6.2. PROPAGAREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE ÎN SISTEMELE DE RADIORELEE

6.2.1. Calculul câmpului electromagnetic în sistemele de radiorelee

6.2.1.1. Aproximarea antenelor ca elemente punctiforme

In calculele legate de câmpul EM, în SRR şi SCS se pot introduce simplificări datorită dimensiunilor neglijabile ale antenelor faţă de distanţele dintre staţii (zeci de km în SRR, sute … mii de km în SCS).

Fie o antenă emisivă filiformă AB cu lungimea $\boldsymbol{l}$, la distanţa $\boldsymbol{d}$ de receptorul punctiform R – fig. 6.11.

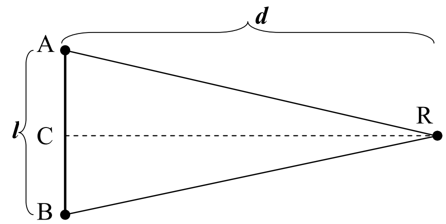

Fig. 6.11 Antenă emisivă filiformă

Câmpul în R este suma câmpurilor create de elementele emisive ale antenei şi care ajung în R cu faze diferite în funcţie de diferenţa dintre drumurile parcurse: distanţa AR este mai mare decât CR = $\boldsymbol{d}$. Evident:

$\mathbf{AR^2 - CR^2 = AR^2 - \boldsymbol{d}^2 = AC^2 = (\boldsymbol{l}/2)^2}$.

$\mathbf{AR^2 - \boldsymbol{d}^2 = (AR - \boldsymbol{d})\cdot(AR + \boldsymbol{d}) = \Delta \boldsymbol{d}\cdot 2\boldsymbol{d}}$, ($\boldsymbol{\Delta d}$ este diferenţa de drum) de unde diferenţa de drum şi defazajul sunt:

$$\Delta \boldsymbol{d} = \boldsymbol{l}^2/8\boldsymbol{d} \qquad \Delta\boldsymbol{\varphi} = 2\pi\,\Delta \boldsymbol{d}/\boldsymbol{\lambda} = 2\pi\left(\boldsymbol{l}^2/8\boldsymbol{d}\boldsymbol{\lambda}\right) \tag{6.34}$$

Dacă $\boldsymbol{\Delta d}$ este mică faţă de lungimea de undă, diferenţa de drum introduce un defazaj neglijabil şi oscilaţiile pot fi considerate în fază (se adună algebric). De obicei se admite că defazaje sub $\approx \mathbf{20}^\circ$ se pot neglija; pentru $\boldsymbol{\Delta d} = \boldsymbol{\lambda}/\mathbf{16}$ rezultă $\boldsymbol{\Delta\varphi} = \boldsymbol{\pi}/\mathbf{8} = \mathbf{22{,}5°}$. Aşadar, condiţia pentru neglijarea efectelor diferenţei de drum este:

$$\Delta \boldsymbol{d} \le \boldsymbol{\lambda}/\mathbf{16} \quad \text{sau} \quad \boldsymbol{d} \ge \mathbf{2}\boldsymbol{l}^2/\boldsymbol{\lambda} \quad \left(\text{in acest caz} \quad \Delta\boldsymbol{\varphi} \le \boldsymbol{\pi}/\mathbf{8}\right) \tag{6.35}$$

Cu (6.34) realizată, se poate admite că antena emisivă este punctuală şi ca urmare, suprafeţele de undă sunt sferice. Aceasta nu înseamnă că amplitudinile oscilaţiilor sunt aceleaşi pe direcţii diferite. Antenele fiind directive, pe direcţii diferite, la aceeaşi distanţă de sursă amplitudinile oscilaţiilor sunt diferite, dar frontul de undă în locul de amplasare al antenei receptoare este practic sferic.

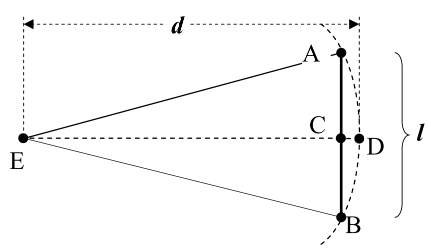

Fig. 6.12 Antenă de recepţie

Se va arăta că antena receptoare plasată la distanţă mare de emiţător sesizează frontul de undă ca fiind plan. In adevăr, antena receptoare fiind cu extremităţile în A şi B – fig. 6.12, diferenţa de fază dintre oscilaţiile de pe frontul de undă sferic ADC şi oscilaţiile de pe planul ACD este neglijabilă. Diferenţa de fază dintre oscilaţiile din C şi D este determinată de diferenţa de drum $\boldsymbol{\Delta d} = \mathbf{CD}$. Calculând ca mai sus, condiţa ca diferenţa de fază să fie neglijabilă ($\le \mathbf{22^o}$) rezultă sub forma (6.34).

