolută de determinare a câștigului sau factorului de antenă și permit obținerea unor precizii ridicate. Ca o observație, în cazul aplicării metodei reciprocității, este necesar să se cunoască atenuarea spațiului dintre cele două antene, atenuare care se poate determina prin calcul sau experimental.

Principial, etalonarea antenelor prin metoda reciprocității necesită trei antene (de unde și denumirea de metoda celor trei antene), dintre care cel puțin una trebuie să fie reversibilă.

Folosirea metodelor de reciprocitate la etalonarea antenelor este convenabilă pentru antenele de bandă largă și cu o bună directivitate, ca, de exemplu, antenele Yagi, antenele logaritm – periodice etc.; în acest caz perturbațiile externe influențează mai puțin procesul de măsurare. Metodele de reciprocitate nu pot fi folosite la calibrarea antenelor active.

Pentru a stabili relațiile de calcul necesare la calibrarea antenelor prin metoda reciprocității, se exprimă densitatea de putere radiată pentru câmp depărtat, p_r , în centrul fascicului antenei de recepție:

$$p_r = G_e \frac{P_e}{4\pi r^2}, \quad (4.2.10)$$

unde: P_e reprezintă puterea emisă, G_e – câștigul antenei de emisie, iar r – distanța dintre cele două antene.

Puterea recepționată de antena de recepție cu aria efectivă, A_r , va fi:

$$P_r = p_r A_r = G_r G_e \frac{P_e}{4\pi r^2} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi}, \quad (4.2.11)$$

de unde rezultă:

$$\frac{P_r}{P_e} = G_r G_e \left(\frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2. \quad (4.2.12)$$

Dacă se presupune că există adaptare de impedanțe, exprimând puterile în funcție de tensiunile măsurate la emisie, U_e și la recepție, U_r , se obține:

$$\frac{U_r}{U_e} = \sqrt{G_r G_e} \frac{23,9}{r \cdot f[\text{MHz}]}. \quad (4.2.13)$$

Dacă se ține seama și de influența undei reflectate de pământ, apare un coeficient de reflexie R definit prin relația:

$$R = 1 - (r/d), \quad (4.2.14)$$

unde d este lungimea drumului parcurs de unda reflectată. În acest caz, relația (4.2.13) devine:

$$\frac{U_r}{U_e} = R \sqrt{G_r G_e} \frac{23,9}{r \cdot f[\text{MHz}]}, \quad (4.2.15)$$

sau definind funcția de transfer a sistemului de măsurare: $A = 20 \lg(U_r/U_e)$, rezultă:

$$A = 20 \lg(r) + 20 \lg(f) - 27,6 - R[\text{dB}] - (G_e[\text{dB}] + G_r[\text{dB}]). \quad (4.2.16)$$

În realitate, funcția de transfer a sistemului depinde și de înălțimea antenelor. Dacă din relația (4.2.16) se elimină câștigul antenelor, se obține atenuarea normală a spațiului de măsurare:

$$A = 20 \lg(r) + 20 \lg(f) - 27,6 - R[\text{dB}]. \quad (4.2.17)$$

- Întrucât distanțele de măsurare sunt standardizate la 3, 10 și 30 m, valorile coeficientului de reflexie medii și intervalele de variație ale acestora sunt cele prezentate în tabelul 4.2.

Tabelul 4.2

Distanța de măsurare $r[m]$	Intervalul pentru $R [dB]$	Valoarea medie $R [dB]$
3	3,74 - 4,84	4,3
10	5,46 - 5,86	5,7
30	5,91 - 5,98	5,9

În fig.4.4 se prezintă curbele de atenuare de măsurare normate în funcție de frecvență pentru diferite distanțe de măsurare și, respectiv, pentru diferite înălțimi de plasare a antenei de recepție - h .

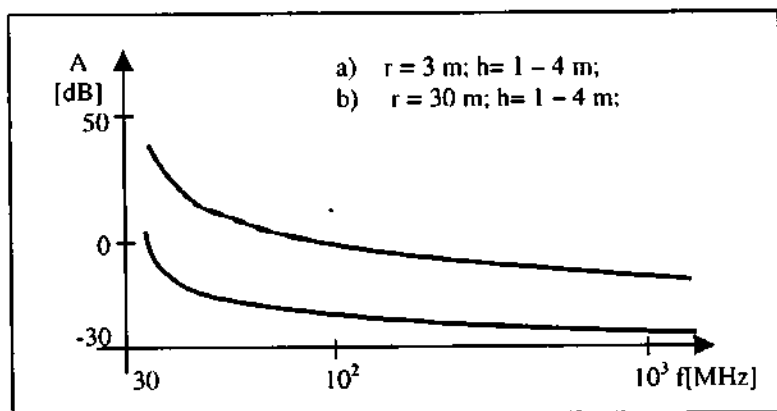


Fig. 4.4. Curbele normate de atenuare a spațiului.

În practică, dacă atenuarea măsurată diferă cu mai puțin de 3 dB față de cea normată, măsurarea se consideră corectă; dacă atenuarea măsurată diferă față de atenuarea normată cu 3 - 10 dB, această valoare se introduce ca o corecție a măsurărilor, iar dacă abaterea este mai mare de 10 dB, locul de măsurare este considerat impropriu și nu mai poate fi utilizat.

Dacă se consideră trei antene, dintre care cel puțin una trebuie să fie reversibilă, una dintre antene, "i", este în regim emițător, iar antenna "j" în regim receptor. Pentru sistemul format din cele două antene având câștigul G_i și, respectiv, G_j situate la distanța r , funcția de transfer a sistemului de măsurare, definit ca raportul

dintre tensiunea de alimentare a antenei emițătoare și tensiunea obținută la bornele antenei receptoare, în dB, are expresia:

$$A_{ij} = 20 \cdot \lg \frac{U_i}{U_j} = A_r - (G_i + G_j), \quad (4.2.18)$$

unde A_r este atenuarea corespunzătoare spațiului dintre cele două antene. În situația în care se folosesc trei antene, prin permutarea acestora în procesul de măsurare, se obține sistemul de ecuații:

$$\begin{aligned} A_{12} &= A_r - (G_1 + G_2) \\ A_{13} &= A_r - (G_1 + G_3) \\ A_{23} &= A_r - (G_2 + G_3), \end{aligned} \quad (4.2.19)$$

de unde rezultă câștigurile corespunzătoare celor trei antene:

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{3}{2} A_r - \frac{1}{2} (A_{12} + A_{13} - A_{23}) \\ G_2 &= \frac{3}{2} A_r - \frac{1}{2} (A_{12} + A_{23} - A_{13}) \\ G_3 &= \frac{3}{2} A_r - \frac{1}{2} (A_{23} + A_{13} - A_{12}). \end{aligned} \quad (4.2.20)$$

Atenuarea normală a spațiului de calibrare, A_r , se poate calcula și, respectiv, se poate determina experimental folosind două antene identice plasate în cadrul aceleiași structuri; cele două antene care sunt folosite în experiment, pot fi dipoli simpli pentru care parametrii pot fi calculați.

Principalele surse de erori sunt următoarele:

- Atenuarea normală depinde de distanța dintre antene; pentru antenele cu mai multe elemente, centrul de greutate al antenei se deplasează în funcție de frecvență (la creșterea frecvenței către dipolii de dimensiuni mai mici), ceea ce face ca distanța dintre antene să fie în funcție de frecvență ($r = \varphi(f)$); erorile datorate acestui fenomen pot fi de ordinul ± 2 dB.

- Imperfecțiunea locului de măsurare conduce la erori de circa ± 1 dB.

- Erorile instrumentale sunt cele mai importante și pot atinge ± 4 dB.

O problemă importantă, care poate conduce la erori mari, o reprezintă reflexia solului; dacă înălțimea h a antenelor este suficient de mare (pentru antena emițătoare

înălțimea este de 1,5 sau 2 m, iar pentru antena receptoare între 1 și 4 m), pentru antenele de frecvențe ridicate directive se poate considera $E_r \ll E_d$ și deci $E_r \approx 0$.

La frecvențe mai joase și pentru antene cu directivitate mai redusă, reflexia este chiar dorită; prin reglarea înălțimii antenei de recepție se poate obține o întărire a câmpului recepționat (E_d și E_r sunt în fază). În acest caz, pentru creșterea reflexiei, antenele se plasează pe o placă/podea bună conducătoare. În principiu, dacă se poate ține seama de toate reflexiile ce pot să apară, metoda poate fi aplicată și în spații închise cu reflexii multiple.

- Având în vedere mulțimea surselor de perturbații care pot interveni în procesul de măsurare, este recomandat ca măsurările să fie repetate de un număr suficient de ori și să se prelucereze statistic rezultatele obținute.

În concluzie, la metoda reciprocității pot să apară o serie de erori, dintre care cele mai importante sunt cele datorate reflexiei pământului; acestea pot fi reduse prin:

- folosirea polarizării verticale;
- exploatarea caracteristicilor de directivitate ale antenelor, precum și folosirea unor suporturi corespunzători de susținere a acestora;
- plasarea unor materiale absorbante de unde electromagnetice pe pământ, care să reducă reflexiile.

Câștigul antenelor horn se determină în camere anecoide folosind metoda celor trei antene cu extrapolare. Aceasta presupune măsurarea puterii transmise între cele trei perechi de antene în funcție de distanță și apoi extrapolarea acestor rezultate pentru obținerea valorilor adevărate de câmp depărtat pentru fiecare antenă. Pentru a corecta neadapările, se determină coeficienții complexi de reflexie.

Dacă în locul câștigului, care se determină din sistemul de ecuații (4.2.20), se dorește să se determine factorul de antenă, se ține seama de relația (4.2.16).

Măsurările se pot realiza și cu ajutorul unui analizor de rețea. În acest caz se determină parametrul de împrăștiere S_{21} :

$$\begin{aligned} |S_{21}|^2 &= \frac{P_r}{P_t} \\ s_{21} &= 20 \log |S_{21}|, \end{aligned} \quad (4.2.21)$$

de unde rezultă, conform relației (4.2.12):

$$g_r + g_r = s_{21} + A_r, \quad (4.2.22)$$

unde A_r reprezintă atenuarea normată a spațiului de măsurare exprimată în dB:

$$A_{12} = 20 \log \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right). \quad (4.2.23)$$

4.2.3. CALIBRAREA ANTENELOR PRIN METODA AUTORECIPROCITĂȚII

Pentru a dezvolta procedeul de calibrare bazat pe metoda autoreciprocity se consideră două antene pasive identice care se plasează la distanță suficient de mare între ele (condiții de câmp depărtat), una fiind antena de emisie, iar cealaltă, antena de recepție; pe baza teoremei de reciprocitate se poate scrie:

$$P_R = G P_E \frac{A_R}{4\pi r^2} = P_E \left(\frac{G\lambda}{4\pi r} \right)^2, \quad (4.2.24)$$

— de unde rezultă valoarea câștigului:

$$G = \frac{4\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{P_R}{P_E}}. \quad (4.2.25)$$

O altă metodă de măsurare este următoarea: antena emițătoare se conectează printr-un atenuator calibrat și se reglează atenuarea până ce se obține același nivel ca și la recepție. Dacă atenuarea de inserție este A , câștigul va fi:

$$G = \frac{4\pi r}{\lambda} \sqrt{A}. \quad (4.2.26)$$

Dacă se măsoară tensiunea de alimentare a antenei de emisie și tensiunea obținută la bornele antenei de recepție, relația (4.2.18) devine:

$$A_{12} = A_r - 2 \cdot G, \quad (4.2.26)$$

de unde rezultă:

$$G = \frac{1}{2} (A_r - A_{12}). \quad (4.2.27)$$

Metoda descrisă anterior poate fi folosită și pentru calibrarea unei singure antene, AER, cu condiția ca aceasta să fie bilaterală, adică să poată fi folosită atât în

regim de emisie, cât și în regim de recepție. În acest caz, calibrarea antenelor se realizează prin metoda autoreciprocității.

Pentru a realiza această cerință se poate folosi un ecran reflector suficient de mare, care practic transformă antenna de emisie într-o antenă imagine de recepție; problema care rămâne de rezolvat este aceea de a separa calea de emisie de calea de recepție (fig. 4.5).

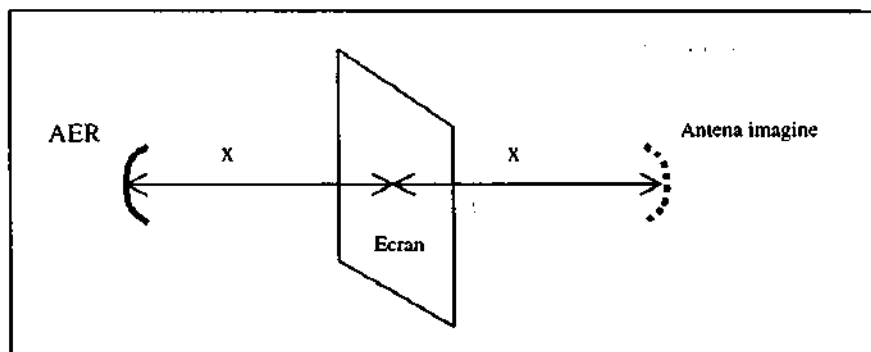


Fig. 4.5. Metoda autoreciprocității.

Soluția propusă în bibliografie se bazează pe folosirea unor cuploare direcționale care permit identificarea unde directe și a unde reflectate, unde care reprezintă, în condiții de adaptare, regimul de emisie și, respectiv, de recepție.

Mult mai avantajoasă este calibrarea antenelor prin metoda autoreciprocității în impuls (metoda ecoului), ceea ce presupune că antenna în regim de emisie transmite o undă sub forma unui impuls spre ecranul reflector care, după reflexie, este captat de aceeași antenă, de data aceasta în regim receptor.

Dacă cele două impulsuri nu se suprapun, fapt ce se poate realiza printr-o alegere convenabilă pentru durata impulsului transmis și distanța dintre antenă și ecranul reflector, se poate elimina cuplul direcțional și, de asemenea, prin faptul că impulsul are un spectru de frecvențe relativ mare, se poate determina direct câștigul în funcție de frecvență.

Se fac următoarele ipoteze:

- a) antenna este perfect adaptată la circuitul de excitație/recepție (în condițiile absenței reflectorului),
- b) antenna este fără pierderi.

Semnalele nedorite se pot identifica măsurând antenna îndreptată spre cerul liber sau spre un perete perfect absorbant.

Dacă se măsoară coeficientul de reflexie ρ , se poate scrie:

$$\rho = \sqrt{\frac{P_R}{P_E}}. \quad (4.2.28)$$

Știind că în acest caz distanța de propagare este $r=2x$, se obține:

$$G = \frac{8\pi\rho}{\lambda} x. \quad (4.2.29)$$

Din relația (4.2.69) se observă că între $1/\rho$ și x există o dependență liniară; în realitate, peste această dreaptă, care trece prin origine, se suprapune o sinusoidă din cauza reflexiilor multiple dintre reflector și antenă și de aceea se recomandă aplicarea unei metode de optimizare în stabilirea pantei pentru diferite valori ale lui x (de exemplu, prin folosirea regresiei liniare).

Metoda se poate aplica pentru antene cu o bună directivitate, de dimensiuni reduse care lucrează la frecvențe ridicate. De asemenea, în acest caz trebuie să se țină cont și de pierderile din antenă, pierderi de natură rezistivă și, respectiv, de neadaptări, însă de cele mai multe ori, la frecvențe înalte, acestea sunt neglijabile.

O altă metodă de măsurare folosește analizorul de rețea. Dacă, în cazul a două antene, parametrul de transfer dintre antena de recepție și antena emițătoare este:

$$|S_{21}|^2 = \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2 G_T G_R,$$

pentru o singură antenă, care devine un circuit uniport, se determină parametrul S_{11} pentru semnalul reflectat:

$$|S_{11ref}|^2 = \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2 G^2, \quad (4.2.30)$$

— de unde rezultă:

—

$$G = |S_{11ref}| \frac{8\pi x}{\lambda} = |S_{11ref}| \frac{8\pi x f}{c_0}. \quad (4.2.31)$$

Metoda necesită o calibrare inițială pentru a determina eventualele reflexii interne care presupune determinarea parametrului S_{11} în absența ecranului și aplicarea acestuia drept corecție la valoarea măsurată:

$$S_{11ref} = S_{11max} - S_{11cor} \quad (4.2.32)$$

4.2.4. MĂSURAREA DIRECTIVITĂȚII ANTENELOR

De cele mai multe ori, pentru caracteristica de directivitate este suficient să se determine o secțiune orizontală și o secțiune verticală a acesteia. În realitate, este necesar să se ridice diagramele pentru intensitatea câmpului electric, E , modificând azimutul, φ , și elevația, θ :

$$E_{\varphi}(\varphi, \theta = 90^{\circ}), E_{\theta}(\varphi = 90^{\circ}, \theta), E_{\theta}(\varphi, \theta = 90^{\circ}), E_{\varphi}(\varphi = 90^{\circ}, \theta). \quad (4.2.33)$$

Și în acest caz, măsurarea se face în zona de câmp depărtat. Măsurarea se face cu două antene: una în regim de emisie și cea de-a doua în regim de recepție; una dintre antene, de obicei cea testată – antena de recepție, este plasată pe o masă rotativă, prevăzută cu sisteme de măsurare pentru azimut și elevație, existând astfel posibilitatea de ridicare automată a caracteristicii de directivitate. La frecvențe înalte trebuie să se țină seama de caracteristicile “spațiului liber” și este necesar să se elimine reflexiile, în special cele provenite de la pământ. Prezența sau absența reflexiilor se poate determina printr-o baleiere redusă a frecvenței de emisie; dacă există reflexii, se constată modificări rapide ale semnalului recepționat din cauza modificării defazajelor și recombinației undelor.

În domeniul undelor lungi și medii, polarizarea câmpului electromagnetic este verticală. Deoarece lungimea de undă este mare, distanța la care se face măsurarea trebuie să fie mare, adică să fie îndeplinită condiția de câmp depărtat (de regulă, se ia comparativ cu lungimea de undă și cu lungimea antenei de emisie sau de recepție – criteriul Rayleigh). La frecvențe mai mari, polarizarea poate fi și orizontală sau de altă natură (eliptică sau circulară) și poate să apară și necesitatea de a determina câștigul.

Pentru antenele de emisie mari, măsurările se fac “in situ”, adică la locul de funcționare, în prezent, cu ajutorul elicopterelor. De obicei, măsurările se fac pe verticală și la o distanță constantă (în cerc). Diagramele orizontale se fac în maximul diagramelor verticale. Eventualele abateri de la drumul vertical sau cerc se traduc în erori de aceeași valoare la măsurarea distribuției câmpului. Datele privind traiectoria elicopterului se stabilesc de la sol.

Există posibilitatea ca măsurările să fie influențate de undele reflectate de la sol, uneori din cauza lobilor secundari ai antenelor. Coeficientul de reflexie depinde de rezistivitatea solului, constanta dielectrică a acestuia, frecvența semnalului și unghiul de incidență al unde. În general, parametrii electrici ai solului se exprimă prin constanta dielectrică complexă, $\underline{\epsilon}$:

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon_r \varepsilon_0 - j \frac{\sigma}{2\pi f}, \quad (4.2.34)$$

unde: ε_r reprezintă permitivitatea relativă a solului, ε_0 – permitivitatea absolută a spațiului liber, σ – conductivitatea solului, iar f – frecvența de lucru.

La frecvențe joase este preponderentă componenta imaginară, în timp ce la frecvențe ridicate, pământul poate fi considerat ca un dielectric.

Pentru polarizarea orizontală, factorul de reflexie este:

$$r_o = \frac{\text{int.câmp reflectat}}{\text{int.câmp incident}} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \alpha}}, \quad (4.2.35)$$

iar pentru polarizarea verticală:

$$r_v = \frac{\varepsilon \cos \alpha - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \alpha}}{\varepsilon \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \alpha}}. \quad (4.2.36)$$

La distanțe suficient de mari față de antena de emisie și neglijând influența curburii pământului, diferența de drum dintre unda directă și cea reflectată este:

$$\Delta l = \frac{2h_e h_r}{d}, \quad (4.2.37)$$

iar diferența de fază corespunzătoare va fi:

$$\varphi = \frac{2\pi \Delta l}{\lambda}, \quad (4.2.38)$$

de unde rezultă intensitatea câmpul electric total:

$$E_{\text{tot}} = 2E_0 \sin\left(\pi \frac{\Delta l}{\lambda}\right) = 2E_0 \sin\left(2\pi \frac{h_e h_r}{d}\right). \quad (4.2.39)$$

În practică, unda reflectată are o valoare mai redusă.

Pentru antenele de emisie de joasă frecvență este importantă determinarea factorului de directivitate din caracteristica de radiație. Între câștigul G și factorul de directivitate D al unei antene există relația:

$$G = \eta D, \quad (4.2.40)$$

unde η reprezintă gradul de activare al antenei (randamentul), definit ca fiind raportul dintre puterea radiată, P_e și puterea preluată de antenă, P_{tot} (diferența dintre cele două puteri reprezintă puterea corespunzătoare pierderilor, P_p):

$$\eta = \frac{P_e}{P_{tot}}, \quad (4.2.41)$$

$$P_e = P_{tot} - P_p. \quad (4.2.42)$$

Deoarece din diagrama de directivitate sunt cunoscute doar două secțiuni ortogonale, factorul de directivitate se poate determina doar aproximativ cu relația:

$$D = \frac{4\pi}{\varphi_{E3dB} [\text{rad}] \varphi_{H3dB} [\text{rad}]}. \quad (4.2.43)$$

În realitate, deoarece nu se ține seama și de emisiile laterale, valoarea acestui factor este mai redusă de 1,2 – 1,6 ori sau, uneori, chiar mai mult.

4.2.5. MĂSURAREA CÂMPULUI ELECTROMAGNETIC

Măsurarea intensității câmpului electric prezintă importanță pentru o serie de aplicații tehnice sau științifice, dar și pentru protecția personalului uman, valorile maxime fiind stabilite prin norme. Măsurarea intensității câmpului electric se face cu echipamente de măsurare care conțin un senzor de câmp sau o antenă și un receptor de măsurare. Întrucât măsurările se pot efectua atât în câmp apropiat, cât și câmp depărtat, de multe ori este necesar să se efectueze o etalonare a echipamentului de măsurare. În câmp apropiat se măsoară ambele componente ale câmpului electromagnetic, pe când în câmp depărtat este suficientă măsurarea unei singure componente.

Pentru măsurarea intensității câmpului electric se poate folosi relația:

$$E[\text{dB}\mu\text{V/m}] = U_{RM} [\text{dB}\mu\text{V}] + AF[\text{dB/m}] + P_{cablu} [\text{dB}], \quad (4.2.44)$$

- în care intervin: indicația receptorului de măsurare, U_{RM} , factorul de antenă, AF , și pierderile din cablu, P_{cablu} .

Până la frecvențe de ordinul a 30 MHz, se recomandă utilizarea ca senzor a antenei cadru; tensiunea obținută la bornele antenei cadru are valoarea:

$$U[V] = E[V/m] n \frac{S[m^2]}{3 \cdot 10^8} 2\pi f [Hz], \quad (4.2.45)$$

unde: E reprezintă intensitatea câmpului electric, S – suprafața antenei cadru, n – numărul de spire, iar f – frecvența de lucru.

- Dacă pentru creșterea sensibilității se folosește un condensator cu care se realizează acordul antenei cadru, se obține o tensiune mult mai mare. Pentru reducerea efectului erorilor se realizează simetrizarea sau ecranarea antenei. Ecuația (4.2.45) este valabilă numai în cazul în care dimensiunile cadrului sunt de cel puțin 12 ori mai mici decât lungimea de undă măsurată; frecvența proprie de rezonanță a antenei cadru, datorată capacității parazite a înfășurării, trebuie, de asemenea, să fie de cel puțin 3 ori mai mare decât frecvența la care se face măsurarea.

La frecvențe mai mari de 30 MHz se utilizează ca senzori dipoli a căror lungime este adaptată la lungimea de undă măsurată. În acest caz se obține:

$$U[V] = E[V/m] \frac{3 \cdot 10^8}{\pi f [Hz]}. \quad (4.2.46)$$

Deoarece ieșirea dipolului este simetrică, este important să se asigure adaptarea cu receptorul de măsurare (în caz de adaptare, tensiunea la bornele receptorului de măsurare este $\frac{1}{2}$ din tensiunea electromotoare de la bornele antenei).

Dacă măsurarea intensității câmpului electric se face în câmp depărtat, cu o antenă care are câștigul G , puterea recepționată de antenă va fi:

$$P_r = G \frac{E^2 \lambda^2}{Z_0 4\pi}, \quad (4.2.47)$$

iar în cazul unei adaptări ideale, la bornele rezistenței de sarcină, R_0 , se obține tensiunea:

$$U = \sqrt{P_r R_0} = \frac{1}{2} E \lambda \sqrt{\frac{G R_0}{\pi Z_0}}. \quad (4.2.48)$$

Pentru $R_0 = 50 \Omega$ și $Z_0 = 377 \Omega$ rezultă:

$$U = 0,1 E \lambda \sqrt{G}. \quad (4.2.49)$$

Rezultă că, dacă se cunoaște tensiunea U , se poate determina intensitatea câmpului electric:

$$E = 10 \frac{U}{\lambda \sqrt{G}}. \quad (4.2.50)$$

Pe baza caracteristicii de directivitate se poate determina raportul față/spate al unei antene conform relațiilor (4.2.6). Trebuie menționat și faptul că unele firme definesc și în alt mod raportul față/spate (ca nivel de putere, plan de polarizare etc.).

Pentru câmpurile electromagnetice complexe, în regim de câmp depărtat, puterea totală P_T se poate determina pe baza măsurării a două componente ortogonale într-o direcție dată:

$$P_T(\theta, \varphi) = \frac{1}{2Z_0} \left[|E_1(\theta, \varphi)|^2 + |E_2(\theta, \varphi)|^2 \right], \quad (4.2.51)$$

unde: E_1 și E_2 pot fi componente ale câmpului co-polarizat, E_{co} , ($\pm E_\theta + E_\varphi$, pentru o direcție de $+45^\circ$ și respectiv, -45°) și, respectiv, cu polarizare încrucișată, E_{cross} , ($\pm E_\theta - E_\varphi$), ele calculându-se cu relațiile:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{co}(\theta, \varphi) &= (\bar{E}_v(\theta, \varphi) + \bar{E}_h(\theta, \varphi)) \cos 45^\circ \\ \bar{E}_{cross}(\theta, \varphi) &= (\bar{E}_v(\theta, \varphi) - \bar{E}_h(\theta, \varphi)) \cos 45^\circ. \end{aligned} \quad (4.2.52)$$

Măsurarea polarizării câmpului electromagnetic presupune rotirea unei antene emițătoare cu planul de polarizare cunoscut. Evident, măsurările se fac pentru mai multe frecvențe, rezultând un timp de măsurare foarte mare. În acest caz se măsoară amplitudinea și faza semnalului recepționat în raport cu semnalul emis.

Elipsa de polarizare, pentru E_1 – câmpul orizontal, E_2 – câmpul vertical și δ – întârzierea dintre cele două câmpuri, are forma:

$$aE_x^2 - cE_xE_y + cE_y^2 = 1, \quad (4.2.53)$$

– unde:

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{E_1^2 \sin^2 \delta} \\
 b &= \frac{2 \cos \delta}{E_1 E_2 \sin^2 \delta} \\
 c &= \frac{1}{E_2^2 \sin^2 \delta}
 \end{aligned}
 \quad (4.2.54)$$

Transformând ecuația (4.2.53) în coordonate sferice se obține:

$$ar^2 \cos^2 \theta - br \cos \theta \sin \theta + cr^2 \sin^2 \theta = 1, \quad (4.2.55)$$

de unde rezultă:

$$\begin{aligned}
 r^2 &= (a \cos^2 \theta - b \cos \theta \sin \theta + c \sin^2 \theta)^{-1} \\
 \tau &= \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{2E_1 E_2 \cos \delta}{E_1^2 - E_2^2} \right] = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{b}{c-a} \right),
 \end{aligned}
 \quad (4.2.56)$$

unde τ este unghiul de înclinare al sursei.

Cele mai multe dintre erorile care apar la măsurări sunt datorate modului de orientare a antenei sursă și a antenei testate. Pentru unele aplicații este important și sensul de rotație; privit dinspre antena care se testează, sensul de rotație este cel al acelor de ceasornic. O altă sursă de erori se datorează instabilității fazei măsurate. Orice modificare a distanței dintre antene conduce la erori suplimentare (de exemplu, vântul sau vibrațiile produc asemenea erori în special la frecvențe ridicate).

4.2.6. MĂSURAREA IMPEDANȚEI ANTENELOR

Cunoașterea impedanței proprii a unei antene este deosebit de importantă în problemele de adaptare. Deoarece antena nu poate fi ecranată, asupra ei pot acționa o serie de perturbații, rezultând necesitatea folosirii unor echipamente selective pentru măsurarea impedanței. O mare atenție trebuie acordată cuploarelor direcționale, precum și cuplajelor dintre diferite subansambluri din echipamentul de măsurare, astfel încât reflexiile să fie cât mai reduse. Impedanța unei antene poate fi modificată de către impedanța cablului de legătură, în acest caz realizându-se și o neadaptare.

Măsurarea adaptării antenelor se poate face cu ajutorul reflectometrului cu purtătoare modulată cu impuls; întrucât pentru unele aplicații, sistemele cu antene sunt selective, frecvența purtătoarei se alege în funcție de banda de frecvențe utilă. Forma

impulsului modulator stabilește banda de frecvențe în care se lucrează. Principiul de funcționare al reflectometrului, asemănător principiului ecoului, se bazează pe reflexia undelor în zonele de neadaptare/discontinuitate. Amplitudinea impulsului reflectat este proporțională cu gradul de neadaptare. Folosind impulsuri scurte, se poate determina și distanța până la locul neadaptării, d_{def} , prin măsurarea intervalului de timp între impulsul emis și cel reflectat, τ .

$$d_{def} = \frac{1}{2} \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \tau, \quad (4.2.57)$$

unde: c_0 este viteza luminii, iar ϵ_r - permitivitatea electrică relativă a dielectricului care intră în compunerea cablului.

Pentru unele aplicații (GSM) se admite un VSWR de 1,5, ceea ce permite ca impedența antenei să poată varia între 33-75 Ω . La interpretarea măsurărilor trebuie să se țină seama că în zonele de neadaptare apar: unda directă, unda reflectată și unda transmisă, și, de asemenea, de faptul că pe liniile de transmisiune apar și atenuări.

Măsurarea fazei, ca și a lungimii electrice, este importantă în cazul grupului de antene. "Lungimea electrică" are sens dacă este mai mică decât lungimea de undă și pentru a respecta această cerință, la cablurile lungi se fac câte două măsurări: una, la frecvență suficient de joasă pentru determinarea lungimii electrice reale, iar cea de-a doua la frecvența de funcționare. Lungimea electrică se poate determina și pe baza factorului de reflexie măsurat la intrare/ieșire pentru o linie în scurtcircuit/în gol.