In SRR şi SCS frecvenţele utilizate sunt **1 … 25GHz**, deci $\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{0.3 \ldots 0.012}$ şi $\boldsymbol{\lambda}^2/\mathbf{16} = \mathbf{0{,}0188 \ldots 7{,}5\cdot 10^{-4}}$. Dimensiunile antenelor sunt în acord cu frecvenţele: $\boldsymbol{l}$ **= 10 … 0,5m**. Distanţele dintre staţii sunt: în SRR $\boldsymbol{d}$ **= 30 … 120km**, în SCS $\boldsymbol{d}$ **= 500 … 35000km**. Rezultă, pentru SRR $\boldsymbol{\Delta d} = \mathbf{4\cdot 10^{-4} \ldots 10^{-6}}$ iar pentru SCS cu cel puţin un ordin de mărime mai mici, satisfăcând condiţia (6.35)

6.2.1.2. Calculul câmpului electromagnetic

Considerând o antenă de emisie cu câştig $\boldsymbol{G_E}$, la distanţa $\boldsymbol{d}$ densitatea de putere $\boldsymbol{p}$ este:

$$\boldsymbol{p} = \frac{\boldsymbol{P_E G_E}}{\mathbf{4}\boldsymbol{\pi d}^2} \qquad (\boldsymbol{P_E} - \text{puterea de emisie}) \tag{6.36}$$

Densitatea de putere se poate exprima şi în funcţie de valorile eficace ale intensităţii câmpului electric ($\boldsymbol{E_{ef}}$) şi magnetic ($\boldsymbol{H_{ef}}$) prin modulul vectorului Poyting:

$$p = \frac{c}{2}\left(\varepsilon E_{ef}^2 + \mu H_{ef}^2\right) \quad (\varepsilon, \mu \text{ – permitivitatea şi permeabilitatea mediului, } c \text{ – viteza UEM}) \qquad (6.37)$$

Ştiind că $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ iar *impedanţa de undă* Z este:

$$Z = E_{ef}/H_{ef} = \sqrt{\mu/\varepsilon}, \text{ în vid } Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 377\Omega \qquad (6.38)$$

din (6.37) rezultă:

$$p = E_{ef}^2/Z = E^2/2Z \quad (E \text{ - amplitudinea}) \qquad (6.39)$$

Din (6.36) şi (6.39) se obţine amplitudinea câmpului electric generat de antena emisivă:

$$E = \sqrt{\frac{P_E G_E Z}{2\pi d^2}} \quad \text{în vid } E_0 = \frac{1}{d}\sqrt{60 P_E G_E} \qquad (6.40)$$

6.2.1.3. Efectele interferenţei cu undele reflectate în cazul Pământului plan

Dacă distanţa dintre staţii nu este prea mare, se poate considera Pământul plan.

Reflexiile fiind inevitabile, în calculul câmpului la receptor (R) trebuie considerate şi undele reflectate. Cel mai simplu caz apare în fig. 6.13: unda directă ER interferă cu unda reflectată EAR.

Considerând unda directă (ER) origine de fază cu amplitudinea E_1, oscilaţia în R este:

$e_1(t) = E_1 \cos\omega t$.

Reflexia -schimbarea direcţiei de propagare, este însoţită de scăderea amplitudinii şi de modificarea fazei undei reflectate, adică *coeficientul de reflexie* este complex, de forma:

$\rho = |\rho| e^{-j\beta}$

Ca urmare, oscilaţia reflectată este, în punctul de reflexie:

$\overline{E}_{A reflectat} = \overline{E}_{A incident} |\rho| e^{-j\beta}$

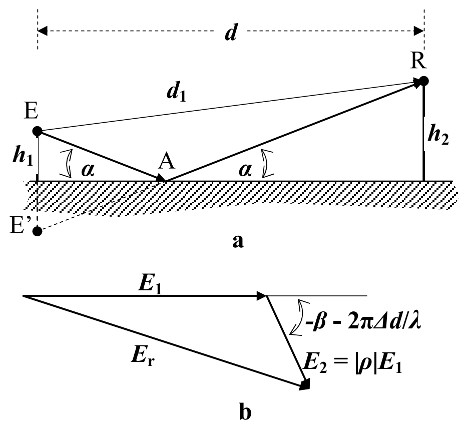

Fig. 6.16. Reflexie în propagarea UEM (a) şi compunerea vectorilor câmpului (b)

Unda reflectată ajunge în R prin A cu amplitudinea $|\rho|E_1$ (se poate considera că variaţia de amplitudine se datorează numai reflexiei, nu şi creşterii, nesemnificative, a distanţei parcurse) şi cu defazajul suplimentar β introdus la reflexie, după ce parcurge drumul d_2: d_2 = **RE' = EA + AR**, deci cu o diferenţă de drum Δd şi eventual; oscilaţia reflectată în R este deci:

$e_2(t) = |\rho| E_1 \cos(\omega t - \beta - 2\pi\,\Delta d/\lambda)$

Cele două oscilaţii se sumează vectorial (fig. 6.16.b):

$$E_r = \sqrt{E_1^2 + (|\rho|E_1)^2 + 2E_1|\rho|E_1\cos(\beta + 2\pi\,\Delta d/\lambda)} = E_1\sqrt{1 + |\rho|^2 + 2|\rho|\cos(\beta + 2\pi\,\Delta d/\lambda)}$$

In funcţie de defazajul total $\beta + 2\pi\,\Delta d/\lambda$, amplitudinea rezultantei E_r variază între limitele:

$(1 - |\rho|)E_1 \le E_r \le (1 + |\rho|)E_1$ şi pentru $|\rho| \approx 1$ este $0 \le E_r \le 2E_1$.

Coeficientul de reflexie depinde de natura suprafeţei reflectante, de polarizarea şi frecvenţa undelor şi de unghiul de incidenţă. De regulă în SRR unghiurile de incidenţă sunt foarte mici (sub 1° ... 2°) şi în aceste cazuri polarizarea are efecte neglijabile; pentru soluri umede $|\rho| = 0.8 \ldots 0.95$ şi $\beta \approx 180^\circ$; pentru apa mării $|\rho| \approx 1$.

Cu bună aproximaţie se poate considera $\beta \approx 180^\circ$ şi $|\rho| \approx 1$ deci:

$$E_r = E_1\sqrt{2}\sqrt{1 - \cos(2\pi\,\Delta d/\lambda)} = E_1\sqrt{2}\sqrt{2(\sin^2(2\pi\Delta d/2\lambda))} = 2E_1\sin(\pi\Delta d/\lambda)$$

Rezultatul interferenţei este variaţia nivelului semnalului recepţionat între limite prea largi pentru a fi compensat de circuitul de RAA.