4.3. SPAȚII DE CALIBRARE

Pentru asigurarea reproductibilității măsurărilor la calibrarea antenelor se folosesc spații speciale care permit, pe de o parte, eliminarea sau reducerea la minimum a influențelor exterioare, iar pe de altă parte, asigură condițiile impuse prin norme. În prezent se admite că spațiile adecvate pentru calibrarea antenelor pot fi: spațiile de testare cu arie deschisă și camerele (semi-) anecoide. Evident că există o serie de constrângeri de natură practică în care se efectuează diverse măsurări ale parametrilor antenelor care trebuie să se realizeze "in situ" (de exemplu, antenele de dimensiuni mari, unicate), însă acestea nu reprezintă practic un proces de calibrare.

4.3.1. SPAȚIUL DE TESTARE CU ARIE DESCHISĂ

Standardele de compatibilitate electromagnetă din ultimii ani pun din ce în ce mai mult în dificultate producătorii și laboratoarele de testare, obligându-i să îndeplinească toate condițiile de testare și calibrare.

În principiu, spațiul de testare are forma unei elipse, în focarele căreia se plasează antenele care se calibrează (fig. 4.6). Dimensiunile minime ale elipsei sunt corelate cu distanța de măsurare, D , dintre cele două antene, standardizată la valorile de 3, 10 și 30 m.

Astfel, axa mare a elipsei trebuie să fie de două ori mai mare decât distanța de măsurare, rezultând că de la cele două antene, la marginea elipsei trebuie să se asigure un spațiu minim egal cu jumătate din distanța de măsurare. Axa mică a elipsei este $\sqrt{3}D$. Spațiul trebuie să fie plat (inclusiv în exteriorul elipsei) și bun conducător de electricitate, lipsit de obstacole și alte suprafețe reflectorizante (suportii conductori, aparate de măsurat, pomi, tufișuri, conducte, rețele electrice, construcții metalice etc.) sau surse de perturbații importante (stații radio - TV, transformatoare de putere, șosele cu trafic intens etc.).

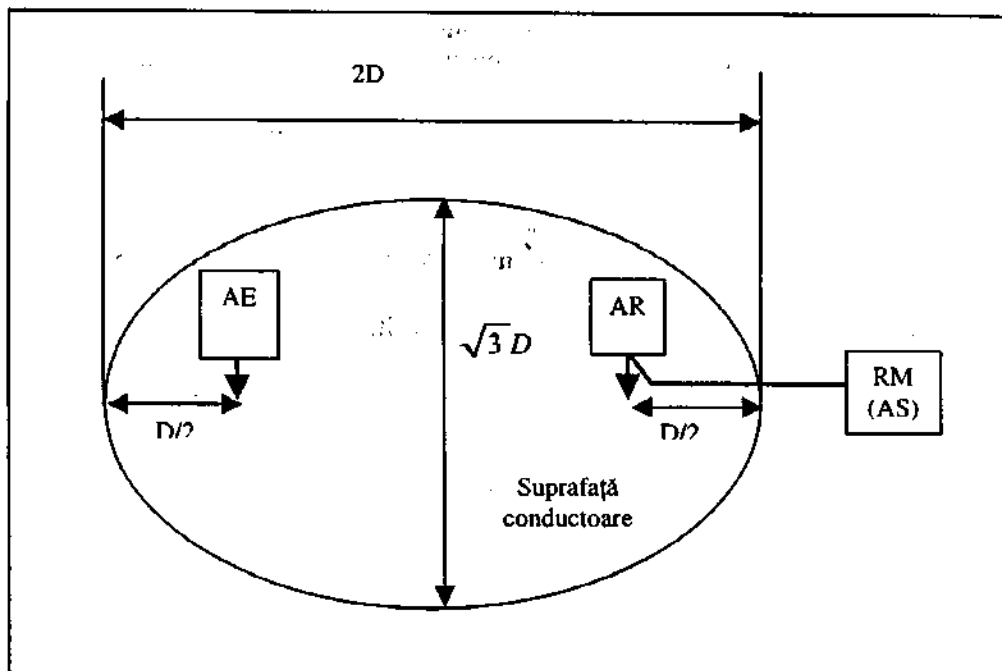


Fig. 4.6. Spațiu de testare cu arie deschisă.

Spațiile de măsurare reale nu îndeplinesc în totalitate cerințele prezentate anterior, un fenomen care este întotdeauna prezent și care poate fi luat în considerare îl reprezintă reflexiile, care se manifestă atât în spațiile deschise, cât și în spațiile închise.

Terenul pe care este amplasat spațiul de măsurare trebuie să fie plat. Orice corp conductor din interiorul elipsei trebuie să aibă dimensiunile mai mici decât o zecime din lungimea de undă a celei mai mari frecvențe la care se face măsurarea. Un plan de masă metalic sau o rețea metalică trebuie să acopere cel puțin aria elipsei. Este necesar ca reflexile de la structurile învecinate să fie minimizate. Spațiile de măsurare se pot acoperi total sau parțial cu materiale izolatoare, ca: sticlă, plastic, lemn tratat etc.,

Pentru poziționarea antenei careurmează a fi testată, AUT (engl. - antenna under test), se folosesc suporti (piloane) din materiale neconductoare, cu înălțime variabilă, montați pe mese care se pot roti controlat cu 360° .

Cea mai importantă mărime care caracterizează un spațiu de măsurare cu arie deschisă o reprezintă *atenuarea normală a spațiului, NSA* (engl. - normalized site attenuation), mărime care poate fi dedusă teoretic și determinată experimental folosind metoda celor două antene identice.

Nivelul zgomotului de radio-frecvență ambiental trebuie să fie cu cel puțin 6 dB sub nivelul valorilor măsurate. De asemenea, temperatura și umiditatea trebuie să se situeze în limitele prescrise prin norme.

Referitor la caracterizarea unui spațiu de măsurare cu arie deschisă, sunt necesare următoarele informații:

- Localizarea acestuia, inclusiv dimensiunile geometrice.
- Descrierea suportului pentru antene și a structurii de masă.
- Descrierea aranjării spațiului cu măsurile de minimizare a reflexiilor de la structurile, clădirile și terenul învecinat.
- Detalii despre echipamentele de măsurat folosite.
- Descrierea în detaliu a modului de obținere a atenuării normale a spațiului, pentru polarizarea orizontală și, respectiv, verticală (cu observația că NSA se cere în unități de putere și nu în dB).

Spațiul de testare cu arie deschisă de "10 m", cel mai des utilizat la calibrări, permite efectuarea măsurărilor în gama de frecvențe 30 MHz - 1 GHz, cu extindere până la 40 GHz. Se pot folosi și spații de dimensiuni mai mari sau mai mici cu extrapolarea câmpului la distanța respectivă (dependența este liniară cu o scădere de 20 dB/decadă, la creșterea distanței).

Din cauza interferenței care intervine între undele directe și undele reflectate pot să apară erori importante; pentru a avea control asupra repetabilității măsurărilor pentru spațiile de măsurare, este necesar ca să se determine experimental atenuarea spațiului de măsurare și să se verifice periodic această valoare folosind două antene identice cu caracteristici cunoscute.

Dacă se fac măsurările în câmp apropiat, se recomandă să se folosească o antenă buclă; orientativ, într-o primă aproximație, în anumite condiții, se pot face extrapolări între câmpul apropiat și câmpul depărtat considerând că variația câmpului este proporțională cu inversul pătratului distanței (de 40 dB/decadă). În principiu, se

pot face și măsurări la două distanțe apropiate și pe baza valorilor găsite să se facă extrapolarea. Pentru măsurările în câmp apropiat nu este necesar să se folosească planul de masă.

Spre exemplificare, National Physical Laboratory (Anglia) dispune de un spațiu de testare cu dimensiunile de $60 \times 30 \text{ m}^2$. Spațiul de testare propriu-zis este realizat printr-un plan de masă format din plăci de oțel sudate între ele, cu o abatere de la planeitate de $\pm 5 \text{ mm}$ pe 95 % din suprafața totală.

4.3.2. DETERMINAREA ATENUĂRII NORMATE A SPAȚIULUI

Atenuarea normată a spațiului, NSA , se poate determina pe baza schemei de măsurare prezentate în fig. 4.7. Considerând că generatorul de semnal, GS , furnizează o tensiune U_0 și are o impedanță internă, R_0 , egală cu impedanța de intrare a receptorului de măsurare, RM , la conectarea directă printr-o linie echivalentă liniilor de legătură la cele două antene, adaptată, se obține tensiunea U_{r0} , de unde rezultă o atenuare:

$$A_d = \frac{U_0}{2U_{r0}} \quad (4.3.1)$$

Dacă se introduc și antenele în schema de măsurare, similar se obține o atenuare A_a ; raportul celor două atenuări reprezintă atenuarea spațiului de măsurare considerat:

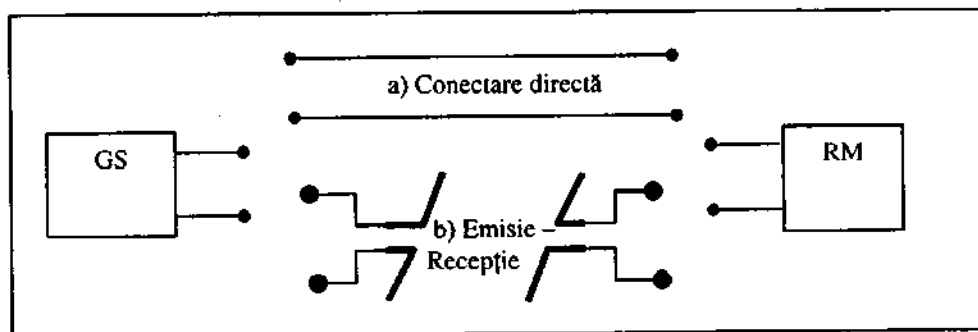


Fig. 4.7. Determinarea atenuării normate a spațiului.

$$AS = \frac{A_a}{A_d} \quad (4.3.2)$$

Normarea atenuării locului de măsurare, NSA , se face împărțind atenuarea spațiului cu factorii de antenă:

$$NSA = \frac{AS}{AF_r \cdot AF_e} \quad (4.3.3)$$

Pentru a ilustra relația directă dintre calculul teoretic și verificarea experimentală a atenuării normate a spațiului, relația (4.3.3) se rescrie în forma:

$$NSA = \frac{U_{r0}}{U_r} \cdot \frac{1}{AF_e} \cdot \frac{1}{AF_r} \quad (4.3.4)$$

unde: U_r este tensiunea măsurată de receptorul de măsurare, când se transmite de la o antenă la alta. În relația (4.3.101), tensiunea U_{r0} poate fi scrisă în funcție de puterea emisă, P_e , și rezistența de intrare în receptorul de măsurare, R_L , de obicei, 50Ω :

$$U_{r0} = \sqrt{P_e \cdot R_L} \quad (4.3.5)$$

Ținând cont de definiția factorului de antenă, U_r poate fi exprimat astfel:

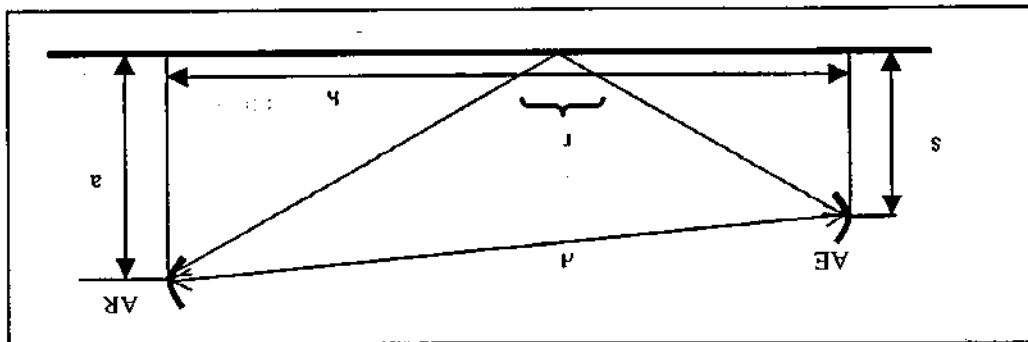
$$U_r = \frac{E}{AF_r} \quad (4.3.6)$$

unde: E este câmpul electric din zona în care este plasată antena de recepție, iar AF_r este factorul de antenă al acesteia. Înlocuind ecuațiile (4.3.5) și (4.3.6) în ecuația (4.3.4) rezultă:

$$NSA = \frac{\sqrt{P_e \cdot R_L}}{E} \cdot \frac{1}{AF_e} \quad (4.3.7)$$

O altă relație utilă se obține dacă se înlocuiesc în (4.3.4) factorii de antenă în funcție de câștig conform relațiilor (4.2.9.a):

Fig. 4.8. Explicativă pentru calculul câmpului total.



unde: f este frecvența, iar E_{rmax} - valoarea maximă a câmpului electric rezultată din interferența dintre unda directă și unda reflectată de planul de masă/pământ, pentru o antena care se deplasează pe verticală între limitele prestabilite (fig. 4.8).

$$NSA_{teor} = -20 \lg(f) + 48,9 - E_{rmax} \quad (4.3.10)$$

Atenuării normale a spațiului este dată de expresia:

recepție poate fi deplasată pe verticală între anumite limite, valoarea teoretică a consideră și prezența undei reflectate de la pământ, în condițiile în care antena de antene, acești parametri pot fi calculați teoretic și determinat experimental; dacă se reflexii, condițiile de mediu etc. Așa cum s-a mai afirmat, pentru o distanță dată dintre frecvența de lucru, tipul de antene folosite, distanța dintre antene și înălțimea acestora. Atenuarea normală a spațiului depinde de o serie de factori, cum ar fi:

doar cu lungimea de undă sau cu frecvența și cu distanța dintre antene.

atenuarea normală, indiferent de direcție. În spațiul liber, atenuarea normală va varia distanță de la sursă, la antena de recepție se obține înțelegându-se aceeași valoare pentru măsurare în sine. Dacă spațiul de măsurare este spațiul liber, atunci, pentru aceeași direcțională a atenuării spațiului de măsurare, alta decât cea produsă de spațiul de unde d este distanța dintre antene. În concluzie, normarea elimină orice variație

$$NSA = \frac{R_L \cdot \lambda}{Z_0} \cdot d, \quad (4.3.9)$$

Dacă se ține seama de expresia (4.2.12), relația (4.3.8) devine:

$$NSA = \sqrt{\frac{P_r R_L}{P_t R_L}} \cdot \left(\lambda G_r \sqrt{\frac{R_L}{4\pi Z_0}} \right) \cdot \left(\lambda G_t \sqrt{\frac{R_L}{4\pi Z_0}} \right) \quad (4.3.8)$$

Standardul ANSI 63.4 prezintă, sub formă de tabele, pentru 27 de frecvențe, valorile teoretice ale atenuării normate a spațiului, pentru diferite distanțe de măsurare, tipuri de antene și plane de polarizare; în tabelul 4.3 și, respectiv, în fig. 4.9 se prezintă dependența valorilor teoretice ale atenuării normate a spațiului pentru polarizare orizontală și verticală, în funcție de frecvență, pentru antene dipol situate la o distanță de 10 m, cu antena de emisie poziționată la o înălțime de 1 m deasupra solului, iar antena de recepție putând fi poziționată la o înălțime reglabilă cuprinsă între 1 și 4 m.

Tabelul 4.3

Frecv. [MHz]	NSA-oriz. [dB]	NSA-vert. [dB]	Frecv. [MHz]	NSA-oriz. [dB]	NSA-vert. [dB]
30	29,8	16,7	160	3,1	2,6
35	27,1	14,5	175	2,0	2,0
40	24,9	14,2	180	1,7	1,8
45	22,9	13,2	200	0,6	1,0
50	21,1	12,3	250	-1,6	0,5
60	18,0	10,7	300	-3,3	-1,5
70	14,5	9,4	400	-4,9	-4,1
80	13,3	8,3	500	-7,9	-6,7
90	11,4	7,3	600	-9,5	-8,7
100	9,7	6,4	700	-10,8	-10,2
120	7,0	4,9	800	-12,0	-11,5
125	6,4	4,6	900	-12,8	-12,6
140	4,8	3,7	1000	-13,8	-13,6
150	3,9	3,1			

În spațiul liber, câmpul electric și câmpul magnetic radiat sunt invers proporționale cu distanța dintre sursa care le produce și punctul de observație. Cu alte cuvinte, dacă sursa este omnidirecțională, caracterizată prin valorile E_1 și H_1 , iar d este această distanță, atunci câmpurile E și H vor avea amplitudinea proporțională cu $1/d$. Dacă $|E_d|$ și $|H_d|$ au o astfel de variație a amplitudinii, atunci se observă că:

$$d = \frac{|E_1|}{|E_d|} \text{ și } d = \frac{|H_1|}{|H_d|} \quad (4.3.11)$$

Dacă un câmp electromagnetic sinusoidal caracterizat de vectorii E și H se propagă la o distanță considerabilă de sursă, cele două câmpuri rămân în fază și la orice distanță d față de sursă este valabilă relația:

$$|E_d| = Z_0 |H_d| \quad (4.3.12)$$

Dacă unitățile de măsură a lui E , respectiv H sunt volți/metru și amperi/metru, atunci densitatea de putere radiată la orice distanță d față de sursă este:

$$|E_d||H_d| = Z_0^{-1}|E_d|^2 = Z_0|H_d|^2, \text{ exprimată în W/m}^2. \quad (4.3.13)$$

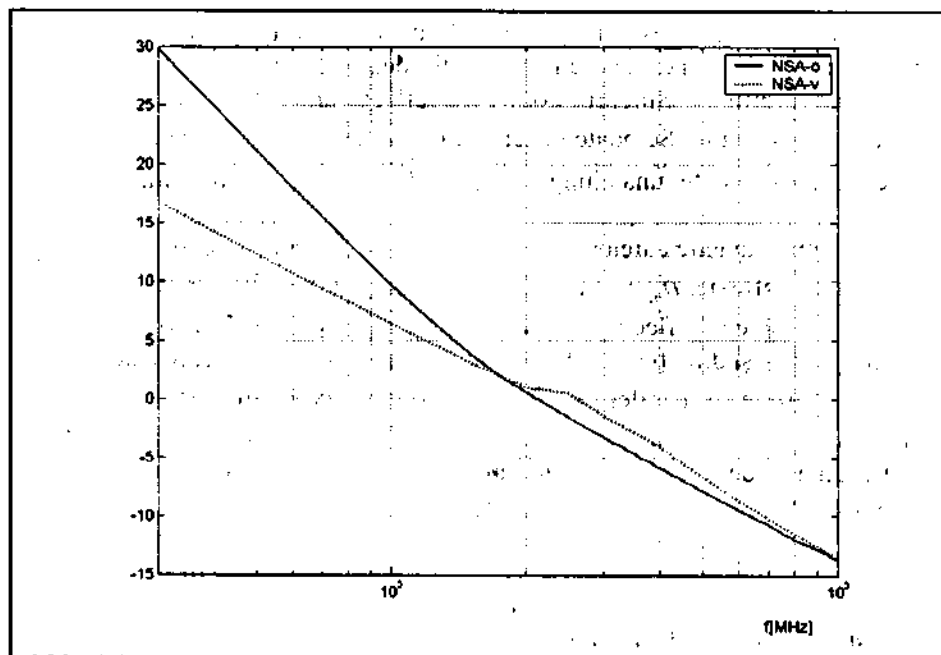


Fig. 4.9. Atenuarea normalizată a spațiului.

Dacă câmpul se propagă în orice direcție, densitatea de putere este atenuată cu o cantitate egală cu:

$$\frac{|E_1||H_1|}{|E_d||H_d|} = \frac{|E_1|^2}{|E_d|^2} = \frac{|H_1|^2}{|H_d|^2} = d^2. \quad (4.3.14)$$

Spațiul liber în spațiile de măsurare este actualmente limitat, câmpurile E și H fiind reflectate de obiectele care limitează spațiul liber. Ca rezultat, în actualele spații de măsurare, câmpurile E și H sunt suma a două sau a mai multor componente. Una dintre componente se propagă direct spre observator, iar cealaltă sosește indirect, suferind o reflexie. Dacă $|E_{obs}|$ și $|H_{obs}|$ sunt amplitudinile totale ale câmpurilor care

sosesc în punctul de observație al spațiului de măsurare, atenuarea densității de putere în acest punct va fi:

$$\frac{|E_i||H_i|}{|E_{obs}||H_{obs}|} = \frac{|E_i|^2}{|E_{obs}|^2} = \frac{|H_i|^2}{|H_{obs}|^2} \quad (4.3.15)$$

Într-un spațiu de măsurare în câmp deschis, suprafața pământului este foarte bună conductoare, simulând ideal un semispațiu deasupra unei suprafețe conductoare perfecte, plană și infinită. Singurul corp care reflectă unda în acest loc de măsurare este suprafața pământului. Se poate observa că $E_{obs}(t)$ și $H_{obs}(t)$ vor fi amândouă o sumă de două componente, una ajungând direct de la sursă, cealaltă fiind reflectată de pământ.

Un câmp magnetic care este reflectat de către pământ, cu care este paralel, are un coeficient de reflexie, $\rho_H = +1$. Cu alte cuvinte, doar în apropierea pământului, câmpul incident și cel reflectat al unei unde polarizate vertical vor avea aceeași amplitudine și aceeași direcție. Pe de altă parte, câmpul E este cel care este reflectat de pământul cu care este paralel, coeficientul de reflexie fiind: $\rho_E = -1$, ceea ce înseamnă că în apropierea suprafeței pământului componenta incidentă și cea reflectată a unei unde polarizată orizontal vor fi egale ca amplitudine, dar vor avea direcții opuse. După cum se poate vedea în figură, o undă polarizată vertical radiază un câmp magnetic H care ajunge în punctul de observație având două componente coliniare. Dacă aceste componente au aceeași direcție sau direcții diferite, depinde doar de diferența de drum.

Distanța parcursă de unda directă este:

$$d = \sqrt{h^2 + (a - s)^2}, \quad (4.3.16)$$

iar distanța parcursă de unda reflectată este

$$r = \sqrt{h^2 + (a + s)^2}. \quad (4.3.17)$$

În relațiile de mai sus, h este distanța dintre cele două antene, d este drumul parcurs de către unda directă, r este drumul parcurs de către unda reflectată, a este înălțimea antenei de recepție, iar s este înălțimea antenei de emisie. Deoarece a este întotdeauna mai mare decât zero, r va fi întotdeauna mai mare decât d .

Presupunând că intensitatea câmpului magnetic, H , care ajunge direct în punctul de observație, aflat la distanța d față de sursă, este dată de relația:

$$H_d(t) = \frac{|H_1|}{d} \cos(\omega t), \quad (4.3.18)$$

atunci expresia* intensității câmpului magnetic reflectat care ajunge în punctul de observație va fi:

$$H_r(t) = \rho_H \frac{|H_1|}{r} \cos(\omega(t - (r - d/c))), \quad (4.3.19)$$

din cauza diferenței cu timpul de propagare $(r-d)/c$.

Deoarece $H_d(t)$ și $H_r(t)$ pot avea aceeași direcție sau direcții diferite, câmpul H total în punctul de observație va fi suma celor două.

Notând $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ și ținând cont de relațiile lui $H_d(t)$ și $H_r(t)$, avem:

$$H_{obs}(t) = \frac{|H_1|}{rd} [r \cos(\omega t) + \rho_H d \cos(\omega t - 2\pi(r-d)/\lambda)] \quad (4.3.20)$$

sau:

$$|H_{obs}(t)| = \frac{|H_1|}{rd} \sqrt{r^2 + \rho_H 2dr \cos(2\pi(r-d)/\lambda) + d^2} \quad (4.3.21)$$

Deoarece ρ_H și $\rho_E = -1$, atenuarea densității de putere va fi:

Pentru câmpul H :

$$\frac{|H_1|^2}{|H_{obs}|^2} = \left(\frac{rd}{\sqrt{r^2 + 2dr \cos(2\pi(r-d)/\lambda) + d^2}} \right)^2 \quad (4.3.22)$$

De aici rezultă atenuarea normalată a spațiului:

$$NSA_{dB} = 20 \lg \left(\frac{R_{c\lambda}}{Z_0} \frac{rd}{\sqrt{r^2 + 2dr \cos(2\pi(r-d)/\lambda) + d^2}} \right) \quad (4.3.23)$$

Pentru câmpul E :

$$\frac{|E_1|^2}{|E_{obs}|^2} = \left(\frac{rd}{\sqrt{r^2 - 2dr \cos(2\pi(r-d)/\lambda) + d^2}} \right), \quad (4.3.24)$$

rezultând expresia atenuării normate a spațiului:

$$NSA_{dB} = 20 \lg \left(\frac{R_{ca}}{Z_0} \frac{rd}{\sqrt{r^2 - 2dr \cos(2\pi(r-d)/\lambda) + d^2}} \right). \quad (4.3.25)$$

Cu alte cuvinte, expresia pentru atenuarea normalată a spațiului de măsurare diferă de la polarizarea orizontală la polarizarea verticală doar printr-un semn al termenului cu cosinus. Această diferență rezultă deoarece ρ_H și $\rho_E = -1$.

4.3.3. CAMERE ECRANATE

O altă categorie de spații în care pot fi efectuate anumite măsurări o reprezintă camerele ecranate, în care însă, reflexiile pot fi deosebit de importante, perturbând procesul de măsurare.

Pentru efectuarea testelor de imunitate se recomandă să se utilizeze camere ecranate pentru a nu intra în conflict cu standardele privind protecția radiorecepției. Pentru aceste camere se recomandă ca eficiența ecranării să fie de minimum 100 dB în gama de frecvențe cuprinsă între 10 MHz și 1 GHz, ceea ce este echivalent cu reducerea unui câmp electromagnetic având intensitatea câmpului electric de 10 V/m în interior, la 40 dBμV/m în exterior.

Camerele ecranate se construiesc în panel de oțel cu lemn, fără ferestre, cel mult cu ventilație. Alimentarea electrică se face obligatoriu prin intermediul unor filtre de rețea, iar iluminatul este de tip incandescent. Ușa camerei ecranate este una dintre problemele critice ale acesteia; ea se confecționează cu margine de tip cuțit, având de jur-împrejur contacte elastice din bronz-beriliu.

Dacă o cameră ecranată are o formă paralelipipedică cu dimensiunile a , b și c , ea prezintă frecvențe proprii de rezonanță date de relația:

$$f = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{2a}\right)^2 + \left(\frac{m}{2b}\right)^2 + \left(\frac{n}{2c}\right)^2}, \quad (4.3.26)$$

unde: k , m și n sunt numere întregi, iar c_0 este viteza luminii. De exemplu, pentru o cameră ecranată cu dimensiunile $2,5 \times 2,5 \times 2,5$ m³, frecvența proprie de rezonanță minimă este de 70 MHz. Pentru eliminarea acestor frecvențe proprii de rezonanță se

pot folosi materiale absorbante de câmp electromagnetic. Utilizarea camerelor ecranate simple între 30 și 200 MHz poate să conducă la erori de ordinul 30 - 40dB la frecvențele de rezonanță, cu observația că măsurările sunt nerepetabile, întrucât la cea mai mică modificare a geometriei (poziționării oricărui echipamente) se produc modificări importante ale câmpului electromagnetic.

4.3.4. CAMERE ECRANATE ANECOIDE

Camerele ecranate anecoide (anecoid = fără ecou) se folosesc atât pentru măsurarea emisiilor radiate, cât și pentru efectuarea calibrării antenelor, caracteristicile acestora fiind cuprinse în standardul EN 50147. La camerele ecranate anecoide, frecvențele proprii de rezonanță sunt eliminate prin dispunerea pe pereți a unor materiale absorbante care produc pierderi mari din structurile respective.

Camerele sunt anecoide dacă toți pereții acestora, inclusiv podeaua, au proprietăți absorbante; dacă podeaua este metalică, camera este semianecoidă. Camerele anecoide se folosesc pentru testarea echipamentelor care se utilizează departe de pământ, atunci când se impun condiții de "spațiu liber"; pentru cele mai multe aplicații sunt suficiente condițiile asigurate de camerele semianecoide. Uneori, pentru uniformizarea distribuției câmpului, în special la camerele semianecoide de dimensiuni mici, se plasează suplimentar, pe podea, materiale absorbante.

Realizarea absorbției pentru câmpul electric/electromagnetic se face cu ajutorul unor piramide sau conuri absorbante construite, de obicei, din spume poliuretane grafitate. Mecanismul de amortizare se poate explica în două moduri:

a) Impedanța spațiului liber este $Z_0 = 377 \Omega$, iar a ecranului $Z_0 = 0 \Omega$, piramida comportându-se ca un transformator de impedanță.

b) Unda directă suferă o serie de reflexii și absorbții între două piramide adiacente (fig.4.10); deoarece piramidele au proprietăți absorbante, precum și datorită

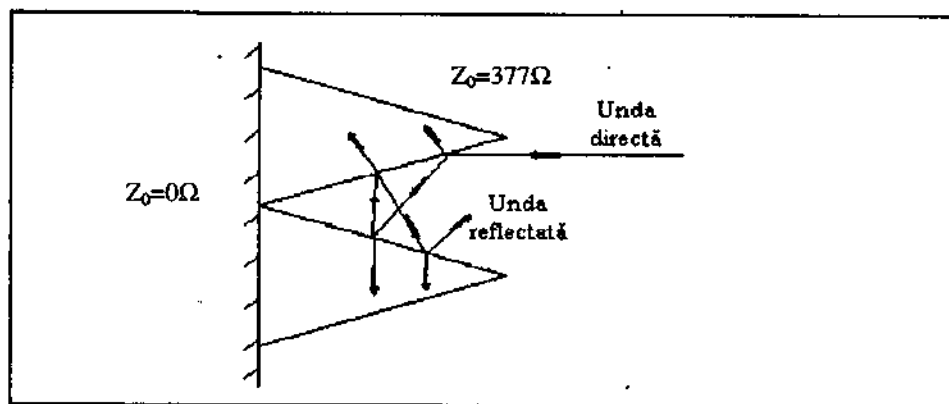


Fig. 4.10. Efectul piramidelor absorbante.

reflexiilor și dispersărilor multiple, ca și a absorbțiilor repetate, ultima undă reflectată va avea un nivel mult mai mic în comparație cu unda directă incidentă. Eficiența maximă a atenuării se obține dacă undele sunt paralele cu axa piramidelor și este nulă pentru undele perpendiculare pe axă; rezultă că amortizarea undelor este diferită în plan orizontal și, respectiv, vertical. De exemplu, pentru domeniul undelor metrice, numai piramidele laterale sunt eficiente pentru un câmp cu polarizare orizontală, în timp ce piramidele din plafon prezintă importanță numai pentru câmpurile cu polarizare verticală.