Considerând antenele situate la h_1 şi h_2, diferenţa de drum rezultă:

$$\Delta d = d_2 - d_1 = \sqrt{d^2 + (h_2 + h_1)^2} - \sqrt{d^2 + (h_2 - h_1)^2} = d\left[\sqrt{1 + \left(\frac{h_2 + h_1}{d}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{h_2 - h_1}{d}\right)^2}\right]$$

$$\Delta d = d_2 - d_1 = \sqrt{d^2 + (h_2 + h_1)^2} - \sqrt{d^2 + (h_2 - h_1)^2} = d\left[\sqrt{1 + \left(\frac{h_2 + h_1}{d}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{h_2 - h_1}{d}\right)^2}\right]$$

$$\Delta d \approx d\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{h_2 + h_1}{d}\right)^2 - 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{h_2 - h_1}{d}\right)^2\right) = \frac{2h_1h_2}{d}$$

Deoarece Δd este mic, cazul cel mai defavorabil este atunci când $|\rho| \approx 1$ şi $\beta \approx 180°$, situaţia frecventă în SRR. In acest caz, amplitudinea rezultantă este de forma:

$$E_r = 2E_1 \sin\frac{\pi \Delta d}{\lambda} = 2E_1 \sin 2\pi\frac{h_1h_2}{\lambda d} = \frac{2}{d}\sqrt{60 P_E G_E}\,\sin 2\pi\frac{h_1h_2}{\lambda d} \qquad (6.41)$$

Pentru $\Delta d = k\lambda$, $2h_1h_2/d = k\lambda$ ($k = 1, 2, ...$) semnalul rezultant se anulează (extincţie).

In ultima relaţie nu s-a ţinut seama că intensitatea câmpului radiat pe direcţii diferite este diferită (directivitatea antenei): E pe direcţia ER diferă faţă de cel emis pe direcţia EA. Eroarea comisă astfel este însă destul de mică, chiar pentru antene foarte directive deoarece $d >> h_1$, h_2 şi ca urmare unghiul dintre EA şi ER este foarte mic, apropiat de unghiul de deschidere al antenelor (minute … zeci de minute).

Reducerea sau chiar eliminarea efectelor reflexiilor se poate face rotind foarte puţin antenele (în plan vertical), fără o diminuare sensibilă a câştigurilor. Afirmaţia se justifică mai jos.

Diagrama de directivitate a unei antene arată cam ca în fig. 6.14, în care se observă că:

- pentru unghiuri sub valoarea de deschidere (θ_0), câştigul $G_E(\theta)$ variază lent cu θ (θ_0 este de câteva minute de arc);
- pentru unghiuri mai mari ca θ_0, $G_E(\theta)$ scade repede cu θ;
- pentru unghiuri mai mari ca θ_M, $G_E(\theta)$ este practic nul (θ_M este de ordinul a $1°$).

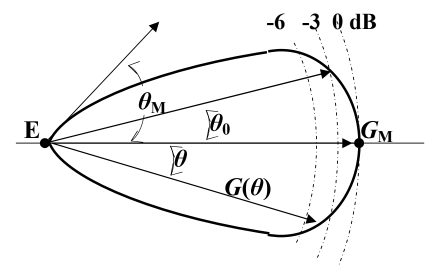

Fig. 6.14. Caracteristica de directivitate a antenei de emisie $G_E = G_E(\theta)$

Există tentaţia de a orienta antenele pe direcţia de câştig maxim, ca în fig. 6.15.a. In acest caz interferenţa cu reflectata poate diminua mult câmpul recepţionat. Ţinând seama de observaţiile de mai sus, este utilă rotirea în plan vertical cu unghiuri foarte mici (secunde – minute) a antenelor, astfel ca unda directă să fie neglijabil redusă, dar reflectata practic să dispară – fig. 6.15.b.

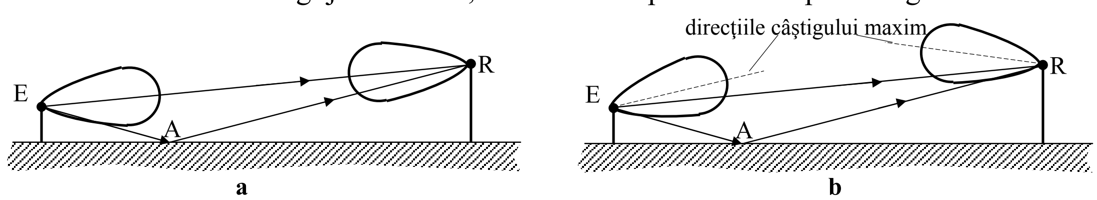

Fig. 6.15. Antene cu direcţiile de câştig maxim coliniare (a) şi necoliniare (b)

In discuţia de mai sus, suprafaţa plană considerată este o suprafaţă de referinţă, faţă de care se consideră înălţimile antenelor (în care se includ ridicăturile terestre pe care sunt amplasate). Aproximaţia plană este rezonabilă pentru distanţe mici (câţiva **km**).

6.2.1.4. Efectele interferenţei cu undele reflectate în cazul Pământului sferic. Reducerea la Pământul plan

Chiar dacă distanţa dintre staţiile de RR sunt mici (max. **100 = 120km**) faţă de raza Pământului (**6400km**), curbura acestuia influenţează reflexiile şi interferenţele. Calcule mai precise se pot face aproximând pământul ca fiind sferic. Practic, se consideră o secţiune prin sfera de referinţă, faţă de care se consideră înălţimile antenelor – fig. 6.16.