Pe de altă parte, piramidele trebuie să aibă cel puțin o înălțime de $\lambda/4$, rezultând, la o frecvență de 30 MHz, o înălțime a piramidelor de minimum 2,5 m! Această cerință ridică probleme, în special pentru frecvențele joase la camerele ecranate de dimensiuni mici.

De asemenea, trebuie menționat faptul că piramidele absorbante sunt transparente pentru câmpul magnetic. Amortizarea câmpului magnetic se poate realiza cu țigle din ferită absorbantă cu dimensiunile de $100 \times 100 \times 10 \text{ mm}^3$ în care sunt induși curenții echivalenți peretilor. Țiglele din ferită se așază pe un perete conductor; deoarece feritele schimbă faza câmpului electromagnetic care le traversează, iar un perete conductor reflectă câmpul cu aceeași fază; prin combinarea celor două unde există posibilitatea diminuării nivelului câmpului electromagnetic rezultat. Țiglele din ferită sunt mai scumpe decât piramidele absorbante.

La realizarea camerelor ecranate anecoide trebuie să se respecte următoarele cerințe:

1. Cerințe de mediu pentru măsurarea radiațiilor emise conform normelor CISPR - 63 și CISPR - 16;

2. Cerințe pentru testele de imunitate la perturbațiile radiate conform normelor CEI - 801 - 3, EN - 55101, EN - 50081 și EN - 50082;

Pentru comunicațiile cu interiorul camerei anecoide se preferă utilizarea unor echipamente cu fibre optice.

În fig.4.11 este prezentată o vedere a unei camere ecranate anecoide de dimensiuni mari realizată la ICMET Craiova ($23 \times 17 \times 13 \text{ m}^3$), prevăzută cu o ușă de $4 \times 4 \text{ m}^2$, iar podeaua putând suporta sarcini statice de 2500 kg/m^2 .

Pentru amortizarea câmpului electromagnetic s-au folosit piramide absorbante goale în interior cu înălțimea de 2,5 m din Eccosorb HX - 96. Materialul absorbant din care sunt confecționate piramidele produce o atenuare a undelor reflectate de - 25 dB la 40 MHz și, respectiv, - 30 dB la frecvențe mai ridicate.

Atenuarea normată a spațiului de măsurare are o variație sub +1 dB.

Camera ecranată anecoidă prezentată dispune de spații adiacente suplimentare care sunt camere ecranate; aceste spații suplimentare conțin sursele de alimentare, filtre, echipamente de măsurare și, respectiv, de testare, amplificatoare de putere etc. O altă cameră ecranată conține echipamentele de comandă și control care deservesc

instalațiile interioare ale camerei ecranate anecoide, ca, de exemplu, iluminatul interior, temperatura, poziția plăcii turnante etc.

Cu dotările aferente camerei, se pot obține câmpuri electrice de 100 V/m în domeniul de frecvențe 10 kHz - 2 GHz, cu variații de + 2 dB până la 8 MHz, + 3 dB până la 50 MHz și maximum +3.5 dB pentru frecvențe mai mari.

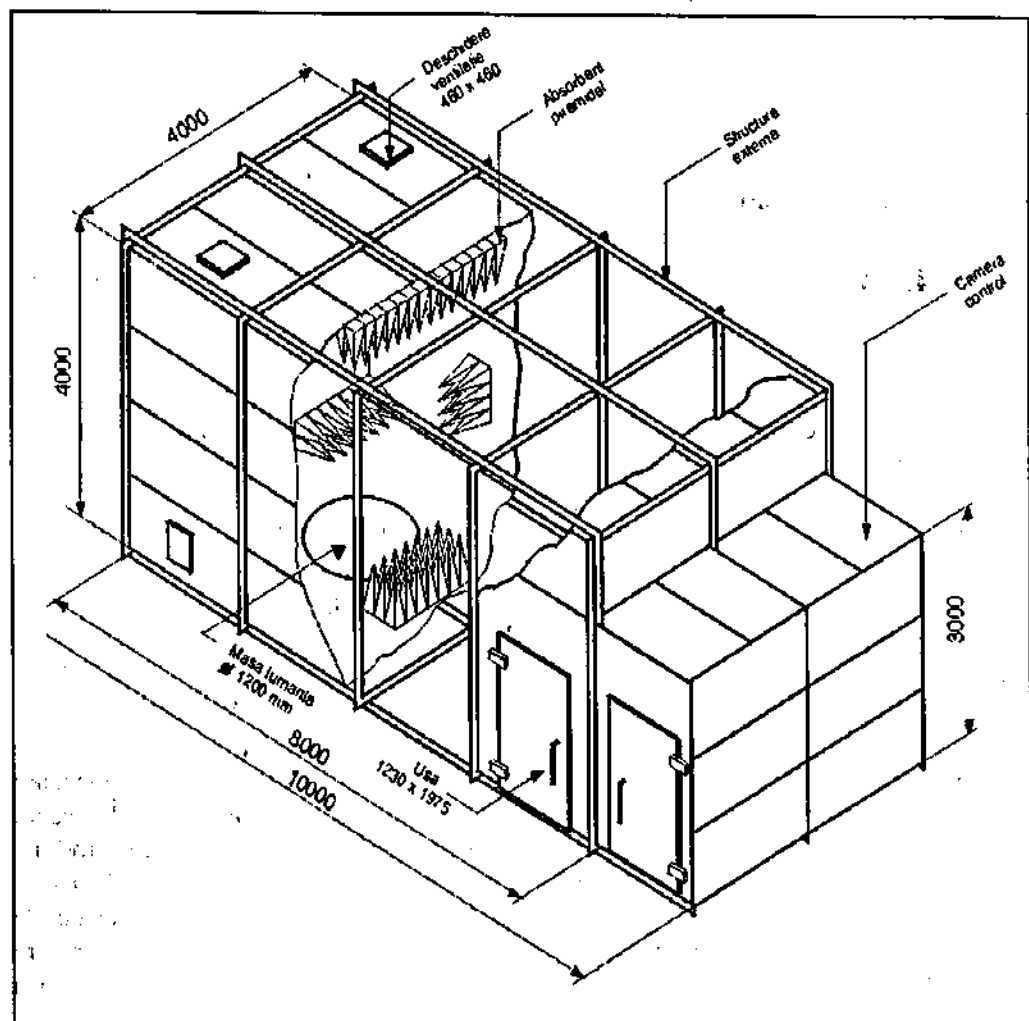


Fig. 4.11. Structura camerei ecranate realizate la ICMET.

Atenuarea pentru câmpurile externe (inclusiv prin uși, ferestre, nișe) are valorile prezentate în tabelul 4.4.

Tabelul 4.4

Frecvența	Atenuarea câmpului magnetic	Atenuarea câmpului electric	Atenuarea câmpului electromagnetic
10 kHz	>55 dB	>100 dB	
100 kHz	>90 dB	>110 dB	
1 MHz	>100 dB	>115 dB	
400 MHz		>115 dB	
100 MHz - 10 GHz			>100 dB

Camera dispune și de alte facilități privind iluminatul, sisteme de protecție, software pentru măsurări etc.

4.4. ECHIPAMENTE DE MASURAT SPECIFICE LA CALIBRAREA ANTENELOR

La calibrarea antenelor se utilizează, de regulă, mijloace de măsurare folosite în electronică și telecomunicații, în special în tehnica frecvențelor foarte înalte, în continuare urmând a fi prezentate succint doar cele mai reprezentative.

4.4.1. MĂSURAREA PUTERII ȘI TENSIUNII

Pentru măsurarea puterii semnalelor de radio-frecvență se folosesc: wattmetre finale (absorbante), care măsoară puterea de ieșire a semnalelor, și wattmetre direcționale, care măsoară separat puterea undei directe și, respectiv, a undei reflectate. Pentru wattmetrele care măsoară puteri sub 10 μ W, până la 100 pW se folosesc senzori cu diode; pentru puteri mai mari, cuprinse între 1 μ W și 30 W se folosesc wattmetre la care se realizează conversia puterii în căldură și se măsoară temperatura cu senzori cu termocuple sau prin metode bolometrice. În cazul wattmetrelor direcționale, suplimentar se folosește un cuplor direcțional care trebuie să aibă o atenuare de inserție cât mai redusă.

Principalele surse de erori care apar la măsurarea puterii sunt legate de calibrarea incorectă a senzorului de putere și neadaptarea senzorului la circuitul în care se face măsurarea. La măsurarea puterii incidente, eroarea datorată neadaptării, dacă este mai mică decât 20 %, se poate aprecia cu relațiile:

$$\begin{aligned}\varepsilon[\%] &\approx 200 \cdot r_r r_s [\%] \\ \varepsilon[\text{dB}] &\approx 8,7 \cdot r_r r_s [\text{dB}],\end{aligned}\tag{4.4.1}$$

unde: r_g și r_s reprezintă coeficienții de reflexie ai generatorului, respectiv, ai sarcinii.

Termocuplele utilizate în realizarea senzorilor de temperatură se construiesc în tehnologia semiconductor - straturi subțiri. Celula de măsurare se compune dintr-un substrat din siliciu, peste care se depune un strat subțire de nitrat de tantal sau crom-nichel și un contact metal-semiconductor. Sensibilitatea traductorului este de aproximativ $700 \mu\text{V/K}$. Deoarece senzorul are masa mică, rezultă că și inerția termică a acestuia este redusă (tipic, de ordinul ms).

Principiul de funcționare al bolometrelor se bazează pe modificarea conductivității electrice a unor dispozitive cu temperatura, cum ar fi: termistoarele și baretoarele. Gama de măsurare a acestor wattmetre este mai redusă ($10 \mu\text{W} - 10\text{mW}$). Baretoarele sunt construite dintr-un fir subțire de platină care joacă un dublu rol: rezistență de disipare și traductor de temperatură.

În fig. 4.12 este prezentată schema de principiu a unui wattmetru bolometric.

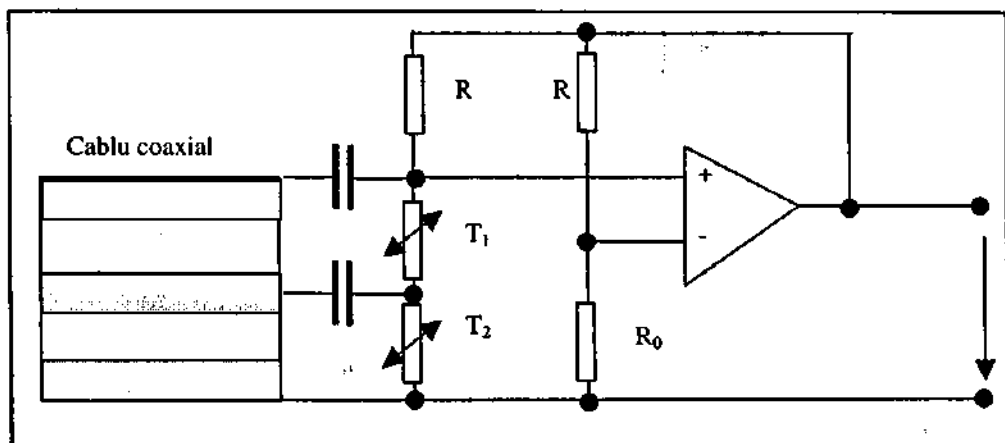


Fig. 4.12. Schema de principiu a unui wattmetru bolometric.

Semnalul a cărui putere se măsoară este adus prin cablul coaxial și aplicat termistoarelor T_1 și T_2 , care formează un braț al punții de măsurare. În urma încălzirii senzorilor, puntea se dezechilibrează; prin închiderea buclei de reacție, prin care se reglează tensiunea de alimentare a punții, rezultă că tensiunea de la ieșirea amplificatorului va fi proporțională cu valoarea efectivă a semnalului aplicat la intrare, deci indirect, cu puterea.

Printre cele mai precise metode de măsurare a puterii sunt metodele calorimetrice care se folosesc ca standarde sau la măsurarea unor puteri mari. În general, se folosesc calorimetre "cu curgere" care permit obținerea unei game mari de măsurare și precizii ridicate.

Senzorii cu diode se construiesc, de obicei, din diode cu germaniu punctiforme care au o capacitate a joncțiunii redusă și o rezistență dinamică mică, însă dispersia parametrilor este mare. Diodele Schottky, formate dintr-un substrat din Si sau GaAs, au caracteristici similare celor punctiforme cu germaniu, dar sunt stabile în timp. Ele intră în compunerea unor redresoare mono- sau dublă alternanță care conțin și o rețea de adaptare pentru compensarea capacității joncțiunii și inductivităților conductoarelor. Schema de principiu a unui wattmetru cu diode este prezentată în fig. 4.13, format dintr-un redresor dublă alternanță.

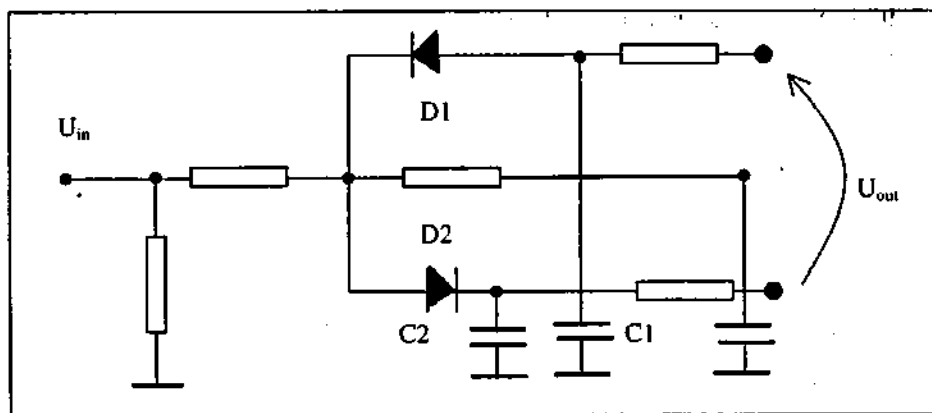


Fig. 4.13. Schema bloc a unui wattmetru cu diode.

La un nivel mic al semnalului, caracteristicile diodelor sunt pătratiche. La creșterea nivelului semnalului, precum și în cazul semnalelor distorsionate, în special cu armonici impare, apar erori, deoarece diodele conduc la valori maxime pozitive diferite de cele negative. La creșterea puterii semnalului de intrare scade și capacitatea joncțiunii diodelor, rezultând creșterea erorilor.

4.4.2. RECEPTORUL DE MĂSURARE

Receptorul de măsurare realizează măsurarea nivelului unui semnal la o frecvență fixată, prin urmare, are proprietăți similare unui voltmetru selectiv. Receptorul de măsurare este realizat asemănător cu un receptor de trafic, având însă, spre deosebire de acesta, funcții specifice unui mijloc de măsurare, de asemenea, receptorul de măsurare nu dispune de un reglaj automat al amplificării. Generația nouă de receptoare de măsurare este complet automatizată și dispune de o serie de facilități ca, de exemplu, controlul funcționării prin programe soft și interfațare cu calculatorul.

Receptoarele de măsurare sunt construite după norma CIPSR - 16, care împarte gama frecvențelor semnalelor electromagnetice în patru benzi, conform tabelului 4.5.

Tabelul 4.5

Banda de frecvențe	Limitele benzii	Banda de trecere
A	10 kHz - 150 kHz	200 Hz
B	150 kHz - 30 MHz	9 kHz
C	30 MHz - 300 MHz	200 kHz
D	300 MHz - 1 GHz	200 kHz

Receptorul de măsurare este construit pe principiul superheterodinei, având una sau mai multe frecvențe intermediare; schema bloc a unui receptor de măsurare cu două schimbări de frecvență este prezentată în fig. 4.14.

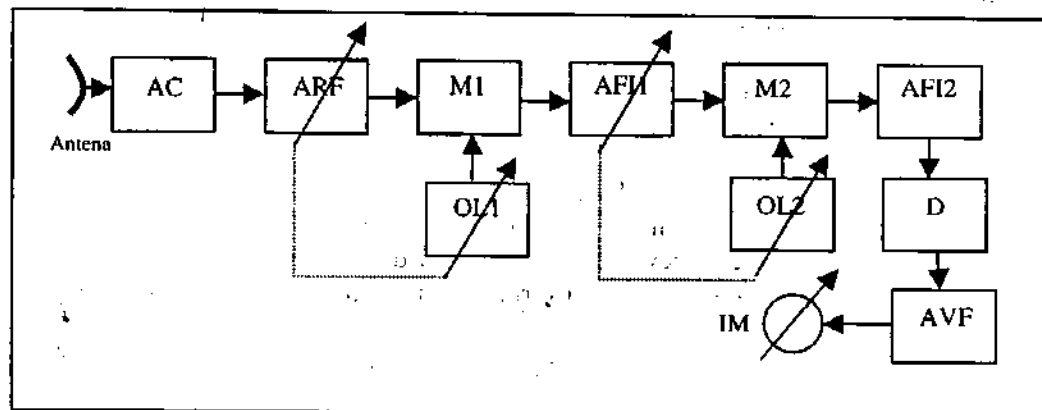


Fig. 4.14. Schema bloc a receptorului de măsurare.

Semnalul care urmează a fi măsurat este aplicat unui atenuator calibrat, AC, care asigură o impedanță de intrare constantă (50 Ω) și un raport de divizare independent de frecvență. Blocul următor - ARF - reprezintă amplificatorul de radiofrecvență, care îndeplinește două funcții importante:

- asigură sensibilitatea receptorului de măsurare care este limitată de zgomotul propriu al acestui amplificator;
- rejectează semnalul imagine și alte interferențe posibile prin proprietățile selective ale acestui bloc.

Semnalul obținut la ieșirea amplificatorului de radiofrecvență, împreună cu semnalul generat de oscilatorul local, OL1, este aplicat primului schimbător de frecvență (mixer) - M1; la receptoarele moderne, acest oscilator local este, de regulă, un sintetizor de frecvență care furnizează semnale de frecvență fixă, reglabile cu trepte egale; de exemplu, dacă treapta este de 1 MHz, pentru banda B vor fi necesare 30 de frecvențe fixe.

Frecvența semnalului de la ieșirea mixerului reprezintă prima frecvență intermediară pe care este acordat amplificatorul de frecvență intermediară, AFI1. Pentru creșterea selectivității amplificatorului, este posibil ca banda de frecvențe a amplificatorului AFI1 să se reducă prin folosirea în amplificator a unor circuite cu acord variabil care să exploreze banda de 1 MHz, sincron cu oscilatorul local OL2, care comandă cel de-al doilea schimbător de frecvență, M2.

Cel de-al doilea amplificator de frecvență intermediară, AFI2, este acordat, de obicei, pe frecvență fixă (455 kHz sau mai joasă), principalele lui funcții fiind legate de asigurarea selectivității și, respectiv, a amplificării semnalului.

În general, filtrele folosite în amplificatoarele de frecvență intermediară pot fi filtre LC, dar și filtre cu cuarț sau ceramice, care asigură o selectivitate superioară; conform normelor CISPR, receptoarele de măsurare asigură rejecții pentru frecvența intermediară, frecvența imagine și produsele de intermodulație, de cel puțin 40 dB în toată gama măsurată. De asemenea, zgomotul de fond, precum și câmpurile electromagnetice exterioare nu trebuie să afecteze cu mai mult de 1 dB rezultatul măsurării, eroarea tolerată pentru un semnal sinusoidal fiind de cel mult + 2 dB.

De la ieșirea celui de-al doilea amplificator de frecvență intermediară, semnalul este aplicat unui detector, D, care trebuie să dea, spre deosebire de receptorul de trafic, o informație privind nivelul semnalului măsurat. Blocul detector este urmat de amplificatorul de video frecvență, AVF, și apoi de indicatorul de măsurare, IM, etalonat în valori efective (dBx) pentru forme de undă sinusoidale pure (unde x este μV , μA etc.).

Semnalele electromagnetice și, în primul rând, perturbațiile au însă o dinamică mare și, de regulă, și o bandă de frecvențe extinsă; din această cauză, detectoarele cunoscute (detectorul de valori medii, detectorul de vârf) pot introduce erori destul de importante în procesul de măsurare. Pe de altă parte, din cauza benzii de frecvențe limitate a amplificatoarelor de frecvență intermediară care elimină o parte din spectrul semnalelor complexe, rezultă că și detectoarele de valori efective pot introduce erori importante. Întrădevăr, dacă se consideră că la intrarea unui amplificator selectiv cu caracteristica de transfer dreptunghiulară (fig. 4.15.a), caracterizat prin amplificarea A_0 în banda de frecvențe B_0 , centrată pe frecvența f_0 , se aplică un impuls (fig. 4.15.b) de amplitudine U_0 , cu durată la 1/2 din amplitudine, de valoarea $\tau < 1/f_0$ și suprafață S [V.s], în acest caz, la ieșirea amplificatorului se obține un impuls de radiofrecvență de tip sinc x ($\sin x / x$) - fig. 4.15.c. - a cărui valoare maximă este dată de relația:

$$U_e = 2S.A_0.B_0, \quad (4.4.2)$$

valoare independentă de amplitudinea impulsului, care depinde, însă, de amplificator prin A_0 și B_0 și, respectiv, de suprafața impulsului S .

Din acest exemplu rezultă că două impulsuri diferite, unul scurt de amplitudine mare și, respectiv, unul lung cu amplitudine redusă, care au aceeași arie,

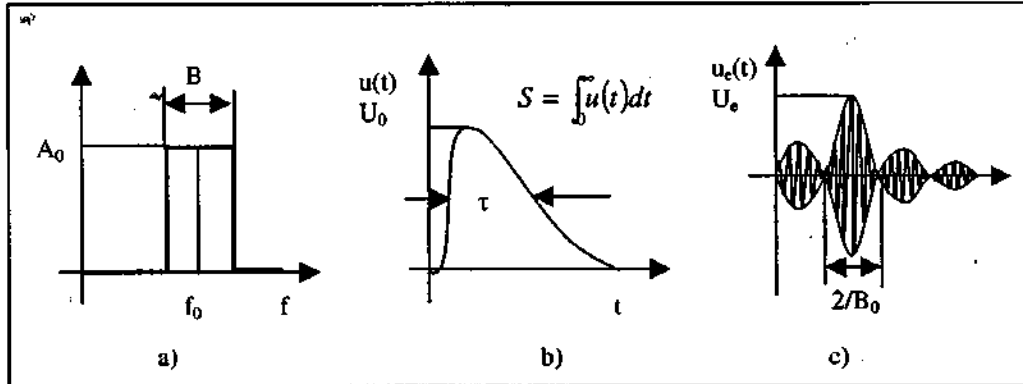


Fig. 4.15. Explicativă la răspunsul receptorului de măsurare la impuls.

vor avea aceeași valoare maximă a tensiunii la ieșirea amplificatorului și deci, a unui detector de vârf.

Extragerea informației referitoare la amplitudinea impulsului este posibilă prin derivarea relației (4.4.2).

Pe de altă parte, trebuie avut în vedere și faptul că normele privind realizarea receptoarelor de măsurare provin din radiocomunicații; din punctul de vedere al unei audiții radio este mai supărătoare audiția unei succesiuni de impulsuri de amplitudine mică, dar cu frecvență mare (zgomot de motocicletă), decât a unor impulsuri de amplitudine mare, dar rare în timp. Aceste observații au condus la realizarea detectorului de valori cvasi-vârf (engl. quasi-peak), a cărui schemă de principiu este prezentată în fig. 4.16.a.

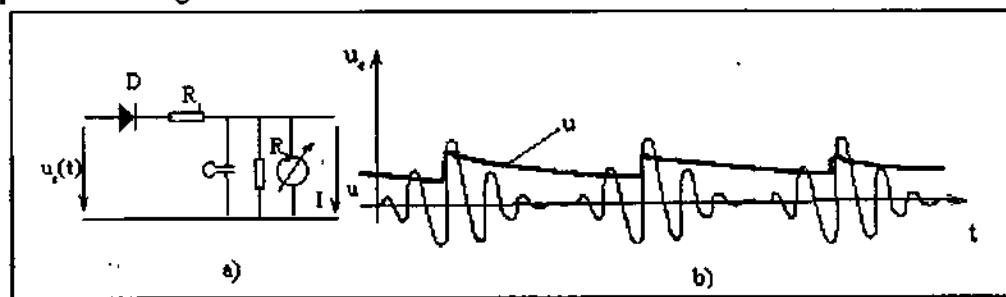


Fig. 4.16. Detectorul de valori cvasi-vârf.

Spre deosebire de detectorul de vârf, aici încărcarea condensatorului C se face prin rezistorul R_1 , iar descărcarea, prin intermediul rezistorului R_2 ; constantele de timp de încărcare și, respectiv, de descărcare se aleg în așa fel încât condensatorul C să se poată descărca în intervalul de timp dintre impulsuri, astfel încât instrumentul de măsurat să indice o valoare medie dependentă de frecvența impulsurilor (fig. 4.16.b).

Alături de constantele electrice precizate mai sus, în valoarea indicației intervin și constantele mecanice ale instrumentului.

Ținând seama de caracteristicile fiziologice ale auzului uman, standardul CISPR - 16 stabilește constantele de timp pentru detectorul de valori cvasi-vârf în funcție de frecvență, conform tabelului 4.6.

Tabelul 4.6

Domeniul de frecvențe	A (10-150 kHz)	B (150 kHz-30 MHz)	C și D (30 MHz - 1 GHz)
Banda AFI (la - 6 dB)	200 Hz	9 kHz	120 kHz
Timpul de încărcare	45 ms	1ms	1ms
Timpul de descărcare	500 ms	160 ms	550 ms
Constanta de timp mecanică	160 ms	160 ms	100 ms
Factor de suprasarcină a predetectorului	24 dB	30 dB	43,5 dB

Din cauza descărcării condensatorului, indicația va depinde de frecvența impulsurilor; în fig. 4.17 se prezintă răspunsul la o succesiune de impulsuri dreptunghiulare cu factorul de umplere variabil pentru cele trei tipuri de detectoare cunoscute: detectorul de vârf, detectorul de valori medii și detectorul de valori cvasi-vârf. În standardul EN 55022 se precizează că, dacă măsurările se fac cu un detector de valori medii, valorile indicate de acesta sunt cu 10 - 13 dB mai reduse decât cele obținute cu un detector de valori cvasi-vârf. Timpul de răspuns al detectorului de valori cvasi-vârf este relativ mare din cauza constantelor de timp corespunzătoare părților componente, de regulă acesta depășind o secundă.

Pentru a asigura o ponderare corectă la orice frecvență de repetiție a impulsurilor, este necesar ca gama dinamică pentru toate etajele radioreceptorului de măsurare să fie de minimum 43,5 dB. Gama de indicație liniară a receptorului de măsurare pornește, însă, de la nivelul de zgomot propriu al acestuia și se întinde până la un nivel la care semnalul începe să se distorsioneze (de exemplu, nivelul la care semnalul este comprimat cu 1 dB). Ținând seama de acest aspect, de nivelul de zgomot propriu, precum și de faptul că instrumentul indicator are un interval de măsurare de 10 dB, rezultă că receptoarele de măsurare trebuie să asigure o gamă dinamică foarte mare, care poate atinge 120 dB; pentru a evita o supraîncărcare a etajelor de intrare și, respectiv, a primului mixer, este necesar ca la intrare, prin amplificatorul de radiofrecvență, să se evite supraîncărcarea printr-o preselecție a semnalului util cu ajutorul unor filtre adecvate. Este important să se rețină că nivelul de zgomot depinde și de banda de frecvențe; la schimbarea benzii de frecvențe de la B_1 la B_2 , nivelul de zgomot se schimbă cu valoarea:

$$\Delta L = 10 \cdot \lg (B_1 / B_2).$$

(4.4.3)

De exemplu, o schimbare a benzii de frecvențe de la 10 kHz la 120 kHz conduce la o creștere a pragului de zgomot (engl. - noise floor) cu 10,8 dB.

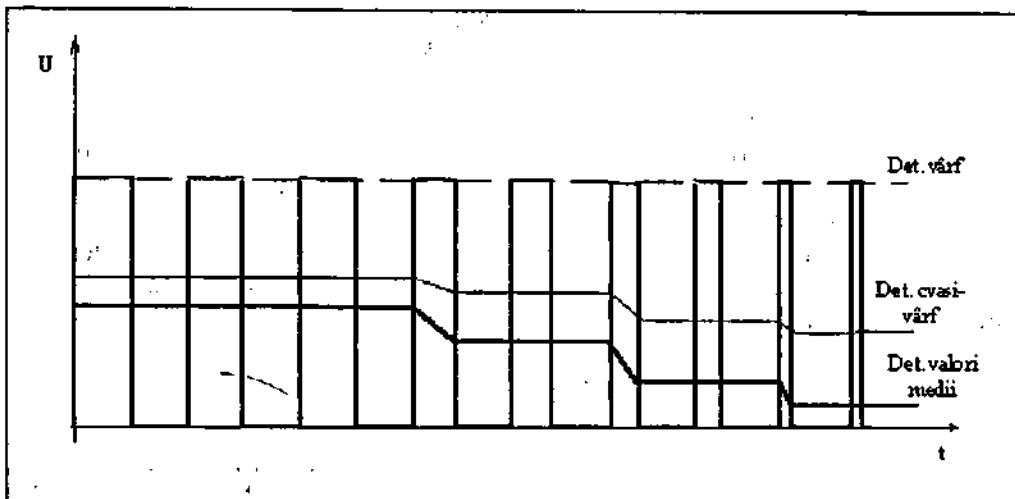


Fig. 4.17. Răspunsul detectoarelor la o succesiune de impulsuri.

Deoarece, de regulă, receptoarele de măsurare pot folosi diferite tipuri de detectoare, sunt necesare următoarele precizări:

- Un semnal pulsatoriu cu un factor de umplere redus conduce la valori foarte mici la detectoarele de valori medii și cvasi-vârf comparativ cu detectorul de vârf. Convențional, atenuatorul de intrare ar trebui să optimizeze nivelul semnalului, însă acesta poate să conducă la o supraîncărcare a etajelor de radiofrecvență și de frecvență intermediară.

- Detectoarele de valori medii și detectoarele de valori cvasi-vârf necesită un timp mare de măsurare, care depinde de constantele de timp ale acestora. Conform normelor de compatibilitate electromagnetică, valoarea decisivă în cadrul măsurărilor o conferă detectorul de valori cvasi-vârf, însă detectoarele de valori medii pot furniza date mai precise pentru semnalele modulate.

- Detectorul de vârf are un răspuns rapid și de aceea este preferat în cazul calibrării antenelor, însă, în cazul impulsurilor singulare poate produce distorsiuni de neurmărire.

Receptorul de măsurare este un sistem de măsurare scump, însă prezintă o serie de avantaje. De exemplu, față de analizorul spectral, avantajele acestuia sunt:

- măsoară la o singură frecvență;
- are o sensibilitate și o selectivitate mai mari, permițând o mai bună separare a semnalului de zgomot;

- prezintă o robustețe sporită a circuitelor de intrare și are o mai bună capacitate de suprasarcină;
- prezintă o precizie superioară de măsurare a frecvenței și amplitudinii.