$EE_2 = h_1$ şi $RR_2 = h_2$ sunt înălţimile antenelor faţă de cercul de referinţă.

$d_1 = \lg(\text{arc } E_2A) = R_p \cdot \alpha_1$, $d_2 = \lg(\text{arc } R_2A) = R_p \cdot \alpha_6$.

In triunghiurile **OE₁A** şi **OR₁A**:

$$\cos\alpha_1 = \frac{R_p}{R_p + \Delta h_1} = \frac{1}{1 + \Delta h_1 / R_p}$$

$$\cos\alpha_1 = \frac{R_p}{R_p + \Delta h_1} = \frac{1}{1 + \Delta h_1 / R_p}$$

α_1, α_2 sunt foarte mici şi e poate aproxima:

$$\cos\alpha_{1,2} \approx 1 - \alpha_{1,2}^2 / 2$$

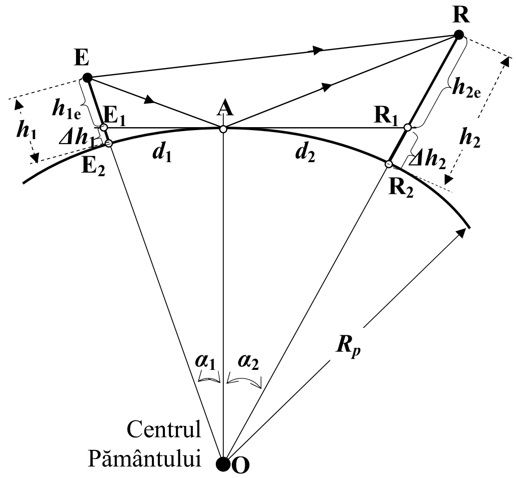

Fig. 6.16. Reflexii în aproximaţia pământului sferic.

Rezultă:

$$\alpha_{1,2} \approx \sqrt{2\Delta h_{1,2}/R_p}, \quad d_{1,2} = \sqrt{2R_p \Delta h_{1,2}}, \qquad d = d_1 + d_2 = \sqrt{2R_p}\left(\Delta h_1 + \Delta h_2\right) \tag{6.42}$$

Unghiurile α_1 şi α_2 sunt foarte mici (de exemplu, pentru d **= 120km**, $\alpha_1 + \alpha_2 = 120/6400 =$ **0.01875rad = 1,07°**) şi segmentele EE_1 şi RR_1, cu lungime foarte mică faţă de R_p pot fi considerate paralele cu **OA**. Prin aceasta, problema sferică se reduce la problema plană: Pământul se consideră plan între punctele E_1 şi E_2 plasate la distanţa d; antenele de consideră verticale, plasate în E_1 şi E_2, cu înalţimile echivalente $h_{1e} = h_1 - \Delta h_1$ şi $h_{2e} = h_2 - \Delta h_6$. Cunoscând poziţiile pe teren, se determină α_1 şi α_2, apoi cu (6.42) Δh_1 şi Δh_2; înălţimile echivalente h_{1e} şi h_{2e} se stabilesc pe considerente de propagare (evitarea eventualelor obstacole), eliminare a reflexiilor şi posibilităţi tehnice. Apoi se pot face calculele pentru determinarea câmpului.

6.2.2. Efectele variaţiei indicelui de refracţie asupra propagării UEM

Din cauza variaţiei indicelui de refracţie[1] $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ al atmosferei cu altitudinea, traiectoria UEM nu este o linie greaptă geometric, fiind curbată spre sol şi în consecinţă perturbabilă de către obstacole – fig. 6.17 sau asigurând legătura la o distanţă mai mare decât geometric posibilă.

Intr-o primă aproximaţie, se presupune atmosfera formată din staturi sferice cu indici de refrecţie diferiţi; în fig. 6.18 sunt reprezentate patru asfel de straturi, cu indici de refracţie: $n_0 > n_1 > n_2$. O UEM emisă din **E** se refractă în E_1, E_2, E_3, … cu unghiurile din fig. 6.18. Conform legii refracţiei, în E_2 de exemplu: $n_1 \sin i_2 = n_2 \sin r_2$.

Teorema sinusurilor în triunghiul **OE₁E₂**: $\dfrac{OE_2}{\sin r_1} = \dfrac{OE_1}{\sin i_2}$; $\dfrac{R_{p2}}{\sin r_1} = \dfrac{R_{p1}}{\sin i_2}$; $R_{p2} \sin i_2 = R_{p1} \sin r_1$

---

[1] Indicele de refracţie optic (pentru spectrul vizibil) al atmosferei standard este: n_0 **= 1.00029**

$$R_{p2}\frac{n_2}{n_1}\sin r_2 = R_{p1}\sin r_1; \quad R_{p2}n_2\sin r_2 = R_{p1}n_1\sin r_1$$

Ultima relaţie poate fi scrisă în toate punctele de refracţie şi rezultă:

$$R_{pk}n_k\sin r_k = ... = R_{p1}n_1\sin r_1 = R_{p0}n_0\sin r_0 \qquad (6.43)$$

r_0 este complementul *unghiului de elevaţie* γ.