În cazul folosirii receptorului de măsurare la calibrarea antenelor se recomandă ca pentru fiecare loc de testare să se determine mai întâi nivelul câmpului electromagnetic ambiant; este de dorit ca acesta să fie sub limitele impuse prin norme.

Semnalele care depășesc valorile impuse prin norme se contorizează ca: frecvență, nivel, direcție, plan de polarizare etc. Este bine ca aceste rezultate să fie memorate pentru a permite realizarea unor comparații rapide. Unele semnale perturbatoare pot fi modulate MA sau MF. Toate aceste semnale perturbatoare se izolează și se șterg în cadrul testărilor.

În final, se întocmește un raport de testare care cuprinde diagrama nivelurilor, lista cu semnalele puternice, metodele și echipamentele de măsurare folosite, precum și alte observații considerate utile.

4.4.3. ANALIZORUL DE SPECTRU

Un alt echipament foarte des folosit în cadrul măsurărilor din domeniul frecvențelor înalte îl reprezintă analizorul de spectru. Cele mai folosite analizoare de spectru sunt cele cu baleiere de frecvență, a căror schemă de principiu este prezentată în fig. 4.18; schema bloc a analizorului de spectru nu diferă prea mult de schema receptorului de măsurare, principala diferență fiind aceea că oscilatorul local, QLC, este comandat de generatorul de baleiaj, GB, care comandă și baleierea după axa Ox

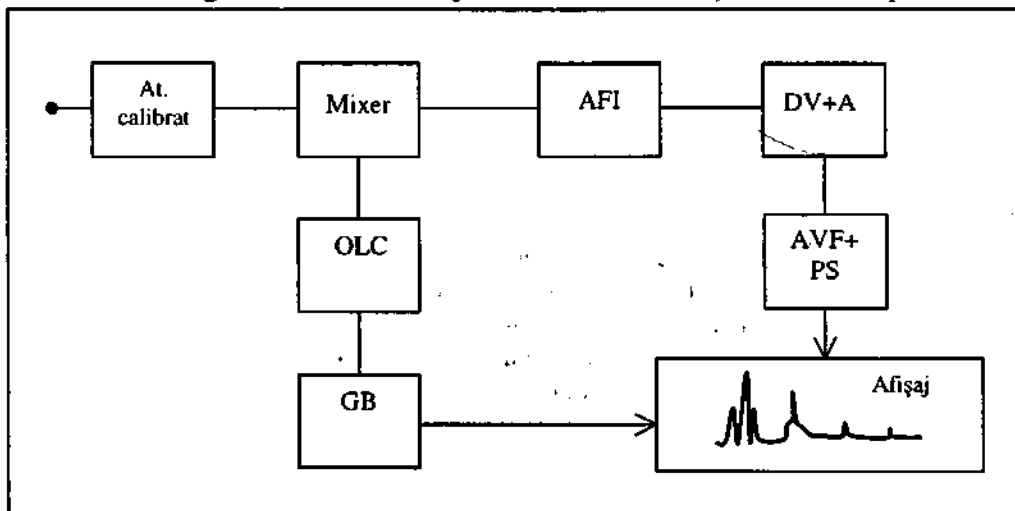


Fig. 4.18. Schema bloc a analizorului de spectru.

Comportarea unui analizor spectral în cadrul măsurărilor depinde de forma semnalului aplicat la intrare (sinusoidal, dreptunghiular, impuls etc.). Pentru semnale de aceeași amplitudine se poate considera că banda de separare este de 3 dB. De aceea este important să se cunoască factorul de formă al filtrului (raportul dintre benzile de frecvențe la 60 dB și 3 dB atenuate). De obicei, se folosesc filtre în cascadă, ceea ce

Schema analizorului de spectru mai conține detectorul de vârf și amplificatorul logaritmice care au rolul de a extrage anvelopa semnalului și, respectiv, de a permite folosirea unei scări logaritmice pentru scara de amplitudine. De la ieșirea acestui bloc, semnalul este aplicat unui amplificator de videofrecvență care, eventual, poate conține și un procesor de semnal, ce are rolul de a extinde posibilitățile de măsurare ale analizorului.

$$T = \frac{1}{(\Delta B)^2 B_p} \quad (4.4.4)$$

Dacă se consideră K componente spectrale distincte care pot fi vizualizate, este evident că timpul de baleiere este $T = K \cdot \Delta t$ și $k = B_p / \Delta B$, unde: B_p reprezintă banda de frecvențe baleată, iar ΔB - rezoluția, egală cu banda de frecvențe a AFI și, respectiv, $\Delta B = 1/\Delta t$; în acest caz, rezultă că timpul de baleiere va fi:

$(\Delta t \text{ mic})$, rezoluția analizorului va scădea. maximă care poate fi pusă în evidență va fi $1/\Delta t$. Rezultă că la viteze mari de baleiere Δt , frecvența generată este constantă, conform teoremei eșantionării, frecvența frecvența oscilatorului local nu variază, continuu, ci în trepte, astfel încât în intervalul importantă deoarece poate conduce la distorsiuni de numărare. Dacă se consideră că interdependența dintre viteza de baleiere și rezoluție este deosebit de

introducând oscilatorul local într-o buclă de reglaj de tip PLL. pierderea detaliilor fine ale imaginii; eliminarea acestui neajuns se poate face instalarea oscilatorului local conduce la mărirea imaginii și deci, la creșterea duratei timpului de baleiere (măsurare).

caracteristicii AFI. Trebuie menționat că o dată cu creșterea rezoluției are loc și rezoluția depinde de factorul de formă al AFI, adică de căderea flancurilor banda de frecvențe la -3 dB a AFI. Dacă semnalele sunt inegale ca amplitudine, arătate ca distincte dacă diferența dintre frecvențele lor este mai mare sau egală cu amplificatorului de frecvență intermediară; două semnale de aceeași amplitudine pot fi frecvență). Modificarea rezoluției se face prin schimbarea benzii de frecvențe a și, respectiv, de stabilitatea oscilatorului local comandat (relația tensiune de comandă - Rezoluția analizorului depinde de banda de trecere a AFI, de viteza de baleiere spectrală a semnalelor aplicate la intrare.

din blocul de afișare. Rezultă că la analizorul de spectru, oscilatorul local are frecvența variabilă într-o gamă de frecvențe prescrisă, gamă în care se realizează analiza

conduce la filtre cu caracteristică Gaussiană. Factorul de formă este de 12,7 pentru filtrul de ordinul 4, pentru filtrul de ordinul 5 este 10,0, pentru filtrul de ordinul 6 este 8,6, pentru filtrul de ordinul 8 este 4,5. De exemplu, pentru un filtru de ordinul 5, care are la -3 dB o bandă de 1 kHz, la 10 kHz, va avea -60 dB.

Pentru a stabili factorul de formă, se poate folosi formula:

$$\Delta = \left[(1 + X^2)^{1/2} \right]^n, \quad (4.4.5)$$

unde: Δ este inversul atenuării normale, X - frecvența normalată, iar n - numărul de secțiuni ale filtrului. De exemplu, pentru 4 secțiuni, care este raportul benzilor de frecvențe la -40 și -3 dB? Atenuarea normalată este $\sqrt{2}$ la 3 dB și 100 la 40 dB. Înlocuind în relația (4.4.5), rezultă:

$$\sqrt{2} = \left[(1 + X_1^2)^{1/2} \right]^4$$

$$100 = \left[(1 + X_2^2)^{1/2} \right]^4$$

de unde se obține: $X_1 = 0,435$ și $X_2 = 3$. Aceasta înseamnă că banda de frecvențe pentru -40 dB este $3/0,435 = 6,9$ ori mai mare decât la -3 dB.

Erorile care apar la măsurările efectuate cu ajutorul analizorului de spectru au mai multe surse:

1. Incertitudinea datorată indicatorului (citire geometrică) este de ordinul a $\pm(1 - 2)$ dB, însă poate fi redusă prin metode de autocalibrare;
2. Atenuatorul de radiofrecvență poate introduce o incertitudine de măsurare de ordinul ± 1 dB;
3. Caracteristicile amplificatorului de frecvență intermediară legate de răspunsul în frecvență, constanța amplificării, schimbarea benzii de rezoluție sau de scară pot introduce fiecare incertitudinii de ordinul a circa $\pm 0,5$ dB.
4. Erori mari pot să apară în cazul în care se depășește amplitudinea maximă a semnalului de intrare, erori datorate apariției unor distorsiuni suplimentare ale semnalului din cauza limitării acestuia în blocurile finale ale analizorului.
5. Din cauza mixerului, componentele armonice superioare, precum și produsele de intermodulație sunt tratate diferit în raport cu fundamentală; întrădevar, din cauza caracteristicii neliniare a filtrului, în cazul aplicării unui semnal sinusoidal cu frecvența f_0 , apar și componente spectrale cu frecvența $2 f_0$ și $3 f_0$ (celelalte componente pot fi neglijate). Dacă se crește puterea semnalului cu P dB, puterea componentei de ordinul 2 crește cu $2P$ [dB], iar a celei de ordinul 3 cu $3P$ [dB].

O situație similară apare și în cazul vizualizării a două semnale cu frecvențele f_1 și f_2 diferite, componentele spectrale de intermodulație de frecvență joasă, din banda de interes, fiind: $2f_2 - f_1$ și, respectiv, $2f_1 - f_2$; aceste componente de intermodulație sunt de ordinul 3 și, deci, în spectrul afișat vor avea creșteri de 3 dB/dB. Dacă distorsiunile se raportează la purtătoare, ca unitate de măsură se folosește dBc (engl. carrier). Ținând seama de observațiile prezentate, pentru fiecare analizor spectral se pot prezenta caracteristicile de distorsionare ale mixerului în funcție de nivelul semnalului aplicat la intrarea mixerului, de obicei prin două constante:

- punctul de intercepție de ordinul III, TOI (engl. Third Order Interception Point),
 - punctul de intercepție de ordinul II, SOI (engl. Second Order Interception Point),
- puncte de pe caracteristica analizorului, pentru care distorsiunile în dBc - sunt numeric egale cu purtătoarea - în dBm (fig. 4.19).

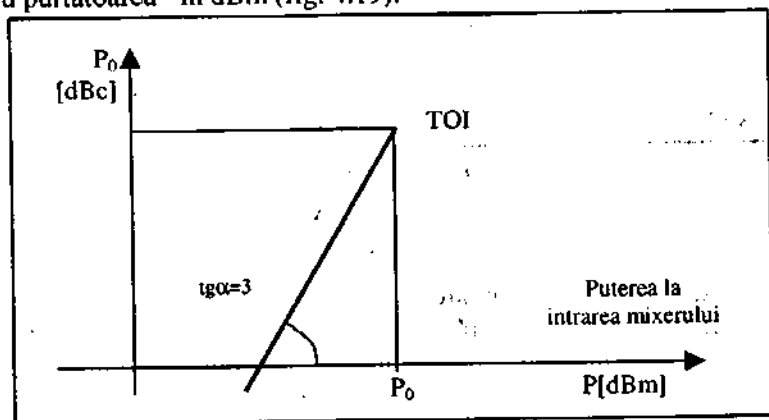


Fig. 4.19. Explicativă pentru punctele de intercepție.

Dacă sunt prezente la intrare mai multe semnale cu nivel ridicat, pot să apară produse de intermodulație. Limitele de măsurare depind de nivelul de intermodulație:

$$L[\text{dBc}] = (n-1)(IP - S), \quad (4.4.6)$$

unde: L este diferența de nivel dintre semnale, n - ordinul intermodulației (tipic 3), IP - punctul de intercepție de ordinul n , S - nivelul semnalelor puternice. De exemplu, pentru $IP_3 = +10$ dBm, dacă la intrare se aplică 2 semnale cu nivelurile de -20 dBm, rezultă: $(3-1)(10+20) = 60$ dB.

6. Dinamica analizatoarelor spectrale este limitată de zgomotul propriu, care de altfel limitează semnalul minim care poate fi aplicat la intrare. Deoarece în zgomotul propriu predomină zgomotul termic, rezultă că nivelul de zgomot este cvasiconstant și depinde de banda de rezoluție a analizorului. În fig. 4.20 se reprezintă dependența

raportului semnal/zgomot în funcție de nivelul semnalului aplicat la intrarea mixerului, având ca parametru banda de rezoluție.

Dacă se presupune că se măsoară un semnal cu 40 dB sub nivelul purtătoarei de -20 dBm, pentru o bandă de frecvențe de 1 kHz se obține -20 -40 = -60 dBc, acest semnal nu mai poate fi observat decât dacă se micșorează banda de frecvențe.

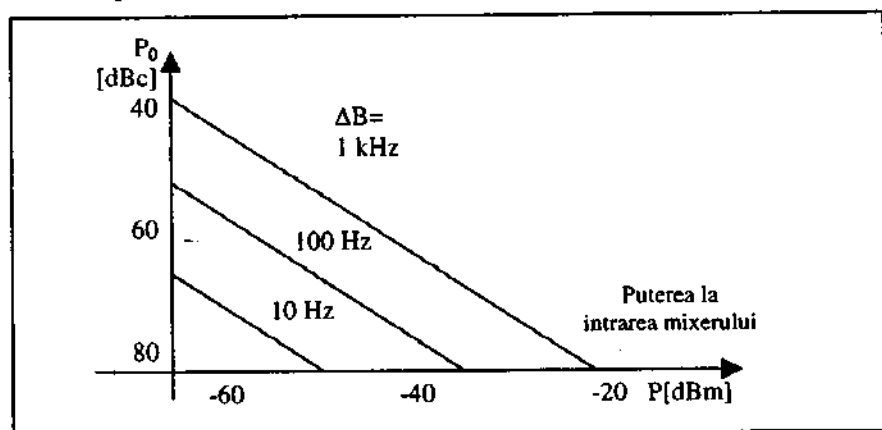


Fig. 4.20. Caracteristica semnal/zgomot.

Faza zgomotului este o altă limitare pentru analizorul de spectru și este dată în dB/Hz. Această valoare trebuie comparată cu factorul de formă pentru a determina limitele măsurărilor. De exemplu, pentru un filtru cu 6 secțiuni, rezoluția este de 8,6 ori mai largă la -60 dB față de -3 dB (dacă la -3 dB este 100 Hz, la -60 dB este 8600 Hz). Rezultă că marginile filtrului la -60 dBc sunt la ± 4300 Hz. În acest caz, un semnal de nivel redus, situat la 5 kHz de un semnal de nivel ridicat, cu nivelul de nivel de -55 dB, poate fi observat.

Dacă se lucrează la frecvențe mari, de exemplu, la 30 GHz, zgomotul de fază nu poate fi mai bun de -70 dBc/Hz la o deviație de frecvență de 5 kHz. Rezultă că pentru un filtru cu banda de frecvențe de 100 Hz, zgomotul de fază din benzile laterale va fi $(70 - 10 \cdot \log 100) = 50$ dB sub purtătoare, iar semnalul din cazul precedent nu mai poate fi măsurat.

Cele două caracteristici prezentate în fig. 4.19 și 4.20 pot fi combinate astfel încât să se stabilească regimul optim pentru semnalul de la intrarea mixerului, adică regimul care să asigure un raport semnal/zgomot acceptabil, cu distorsiuni de intermodulație reduse; acest nivel se asigură cu ajutorul atenuatorului calibrat de la intrare sau cu ajutorul unui preselector.

Folosirea preselectorului, care are rolul de a selecta doar o bandă limitată de frecvențe, este necesară deoarece la analizorul de spectru semnalul este aplicat direct mixerului (eventual, după atenuator), ceea ce implică:

- un factor de zgomot mare;

- dioda din mixer poate fi puternic solicitată de suprasarcinile accidentale; energia conținută în cazul semnalelor de bandă largă poate conduce la depășirea capacității mixerului și, de aici, la producerea de distorsiuni neliniare.

Schema unui preselector este prezentată în fig. 4.21. El se compune dintr-un atenuator cu circuite de protecție la intrare, urmat de un filtru acordat, FB, cu frecvența centrală baleiată prin calare cu oscilatorul local al analizorului de spectru; de la ieșirea filtrului, semnalul este aplicat preamplificatorului PA, de la care se transmite analizorului. Preselectorul elimină dezavantajele prezentate anterior prin aceea că: suprasarcinile pot fi preluate de către circuitul atenuator, filtrul limitează banda de frecvențe a semnalului aplicat la intrarea analizorului, iar preamplificatorul îmbunătățește raportul semnal/zgomot. Suplimentar, preseletoarele moderne sunt prevăzute cu interfețe de conectare la calculator, astfel încât performanțele acestora pot fi controlate prin programe soft.

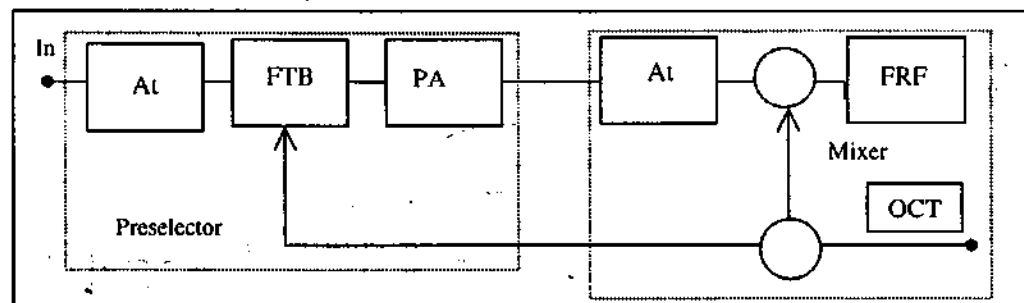


Fig. 4.21. Schema bloc a preselectorului.

Un accesoriu important al analizoarelor spectrale îl reprezintă generatoarele cu baleiaj de frecvență (engl. - tracking generator). Generatorul cu baleiaj de frecvență furnizează la ieșire un semnal a cărui frecvență poate fi calată cu analizorul și care se modifică o dată cu schimbarea frecvenței acesteia. Amplitudinea semnalului de ieșire este menținută constantă pentru întreaga gamă de frecvențe (de obicei, are variații mai mici de 1 dB pentru banda de frecvențe 100 kHz – 1 GHz). Gama dinamică a generatorului trebuie să fie egală cu cea a analizorului spectral (tipic 120 dB). Însă din cauza inductivităților și capacităților parazite este, de obicei, mai mică.

Cu ajutorul unui sistem format dintr-un analizor de spectru și un generator cu baleiaj de frecvențe pot fi efectuate o serie de măsurări și teste:

- determinarea pierderilor în cablurile de radiofrecvență;
- calibrarea locurilor de măsurare cu arie deschisă și a antenelor;
- determinarea caracteristicilor de transfer ale unor componente, circuite, filtre, amplificatoare etc.

Analizoarele spectrale moderne au posibilitatea ca regimul optim de funcționare să fie stabilit în mod automat prin folosirea unor programe proprii și

permit obținerea unor performanțe deosebite la un preț de cost mult mai redus în comparație cu receptoarele de măsurare.

4.4.4. SCHEMA BLOC A ANALIZORULUI DE REȚEA

Analizorul de rețea permite măsurarea parametrilor S ai unui cuadripol, deci, implicit, a factorului de reflexie al unui dipol. Este posibil ca măsurarea să se facă și asupra multipolilor, cu condiția ca porturile nefolosite să fie adaptate.

Schema de principiu a unui analizor de rețea este prezentată în fig. 4.22.

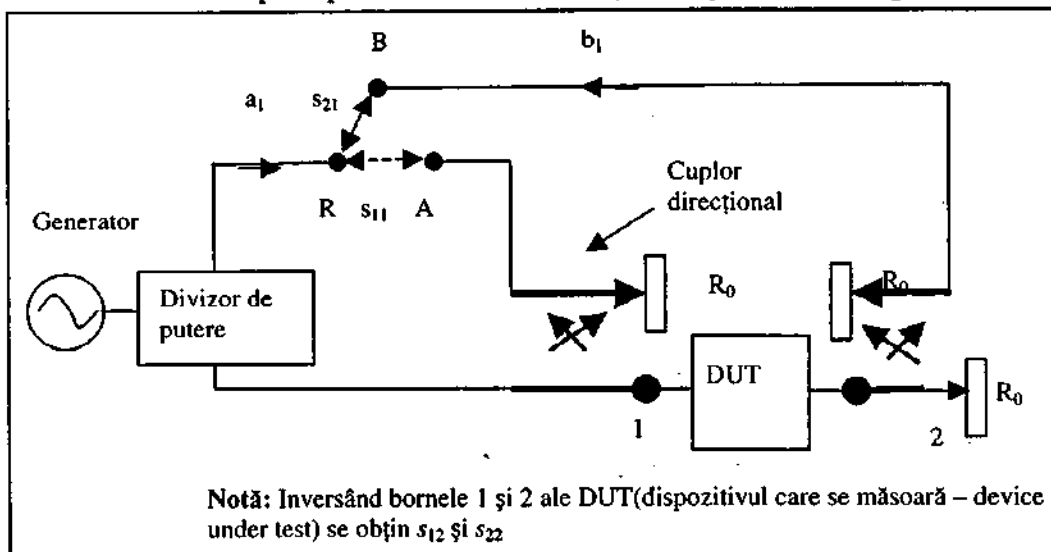


Fig.4.22. Schema bloc a analizorului de rețea.

Analizorul de rețea conține: un generator de semnal de înaltă frecvență, de obicei, cu posibilități de baleiere a semnalului, eventual format dintr-un sintetizor de frecvență, un ansamblu de cuploare direcționale care separă unda directă de unda reflectată și, de asemenea, poate să conțină un comutator pentru inversarea poziției DUT și un voltmetru vectorial, care măsoară amplitudinea și faza mărimilor selectate sau un indicator vizual (ecran). Ca și alte mijloace de măsurare folosite la frecvențe foarte înalte, analizorul de rețea funcționează pe principiul heterodinării cu translaarea semnalelor la frecvențe de ordinul sutelor sau zecilor de kHz. Analizorul de rețea mai poate să conțină sisteme de afișare și chiar tehnică de calcul, blocuri care facilitează procesul de măsurare și care permit obținerea unor funcții suplimentare.

Comparația dintre referința R și calea A se realizează cu ajutorul voltmetrului vectorial, care determină modulul și faza raportului dintre amplitudinile celor două

semnale, permite măsurarea lui s_{11} sau a lui s_{22} în cazul în care cuadripolul se conectează în sens direct. Comparatia dintre referința R și calea B permite măsurarea lui s_{21} sau a lui s_{12} dacă cuadripolul se conectează invers. Toate rezistențele marcate cu R_0 reprezintă sarcini adaptate.

Măsurarea parametrilor S are la bază principiul reflectometrului; în acest sens trebuie definit *planul* în care se realizează măsurarea pentru a se putea separa calea de referință de calea de măsurare. Definirea planului de măsurare se realizează cu ajutorul unor circuite care au parametrii electrici cunoscuți, fie pe bază de calcul, fie pe baza unor măsurări realizate prin alte metode. Evident că cele mai atrăgătoare cazuri pentru definirea planului de măsurare sunt circuitele în gol și, respectiv, în scurtcircuit, deși la frecvențe ridicate, aceste stări nu pot fi definite întotdeauna foarte precis. De exemplu, în cazul măsurării factorului de reflexie, planul de măsurare se definește cu ajutorul unui scurtcircuit, iar pentru factorul de transmisie se poate defini printr-o legătură directă. În afara acestora, pentru calibrare, mai pot fi folosite linii de transmisiune, impedanțe de sarcină adaptate sau, dimpotrivă, care creează o neadaptare puternică etc., în toate cazurile cu parametri cunoscuți în mod riguros.

În literatura de specialitate se precizează că pentru evaluarea erorilor sistematice și efectuarea corecțiilor la măsurările efectuate cu analizorul de rețea se pot folosi următoarele metode de calibrare:

- metoda SOLT care utilizează patru etaloane (scurt-circuit - Short, circuit în gol - Open, sarcină - Load, - Thru);
- metoda de autocalibrare sau TRL (conectare directă - Thru, reflexie - Reflect, linie de transmisiune - Line);
- metoda LRM (linie de transmisiune - Line, reflexie - Reflect, sarcină adaptată - Match)
- metoda LRL (Line, Reflect, Line).

Principalele surse de erori care apar în procesul de calibrare sunt:

- incertitudinile privind cunoașterea parametrilor de directivitate a cuploarelor,
- dezadaptări ale sursei și sarcinii,
- dezadaptările provocate de conexiuni, inclusiv parametrii electrici ai acestora.

Aceste erori variază cu frecvența și, de regulă, se combină vectorial. Pentru a modela sursele de erori, se consideră sistemul de măsurare a factorului de reflexie $\rho_u = (b_1/a_1)$ pentru un dipol (DUT din fig. 4.23). Inițial, se presupune că toate elementele care participă în sistemul de măsurare sunt ideale, iar erorile sunt grupate toate într-un cuadripol de eroare. Se consideră că E_{11} reprezintă eroarea de directivitate, adică partea din semnal care nu ajunge la DUT, E_{22} - dezadaptarea sarcinii, E_{12} și E_{21} pierderile cauzate de propagarea unde directe și a unei reflectate, ambele depinzând de frecvență. În aceste condiții se poate scrie:

$$\begin{aligned} b_0 &= E_{11}a_0 + E_{12}b_1 \\ a_1 &= E_{21}a_0 + E_{22}b_1 = E_{21}a_0 + E_{22}a_1\rho_u \end{aligned} \quad (4.4.7)$$

Factorul de reflexie măsurat se determină cu relația: $\rho_M = b_0/a_0$ și are valoarea:

$$\rho_M = E_{11} + \frac{E_{12}E_{21}}{1 - E_{22}\rho_u} \rho_u, \quad (4.4.8)$$

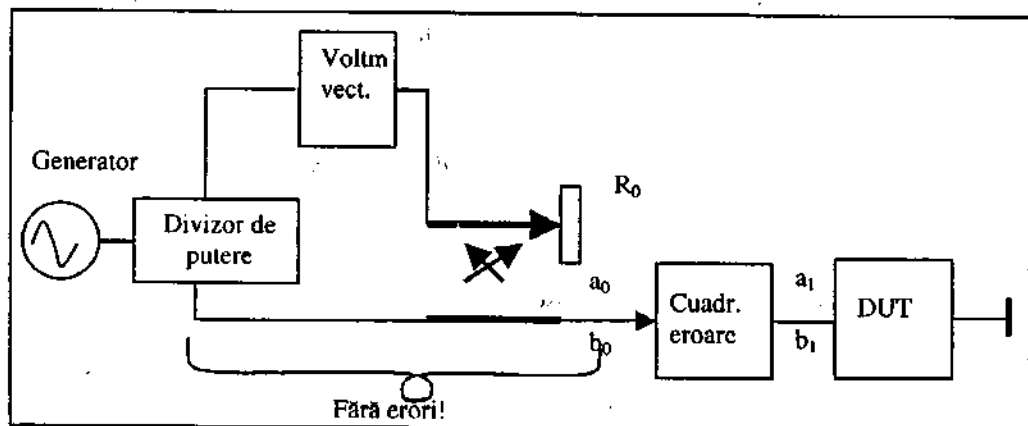


Fig. 4.23. Explicativă la calculul erorii de măsurare a factorului de reflexie.

de unde rezultă:

$$\rho_u = E \frac{\rho_M - E_{11}}{E_{22}(\rho_M - E_{11}) + E_{12}E_{21}}. \quad (4.4.9)$$

Pentru a putea stabili valoarea factorului de reflexie, trebuie să se determine termenii de eroare; termenii de eroare pot fi calculați dacă se efectuează măsurări în afara măsurării propriu-zise, prin parcurgerea următoarelor etape:

1. Se înlocuiește dipolul cu o sarcină adaptată, în acest caz nu există reflexie și deci:

$$\rho_u = 0 \rightarrow \rho_{M1} = E_{11}. \quad (4.4.10)$$

2. Se înlocuiește dipolul printr-un scurtcircuit, de unde va rezulta:

$$\rho_u = -1 \rightarrow \rho_{M2} = \rho_{M1} - \frac{E_{12}E_{21}}{1 + E_{22}}. \quad (4.4.11)$$

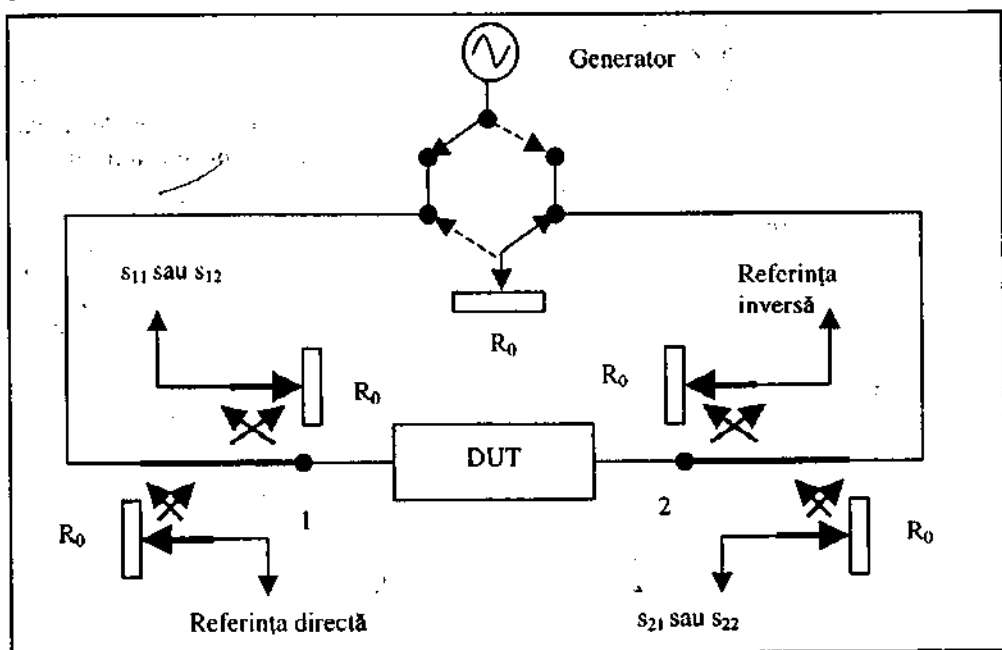
3. Se înlocuiește dipolul printr-un circuit deschis:

$$\rho_n = 1 \rightarrow \rho_{M3} = \rho_{M1} + \frac{E_{12}E_{21}}{1 - E_{22}} \quad (4.4.12)$$

Sistemul de ecuații obținut conduce la următoarele valori pentru erori (deși sunt 4 necunoscute, produsul $E_{12}E_{21}$ se consideră ca o singură necunoscută):

$$E_{11} = \rho_{M1}, \quad E_{22} = \frac{\rho_{M2} + \rho_{M3} - 2\rho_{M1}}{\rho_{M3} - \rho_{M2}}, \quad E_{12}E_{21} = 2 \frac{(\rho_{M1} - \rho_{M2})(\rho_{M3} - \rho_{M1})}{\rho_{M3} - \rho_{M2}} \quad (4.4.13)$$

Pentru etalonarea analizorului de rețea prin metoda SOLT se măsoară s_{11} și s_{21} , apoi s_{22} și s_{12} în conformitate cu fig. 4.24, rezultând perechi de valori pentru erorile



FDig. 4.24. Explicativă la metoda de calibrare SOLT.

care apar la conectarea directă și inversă a cuadripolului, după cum urmează:

- erori de neadaptare a generatorului,
- erori de directivitate,
- erori de neadaptare a sarcinii,
- erori datorate izolației,
- erori datorate răspunsului cu frecvența, în transmisie,
- erori datorate răspunsului cu frecvența, în reflexie.