Indicile de refracţie al atmosferei n este foarte apropiat de **1** şi scade aproximativ liniar cu altitudinea h de valoarea la altitudine nulă n_0 după relaţia:

$$n = n_0 + \alpha h \quad (\alpha = \mathrm{d}n/\mathrm{d}h, \quad \alpha < 0) \qquad (6.44)$$

Coeficientul α depinde de variaţia presiunii şi temperaturii atmosferice după relaţia semi-emirică:

$$\alpha = \frac{1}{R_p}\left(-0{,}2 + 30\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}h} - 6\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}h}\right)$$

Pentru o atmosferă temperată, curată, cu umiditate redusă – *atmosfera standard*, s-au măsurat:

$\mathrm{d}p/\mathrm{d}h \approx -0{,}0033\,\mathrm{milbar/m} \quad \mathrm{d}T/\mathrm{d}h \approx 0{,}009^\circ\,\mathrm{C/m}$, cu care

$$\alpha \approx \frac{1}{R_p}(-0{,}2 - 0{,}1 + 0{,}05) \approx -\frac{1}{4R_p} \qquad (6.45)$$

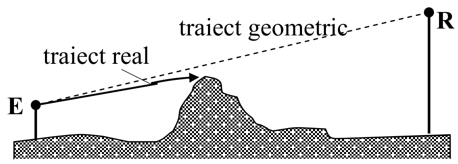

Fig. 6.17. Curbarea traiectoriei UEM datorită variaţiei indicelui de refracţie

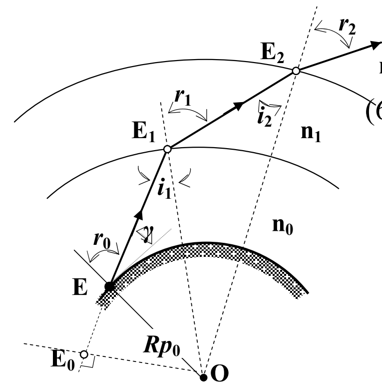

Fig. 6.18. Refracţia prin straturi atmosferice succesive

Relaţia (6.45) se aplică *atmosferei standard*, în straturi joase ale atmosferei. Local, în funcţie de condiţiile meteo, poluare etc., atmosfera reală poate să difere mult de aceea standard. Ca urmare, se obişnuieşte utilizarea unei relaţii de tipul (6.45) în care, în locul $4R_p$, se introduce ρ (cu valoarea $4R_p$ pentru atmosfera standard):

$$n = n_0 - \frac{h}{\rho} = n_0\left(1 - \frac{h}{n_0\rho}\right) \approx n_0\left(1 - \frac{h}{\rho}\right) \qquad (-1/\rho \text{ este gradientul indicelui de refracţie}) \qquad (6.46)$$

Pe de altă parte, ştiind că stratul cu indice n are raza $R_p = R_{p0} + h$, din (6.43) rezultă:

$$R_{p0}n_0\sin r_0 = (R_{p0} + h)n_0\left(1 - \frac{h}{\rho}\right)\sin r; \quad \sin r_0 = \left(1 + \frac{h}{R_{p0}}\right)\left(1 - \frac{h}{\rho}\right)n_0\sin r$$. Neglijând $\frac{h^2}{R_{p0}\rho}$:

$$\left[1 + h\left(\frac{1}{R_{p0}} - \frac{1}{\rho}\right)\right]\sin r = \sin r_0 \qquad (6.47)$$

Deoarece în calcule este greu de luat în consideraţie curbarea traiectoriei datorată refracţiei, se introduce noţiunea de *rază echivalentă* ca mai jos.

Dacă n ar fi constant, UEM s-ar propaga în linie dreaptă, $1/\rho = 0$ şi (6.47) devine:

$$\left(1 + \frac{h}{R_{p0}}\right)\sin r = \sin r_0 \qquad (n = \mathrm{constant}) \qquad (6.48)$$

Se observă că, înlocuind în (6.47) expresia dintre parantezele rotunde cu o *rază echivalentă* R_{pech}, se obţine o relaţie asemănătoare cu (6.48):

$$\left(1 + \frac{h}{R_{pech}}\right)\sin r = \sin r_0, \qquad \frac{1}{R_{pech}} = \frac{1}{R_{p0}} - \frac{1}{\rho} \qquad (\rho_{atm.\,standard} = 4R_{p0}) \qquad (6.49)$$

Aceasta înseamnă că propagarea ne-rectilinie a UEM (mediu cu n variabil) este înlocuită cu propagarea rectilinie (mediu cu $n = n_0 =$ **constant**).
Se va observa că pentru atmosfera standard: $R_{pech} = 4R_{p0}/3 = 4\cdot6374/3 =$ **8499km ≈ 8500km**.
Pentru o atmosferă reală:

$$R_{pech} = KR_{p0} \qquad K \text{ este } \textit{indicele troposferic} \tag{6.50}$$

$K = 4/3$ în *atmosfera standard*;
$K > 4/3$ în *atmosferă suprastandard*;
$K < 4/3$ în *atmosferă substandard*.

Pentru calcule, în SRR se foloseşte *indicele de refracţie modificat* N definit ca:

$$N = n + \frac{h}{R_{p0}} = n_0 + \frac{h}{R_{pech}} \tag{6.51}$$

şi *modulul de refracţie* M (măsură a excesului faţă de **1** a lui n_0, foarte apropiat de **1**):

$$M = (N-1)\cdot10^6 = \left(n_0 - 1 + \frac{h}{R_{pech}}\right)\cdot10^6 \quad \text{(ppm, milionimi)} \tag{6.52}$$

Intreaga discuţie de mai sus justifică considerarea propagării rectilinii a UEM într-un sistem cu Pământul sferic având raza echivalentă (6.50), în care K este determinat experimental iar calculele se fac pentru atmosfera standard şi se verifică pentru cazurile reale extreme (cel mai mic şi cel mai mare K).