Pentru rezolvarea sistemului de ecuații care permite determinarea erorilor, se efectuează suplimentar măsurări pentru reflexie, (între porturile 1 și 2), în cazurile:

- circuit în scurtcircuit $\Rightarrow S$;
- circuit deschis $\Rightarrow O$;
- sarcină adaptată $\Rightarrow L$;
- pentru transmisie (printr-o legătură directă în locul DUT).

Schema de măsurare pentru etalonarea analizorului de rețea prin metoda TRL este prezentată în fig. 4.25. În acest caz este mai convenabil să se considere doi cuadripoli de eroare, conectați de o parte și de cealaltă a cuadripolului de măsurat.

Efectuarea măsurărilor presupune trei montaje:

Pentru primul montaj, porturile 1 și 2 sunt unite, măsurarea făcându-se în două cazuri distincte: conexiune directă și conexiune inversă (fig. 4.25.a).

În cel de-al doilea montaj, DUT este înlocuit cu o linie cu lungimea l și impedanța caracteristică Z_0 cunoscute (și dacă se poate, adaptată, fig. 4.25.b). Măsurarea se face în conexiune directă și în conexiune inversă.

În continuare, se realizează măsurarea reflexiei. La porțile 1 și 2 se conectează un dispozitiv având un puternic factor de reflexie ca, de exemplu, un scurtcircuit și se măsoară factorul de reflexie (fig. 4.25.c).

Întrucât fiecare măsurare conduce la obținerea a câte doi parametri, rezultă că ansamblul celor 10 rezultate conduce la obținerea a 10 ecuații pe baza cărora se pot determina erorile.

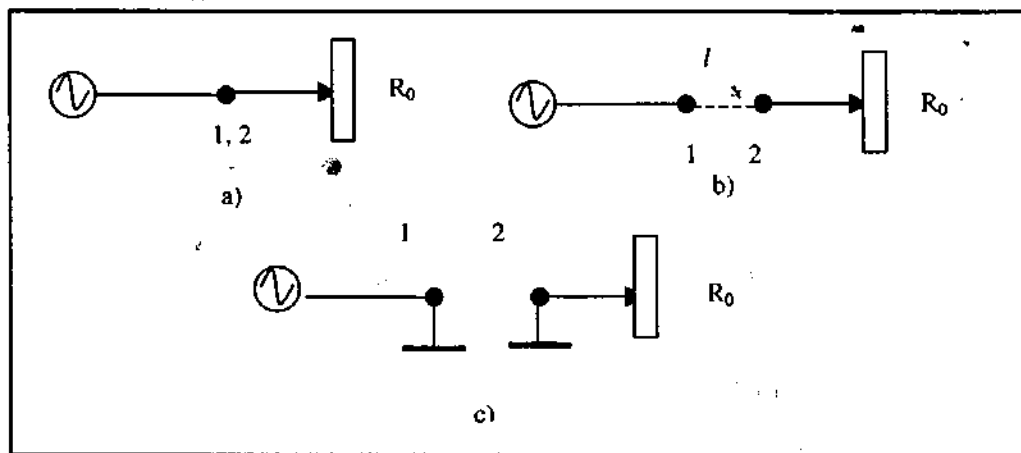


Fig. 4.25. Explicativă la metoda de calibrare TRL.

Etalonarea prin metoda LRM este asemănătoare cu metoda TRL și necesită trei dispozitive standard: linie de lungime și impedanță caracteristică cunoscute, scurtcircuit și sarcină adaptată. Etalonarea prin metoda LRL, asemănătoare cu metoda

TRL, necesită, de asemenea, trei dispozitive standard: două linii de lungimi diferite cunoscute și un dispozitiv care produce un factor de reflexie puternic (scurtcircuit).

Pe marginea metodelor de etalonare prezentate se pot face câteva observații:

- Metoda SOLT, utilizată adesea, necesită etaloane cunoscute cu precizie ridicată.
- Metoda TRL nu necesită o sarcină adaptată, iar valorile standardelor utilizate nu sunt critice. La această metodă, defazajul introdus de linii nu trebuie să depășească 180° la cele mai ridicate frecvențe din gama de frecvențe măsurate și trebuie să fie mai mare de 20° la frecvența minimă, determinată cu o precizie suficientă, ceea ce limitează banda de frecvențe în care se poate face calibrarea.
- Metodele LRM și LRL sunt folosite atunci când se efectuează măsurări cu sonde pentru conectarea cuadripolului la analizorul de rețea (măsurări punctuale).

4.4.5. SISTEME DE MASURARE PROGRAMABILE

Dacă principiile de calibrare și măsurare a antenelor au rămas aproape aceleași, cunoștințele în domeniu și performanțele mijloacelor de măsurare au evoluat, în special în ceea ce privește precizia, dinamica și domeniul de frecvențe; în prezent, măsurarea perturbațiilor se poate face cu erori tolerate sub 0,5 dB, într-o gamă dinamică de 120 - 130 dB și o bandă de frecvențe care se întinde până în domeniul zecilor de gigaherți.

Mijloacele de măsurare moderne au o inteligență proprie realizată prin dotarea acestora cu microprocesoare; prin interconectarea cu ajutorul interfeței IEEE - 488 sau a plăcilor GPIB la un PC se extind posibilitățile de utilizare, mijlocul de măsurare având, de regulă, rolul de "slave". Prin programe proprii, sistemele de măsurare moderne au posibilitatea autocalibrării (prin aceasta se asigură trasabilitatea), operațiune deosebit de importantă pentru măsurările automate, în cadrul ATE (engl. - Automatic Test Equipment), mai ales când se solicită un volum mare de muncă.

Un sistem de măsurare programabil, comparativ cu măsurările manuale, prezintă avantaje deosebite; el poate să furnizeze rezultate incontestabile, nesupuse unor erori subiective și într-un mod mult mai rapid, inclusiv prin preluarea efectuării unor reglaje, calibrări etc. Cerințele impuse prin diferite standarde pot fi realizate prin intermediul unor subrutine corespunzătoare, ca, de exemplu, stabilirea benzii de frecvențe: largi sau înguste, utilizarea unor anumite curbe de corecție etc., mai mult, existând și posibilitatea de aplicare a unor factori de corecție pentru traductoarele care se utilizează (antene, senzori de curent, rețele artificiale, surse externe de perturbații etc.). În fine, un sistem de măsurare automat permite măsurarea continuă, eventual, conform unui anumit program prestabilit, fără să obosească și asigură reproductibilitatea măsurărilor, stochează și prelucrează informația, putând, de asemenea, să o afișeze sau să o livreze la cerere.

Scopul unui sistem de măsurare programabil este:

1. Să reducă timpul de măsurare și, respectiv, de prelucrare a datelor;

2. Să asigure precizia și fiabilitatea măsurărilor;
3. Să asigure reproductibilitatea măsurărilor;
4. Să permită automatizarea, precum și un acces ușor al operatorului în programul și procesul de măsurare;
5. Să realizeze prelucrarea rezultatelor, stocarea și afișarea acestora în diferite forme: pe monitor, imprimantă, disc magnetic etc.
6. Să permită modificarea secvenței și a metodelor de măsurare astfel încât sistemul să devină compatibil cu normele impuse;
7. Să aibă o bibliotecă de programe ușor accesibilă operatorului, ca, de exemplu: programe pentru prelucrarea rezultatelor măsurărilor în conformitate cu diferite norme, programe de liniarizare a caracteristicilor etc.
8. Să permită interconectarea cu alte sisteme.

Având în vedere volumul mare de muncă care trebuie efectuat în domeniul calibrărilor și măsurărilor antenelor, folosirea sistemelor de măsurare programabilă rezultă ca o necesitate. În ultima perioadă au fost dezvoltate o serie de echipamente moderne care permit efectuarea calibrării și măsurării antenelor cu o mare acuratețe și într-un interval de timp redus, cu posibilități multiple în ceea ce privește valorificarea rezultatelor. Sistemele moderne de măsurare dispun de un hard-ware complet care permite și dezvoltarea prin cuplarea cu alte echipamente și un soft-ware prietenos care permite ca operațiile de măsurare să se facă rapid și un preț de cost scăzut.

Operațiunea de calibrare sau măsurare a antenelor implică obținerea unor date referitoare la:

- emisie,
- recepție,
- spațiul de măsurare,
- distribuția spațială și sistemele de poziționare.

Pentru determinarea caracteristicilor de directivitate ale antenelor, trebuie să se dispună de date în sistem 3D; pentru a avea aceste informații, este necesar ca echipamentul de măsurare să dispună de:

- un sistem de poziționare al antenei în trei coordonate (înălțime, azimut, elevație), astfel realizat încât toate mișcările să fie controlate prin sisteme cu reacție pentru o poziționare precisă,
- un receptor de bandă largă pentru măsurarea amplitudinii și fazei semnalelor (analizor de spectru sau analizor de rețea),
- calculator și circuite de condiționare și circuite de interfațare adecvate,
- generator de semnal și, eventual, amplificator de putere.

Programele soft și blocurile asociate trebuie să permită poziționarea precisă a antenei/antelor (cu erori de unghi de $0,5^\circ$ sau mai reduse), sisteme de achiziții de date și funcții de plotare, inclusiv partea de comandă și control și, respectiv, să dispună de facilități privind prelucrarea semnalelor și stocarea datelor. De asemenea,

este necesar ca sistemele de calcul să permită stabilirea datelor inițiale și testele care urmează să fie efectuate.

4.5. ERORI CARE APAR ÎN PROCESUL DE CALIBRARE A ANTENELOR

Cei mai mulți dintre producătorii și laboratoarele de calibrare a antenelor oferă factori de antenă calibrați, câștigul, precum și alți parametri ai antenelor, în funcție de frecvență, pentru fiecare antenă în parte. Laboratoarele de calibrare pot realiza calibrări de o mare acuratețe a factorului de antenă, respectiv, a câștigului sau caracteristicilor de directivitate, mărimi care reprezintă proprietăți intrinseci ale antenelor. Cu toate că mărimile caracteristice ale antenelor pot fi determinate cu o mare acuratețe, studiile au arătat că performanțele unei antene se pot schimba cu câțiva decibeli dacă antena este plasată deasupra unei suprafețe conductoare, sau în condiții improprii.

Sursele de erori intervin atât în procesul de măsurare/calibrare al unei antene, cât și la locul de utilizare a acestora; în cazul în care aceste surse de erori nu pot fi considerate sistematice, tratarea lor se efectuează pe considerente statistice.

Principalele legi de probabilitate folosite la evaluarea incertitudinii de măsurare sunt:

a) **Legea binomială**, pentru care dacă p reprezintă probabilitatea de realizare a evenimentului A și $q = 1 - p$, probabilitatea de realizare a evenimentului non A , probabilitatea ca din n evenimente, k să reprezinte evenimentul A , este:

$$P_n(k) = C_n^k q^{n-k}. \quad (4.5.1)$$

b) **Legea Laplace - Gauss (normală)** derivă din legea binomială în cazul în care n este foarte mare; prin dezvoltări asimptotice se obține:

$$P_n(k) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{k - \bar{k}}{2\sigma^2}\right), \quad (4.5.2)$$

unde: $\bar{k} = np$ reprezintă valoarea medie, iar $\sigma^2 = npq$ - eroarea medie pătratică.

Expresia (4.5.2) este valabilă dacă p este aproximativ egal cu q , în caz contrar, legea de probabilitate devenind nesimetrică.

c) **Legea lui Poisson** sau legea evenimentelor rare provine din legea binomială în cazul în care p este foarte mic; legea lui Poisson are expresia:

$$P_n(k) = \frac{[\exp(-np)] \cdot (np)^k}{k!} = \frac{[\exp(-\bar{k})] \cdot (\bar{k})^k}{k!} \quad (4.5.3)$$

La calibrarea antenelor, conform normei NAMAS NIS-81, se pot folosi distribuții: normale, dreptunghiulare și în formă de U.

Distribuția normală se folosește atunci când incertitudinea de măsurare provine din mai multe surse; dacă pentru incertitudinile individuale se folosește un nivel de încredere de 95%, ele conduc la o distribuție normală pentru care eroarea medie pătratică se determină cu relația:

$$u(x_i) = \frac{[\text{incertitud.}] }{k} \quad (4.5.4)$$

unde k este factorul de acoperire.

Distribuția rectangulară (echiprobabilă) se folosește atunci când incertitudinea de măsurare este cuprinsă între anumite limite prescrise (de exemplu, cele specificate de producător); în acest caz, eroarea medie pătratică se determină cu relația:

$$u(x_i) = \frac{a_i}{\sqrt{3}} \quad (4.5.5)$$

Distribuția în formă de U are o densitate de probabilitate mai mare spre marginile domeniului de definiție și se aplică în cazurile de neadaptare. Valoarea limită a eroarii medii pătratice, asociată cu puterea de transfer la o joncțiune, este:

$$\begin{aligned} M &= 20 \lg(1 \pm |r_G| \cdot |r_L|) \text{ dB sau} \\ M &= 100 \left((1 \pm |r_G| \cdot |r_L|)^2 - 1 \right) \% \end{aligned} \quad (4.5.6)$$

unde r_G și r_L sunt coeficienții de reflexie la sursă și sarcină. Această incertitudine de măsurare este asimetrică în jurul rezultatului măsurat; în practică se acceptă ca ea are nivelul:

$$M = 20 \lg(1 - |r_G| |r_L|) \quad (4.5.7)$$

de unde se obține:

$$u(x_i) = \frac{M}{\sqrt{2}} \quad (4.5.8)$$

În vederea stabilirii legii de probabilitate se alege, pentru o statistică dată obținută experimental, o lege de probabilitate de tipul celor prezentate anterior, ținând seama de următoarele criterii:

- în cadrul măsurărilor, erorile întâmplătoare au o distribuție normală;
- erorile instrumentale au o distribuție de probabilitate echiprobabilă;
- în cazul testărilor de tip trece - nu trece, legea de probabilitate este binomială; deoarece prin proiectare și construcție se urmărește încadrarea în norme, se poate presupune că numărul căderilor este redus și prin urmare, legea de probabilitate a căderilor se poate considera de tip Poisson.

Referitor la calibrarea și determinarea caracteristicilor antenelor, în cadrul metodelor de măsurare intervin o serie de erori de măsurare care depind, printre altele, de înălțimea antenei, polarizare, sarcină etc. Printre cele mai importante surse de erori pot fi enumerate:

- dependența factorului de antenă cu înălțimea față de un plan de pământ conductor,
- dependența factorului de antenă și a atenuării normate a spațiului cu planul de polarizare și geometria întregului ansamblu de măsurare,
- variația centrului fazei active a antenei cu frecvența,
- caracteristica de directivitate.

Factorul de antenă este definit pentru spațiul liber și pentru unda plană. Pământul poate modifica factorul de antenă cu 2-3 dB în funcție de polarizare și înălțime.

Metoda de calibrare a locului de testare standard și implicațiile acesteia la măsurarea atenuării normate a spațiului sunt prezentate în ANSI C63.5 - 1988 (American National Standard For Calibration of Antennas Used for Radiated Emission Measurements in Electromagnetic Interference (EMI) Control). Problema se poate pune și invers; având o antenă cu factorul de antenă cunoscut, dacă se poate determina atenuarea normată a spațiului. Dacă factorul de antenă este cunoscut numai pentru o anumită geometrie, erorile de determinare a atenuării normate a spațiului pot fi destul de importante.

În ceea ce privește variația centrului fazei active cu frecvența (poziția unui centru virtual al unei antene din care s-ar transmite câmpul electromagnetic), trebuie să se țină seama de faptul că poziția acestuia se deplasează o dată cu creșterea frecvenței de la elementele lungi la cele scurte.

Standardele ANSI, CISPR și CEI recomandă ca distanța dintre antene să se considere din vârful antenei de recepție și de la mijlocul antenei de emisie. Deoarece antenele pot fi destul de lungi, este posibil ca să apară erori de apreciere a distanțelor de până la 0,5 m, ceea ce echivalează cu o eroare de circa 2 dB. Pentru antenele dipol, inclusiv cele biconice, distanța este bine definită.

În continuare se exemplifică modul de evaluare a incertitudinii de măsurare la calibrarea antenelor. La calibrarea unei antene biconice, folosind metoda celor trei antene, conform normei ANSI C63.5, pentru fiecare antenă se poate scrie:

$$AF_1 = 10 \lg fm - 24,46 + 0,5(E_D^{\max} + A_1 + A_2 + A_3)$$

$$AF_2 = 10 \lg fm - 24,46 + 0,5(E_D^{\max} + A_1 - A_2 + A_3)$$

$$AF_3 = 10 \lg fm - 24,46 + 0,5(E_D^{\max} - A_1 + A_2 + A_3).$$

Incertitudinile de măsurare sunt prezentate în tabelul 4.7.

Tabelul 4.7

Sursa de erori	Valoarea [dB]	Tipul distribuției	Divizor	Coeficient de sensibilitate	Rezultat final [dB]
Repetabilitate	$\pm 0,4$	normală	1	1	0,4
Neadaptare la conectarea cu analizorul spectral	$\pm 0,036$	U	$\sqrt{2}$	1,5	0,038
Eroarea termică la cablul coaxial	$\pm 0,15$	rectang.	$\sqrt{3}$	1,5	0,130
Eroarea spațială	$\pm 0,02$	rectang.	$\sqrt{3}$	1,5	0,017
Eroarea instrumentală	$\pm 0,15$	rectang.	$\sqrt{3}$	1,5	0,130
Incertitudinea combinată standard $\pm U$					0,442
Incertitudinea extinsă $\pm 2U$					0,884

Divizorul este numărul cu care se împarte incertitudinea de măsurare pentru a obține eroarea medie pătratică.

Coeficientul de sensibilitate reprezintă ponderea incertitudinii provenite de la o sursă de erori în incertitudinea totală. În acest caz, coeficientul de sensibilitate este $3 \times 0,5$, deoarece s-au făcut 3 măsurări și ponderea acestora în ecuații este de 0,5.

Dacă se presupune o distribuție normală a combinațiilor tuturor erorilor, se împarte incertitudinea extinsă la factorul de acoperire (pentru un nivel de încredere de 95%, $k = 1,96$).

Repetabilitatea. Această valoare este determinată pentru un set de minimum 20 de măsurări cu o distribuție standard și se calculează eroarea medie pătratică.

Dezadaptările. Atenuatorii care pot fi conectați la intrarea analizorului de spectru pot da un raport de undă staționară diferit de 1:1, ceea ce conduce la o dezadaptare, rezultatul fiind acela că o parte din tensiunea provenită de la antenă este reflectată înapoi spre antenă. Neadaptarea se verifică conectând la intrarea analizorului de spectru atenuatoare care au VSWR 1,2:1, ce dau un factor de reflexie

0,09. Analizorul de spectru are VSWR de 1,1:1, de unde rezultă un coeficient de reflexie al tensiunii de 0,047; în acest caz, incertitudinea de măsurare va fi:

$$u = 20 \lg(1 \pm r_L r_g) = \pm 0,036 \text{ dB}.$$

Eroarea datorată încălzirii cablului coaxial. Datorită modificării temperaturii, o serie de parametri ce caracterizează cablul coaxial se modifică: rezistivitatea, permitivitatea electrică, permeabilitatea magnetică. Aceste modificări conduc în final la apariția unor erori de care trebuie ținut cont. Eroarea termică a cablurilor coaxiale se ia pentru cazul cel mai defavorabil. Pot să apară și erori datorate îndoirii, pozării etc.

Atenuarea spațiului dintre cele două antene depinde de distanța dintre antene. Pentru antenele cu mai multe elemente, dar și pentru alte tipuri de antene cu directivitate mare, centrul de greutate al antenei depinde de frecvență (de exemplu, la antenele logaritmico-periodice, la creșterea frecvenței, centrul de greutate se deplasează spre elemente de lungime mai mică), ceea ce face ca distanța dintre antene să fie funcție de frecvență/erorile datorate acestui fenomen pot fi de ordinul a ± 2 dB. De asemenea, pot fi considerate și erorile de aliniere a celor două antene. **Imperfecțiunea spațiului** în care are loc măsurarea, inclusiv din cauza reflexiilor suplimentare care pot să apară mai ales atunci când înălțimea antenelor față de pământ este mică, este de ordinul a ± 1 dB.

Eroarea instrumentală. Această eroare este precizată de către producătorul instrumentului respectiv. În cazul analizorului de spectru este reprezentată prin caracteristica amplitudine-frecvență a acestuia. Aceasta variază în funcție de raportul dintre nivelul semnalului aplicat la intrare și nivelul de referință folosit la măsurare. **Eroarea cuplorului direcțional** se apreciază pe baza a 20 de măsurări.

Reflexia reziduală a suprafețelor conductoare. Dacă calibrarea se realizează în apropierea unei suprafețe conductoare, aceasta va conduce la reflectarea unei părți din unda emisă de către antenă care ajunge în punctul de observație pe două drumuri diferite, ceea ce conduce la perturbarea măsurărilor. **Eroarea datorată reflexiei reziduale** se apreciază pentru un unghi dual de 45° .

Erorile suplimentare, inclusiv cele produse de neadaptări, sunt cele mai importante și pot atinge ± 4 dB. Alte erori, ca eroarea de îndoire a cablului, reflexia din mediul înconjurător etc. se pot măsura.

În cazul unei antene horn, calibrată prin metoda comparației în gama de frecvențe 1-18 GHz se pot aprecia următoarele erori, conform tabelului 4.8.

Folosirea metodei autoreciprocity poate să conducă la apariția unor erori suplimentare, dintre care pot fi amintite:

a) Separarea căilor de emisie și de recepție cu ajutorul cuploarelor direcționale introduce erorile acestora, dar și eventualele neadaptări.

- b) Proprietățile fizice și dimensiunile geometrice ale ecranului reflector aproximează regimul de undă progresivă în care se desfășoară calibrarea, fără a-l reproduce.
- c) În cazul folosirii metodei autoreciprocității în impuls trebuie să se cunoască forma impulsului emis și recepționat, iar eco-ul să nu se suprapună peste semnalul emis.

Tabelul 4.8

Sursa de erori	Valoarea [dB]	Tipul distribuției	Divizor	Coef. de sensibilitate	Rezultat final [dB]
Repetabilitate	$\pm 0,3$	normală	1	1	0,3
Neadaptare	$\pm 0,036$	U	$\sqrt{2}$	1	0,025
Eroarea spațială	$\pm 0,02$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,012
Eroare de aliniere	$\pm 0,2$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,115
Eroare de măsurare a puterii	$\pm 0,46$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,266
Eroare cuplor direcțional	$\pm 0,12$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,069
Eroare reflexie reziduală de la pământ	$\pm 0,1$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,058
Eroarea termică la cablul coaxial	$\pm 0,15$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,087
Eroarea îndoire la cablul coaxial	$\pm 0,11$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,064
Eroarea reflexiilor interne ale antenei	$\pm 0,15$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,087
Reflexia pământului	$\pm 0,5$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,289
Eroarea instrumentală	$\pm 0,17$	rectang.	$\sqrt{3}$	1	0,098
Incertitudinea combinată standard $\pm U$					0,550
Incertitudinea extinsă $\pm 2U$					1,1

4.6. METODE ADAPTIVE ÎN TEHNICA ANTENELOR

4.6.1 ARII DE SENZORI

De multe ori, când este necesară recepția unor semnale care provin dintr-o anumită direcție, se folosesc mai mulți senzori dispuși în linie. Afirmatia este valabilă atât în cazul semnalelor electromagnetice, când senzorii sunt antene, cât și în alte situații, de exemplu, în medicină la achiziția semnalelor electrocardiografice, sau în explorările cu unde ultraacustice. După cum s-a văzut în paragrafele anterioare, semnalele electromagnetice sunt polarizate. Vom presupune că senzorii pe care îi utilizăm sunt antene orientate în direcția de polarizare a undelor, astfel încât le putem

presupune *omnidirecționale* în planul perpendicular pe cel de polarizare; acest fapt ne permite să renunțăm la notația vectorială pentru câmpul electromagnetic și să considerăm că undele sunt scalare. În plus, după cum se știe, la distanțe mari de sursele care le emit, undele pot fi considerate plane. Situația este rezumată în fig. 4.26.

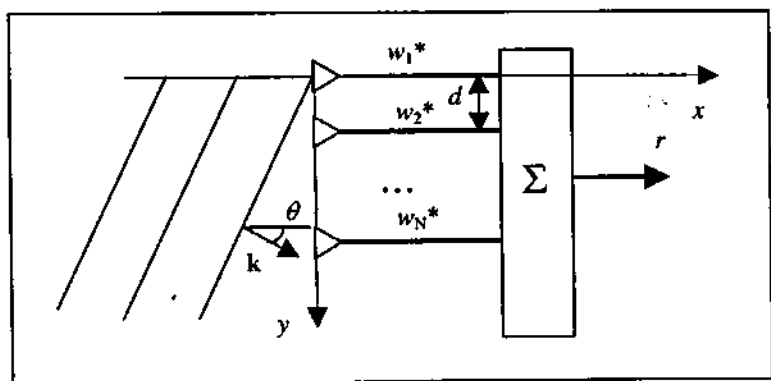


Fig. 4.26. Senzori în linie care recepționează o undă plană.

Presupunem că dispunem de N senzori omnidirecționali în planul figurii, așezați în linie și distanțați cu d , și ale căror ieșiri sunt ponderate și însumate pentru a forma semnalul recepționat r . Vom reveni mai târziu asupra definiției ponderilor. Vom numi această dispunere spațială *arie de senzori*.

Asupra senzorilor este incidentă o undă plană, scalară, care sosește după o direcție θ . În fig. 4.26 sunt reprezentate intersecțiile planelor de fază constantă cu planul figurii. Vectorul de undă \mathbf{k} este perpendicular pe planele de fază constantă. În raport cu sistemul bidimensional de coordonate xOy reprezentat în figură, ecuația undei, presupusă armonică, este

$$u(x, y, t) = A \cos(\omega t - k \cos \theta x - k \sin \theta y), \quad (4.6.1)$$

unde k este modulul vectorului de undă \mathbf{k} , având expresiile

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4.6.2)$$

c fiind viteza de fază a undei, iar λ lungimea de undă. Semnalele sunt eșantionate, eventual după una sau mai multe schimbări de frecvență, astfel încât, dacă pasul de eșantionare este T , obținem

$$u(x, y, n) = A \cos(\Omega n - k \cos \theta x - k \sin \theta y), \quad (4.6.3)$$

unde

$$\Omega = \omega T \quad (4.6.4)$$

este pulsația discretă.

Este convenabil să trecem la notații complexe. Amplitudinea complexă a funcției din (4.6.1) este

$$\tilde{u}(x, y) = A \exp(-jk \cos \theta x - jk \sin \theta y). \quad (4.6.5)$$

Se observă că

$$u(x, y, t) = \operatorname{Re}\{\tilde{u}(x, y) \exp(j\Omega t)\}, \quad (4.6.6)$$

prin analogie cu cele arătate în paragraful 1.1.

Amplitudinile complexe ale semnalelor recepționate de senzori sunt

$$\tilde{u}_i(\theta) = \tilde{u}(0, id) = A \exp(-jkid \sin \theta), \quad i = 0 \dots N-1, \quad (4.6.7)$$

iar amplitudinea complexă a semnalului de ieșire este

$$\tilde{r}(\theta) = \sum_{i=0}^{M-1} w_{i+1} * \exp(-jikd \sin \theta). \quad (4.6.8)$$

Motivul pentru care ponderile au fost notate ca numere complex conjugate va deveni clar când vom vorbi despre filtrarea adaptivă. Dacă introducem frecvența spațială

$$\alpha = kd \sin \theta, \quad (4.6.9)$$

atunci relația (4.6.8) are forma unei transformări Fourier în timp discret.

Este interesant de urmărit ce înseamnă în cazul considerat operarea cu ponderi complexe. Să presupunem că avem o amplitudine complexă

$$\tilde{u}(x) = A \exp(-jkx) \quad (4.6.10)$$

și o pondere complexă

$$w = a + jb.$$

$$(4.6.11)$$

Semnalul care corespunde produsului $w * \tilde{u}$ este

$$v(x, n) = \operatorname{Re}\{w * \tilde{u}(x) \exp(j\Omega n)\} = aA \cos(\Omega n - kx) + bA \sin(\Omega n - kx). \quad (4.6.12)$$

Operația reală care corespunde transformării lui \tilde{u} în $\tilde{v} = w * \tilde{u}$ este reprezentată în fig. 4.27. Se observă că schema echivalentă cuprinde două înmulțiri cu ponderi reale și o defazare cu -90° .

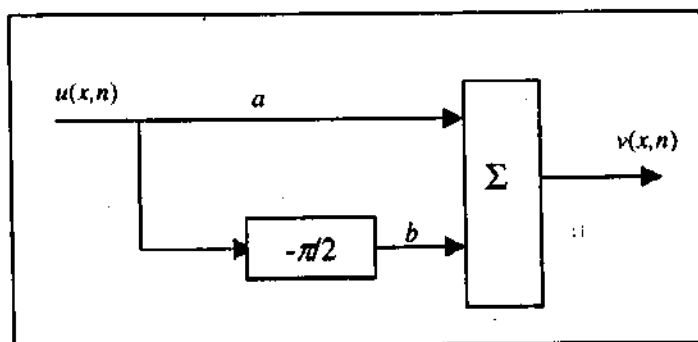


Fig. 4.27. Schema reală echivalentă înmulțirii cu o pondere complexă.

Observația de mai sus este importantă mai ales dacă prelucrarea se face în timp continuu (bineînțeles înlocuind n cu t). În timp discret, prelucrarea se realizează cu procesoare de semnal, caz în care algoritmi se pot scrie direct folosind numere complexe.