Se va observa că datorită curbării traiectoriei UEM, *orizontul radio* este mai îndepărtat decât *orizontul geometric*. Atlfel spus, distanţa maxim posibilă dintre două staţii este în mod real mai mare decât aceea geometric posibilă. In adevăr, distanţa geometrică maximă dintre două staţii este: $d_{geom\,\max} = \alpha R_{p0}$ iar distanţa radio maximă este $d_{radio\,\max} = \alpha_{ech}R_{pech} = \alpha_{ech}KR_{p0}$ - fig. 6.19. Se observă că:

$$\cos\frac{\alpha_{ech}}{2} = \frac{R_{pech}}{R_{pech}+h} \approx 1 - \frac{(\alpha_{ech}/2)^2}{2} = 1 - \frac{\alpha_{ech}^{\ 2}}{8} \quad (\alpha_{ech} \approx 1)$$

$$\frac{R_{pech}}{R_{pech}+h} \approx 1 - \frac{h}{R_{pech}} \quad (h \ll R_{pech})$$

$$\alpha_{ech} \approx 2\sqrt{2h/R_{pech}} = 2\sqrt{2h/KR_{p0}}$$

Analog, pentru d_{geom}: $\alpha \approx 2\sqrt{2h/R_{p0}}$

Rezultă:

$$\frac{d_{radio\,\max}}{d_{geom\,\max}} = \sqrt{K} \tag{6.53}$$

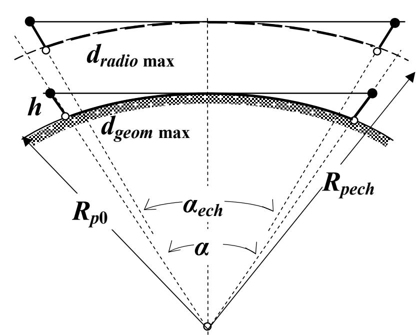

Fig. 6.19. Creşterea distanţei radio faţă de distanţa geometrică

Pentru $K = 4/3$, se obţine $d_{radio\,\max}/d_{geom\,\max} =$ **1,15**, o creştere cu 15% a distanţei de legătură (în ipoteza lipsei oricăror obstacole).

Propagarea UEM în atmosfera reală diferă, uneori destul de mult, de propagarea în atmosfera standard.

Intr-o atmosferă standard indicele de refracţie scade uniform cu înălţimea pe seama scăderii temperaturii şi a presiunii (concentraţiei) vaporilor de apă, deci modulul de refracţie creşte liniar (fig. 6.20.a), cu un gradient dM/dh: $dM/dh = 10^6\,h/R_{pech} = 10^6\,h/KR_{p0}$, $K_{atm.\,standard} = 4/3$

In situaţii reale, K diferă de valoarea standard, de regulă în straturile joase ale atmosferei, influenţate de precipitaţii, natura solului, radiaţia termică a solului, evaporare, activitate industrială.

Intr-o atmosferă substandard (***K* < 4/3**) ***M*** creşte cu altitudinea ***h*** mai repede decât în cazul standard (fig. 6.20.b) iar R_{pech} este mai mică (distanţa de propagare scade). Aceasta se întâmplă când temperatura scade cu altitudinea mai repede ca în mod normal sau când presiunea vaporilor de apă creşte.

In atmosfera suprastandard cu ***K* < 4/3**, ***M*** creşte lent sau rămâne constant cu altitudinea ***h*** (fig. 6.20.c); R_{pech} este mai mare şi distanţa de propagare creşte, uneori foarte mult.

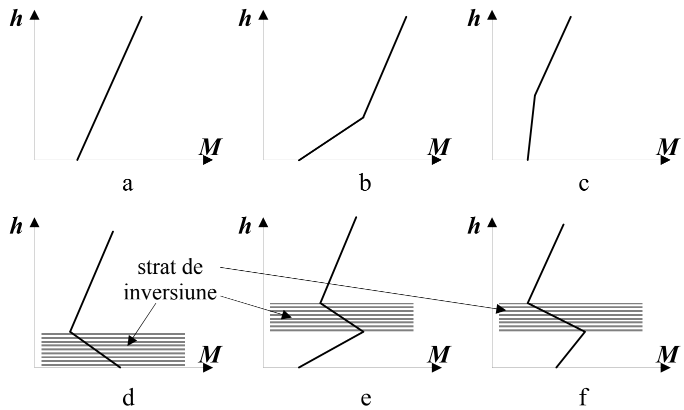

Fig. 6.20. Curbe tipice de variaţie a modulului de refracţie cu altitudinea: a – propagare standard; b – substandard; c – suprastandard, d, e, f - suprarefracţie

In anumite situaţii, în stratul de la nivelul solului sau situate mai sus, ***M*** scade cu altitudinea, are o variaţie inversă şi stratul se numeşte *de inversiune* (fig. 6.20.d,e,f). Strat de inversiune apare când temperatura aerului creşte cu altitudinea sau când presiunea vaporilor de apă scade brusc. Aceasta se întâmplă la suprafaţa mărilor când mase de aer cald de pe ţărmuri se deplasează deasupra apei (în general mai rece ca solul) şi pe suprafeţe de pământ întinse care se răcesc la venirea serii (aerul rămâne cald un timp).

Dacă UEM intra într-un strat de inversiune sub unghiuri de incidenţa foarte mici (sub $\mathbf{0.5^o}$) apare fenomenul de reflexie totală la suprafeţele de separaţie ale stratului cu straturile normale; aici fenomenul se numeşte *superrefracţie*. Consecinţa este ca stratul de inversiune de comportă ca un ghid de undă, permiţând propagarea UEM pe distanţe enorme (sute ... mii de km). Fenomenul apare pentru UEM cu λ comparabil cu grosimea stratului de inversiune.

6.2.3. Alegerea traseului liniei de radioreleu

Stabilirea liniei de radioreleu poate fi făcută mai uşor în ipoteza pământului echivalent (cu raza echivalentă din §6.6.2, fig. 6.18), considerând propagarea rectilinie a UEM.

Deoarece e greu să se opereze cu pilonii antenelor la verticala punctului deci cu linii radiale ca în fig. 6.18, se procedează la o deformare a suprafeţei terestre, din circulară în secţiune în parabolă după procedeul justificat în continuare.

Se consideră o secţiune prin sfera terestră echivalentă (cu raza R_{pech}) ca în fig. 6.21. Printr-un punct origine de coordonate **M** se trasează tangenta; **M** poate fi median faţă de staţiile $\mathbf{S_1}$, $\mathbf{S_2}$ ca în fig. 6.21 sau într-una din staţii. Pilonii staţiilor sunt pe verticalele din $\mathbf{S_1}$, $\mathbf{S_2}$. Este avantajos să se lucreze cu piloni perpendiculari pe planul tangent prin originea **M**, situaţi pe liniile $S_1^{/}A$ şi $S_2^{/}B$. Pentru aceasta, cercul de referinţă trebuie deformat, astfel ca toate altitudinile (***y***) să rămână neschimbate, oriunde ar fi situat punctul **A**, deci pentru orice abscisă. Unghiul $\boldsymbol{\alpha}$ fiind foarte mic, poziţia lui **A** este la abscisa $x_1 = \overline{MA} \approx ArcMS_1$. Trebuie determinată ordonata y_1 a punctului $S_1^{/}$. în condiţia $S_1A = S_1^{/}A = y_1$. Se observă că:

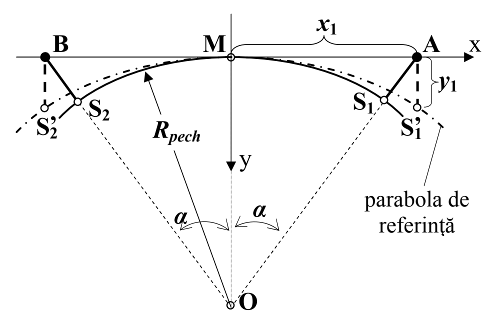

Fig. 6.21. Secţiune prin Pământul echivalent

$$\cos\alpha = \sqrt{1-\sin^2\alpha} \approx \sqrt{1-\alpha^2} \approx 1-\frac{\alpha^2}{2} = 1-\frac{1}{2}\left(\frac{x_1}{R_{pech}}\right)^2 = \frac{MA}{MO} = \frac{R_{pech}}{R_{pech}+y_1} \approx 1-\frac{y_1}{R_{pech}}$$, de unde:

$$y_1 = \frac{x_1^2}{2R_{pech}}, \text{ sau pentru orice } x\text{:} \quad y = \frac{x^2}{2R_{pech}} \qquad (6.54)$$

Relaţia (6.54) este ecuaţia unei parabole care, trecând prin originea coordonatelor, este *parabola de referinţă* – fig. 6.20.

Următoarea etapă constă în trasarea unui sistem de referinţă parabolic ca în fig. 6.22 în care pe vericală apare altitudinea. In acest sistem se trasează profilul terenului folosind o hartă topografică ca aceea din fig. 6.21 (scară 1:100000, ...), cu linii de nivel.

Fie două staţii R_{pech} între care trebuie stabiliă o legătură de radireleu, direct sau prin staţii intermediare. Intre S_1 şi S_2 figurate pe hartă, traseul poate fi o linie dreaptă (ca în fig 6.21) sau mai multe linii frânte.

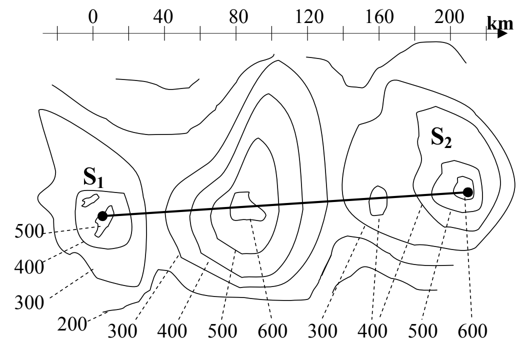

Fig. 6.22. Fragment de hartă topografică pentru stabilirea legăturii prin radioreleu

Folosind (6.50), adoptând un K, se determină R_{pech}; de regulă, în faza iniţială se consideră atmosfera standard (K = **4/3**, R_{pech} = **8500km**) pentru care există trasate reţele de coordonate parabolice după (6.54). In acest sistem se trasează profilul terenului din secţiunea prin S_1S_2 ca în fig. 6.23, în care s-a ales originea cam la mijlocul distanţei S_1S_2.

Având profilul traseului, se pot alege amplasamentele staţiilor şi înălţimea antenelor astfel ca traiectele (rectilinii) să nu intersecteze obstacole.

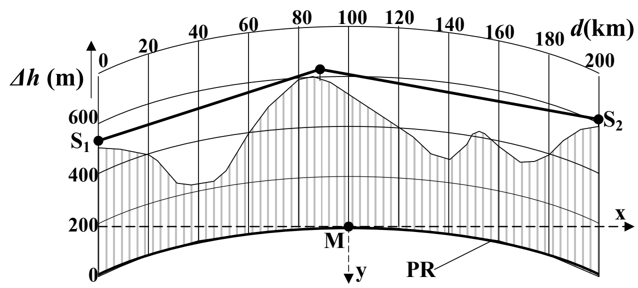

Fig. 6.23. Secţiune prin teren (profilul traseului) în coordonate faţă de parabola de referinţă (**PR**)

In continuare, adoptând valorile extreme previzibile în zonă ale indicelui troposferic K, se retrasează sistemul de coordonate parabolice şi se studiază propagarea.