Revenim la răspunsul (4.6.8). Un caz particular foarte important se obține dacă ponderile au forma

$$w_i = \exp(-j(i-1)\phi), \quad i = 1..M, \quad (4.6.13)$$

unde ϕ este un unghi oarecare. În domeniul timpului discret, aceasta revine la simpla întârziere a semnalelor de la ieșirile senzorilor, înainte de însumare. Înlocuind (4.6.13) în (4.6.8) obținem:

$$\begin{aligned}\tilde{r}(\theta) &= A \sum_{i=0}^{M-1} \exp(-ji(kd \sin \theta - \phi)) = A \frac{1 - \exp(-jM(kd \sin \theta - \phi))}{1 - \exp(-j(kd \sin \theta - \phi))} = \\ &= A \exp(-j \frac{M}{2}(kd \sin \theta - \phi)) \exp(j \frac{1}{2}(kd \sin \theta - \phi)) \frac{\sin[\frac{M}{2}(kd \sin \theta - \phi)]}{\sin[\frac{1}{2}(kd \sin \theta - \phi)]}.\end{aligned}$$

Definim, prin analogie cu diagrama de directivitate pe care am folosit-o în capitolul I, funcția

$$f(\theta) = \frac{|\tilde{r}(\theta)|}{MA} = \left| \frac{\sin[\frac{M}{2}(kd \sin \theta - \phi)]}{M \sin[\frac{1}{2}(kd \sin \theta - \phi)]} \right|. \quad (4.6.14)$$

Vom păstra denumirea de *diagramă de directivitate* pentru această funcție. Ea are un maxim egal cu 1 în direcțiile specificate de acele valori $\theta = \theta_M$ pentru care

$$kd \sin \theta_M = \phi. \quad (4.6.15)$$

Funcția f este reprezentată, pentru $d = \lambda/2$ și $M = 5$, după cum urmează: în fig. 4.28 $\theta_M = 0$, în fig. 4.29 $\theta_M = \pi/5$, iar în fig. 4.30 $\theta_M = -2\pi/5$. Se observă că, în fiecare caz, există o direcție, specificată de θ_M , în care directivitatea este maximă și patru direcții în care directivitatea este nulă. Se spune că s-a format o *mulțime completă de lobi ortogonali*. Vom deduce, în cele ce urmează, expresiile generale care dau direcțiile preferențiale specificate.

În structurile de tipul celei prezentate, numărul M este de obicei impar:

$$M = 2N + 1. \quad (4.6.16)$$

Direcțiile preferențiale sunt date de soluțiile ecuației:

$$\sin \left[\frac{2N+1}{2}(kd \sin \theta - \phi) \right] = 0 \quad (4.6.17)$$

(maximul apare când este îndeplinită (4.6.15) deoarece în expresia lui f apare o nedeterminare care, când este ridicată, ia valoarea 1; valoarea corespunzătoare a lui θ se găsește printre rădăcinile ecuației precedente).

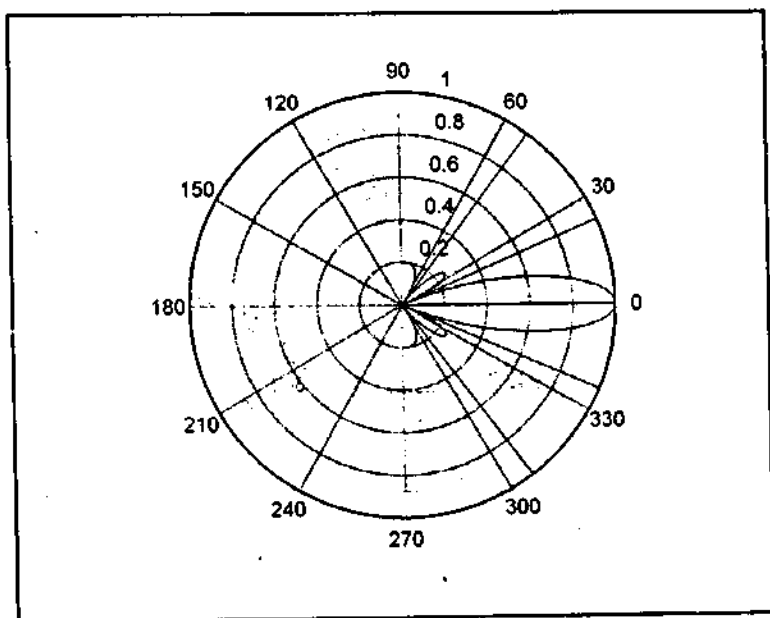


Fig. 4.28. Diagrama polară a funcției f , în condițiile specificate în text, pentru $\theta_M=0$.

Soluția pentru θ a ecuației (4.6.17) este

$$\theta_n = \arcsin \left[\frac{1}{kd} \left(\frac{2n\pi}{2N+1} + \phi \right) \right], \quad n \text{ întreg.} \quad (4.6.18)$$

Unghiul θ ia valori în intervalul $[-\pi/2, \pi/2]$, deci ecuația precedentă dă valori corecte pentru acesta dacă impunem în plus condiția ca argumentul funcției arcsinus să fie subunitar. Rezultă domeniul de valori posibile pentru n :

$$-(2N+1) \frac{kd + \phi}{2\pi} \leq n \leq (2N+1) \frac{kd - \phi}{2\pi}. \quad (4.6.19)$$

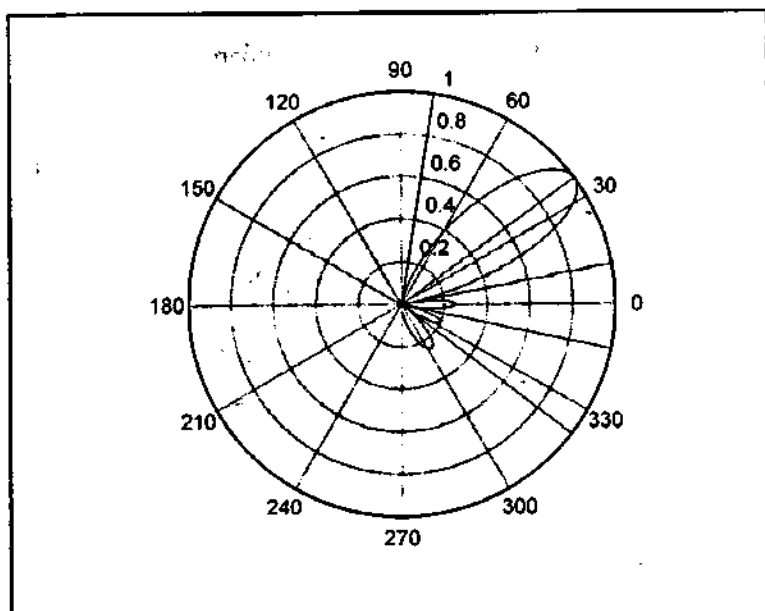


Fig. 4.29. Diagrama polară a funcției f , în condițiile specificate în text, pentru $\theta_M = \pi/5$.

Trebuie să avem în vedere încă un aspect: domeniul de valori admisibile pentru unghiul ϕ este $[-\pi, \pi)$ (el determină întârzierile din structura receptorului). Având în vedere că $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$, rezultă că funcția sinus din (4.6.15) parcurge întregul domeniu de valori între -1 și 1 . Urmează că, în mod obligatoriu, trebuie să avem $kd \leq \pi$ sau, cum $k = 2\pi/\lambda$

$$d \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (4.6.20)$$

În mod obișnuit, valoarea lui ϕ se calculează pe baza ecuației (4.6.15), deoarece se presupune cunoscut θ_M . Dacă este îndeplinită (4.6.20), atunci obținem o valoare corectă pentru unghiul căutat. Există o analogie între ultima relație și condiția lui Nyquist din teorema eșantionării a lui Shannon.

Formalismul prin care am ajuns la (4.6.14) este analog celui pe care l-am folosit când am studiat difracția Fraunhofer a unei unde plane, în capitolul I. Acest lucru nu este întâmplător, ci este o manifestare a fenomenului de reciprocitate:

caracteristicile care guvernează recepția undelor plane de către un grup de senzori dispuși în linie sunt analoge cu cele de emisie ale unui grup de dipoli dispuși în linie.

Posibilitatea de a modifica diagrama de directivitate a unei arii de senzori pe

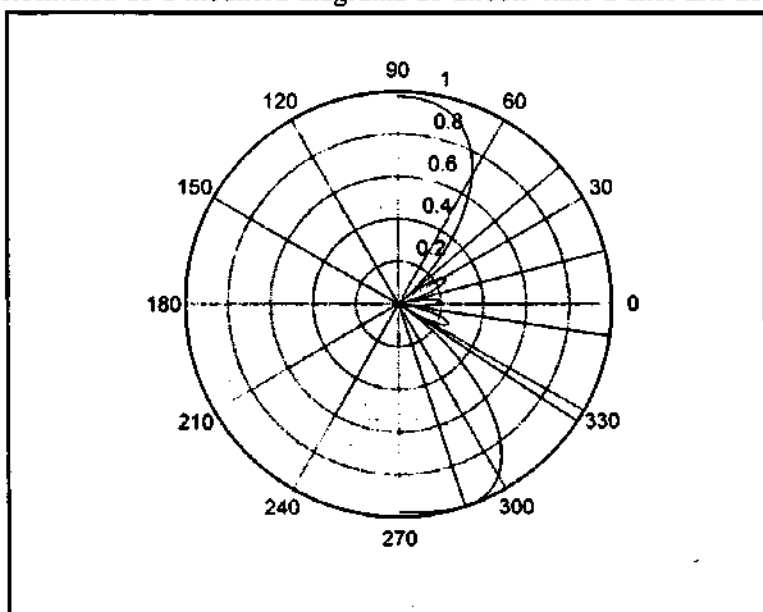


Fig. 4.30. Diagrama polară a funcției f , în condițiile specificate în text, pentru $\theta_M = -2\pi/5$.

cale electrică este folosită în practică în mod eficient pentru a construi structuri capabile să se adapteze la condițiile concrete de recepție, prin favorizarea semnalelor care provin dintr-o anumită direcție și anularea celor care sunt incidente din alte direcții. În acest scop sunt folosite tehnicile de *filtrare adaptivă*.

4.6.2 FILTRE ADAPTIVE

În acest subparagraf vom face o scurtă prezentare a problematicii filtrării adaptive și a algoritmului LMS. Schema generală a unui filtru adaptiv, nerecursiv, complex este prezentată în fig. 4.31.

În schemă apar următoarele semnale:

- semnalul de intrare $u(n)$, care se aplică filtrului;
- semnalul dorit $d(n)$;
- semnalul de la ieșirea filtrului (nefigurat în schemă)

$$\hat{d}(n) = \sum_{k=1}^M w_k^* u(n-k+1), \quad (4.6.21)$$

care joacă rolul unui estimator al răspunsului dorit, unde coeficienții filtrului w_k se numesc ponderi ;

- semnalul de eroare

$$e(n) = d(n) - \hat{d}(n), \quad (4.6.22)$$

care comandă modificarea ponderilor.

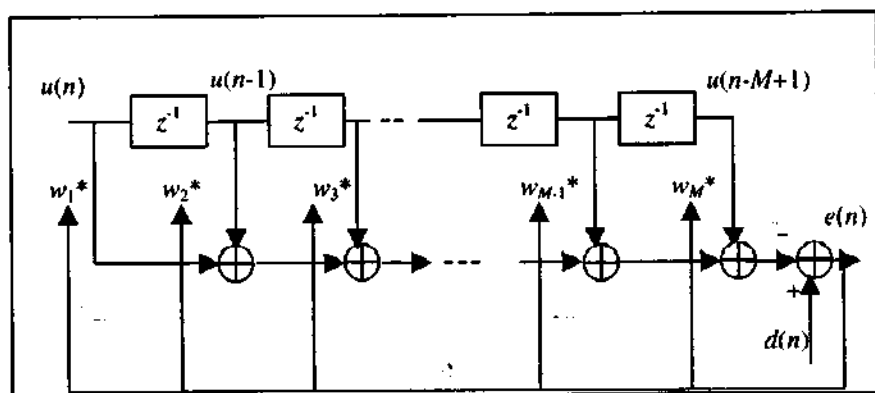


Fig. 4.31 Filtru adaptiv, nerecursiv, complex.

Scopul schemei este modificarea în timp real a ponderilor, astfel încât estimata semnalului dorit să se apropie de acesta în medie pătratică, adică varianța semnalului de eroare să tindă spre zero. La prima vedere pare ciudat să încercăm să reproducem un semnal de care dispunem. Alegerea semnalului dorit ține, în multe situații, de intuiție. De exemplu, în cazul predicției liniare, semnalul dorit este o variantă întârziată a semnalului de intrare; în cazul filtrării semnalelor de la ieșirile antenelor, semnalul dorit este un *semnal pilot*, generat la nivelul receptorului, care impune o direcție de recepție privilegiată; în cazul anulării ecoului în telefonie, semnalul dorit este o variantă întârziată a mesajului emis de vorbitor etc.

"Inventarea" filtrelor adaptive este legată de problema Wiener. Enunțul acestei probleme se poate face pe baza sistemului din figura de mai sus, în care presupunem că nu există legătura de reacție inversă de la semnalul de eroare către ponderi, pentru modificarea acestora, astfel încât ponderile sunt fixe. În aceste condiții, se poate arăta că: dacă semnalul de intrare și răspunsul dorit sunt semnale aleatoare staționare, de ordinul al doilea, pe care le presupunem centrate, atunci există un set optim de ponderi

w_1, w_2, \dots, w_M astfel încât media pătratică a erorii să fie minimă. Soluția respectivă poate fi găsită printr-o procedură recursivă, de unde ideea de a prevedea o cale de reacție de la semnalul de eroare spre ponderi. Desigur că, în condiții de staționaritate, rezolvarea recursivă a problemei nu se justifică (soluția este simplă în termenii funcției de corelație a semnalului de intrare și a funcției de intercorelație dintre semnalul de intrare și răspunsul dorit, deci problema se reduce la o estimare a parametrilor). Ceea ce aduc în plus filtrele adaptive este capacitatea de a urmări variațiile parametrilor statistici ai semnalului de la intrare și ai răspunsului dorit, desigur dacă viteza de variație este limitată.

Sistemul pe care l-am prezentat în fig. 4.31 are la bază un filtru transversal, adică un filtru digital cu răspuns finit la impuls, sau nerecursiv, cu coeficienți complecși. Prin adăugarea reacției, acest filtru s-a transformat într-un sistem variant în timp. Este posibil ca schema de bază să fie cea a unui filtru recursiv, deci cu răspuns infinit la impuls. În acest caz însă analiza este mai complicată și, în plus, este posibil ca variația semnalului de eroare să prezinte mai multe minime locale, ca funcție de ponderi, în loc de un singur minim global, cum este cazul filtrelor nerecursive. Deoarece în practică utilizarea filtrelor digitale pentru realizarea filtrelor adaptive este mai rară, ne vom mărgini la cazul filtrelor de bază transversale.

Un sistem adaptiv se reprezintă, în mod simbolic, ca în fig. 4.32. Blocul notat cu H_M este un filtru transversal ale cărui M ponderi sunt comandate de semnalul de eroare.

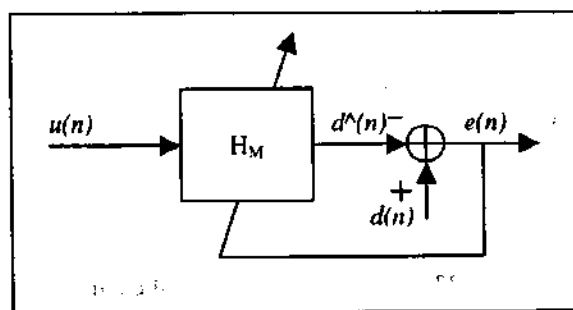


Fig. 4.32. Sistem adaptiv reprezentat simbolic.

Întreaga teorie pe care o tratăm pentru un singur semnal de intrare se poate aplica pentru cazul mai multor semnale de intrare, cu modificări minore. Ieșirea unui astfel de sistem este (fig. 4.33)

$$\hat{d}(n) = \sum_{k=1}^M w_k * u_{k-1}(n). \quad (4.6.23)$$

Pentru semnalul de eroare se poate aplica (4.6.22), iar relațiile de actualizare a ponderilor depind numai de acesta.

În toate relațiile care se obțin pentru cazul unei singure intrări, se poate înlocui $u(n-k+1)$ cu $u_{k-1}(n)$ pentru a trece la cazul mai multor intrări. Proprietățile statistice ale semnalului de intrare în prima situație trebuie să le presupunem îndeplinite de cele M semnale de intrare în a doua situație. Diferența constă desigur în faptul că, în cazul unei singure intrări, proprietățile statistice se referă la eșantioanele trecute și prezente ale aceluiași semnal, în timp ce, în cazul mai multor intrări, aceleași proprietăți se referă la eșantioanele prezente ale mai multor semnale.

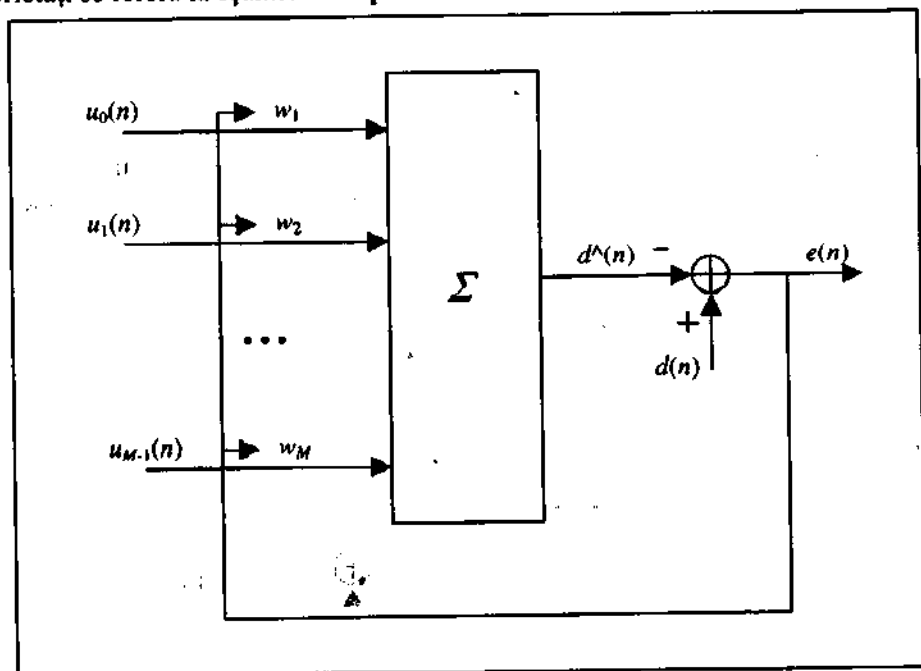


Fig. 4.33. Filtru adaptiv cu mai multe intrări.

O proprietate foarte importantă a soluției problemei Wiener este *ortogonalitatea statistică* a răspunsului dorit $\hat{d}(n)$ pe semnalul de eroare corespunzător regimului de funcționare Wiener (adică în condiții de adaptare în cazul filtrelor adaptive), semnal pe care îl notăm cu $e_0(n)$. Semnalul de intrare $u(n)$ este și el perpendicular pe $e_0(n)$. Mai mult decât atât, se poate arăta că

$$\sigma_d^2 = \sigma_{\hat{d}}^2 + \sigma_{e_0}^2, \quad (4.6.24)$$

relație în care apar varianțele semnalelor respective.

Imaginea geometrică a acestor relații, care reprezintă *principiul de ortogonalitate*, este dată în fig. 4.34. Vectorii (statistici) \hat{d} și u se află în același plan (sunt amândoi ortogonali la e_0), iar vectorii d , \hat{d} și e_0 satisfac teorema lui Pitagora.

După cum am mai menționat, scopul filtrării adaptive este atingerea, printr-o procedură recursivă, a regimului de funcționare Wiener. Pentru aceasta există mai mulți algoritmi, dintre care cel mai des utilizat și totodată cel mai simplu este algoritmul *LMS* (Least Mean-Square). Fiecare pas al acestui algoritm se desfășoară pe durata dintre două eșantioane ale semnalului de intrare.

Dacă notăm cu u și w vectorul coloană al semnalului de intrare și, respectiv, vectorul coloană al ponderilor, definiți prin

$$w = \begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ \dots \\ w_M \end{bmatrix} \quad u(n) = \begin{bmatrix} u(n) \\ u(n-1) \\ \dots \\ u(n-M+1) \end{bmatrix}, \quad (4.6.25)$$

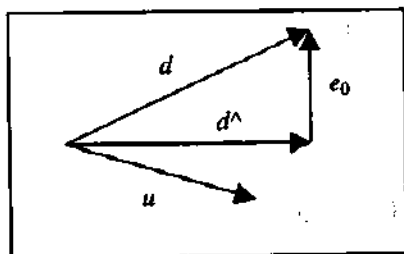


Fig. 4.34. Imaginea geometrică a principiului de ortogonalitate.

atunci au loc relațiile

$$\hat{d}(n) = \sum_{k=1}^M w_k * u(n-k+1) = w^H u(n), \quad (4.6.26)$$

$$\hat{d}^*(n) = u^H(n)w, \quad (4.6.27)$$

unde cu H s-a notat operația de transpunere hermitică.

Eroarea de predicție satisface

$$e(n) = d(n) - \mathbf{w}^H \mathbf{u}(n), \quad (4.6.28)$$

și, evident

$$e^*(n) = d^*(n) - \mathbf{u}^H(n) \mathbf{w}. \quad (4.6.29)$$

Se mai notează cu

$$\mathbf{p} = E\{\mathbf{u}(n)d^*(n)\} = \begin{bmatrix} p(0) \\ p(-1) \\ \dots \\ p(-M+1) \end{bmatrix} \quad (4.6.30)$$

vectorul având pe componente valorile funcției de corelație dintre intrare și răspunsul dorit și cu:

$$\mathbf{R} = E\{\mathbf{u}(n)\mathbf{u}^H(n)\} = \begin{bmatrix} r(0) & r(1) & \dots & r(M-1) \\ r(-1) & r(0) & \dots & r(M-2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r(-M+1) & r(-M+2) & \dots & r(0) \end{bmatrix} \quad (4.6.31)$$

matricea de autocorelație de ordinul M a intrării. Amintim că această matrice este hermitică

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}^H \quad (4.6.32)$$

și, deci, este pozitiv semidefinită. În practica curentă, se presupune că această matrice este pozitiv definită.

Se poate arăta că soluția problemei Wiener este vectorul ponderilor dat de relația

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}_0 = \mathbf{R}^{-1} \mathbf{p}. \quad (4.6.33)$$

4.35 Pentru a prezenta algoritmul LMS, vom nota cu $w_{(n)}$ valoarea vectorului ponderilor la al n -lea pas al algoritmului (inițializarea se face pornind de la un vector $w_{(0)}$ oarecare). Relația (recursivă) de actualizare a ponderilor este

$$w_{(n+1)} = w_{(n)} + \mu u(n) e^*(n), \quad (4.6.34)$$

unde μ este un parametru care determină viteza de convergență.

Se poate arăta că, în ipoteza independenței statistice dintre semnalul de intrare $u(n)$ și vectorul ponderilor $w_{(n)}$ (implicată de necorelarea lor în cazul gaussian), media statistică a vectorului ponderilor tinde către vectorul optim în sens Wiener w_0 dacă este îndeplinită condiția

$$0 < \mu < 2\lambda_k^{-1}, \quad k = 1..M \quad (4.6.35)$$

(λ_k sunt valorile proprii ale matricii R , în mod obligatoriu reale și pozitive, datorită faptului că matricea însăși este pozitiv definită).

Aceasta înseamnă că, dacă rulăm algoritmul de multe ori (de câteva sute de ori în practică), cu punctul de start $w_{(0)}$ ales aleator și mediem toate curbele de convergență ale lui $w_{(n)}$, media limitelor va fi vectorul optim.

În fig. 4.35 este reprezentat rezultatul rulării unui algoritm LMS într-un caz particular. Mai precis, apare, pe ordonată, variația a patru dintre cele șapte ponderi utilizate în funcție de indicele pasului algoritmului (situația concretă este fără importanță, deoarece figura are un scop ilustrativ pentru ceea ce urmează; toate semnalele au fost staționare).

Din figură se observă că ponderile tind spre valoarea optimă, dată de soluția problemei Wiener, aproximativ după niște exponențiale, dar că, în regim permanent, există o fluctuație în jurul acestor valori. Fără a intra în amănunte, se poate demonstra că exponențialele au constantele de timp date de

$$\tau_i = \frac{T_E}{\log(1 - \mu\lambda_i)}, \quad i = 1..M, \quad (4.6.36)$$

unde T_E este perioada de eșantionare, iar λ_i sunt, ca mai sus, valorile proprii ale matricii R . În cazul, des întâlnit în practică, în care

$$\mu\lambda_i \ll 1, \quad i = 1..M, \quad (4.6.37)$$

se poate folosi aproximarea

$$\tau_i \cong \frac{T_E}{\mu \lambda_i}, \quad i = 1..M. \quad (4.6.38)$$

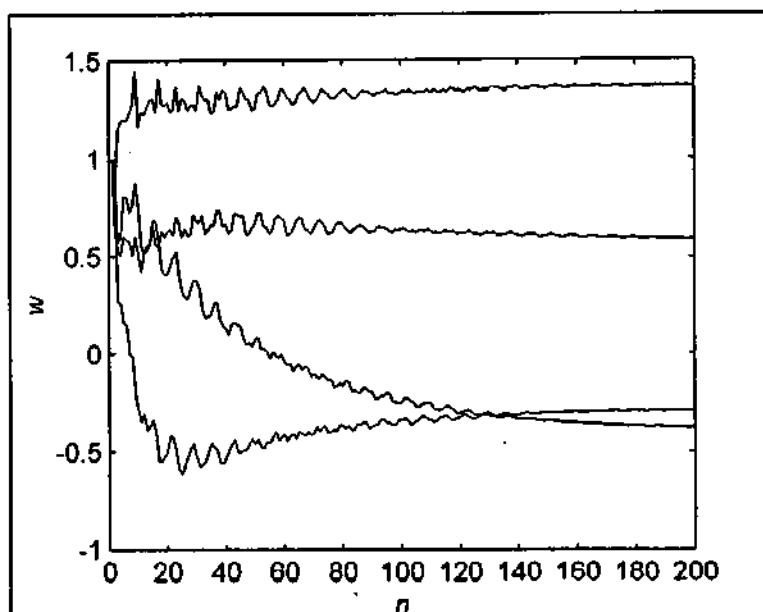


Fig. 4.35. Variația în timp a patru ponderi într-un exemplu de rulare a algoritmului LMS.

Media pătratică a semnalului de eroare $e(n)$ este o sumă de exponențiale, cu constante de timp de două ori mai mici decât cele de mai sus. Ea se stabilizează aproape de valoarea minimă dată de soluția problemei Wiener, dar, în regim permanent, execută oscilații în jurul acesteia. Oscilațiile pot fi modelate ca un proces staționar, centrat, de varianță σ_{sup} . Dacă notăm cu σ_0 varianța semnalului de eroare corespunzător soluției problemei Wiener, atunci se poate defini *neajustarea* prin $N = \frac{\sigma_{\text{sup}}}{\sigma_0}$. Se poate demonstra că, în condițiile (4.6.37)

$$N \cong \frac{\mu}{2} \text{tr}(\mathbf{R}) \quad (4.6.39)$$

($tr(\mathbf{R})$) este urma matricii \mathbf{R} , egală cu suma elementelor de pe diagonala principală, sau cu suma valorilor proprii, \mathbf{R} fiind invariantă la rotații).

Este utilă definirea unei *constante de timp medii* ca medie armonică a constantelor de timp din varianța semnalului de eroare (de două ori mai mici decât cele din (4.6.38)):

$$\frac{1}{\tau_{med}} = \frac{\sum_{k=1}^M \frac{1}{\tau_k}}{M} = \frac{\sum_{k=1}^M \frac{2\mu\lambda_k}{T_E}}{M} = \frac{2\mu}{MT_E} tr(\mathbf{R}). \quad (4.6.40)$$

Se vede imediat că

$$N = \frac{MT_E}{4\tau_{med}}. \quad (4.6.41)$$

Aceasta înseamnă că, în cazul algoritmului LMS, trebuie făcut un compromis între precizie și viteză atunci când se alege parametrul μ . De obicei, se cunoaște urma matricii \mathbf{R} sau, dacă nu, se poate estima ușor din puterea semnalului de intrare: $tr(\mathbf{R}) = M\sigma_u^2$. Neajustarea se impune în jur de 10%, iar μ rezultă din (4.6.39).

4.6.3 ANTENE ADAPTIVE

Schema din fig. 4.26 devine mai flexibilă dacă admitem că ponderile complexe sunt oarecare și nu sunt limitate la exponențiale care introduc doar întârzieri. Să presupunem că, pe aria de senzori, sunt incidente M semnale de aceeași frecvență (atâtea câte sunt și senzorii), din direcțiile $\theta_m, m=1..M$, având amplitudinile și fazele inițiale respectiv $A_m, \varphi_m, m=1..M$. Putem impune ca diagrama de directivitate să aibă zerouri în direcțiile din care vin semnalele nedorite și să transforme semnalele utile astfel încât acestea să aibă amplitudini și faze inițiale prescrise.

Într-adevăr, amplitudinile complexe ale semnalelor recepționate de senzori, corespunzătoare semnalelor incidente, sunt

$$\tilde{u}_{im} = \tilde{A}_m \exp(-j\tilde{m} \sin \theta_m), \quad m=1..M, i=0..M-1 \quad (\tilde{A}_m = A_m \exp(j\varphi_m)). \quad (4.6.42)$$

Răspunsul receptorului corespunzător unui semnal oarecare dintre cele M incidente este

$$\tilde{r}_m = \sum_{i=0}^{M-1} w_m * \tilde{A}_m \exp(-j\tilde{m} \sin \theta_m), \quad (4.6.43)$$

iar răspunsul la suma tuturor semnalelor este, pe baza liniarității, suma răspunsurilor:

$$\tilde{r} = \sum_{m=1}^M \tilde{r}_m. \quad (4.6.44)$$

Dacă impunem condițiile

$$\tilde{r}_m = B_m \quad m = 1..M, \quad (4.6.45)$$

unde B_m sunt niște numere complexe oarecare, obținem un sistem de M ecuații cu M necunoscute și vom avea la ieșire amplitudini și faze inițiale prescrise pentru toate cele M semnale. În particular, putem impune ca amplitudinile semnalelor considerate perturbatoare să fie nule.

Metoda de optimizare a recepției prezentată nu este adaptată aplicării în practică, într-o situație reală. În primul rând, într-o astfel de situație nu cunoaștem numărul semnalelor incidente. Am putea folosi un număr suficient de mare de senzori astfel încât sistemul de ecuații să devină supradeterminat și să îl rezolvăm prin metoda celor mai mici pătrate. Dar, de fapt, nu cunoaștem aceste semnale, pentru că, în caz contrar, ar fi absurd să mai construim un receptor. În plus, nu e în general plauzibilă nici presupunerea că toate semnalele au aceeași frecvență (decât dacă perturbațiile sunt reflexii ale semnalului util); este mai natural să presupunem că recepția e de bandă îngustă.

În cele ce urmează vom trece prezenta, pe scurt, câteva posibilități de utilizare a filtrării adaptive pentru a rezolva această problemă. Ca întreg conținutul paragrafului de față, prezentarea are un scop informativ, pentru că este imposibilă epuizarea acestui subiect, foarte vast, în spațiul rezervat. O schemă posibilă este ilustrată în fig. 4.36.

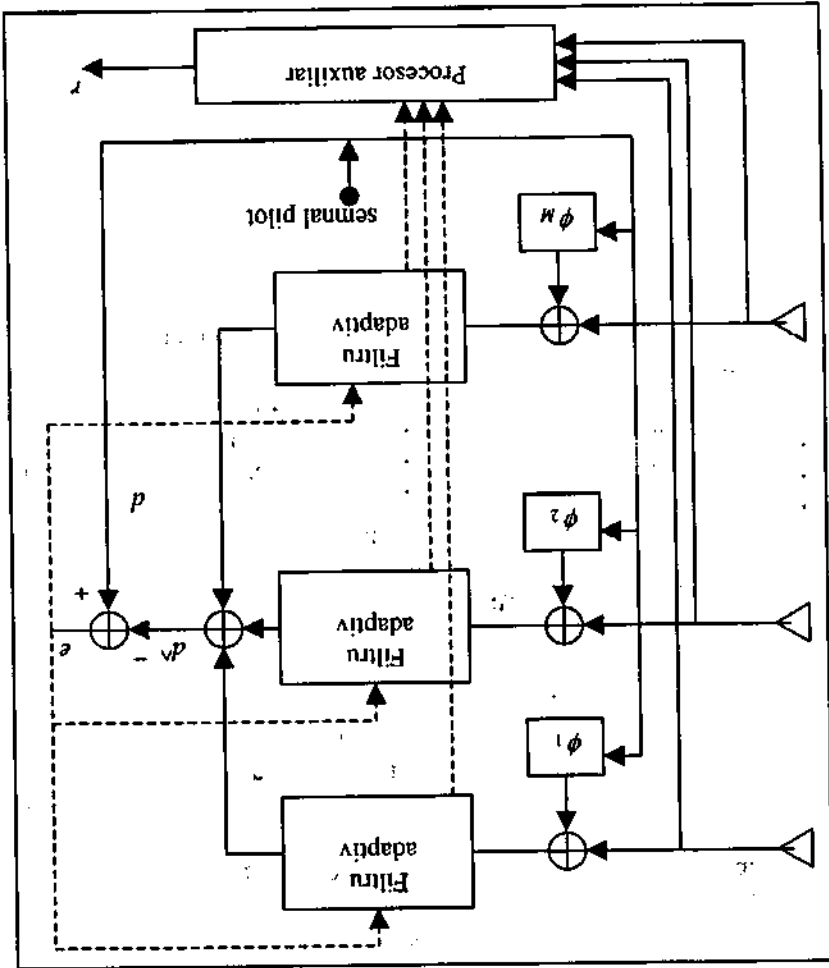
Soluția se bazează pe generarea, la nivelul receptorului, a unui *semnal pilot*, având frecvența cât mai apropiată de cea a semnalului util și care se aplică în punctele de la ieșirile senzorilor, după ce este întârziat. Prin ajustarea întârzierilor $\phi_i, i = 1..M$, se poate alege, după cum s-a arătat în subparagraful 4.6.1, o *direcție (preferențială) de observare*, direcție în care caracteristica de directivitate a ariei de senzori prezintă un maxim. Semnalul pilot servește și ca semnal dorit în structura filtrului adaptiv.

Sumele dintre ieșirile senzorilor și variantele întârziate ale semnalului pilot sunt aplicate unor filtre digitale transversale, de un ordin K ales pe cale experimentală, ale căror ponderi $w_{mk}, m = 1..M, k = 1..K$ sunt modificate în timp de către semnalul de

Pe de altă parte, interferențele directive nu pot fi prezente în semnalul de eroare, pentru că acesta este ortogonal și pe semnalul de intrare (Fig. 4.34). Cum ele nu

semnalul util este d , rezulta că acesta se regăsește în estimata \hat{d} .
 În acest semnal nu pot fi prezente urme ale semnalului util. Dar, cum $d = \hat{d} + e$ și este ortogonal pe (necorelat cu) estimata semnalului dorit și cu intrarea. Prin urmare, După cum am mai arătat, în urma procesului de adaptare, semnalul de eroare determină semnalul de eroare.

estimata \hat{d} a semnalului dorit, care se scade din semnalul dorit (pilot) d , pentru a se eroare e , printr-un algoritim LMS. Prin însumarea ieșirilor acestor filtre se obține Fig. 4.36. Arte de senzori adaptivă.



sunt prezente nici în d , rezultă că nu pot fi prezente nici în estimată. În felul acesta se realizează filtrarea perturbațiilor.

În schema din fig. 4.36 este reprezentat un procesor auxiliar căruia i se aplică ieșirile senzorilor. Acest procesor este de tip *slave*, deci are aceeași structură ca procesorul primar și, la fiecare pas al algoritmului, ponderile sale sunt actualizate pentru a fi egale cu ale procesorului primar, *master*. În răspunsul r este favorizată prezența semnalelor din direcția dorită și având frecvența apropiată de cea a semnalului pilot.

Dacă în situația concretă este necesară o economie de echipament, atunci se poate renunța la procesorul auxiliar, cu prețul creșterii timpului de procesare. Astfel, într-o primă fază, se realizează adaptarea ponderilor, cu semnalul pilot conectat. În a doua fază, se deconectează semnalul pilot și se trece pe regim de recepție. Desigur că, periodic, este necesară comutarea între cele două faze, în scopul actualizării ponderilor. În urma acestei actualizări, se modifică diagrama de directivitate prin introducerea de zerouri în direcțiile din care sosesc perturbațiile.

Soluția prezentată este aplicabilă și altor dispuneri ale senzorilor, nu numai în linie. Ei pot fi dispuși, în funcție de cerințele aplicației, și în alte configurații. Se alege o structură de recepție adaptivă atunci când caracteristicile semnalelor și direcțiile de propagare sunt variabile în intervale de timp relativ scurte, în mod aleator.

ANEXA1

DIAGrame DE RADIAȚIE PENTRU DIPOLII ELEMENTARI

Relațiile (1.7.21) și (1.7.22) permit trasarea diagramelor de radiație pentru ariile de dipoli. Îi presupunem pe aceștia dispuși în jurul originii unui sistem de coordonate sferice, astfel încât în aproximația de ordinul întâi ei pot fi considerați concentrați în originea sistemului. Dacă sunt prezenți n dipoli, fiecare caracterizat printr-o amplitudine complexă $\tilde{E}_m, m=1..n$ (v. (1.7.13)), atunci câmpul total într-un punct de coordonate (r, θ, φ) este dat de

$$\tilde{E} = \frac{\exp(-jkr)}{r} \sum_{m=1}^n \tilde{E}_m \exp(jk\delta_m \cos \alpha_m) \sin \theta \mathbf{u}_\theta. \quad (A1.1)$$

În această anexă, prin *diagramă de radiație* vom înțelege funcția

$$f(r, \theta, \varphi) = \frac{|\tilde{E}(r, \theta, \varphi)|}{\max(|\tilde{E}(r, \theta, \varphi)|)}. \quad (A1.2)$$

Pentru $\theta = \pi/2$ se obține diagrama de radiație în plan orizontal, iar pentru $\varphi = 0$ și $\varphi = \pi$ se obține diagrama de radiație în plan vertical. Se poate ușor arăta că, în cazul mediilor fără pierderi, cum sunt cele pe care le considerăm aici, diagrama de radiație în plan orizontal coincide cu diagrama de directivitate în sensul definit în paragraful 1.5.

Pe baza relațiilor (A1.1) și A(1.2) am scris pentru exemplificare trei programe MATLAB® versiunea 5.3. Primul, intitulat dradoriz.m permite trasarea diagramei de radiație în plan orizontal (de fapt, în orice plan definit printr-o valoare a lui θ).

```
%program dradoriz.m
%interferenta in plan orizontal a
%dipolilor elementari paraleli cu axa z
%situati in 3D in jurul originii
clear
lambda=10; %lungimea de unda in metri
A=[1 1 1 1 1 1]'; %amplitudinile dipolilor
faze=[-pi/4 0 0 0 0 0]'; %fazele initiale ale dipolilor
E1=A.*exp(j*faze); %amplitudinile complexe ale dipolilor
N=length(E1); %numarul dipolilor
```

```

delta=[5 0 5 5 5 10]'; %distanțele fata de origine
thetap=[pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 ]'; %colatitudinile
dipolilor
phip=[0 0 pi pi/2 -pi/2 0]'; %longitudinile dipolilor
RP=1; %distanța la care se masoară câmpul în metri
Rez=1000; %rezoluția de reprezentare
E2=repmat(E1,1,Rez);
repdelta=repmat(delta,1,Rez);
repthetap=repmat(thetap,1,Rez);
repphip=repmat(phip,1,Rez);
phi=linspace(0,2*pi, Rez); %pt diagrama de directivitate
repphi=repmat(phi,N,1);
theta=pi/2; %poziția planului
cosA=sin(theta)*sin(repthetap).*cos(repphi-repphip)+...
cos(theta)*cos(repthetap);
E=E2*exp(-j*2*pi*RP/lambda).*exp(j*2*pi/lambda*...
(repdelta.*cosA)).*sin(repthetap);
E=sum(E,1); %amplitudinea complexă a câmpului
AE=abs(E);
RE=AE/max(AE);
figure(2)
polar(phi,RE,'k')
title('diagrama de radiație orizontală','FontSize',8)

```

Pentru dipolii aleși ca exemplu, rezultatul rulării programului este prezentat în fig. A1.1.

Programul dradvert.m trasează diagrama de radiație verticală, pentru o valoare specificată a lui φ și automat și pentru $(\varphi + \pi)$.

```

%program dradvert.m
%interferența în plan vertical
%a dipolilor elementari paraleli cu axa z
%situați în 3D în jurul originii
clear
lambda=10; %lungimea de undă în metri
A=[1 1 1 1 1 1]'; %amplitudinile dipolilor
faze=[-pi/4 0 0 0 0 0]'; %fazele initiale ale dipolilor
E1=A.*exp(j*faze); %amplitudinile complexe ale dipolilor
N=length(E1); %numărul dipolilor
delta=[5 0 5 5 5 10]'; %distanțele fata de origine
thetap=[pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 ]'; %colatitudinile
% dipolilor
phip=[0 0 pi pi/2 -pi/2 0]'; %longitudinile dipolilor
RP=1; %distanța la care se masoară câmpul în metri

```



```

Rez=1000; %rezolutia de reprezentare
theta=linspace(0,pi, Rez); %pt diagrama de directivitate
reptheta=repmat(theta,N,1);
E2=repmat(E1,1,Rez);
repdelta=repmat(delta,1,Rez);
repthetap=repmat(thetap,1,Rez);
repphip=repmat(hip,1,Rez);
phi1=0; %primul semiplan
phi2=phi1+pi; %al doilea semiplan
cosA=sin(reptheta).*sin(repthetap).*...
cos(phi1-repphip)+cos(reptheta).*cos(repthetap);
E=E2*exp(-j*2*pi*RP/lambda).*exp(j*2*pi/lambda*...
(repdelta.*cosA)).*sin(reptheta);
Ec1=sum(E,1); %amplitudinea complexa a campului
AE1=abs(Ec1);
RE1=AE1/max(AE1);
cosA=sin(reptheta).*sin(repthetap).*cos(phi2-repphip)+...
cos(reptheta).*cos(repthetap);
E=E2*exp(-j*2*pi*RP/lambda).*exp(j*2*pi/lambda*...
(repdelta.*cosA)).*sin(reptheta);
Ec2=sum(E,1); %amplitudinea complexa a campului
AE2=abs(Ec2);
RE2=AE2/max(AE2); %Reprezentarea se face in coordonatele polare
%ale planului ales (nu in coordonatele sferice initiale)
phirep1=pi/2-theta;
phirep2=theta+pi/2;
figure(3)
polar(phirep1,RE1,'k')
hold
polar(phirep2,RE2,'k')
hold
title('diagrama de radiatie verticala','FontSize',8)

```

În fig. A1.2 este prezentat rezultatul rulării acestui program (după cum se poate vedea, dipolii sunt aceiași ca în exemplul anterior).

Diagrama de radiație tridimensională este trasată de programul drad3d.m. Rezultatul este prezentat în fig. A1.3.

```

%program drad3d.m
%interferenta dipolilor in spatiu;
%diagrame de directivitate 3d (program optimizat)
%foloseste matrici tridimensionale
clear

```

```

lambda=10; %lungimea de unda in metri
A=[1 1 1 1 1 1]; %amplitudinile dipolilor
faze=[-pi/4 0 0 0 0 0]; %fazele initiale ale dipolilor
E1=A.*exp(j*faze); %amplitudinile complexe ale dipolilor
N=length(E1); %numarul dipolilor
RP=1; %distanța la care se masoara campul in metri
Rez=100; %rezolutia de reprezentare
delta=[5 0 5 5 5 10]; %distanțele fata de origine
thetap=[pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 pi/2 ]; %colatitudinile
dipolilor
phip=[0 0 pi pi/2 -pi/2 0]; %longitudinile dipolilor
phi=linspace(0,2*pi, Rez); %pt diagrama de directivitate
theta=linspace(0,pi,Rez);
theta=theta';
reptheta=repmat(theta,1,length(phi));
repphi=repmat(phi, length(theta),1);
rep3theta=repmat(reptheta,[1 1 N]);
rep3phi=repmat(repphi,[1 1 N]);
E3=zeros(1,1,N);
E3(1,1,:)=E1;
E3=repmat(E3,[length(theta), length(phi) 1]);
delta3=zeros(1,1,N);
delta3(1,1,:)=delta;
delta3=repmat(delta3,[length(theta), length(phi) 1]);
thetap3=zeros(1,1,N);
thetap3(1,1,:)=thetap;
thetap3=repmat(thetap3,[length(theta), length(phi) 1]);
phip3=zeros(1,1,N);
phip3(1,1,:)=phip;
phip3=repmat(phip3,[length(theta), length(phi) 1]);
cosA=sin(rep3theta).*sin(thetap3).*cos(rep3phi-phip3)+...
cos(rep3theta).*cos(thetap3);
E=E3/RP*exp(-j*2*pi/lambda*RP).*exp(j*2*pi/lambda*...
delta3.*cosA).*sin(rep3theta);
E=sum(E,3); %amplitudinea complexa a campului
AE=abs(E);
XE=AE.*sin(reptheta).*cos(repphi);
YE=AE.*sin(reptheta).*sin(repphi);
ZE=AE.*cos(reptheta);
X=XE/max(max(AE));
Y=YE/max(max(AE));
Z=ZE/max(max(AE));
%diagrama de radiatie in 3d
figure(1)
colormap('gray')
surf(X,Y,Z)

```

```
axis equal
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')
title('diagrama de radiatie','FontSize',8)
```

Datele din programele de mai sus pot fi cu ușurință modificate pentru a trasa diagramele de radiație ale altor configurații de dipoli. Concluzia cea mai importantă a unui astfel de studiu este că, prin modificarea pozițiilor relative și a fazelor inițiale ale dipolilor, configurația poate fi făcută să radieze preponderent în anumite direcții. Este inutil să insistăm asupra aplicațiilor practice ale acestei proprietăți. În sfârșit, subliniem faptul că programele pot fi utilizate pentru a calcula și amplitudinea complexă a intensității câmpului electric în orice punct din spațiu.

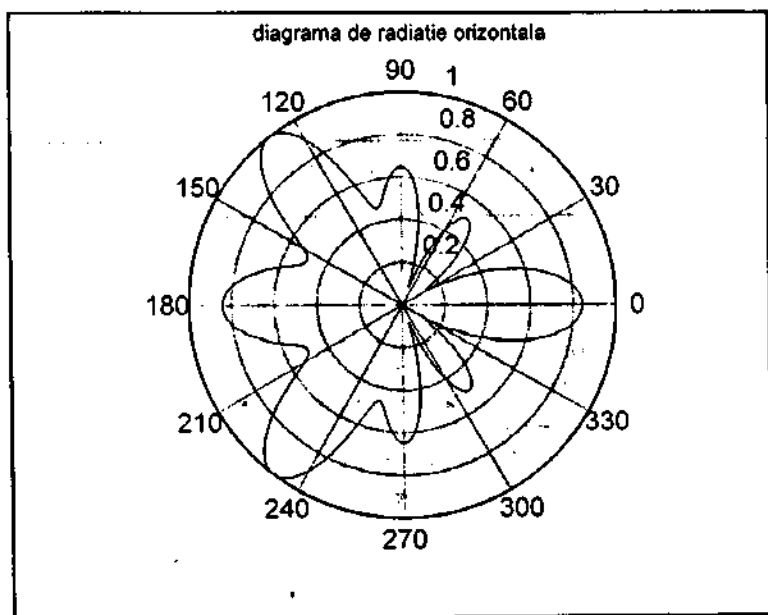


Fig. A1.1. Diagramă de radiație orizontală.

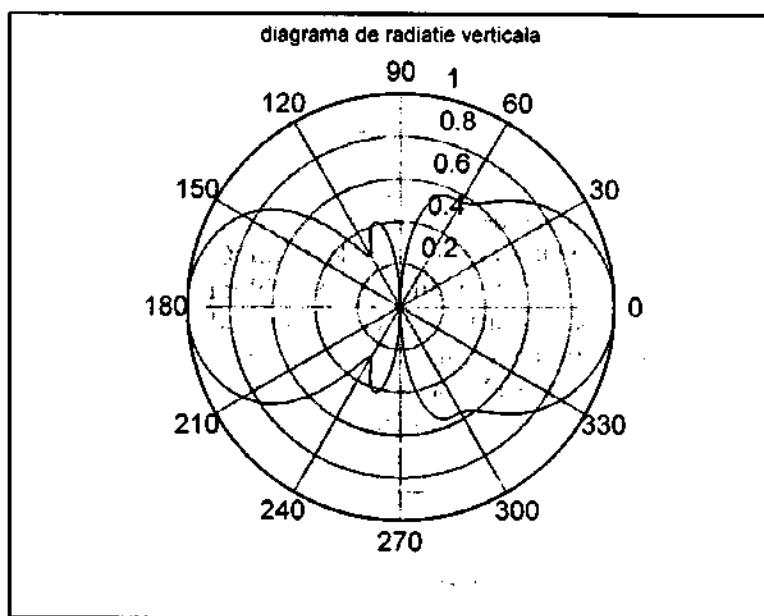


Fig. A1.2. Diagramă de radiație verticală.

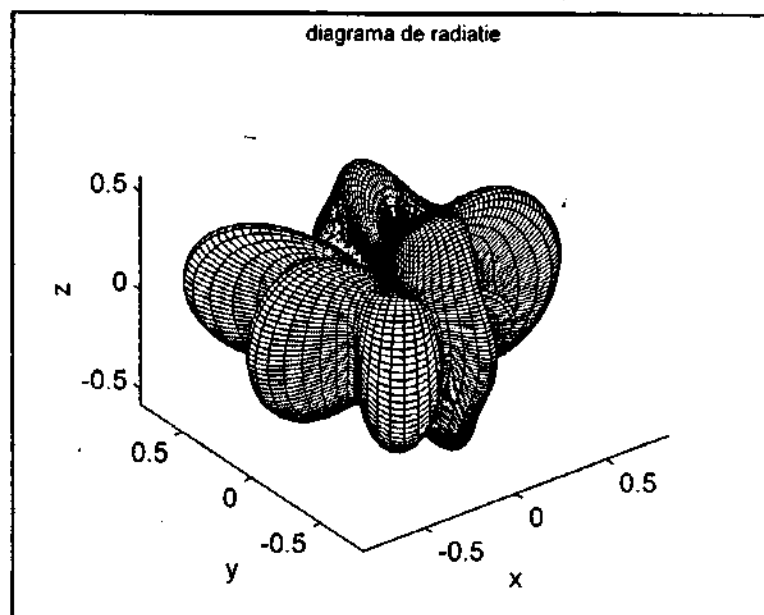


Fig. A1.3. Diagramă de radiație în trei dimensiuni.

DIAGrame DE RADIAȚIE PENTRU ANTENE FILARE

Să considerăm un fir rectiliniu, de lungime L , parcurs de un curent variabil I , ca în fig. A2.1. Un element oarecare, de lungime dz , radiază, în conformitate cu (1.7.22), (1.7.21) și (1.7.13), o amplitudine complexă a intensității câmpului electric:

$$d\vec{E} = -\frac{\vec{I}(z)k^2}{4\pi\epsilon_c j\omega} \frac{\exp(-jkr)}{r} \exp(jk\delta \cos\theta \cos\theta_p) \sin\theta dz \quad (\text{A2.1})$$

în direcția dată de \mathbf{u}_θ . Desigur că

$$\theta_p = \begin{cases} 0, & z \geq 0 \\ \pi & z < 0. \end{cases} \quad (\text{A2.2})$$

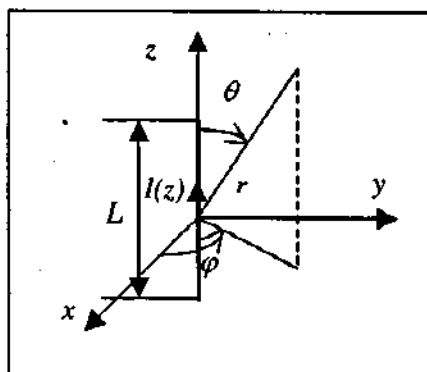


Fig. A2.1. Antenă filară.

Integrând (A2.1) între $-l$ și l cu

$$l = \frac{L}{2} \quad (\text{A2.3})$$

se obține câmpul produs de antenă. Pentru aceasta trebuie cunoscută distribuția curentului în funcție de z , ceea ce nu este o problemă cu soluție analitică exactă. În bună concordanță cu rezultatele experimentale, se poate folosi următoarea soluție aproximativă, inspirată din teoria liniilor de transmisie, în ipoteza că antena este alimentată la mijlocul său, adică în $z=0$.

În fig. A2.2 este reprezentată o linie de transmisie, de impedanță caracteristică Z_c și lungime l , care leagă un generator de o sarcină. În fig. A2.3 este reprezentat procesul conceptual de trecere de la linia funcționând în gol la antena filară alimentată simetric. Vom accepta că valoarea curentului prin antenă este aceeași cu cea de pe linie, unde se stabilește un regim de unde staționare. Linia este presupusă fără atenuare, de unde rezultă că unica posibilitate de disipare a energiei este în partea rezistivă a impedanței generatorului. Această consecință este în evidentă contradicție cu faptul că energia se pierde prin radiație. În plus, o sursă de erori este și faptul că antena nu poate fi realizată sub formă filară, adică utilizând un conductor de diametru

nul. În pofida acestor neajunsuri, există avantajele unei forme analitice simple a curentului prin antenă și a unei bune concordanțe cu rezultatele experimentale.

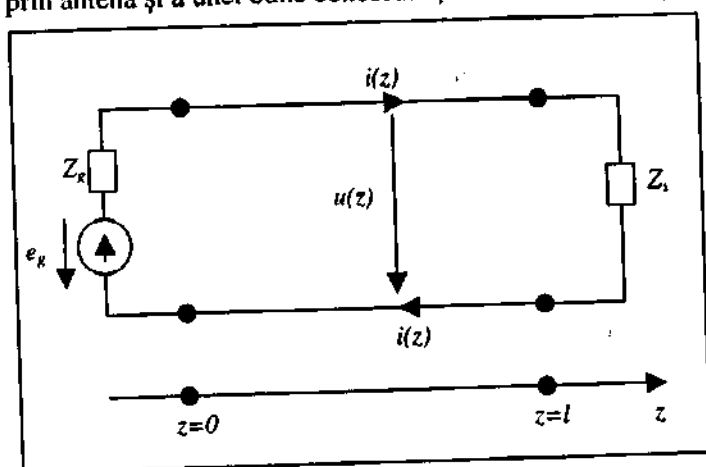


Fig. A2.2. O linie de transmisie, de lungime l , care conectează un generator cu o sarcină.

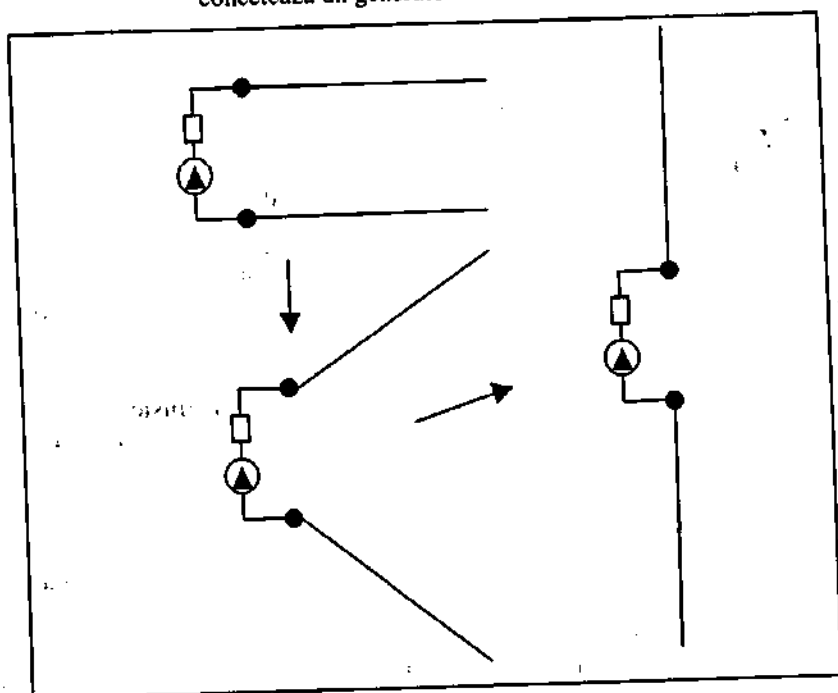


Fig. A2.3. Trecerea de la o linie de transmisie la o antenă filară.

Conform teoriei liniilor de transmisie, pentru linia din fig. A2.2 expresia amplitudinii complexe a curentului este

$$\tilde{i}(z) = \frac{\tilde{e}_g}{Z_g + Z_c} \frac{e^{j\beta(l-z)} - e^{-j\beta(l-z)}}{e^{j\beta l} - \Gamma_s \Gamma_g e^{-j\beta l}}, \quad (\text{A2.4})$$

unde

$$\Gamma_s = \frac{Z_s - Z_c}{Z_s + Z_c}, \quad \Gamma_g = \frac{Z_g - Z_c}{Z_g + Z_c} \quad (\text{A2.5})$$

sunt coeficienții de reflexie în tensiune la sarcină și, respectiv, la generator;

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{A2.6})$$

este constanta de fază (linia este presupusă fără pierderi), iar Z_c este impedanța caracteristică a liniei. În modelul nostru vom lua lungimea de undă pe linie egală cu lungimea de undă a câmpului electromagnetic emis de antenă, deci $\beta = k$. Pentru o linie în gol avem $\Gamma_s = 1$. După câteva transformări rezultă

$$\tilde{i}(z) = \frac{2j\tilde{e}_g}{Z_g + Z_c} \frac{1}{e^{j\beta l} - \Gamma_g e^{-j\beta l}} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(l-z)\right] = \tilde{I}_0 \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(l-z)\right]. \quad (\text{A2.7})$$

În fig. A2.4 este reprezentată amplitudinea complexă a curentului pentru o antenă la care $l = \lambda/4$, iar în fig. A2.2 pentru $l = 5\lambda/8$. În ambele cazuri am luat $\tilde{I}_0 = -1$, $\lambda = 1$ în unități arbitrare, iar rezultatul este o mărime reală.

Să revenim la (A2.1). Ținând cont de faptul că mediul de propagare este fără pierderi, putem înlocui $\omega = ck$, unde $c = 1/\sqrt{\epsilon_c \mu_c}$ este viteza de fază a semnalelor electromagnetice, iar $k = 2\pi/\lambda$. În plus, între lungimea de undă λ într-un mediu oarecare și lungimea de undă în spațiul liber λ_0 există relația $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$. Cu acestea, (A2.1) devine, pentru un mediu nemagnetic ($\mu_c = \mu_0$):

$$d\vec{E} = \frac{j60\pi\tilde{i}(z)}{\lambda_0} \frac{\exp(-jkr)}{r} \exp(jk\delta \cos\theta \cos\theta_p) \sin\theta dz \quad [\text{V/m}]. \quad (\text{A2.8})$$

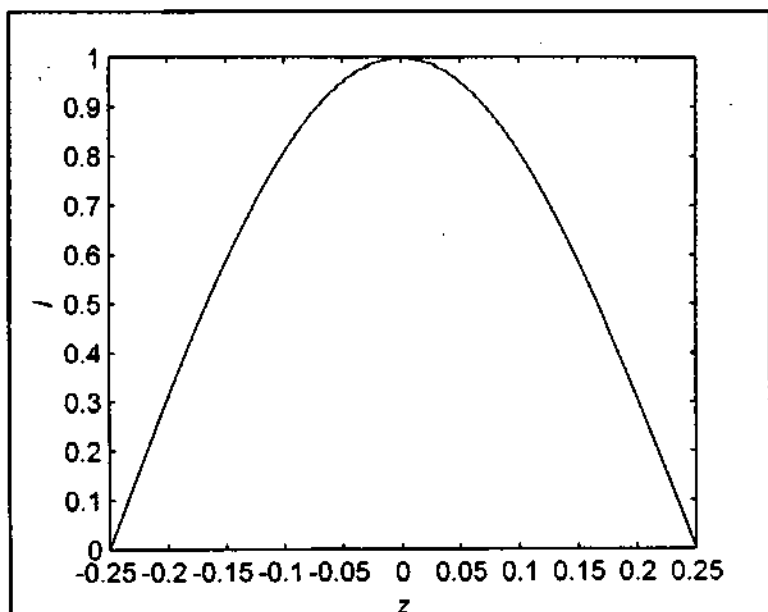


Fig. A2.4. Amplitudinea complexă a curentului pentru o antenă filară de o semilungime de undă.

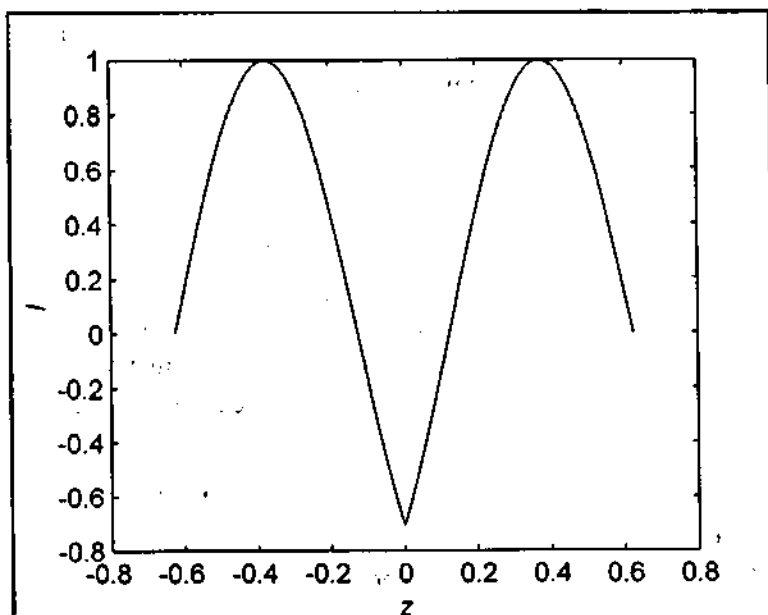


Fig. A2.5. Amplitudinea complexă a curentului pentru o antenă filară în $5\lambda/4$.

Voim avea

$$\tilde{E} = \int_l d\tilde{E} = \frac{j120\pi\tilde{I}_0 \sin \theta}{\lambda_0 r} \exp(-jkr) \int_0^l \sin[k(l-z)] \cos[kz \cos \theta] dz \quad [\text{V/m}], \quad (\text{A2.9})$$

unde am ținut cont de faptul că toate funcțiile de z care intervin sunt pare. Integrala de mai sus se poate calcula foarte ușor prin transformarea produsului de funcții trigonometrice în sumă. În final rezultă

$$\begin{aligned} \tilde{E} &= \frac{j120\pi\tilde{I}_0 \sin \theta}{\lambda_0 r} \exp(-jkr) \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{k \sin^2 \theta} = \\ &= j \frac{60\tilde{I}_0}{r\sqrt{\epsilon_r}} \exp(-jkr) \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \end{aligned} \quad (\text{A2.10})$$

(orientat după \mathbf{u}_θ). Se poate verifica faptul că maximum expresiei dependente de θ din ecuația de mai sus are loc pentru $\theta = \pi/2$. De aceea, diagrama de radiație este

$$f(r, \theta, \varphi) = \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{[1 - \cos(kl)] \sin \theta} \right|. \quad (\text{A.2.11})$$

Observăm că diagrama nu depinde de φ , deci are o simetrie cilindrică în raport cu axa z , cum are de altfel și sursa câmpului.

Programul `linvert.m`, scris sub MATLAB®, generează diagrama de radiație verticală a unei antene filare de lungime arbitrară. Coordonatele polare sunt cele asociate planului definit printr-o valoare dată a lui φ și prin valoarea $\varphi + \pi$. Un exemplu de rulare este prezentat în fig A2.6.

```
%program linvert.m
%traseaza diagrama de radiatie verticala
%a unei antene filare de lungime L
clear
lambda=10;
k=2*pi/lambda;
L=5/4*lambda; %lungimea antenei
l=L/2;
Rez=1000;
theta=linspace(0+eps,pi-eps,Rez);
f=abs((cos(k*l*cos(theta))-cos(k*l))...
```

```
./(1-cos(k*l))*sin(theta));
theta1=theta-pi/2;
```

```
figure(4)
polar(theta1,f,'k')
hold
polar(theta1+pi,f,'k')
hold
```

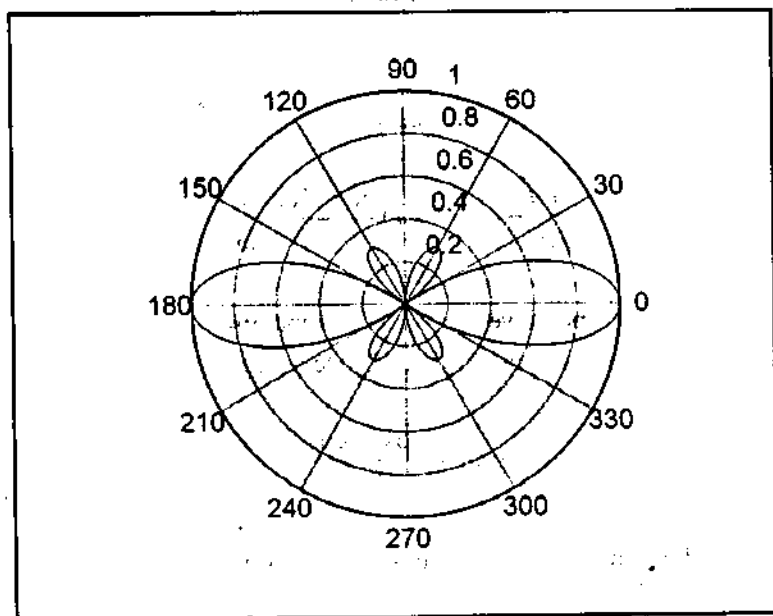


Fig. A2.6. Diagrama de radiație verticală a unei antene în $5\lambda/4$.

Programul lin3d.m trasează diagrama de radiație tridimensională a unei antene filare de lungime arbitrară. Un exemplu de rulare este prezentat în fig. A2.7.

```
%program lin3d.m
%traseaza diagrama de radiatie tridimensionala
%a unei antene filare de lungime l
clear
lambda=10;
k=2*pi/lambda;
L=5/4*lambda; %lungimea antenei
l=L/2;
Rez=100;
theta=linspace(0+eps,pi-eps,Rez)';
```

```

f=abs((cos(k*l*cos(theta))-cos(k*l))...
./((1-cos(k*l))*sin(theta)));
phi=linspace(0,2*pi,Rez);
repf= repmat(f,1,length(phi));
reptheta=repmat(theta,1,length(phi));
repphi=repmat(phi,length(theta),1);
Xf=repf.*sin(reptheta).*cos(repphi);
Yf=repf.*sin(reptheta).*sin(repphi);
Zf=repf.*cos(reptheta);
%diagrama de radiatie in 3d
figure(5)
colormap('gray')
surf(Xf,Yf,Zf)
axis equal
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')

```

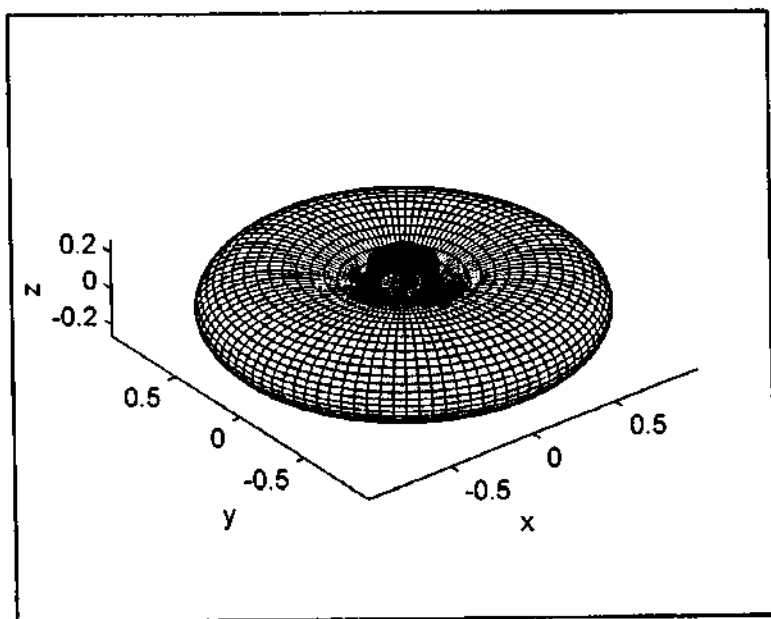


Fig. A2.7. Diagrama de radiație tridimensională a unei antene în $5\lambda/4$.

Desigur că aceleași rezultate se pot obține cu programele pentru diagramele de radiație ale dipolilor elementari pe care le-am prezentat în Anexa 1. De exemplu,

aproximând integrala din (A2.9) cu o sumă Riemann, datele pentru programul drad3d.m trebuie modificate astfel:

```
%program drad3d
%interferenta dipolilor in spatiu;
%diagrame de directivitate 3d
%foloseste matrici tridimensionale
clear
lambda=10; %lungimea de unda in metri
L=5/4*lambda;
l=L/2;
P=51; %numarul de diviziuni ale liniei
    %neaparat un numar impar
I0=1; %amplitudinea complexa a curentului
x=-(P-3)/2:(P-3)/2; %la capete curentul e zero
Ld=L/(P-1); %lungimea unui dipol
x=x*Ld;
N=length(x); %un numar impar
I1=I0*sin(2*pi/lambda*(1-x((N+1)/2:N)));
I2=I1(length(I1):-1:2);
I=[I2 I1]; %curentii prin dipoli
E1=I*Ld; %foarte aproximativ deocamdata
E1=E1';
Etc...
```

ANEXA 3

DIAGrame DE RADIAȚIE PENTRU GRUPURILE DE ANTENE FILARE

Considerăm o antenă filară, de lungime $L=2l$, care emite în spațiul liber. Atașăm un sistem de coordonate ca în fig. A3.1. Relațiile (1.7.22), (1.7.21) și (1.7.13), împreună cu înlocuirile din (A.2.10), dau pentru amplitudinea complexă a intensității câmpului electric elementar într-un punct îndepărtat de coordonate sferice (r, θ, φ) , emis de un dipol elementar situat pe antenă și reperat prin coordonatele sferice $(\delta, \theta_p, \varphi_p)$:

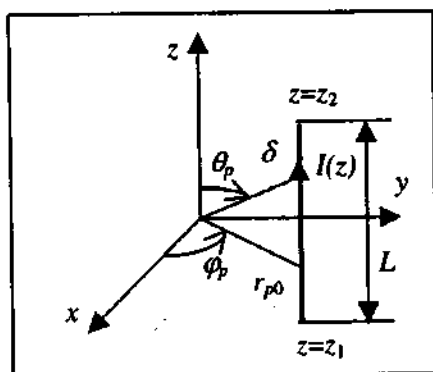


Fig. A3.1. Antenă filară.

$$d\vec{E} = j \frac{60\pi}{\lambda_0 r} \exp(-jkr) \exp\{jk\delta[\sin\theta \sin\theta_p \cos(\varphi - \varphi_p) + \cos\theta \cos\theta_p]\} \sin\theta I(z) dz, \quad (\text{A3.1})$$

direcția și sensul fiind date de \mathbf{u}_θ .

Se observă că

$$\begin{aligned} \delta \sin\theta_p &= r_{p0} \\ \delta \cos\theta_p &= z, \end{aligned} \quad (\text{A3.2})$$

unde r_{p0} este distanța de la origine la punctul de intersecție dintre dreapta care conține antena și planul xOy , iar z corespunde punctului curent de pe antenă. Cu acestea avem:

$$d\vec{E} = j \frac{60\pi}{\lambda_0 r} \exp(-jkr) \exp[jkr_p \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_p)] \sin \theta \exp(jkz \cos \theta) I(z) dz. \quad (\text{A3.3})$$

Vom lua pentru curent același model ca în Anexa 2. Notăm

$$z_0 = \frac{z_1 + z_2}{2} \quad (\text{A3.4})$$

coordonata mijlocului antenei. Ținând cont de geometria figurii, amplitudinea complexă a curentului devine

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin[k(l + z_0 - z)], & z_0 \leq z \leq l + z_0 \\ I_0 \sin[k(l - z_0 + z)], & z_0 - l \leq z < z_0. \end{cases} \quad (\text{A3.5})$$

Pentru a calcula amplitudinea complexă a intensității câmpului electric în punctul îndepărtat (r, θ, φ) , trebuie să integrăm (A3.3) în raport cu z între $z_0 - l$ și $z_0 + l$. Vom considera mai întâi doar partea care depinde de z :

$$\begin{aligned} J &:= \int_{z_0-l}^{z_0+l} \exp(jkz \cos \theta) I(z) dz = \int_{-l}^l \exp[jk(u + z_0) \cos \theta] I(u + z_0) du = \\ &= \exp(jkz_0 \cos \theta) \int_{-l}^l [\cos(ku \cos \theta) + j \sin(ku \cos \theta)] I(u + z_0) du. \end{aligned} \quad (\text{A3.6})$$

Având în vedere faptul că funcțiile $I(u + z_0)$ și $\cos(ku \cos \theta)$ sunt pare în u , iar $\sin(ku \cos \theta)$ este impară în u , avem

$$\begin{aligned} J &= 2 \exp(jkz_0 \cos \theta) \int_0^l \cos(ku \cos \theta) \sin[k(l - u)] du = \\ &= \exp(jkz_0 \cos \theta) \int_0^l \{\sin[k(l - u) + ku \cos \theta] + \sin[k(l - u) - ku \cos \theta]\} du. \end{aligned} \quad (\text{A3.7})$$

Această integrală este ușor de calculat prin metoda substituției. În final se obține amplitudinea complexă a intensității câmpului electric:

$$\vec{E} = \frac{j60\pi d_0}{r\sqrt{\epsilon_r}} \exp(-jkr) \exp\{jk[r_p \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_p) + z_0 \cos \theta]\} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}. \quad (\text{A3.8})$$

Prezentăm în final trei programe Matlab pentru calculul diagramelor de radiație orizontală (arlinoriz.m), verticală (arlinvert.m) și tridimensională (arlin3d.m) ale grupărilor de antene filare. Ele se bazează pe însumarea câmpurilor de forma (A3.8). Antenele sunt paralele cu axa Oz , iar pozițiile lor sunt specificate, conform notațiilor de mai sus, prin $r := r_{p0}$, $phip := \varphi_p$, $z := z_0$. Programele sunt rulate pentru configurația din fig. A3.2, care reprezintă două antene filare de lungimi $\lambda/2$, distanțate cu $\lambda/4$ și alimentate cu doi curenți defazați cu $\pi/2$, iar rezultatele sunt prezentate în figurile A3.3...A3.5.

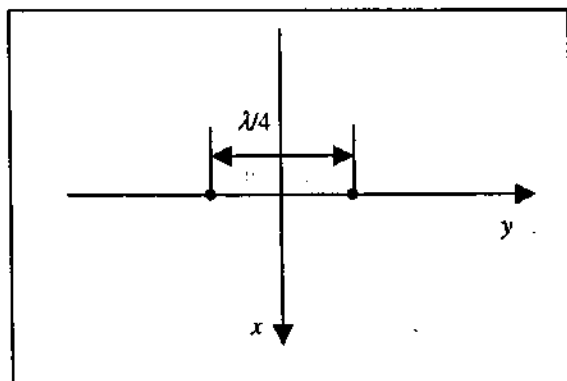


Fig. A3.2. Două antene filare, de lungimi $\lambda/2$, distanțate cu $\lambda/4$ și alimentate defazat cu $\pi/2$.

```
%program arlinoriz.m
%interferenta in plan orizontal
%a antenelor filare paralele cu axa z
%situate in 3D in jurul originii
clear
lambda=10; %lungimea de unda in metri
k=2*pi/lambda;
epsilon=1;
RP=1; %distanța la care se masoara campul in metri
```

```

C=j*60/(RP*sqrt(epsilonr))*exp(-j*k*RP)/RP; %o constanta
%urmatorii cinci vectori trebuie sa aiba aceeaasi lungime
r=[lambda/8 lambda/8]'; %distantele fata de origine
phip=[-pi/2 pi/2]'; %longitudinile
z=[0 0]'; %distantele de la centre la xOy
L=[lambda/2 lambda/2]'; %lungimile antenelor
l=L/2; %semilungimile antenelor
IO=[1 exp(j*pi/2)]'; %amplitudinile complexe ale curentilor
N=length(r); %numarul antenelor
Rez=1000; %rezolutia de reprezentare
phi=linspace(0,2*pi, Rez); %pt diagrama de directivitate
repphi=repmat(phi,N,1);
repr=repmat(r,1,Rez);
repphip=repmat(phip,1,Rez);
repz=repmat(z,1,Rez);
repl=repmat(l,1,Rez);
repIO=repmat(IO,1,Rez);
theta=pi/2;
E=C*repIO.*exp(j*k*(repr.*sin(theta*cos(repphi-repphip)+...
    repz*cos(theta))))).*...
    (cos(k*repl*cos(theta))-cos(k*repl))/sin(theta);
Ec=sum(E,1); %amplitudinea complexa a campului
AE=abs(Ec);
RE=AE/max(AE);
figure(3)
polar(phi,RE,'k')
title('diagrama de radiatie orizontala','FontSize',8)

```

```

%program arlinvert.m
%interferenta in plan vertical
%a antenelor filare paralele cu axa z
%situate in 3D in jurul originii
clear
lambda=10; %lungimea de unda in metri
k=2*pi/lambda;
epsilonr=1;
RP=1; %distanța la care se masoara campul in metri
C=j*60/(RP*sqrt(epsilonr))*exp(-j*k*RP)/RP; %o constanta
%urmatorii cinci vectori trebuie sa aiba aceeaasi lungime
r=[lambda/8 lambda/8]'; %distantele fata de origine
phip=[-pi/2 pi/2]'; %longitudinile
z=[0 0]'; %distantele de la centre la xOy
L=[lambda/2 lambda/2]'; %lungimile antenelor
l=L/2; %semilungimile antenelor

```


program, arlin3d.m
 reprezentanta antenelor filare in spatiu;
 Grafice de directivitate 3d (program optimizat)

```

I0=[1 exp(j*pi/2)'; %amplitudinea complexa a curentului
N=length(r); %numarul antenelor
Rez=1000; %rezolutia de reprezentare
theta linspace(0,pi, Rez)+eps; %pt diagrama de directivitate
reptheta=repmat(theta,N,1);
repre=repmat(r,1,Rez);
repphip=repmat(hip,1,Rez);
reppz=repmat(z,1,Rez);
repl=repmat(1,1,Rez);
repi0=repmat(1,1,Rez);
phi1=0; %primul semiplan
phi2=phi1+pi; %al doilea semiplan
E1=C*repi0.*exp(j*k*(repre.*sin(reptheta).*cos(phi1-repphip)+...
repre.*cos(reptheta))))).*...
(cos(k*repl.*cos(reptheta))-cos(k*repl))./sin(reptheta);
E1=sum(E1,1); %amplitudinea complexa a campului
AE1=abs(E1);
AE1=max(AE1);
RE1=AE1/max(AE1);
E2=C*repi0.*exp(j*k*(repre.*sin(reptheta).*cos(phi2-repphip)+...
repre.*cos(reptheta))))).*...
(cos(k*repl.*cos(reptheta))-cos(k*repl))./sin(reptheta);
E2=sum(E2,1); %amplitudinea complexa a campului
AE2=abs(E2);
AE2=max(AE2);
RE2=AE2/max(AE2);
%reprezentarea se face in coordonatele polare asociate
%planului ales (nu in coordonatele sferice initiale)
phi1=pi/2-theta;
phi2=pi/2-theta+pi/2;
figure(3)
polar(phi1,RE1,k)
polar(phi2,RE2,k)
title('diagrama de radiatie verticala','FontSize',8)

```

```

%foloseste matrici tridimensionale
clear
lambda=10; %lungimea de unda in metri
k=2*pi/lambda;
epsilon_r=1;
RP=1; %distanța la care se masoara campul in metri
C=j*60/(RP*sqrt(epsilon_r))*exp(-j*k*RP)/RP; %o constanta
%urmatorii cinci vectori trebuie sa aiba aceeasi lungime
r=[lambda/8 lambda/8]'; %distanțele fata de origine
phi=[-pi/2 pi/2]'; %longitudinile
z=[0 0]'; %distanțele de la centre la xOy
L=[lambda/2 lambda/2]'; %lungimile antenelor
l=L/2; %semilungimile antenelor
I0=[1 exp(j*pi/2)]'; %amplitudinea complexa a curentului
N=length(r); %numarul antenelor
Rez=100; %rezolutia de reprezentare
phi=linspace(0,2*pi, Rez); %pt diagrama de directivitate
theta=linspace(0,pi,Rez)+eps;
theta=theta';
rep_theta=repmat(theta,1,length(phi));
rep_phi=repmat(phi, length(theta),1);
rep3_theta=repmat(rep_theta,[1 1 N]);
rep3_phi=repmat(rep_phi,[1 1 N]);
I3=zeros(1,1,N);
I3(1,1,:)=I0;
I3=repmat(I3,[length(theta), length(phi) 1]);
r3=zeros(1,1,N);
r3(1,1,:)=r;
r3=repmat(r3,[length(theta), length(phi) 1]);
phi3=zeros(1,1,N);
phi3(1,1,:)=phi;
phi3=repmat(phi3,[length(theta), length(phi) 1]);
z3=zeros(1,1,N);
z3(1,1,:)=z;
z3=repmat(z3,[length(theta), length(phi) 1]);
l3=zeros(1,1,N);
l3(1,1,:)=l;
l3=repmat(l3,[length(theta), length(phi) 1]);
E=C*I3.*exp(j*k*(r3.*sin(rep3_theta).*cos(rep3_phi-phi3)+...
    z3.*cos(rep3_theta)))).*...
    (cos(k*l3.*cos(rep3_theta))-cos(k*l3))./sin(rep3_theta);
E=sum(E,3); %amplitudinea complexa a campului
AE=abs(E);
XE=AE.*sin(rep_theta).*cos(rep_phi);
YE=AE.*sin(rep_theta).*sin(rep_phi);
ZE=AE.*cos(rep_theta);

```

```

X=XE/max(max(AE));
Y=YE/max(max(AE));
Z=ZE/max(max(AE));
%diagrama de radiatie in 3d
figure(1)
colormap('gray')
surf(X,Y,Z)
axis equal
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')
title('diagrama de radiatie','FontSize',8)

```

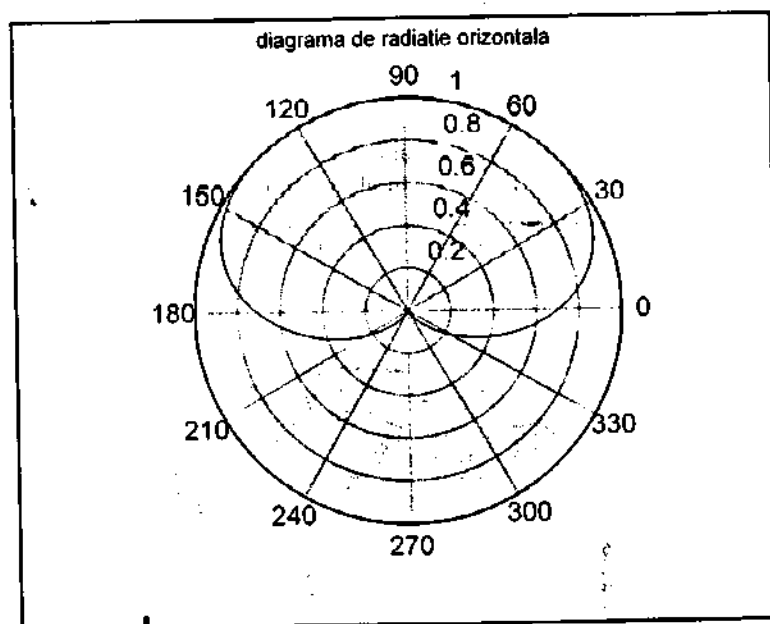


Fig. A3.3. Rezultatul rulării programului arlinoriz.m.

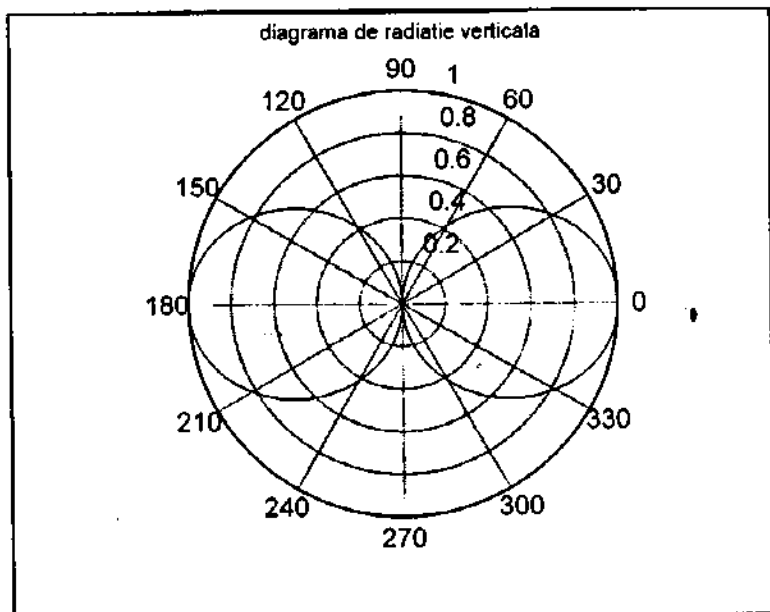


Fig. A3.4. Rezultatul rulării programului arlinvert.m. Sistemul de coordonate polare este cel natural asociat planului xOz .

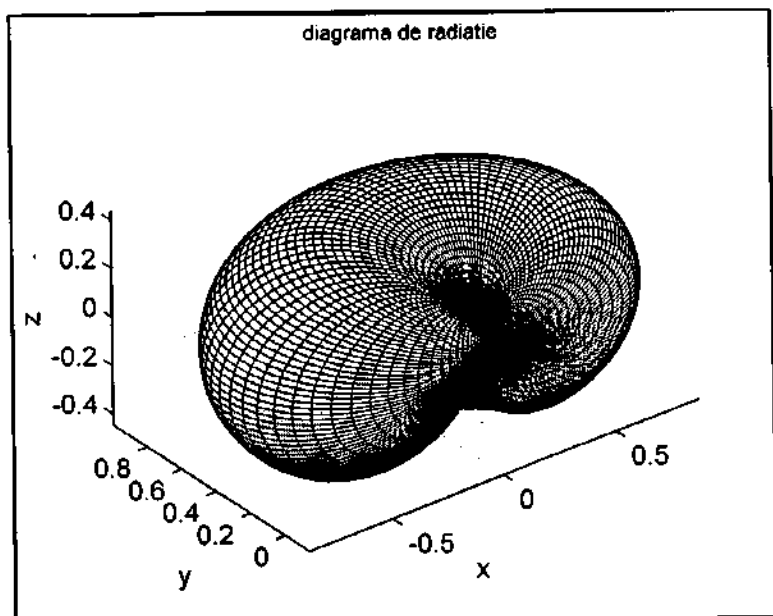


Fig.A3.5. Rezultatul rulării programului arlin3d.m.

Bibliografie selectivă

- [1] R. Badoudal, Ch. Martin, S. Jacquet, *Les micro-ondes*, Masson, Paris, 1993
- [2] R. E. Collin, *Foundations for microwave engineering*, McGraw-Hill, Inc., 1992
- [3] R.E.Collin, F.J.Zucker, *Antenna Theory*, McGraw-Hill, Inc., 1969
- [4] I. De Sabata, *Bazele electrotehnicii*, lit. IPTV Timișoara, vol. I 1980, vol. II 1974, vol. III 1977, vol. IV în manuscris.
- [5] N. N. Fiódorov, *Fundamentos de electrodinámica*, Mir, Moscova, 1982
- [6] O.Gotthard, *FM- und TV Sendeantennen - systeme*, Kathrein Werke KG Rosenheim, 1989.
- [7] A. Ignea, *Introducere în compatibilitatea electromagnetică*, Editura de Vest, Timișoara. 1998
- [8] N.Izyumov, D.Linde, *Fundamentals of Radio*, Mir Publishers, Moscow, 1976.
- [9] E.Mârza, R.Munteanu, *Radiocomunicații*, Ed. Univ. Tehnice Timișoara, 1993.
- [10] Ed. Nicolau, *Antene și propagare*, Ed. didactică și pedagogică, București, 1982.
- [11] V. Nikolski, *Electrodinamique et propagation des ondes radio-électriques*, Mir, Moscova, 1982.
- [12] J. A. Stratton, *Théorie de l'Electromagnétisme*, Dunod, Paris, 1961
- [13] M. Sucher, J. Fox, *Handbook of Microwave Measurements*, vol. I, II și III, Polytechnic Press, Brooklin, 1963

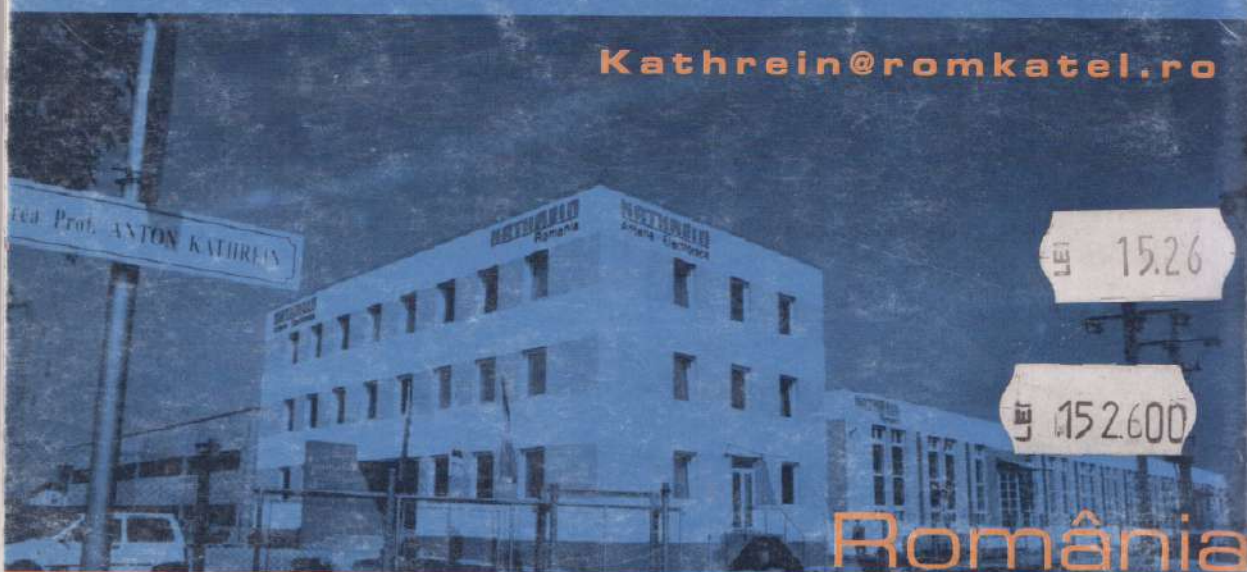


EDITURA de VEST

Dacă, în urmă cu câțiva ani, problematica antenelor și propagării interesa un grup restrâns de specialiști, și anume, pe cei din domeniul comunicațiilor, inclusiv pe radioamatori, în prezent ea începe să-i preocupe și pe cei din domeniul compatibilității electromagnetice; apoi, având în vedere creșterea gradului de poluare electromagnetică, sfera de interes se lărgeste și pentru studierea efectelor biologice ale câmpului electromagnetic ș.a.m.d.

Cartea de față se adresează, cu precădere, inginerilor și studenților din domeniul electronicii și comunicațiilor, dar poate fi folosită și de către alți specialiști din domenii conexe și este consacrată, în totalitate, prezentării principalelor aspecte privind generarea și propagarea undelor electromagnetice, a antenelor și a sistemelor radiante și, nu în ultimul rând, a calibrării antenelor și a măsurării unor parametri ai câmpului electromagnetic.

Kathrein@romkatel.ro



România

LOCUL UNDE IDEILE POT DEVENI REALITATE!

ISBN 973-36-0351-1