Efectele obstacolelor se apreciază folosind teoria *elipsoizilpr Fresnel* care va fi detaliată în §6.6.4. Deocamdată se menţionează că, pentru evitarea interferenţei cu unda reflectată este bine ca măcar primul elipsoid să fie complet degajat. Deoarece adesea aceasta este o condiţie prea restrictivă, se acceptă interferenţe cu unde defazate cu cel mult $\pi/4$.

6.2.4. Elipsoizii Fresnel

In propagarea UEM unul dintre cele mai importante efecte este *difracţia* pe obstacolele din teren. Efectele difracţiei se determină pe baza mecanismului de propagare a undelor Huygens – Fresnel. Potrivit acestui principiu, undele se propagă prin suprafeţe de undă[1]. Punctele, elementele de suprafaţă ale unui front de undă se comportă ca oscilatori elementari, emiţând unde cu fronturi semisferice pe direcţia de propagare; noul front de undă este înfăşurătoarea fronturilor elementare.

Se consideră o sursă punctuală izotropă, în mediu izotrop. Suprafaţa de undă la un moment t este Σ_t. Elementele de suprafaţă de pe Σ_t, $d\sigma_1$, $d\sigma_2$, … generează suprafeţele elementare semisferice

[1] *Front (suprafaţă) de undă* – locul geometric al punctelor atinse de undă şi care oscilează în fază.

care la momentul $t + \Delta t$ sunt $\mathbf{d\Sigma_1}$, $\mathbf{d\Sigma_2}$, …; înfăşurătoarea acestora este frontul de undă rezultant $\mathbf{\Sigma_{t+\Delta t}}$ – fig. 6.24.

Fie o sursă punctuală **S**, un receptor punctual **R** şi o suprafaţă de undă sferică **Σ** produsă de **S** la un moment dat – fig. 6.24. Interpretând modul de propagare al undelor Huygens – Fresnel, rezultă că oscilaţia rezultantă în **R** este suma vectorială a oscilaţiilor generate de punctele suprafeţei de undă **Σ**.

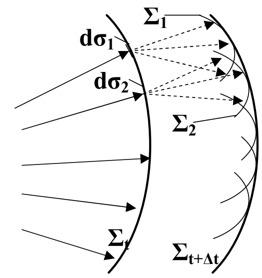

Fig. 6.24. Propagarea undelor

Se consideră oscilaţia în **R** datorată undei din $\mathbf{P_0}$, $\boldsymbol{E_0\cos\omega t}$, origine de fază. Oscilaţia în **R** datorată undei din **P**, $\boldsymbol{E\cos(\omega t + \Delta\varphi)}$, este defazată faţă de origine cu $\boldsymbol{\Delta\varphi = 2\pi\Delta d/\lambda}$ ($\boldsymbol{\Delta d = \delta - \delta_0}$).

Când punctul P se deplasează pe **Σ**, $\boldsymbol{\Delta d}$ variază, trecând prin valorile $\boldsymbol{\lambda/2}$, $\boldsymbol{2\cdot\lambda/2}$, $\boldsymbol{3\cdot\lambda/2}$, …$\boldsymbol{k\cdot\lambda/2}$, pentru care $\boldsymbol{E}$ este defazat faţă de $\boldsymbol{E_0}$ cu $\boldsymbol{\pi}$, $\boldsymbol{2\pi}$, $\boldsymbol{3\pi}$, … $\boldsymbol{k\pi}$ (evident, pentru valori intermediare ale $\boldsymbol{\Delta d}$ defazajul are valori intermediare ale fazei).

Fie $\mathbf{P_{\lambda/2}}$, $\mathbf{P_{2\lambda/2}}$, … $\mathbf{P_{k\lambda/2}}$ punctele de pe un front de undă pentru care defazajele sunt $\boldsymbol{\pi}$, $\boldsymbol{2\pi}$, $\boldsymbol{3\pi}$, … $\boldsymbol{k\pi}$. Evident, pe o suprafaţă de undă sferică, punctele $\mathbf{P_{\lambda/2}}$, $\mathbf{P_{2\lambda/2}}$, … $\mathbf{P_{k\lambda/2}}$ se află pe cercuri. Când frontul de undă se deplasează dinspre **S** spre **R**, punctele $\mathbf{P_{\lambda/2}}$, $\mathbf{P_{2\lambda/2}}$, … $\mathbf{P_{k\lambda/2}}$ descriu suprafeţe (fiecare se află pe câte o suprafaţă loc geometric). Pentru a determina forma acestor suprafeţe, se va observa că

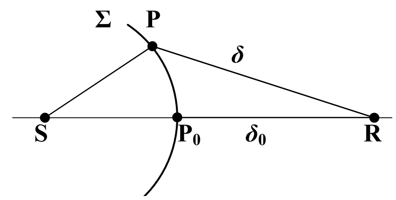

Fig. 6.24. Oscilaţia rezultantă în **R** din sursele elementare $\mathbf{P_0}$ şi **P**

$\boldsymbol{\Delta d} = \mathbf{PR - PR_0} = (\mathbf{SP + PR}) - (\mathbf{SP_0 + PR_0})$, deoarece $\mathbf{SP = SP_0}$.
Notând $\boldsymbol{d} = \mathbf{SR = SP_0 + P_0R}$, se obţine $\boldsymbol{\Delta d} = \mathbf{SP + PR -} \boldsymbol{d}$ sau:

$$\mathbf{SP + PR} = k\frac{\lambda}{2} + d, \quad k = 1\ 2, 3\ ... \qquad (6.55)$$

A rezultat că locul geometric al punctelor (de pe fronturi succesive) care realizează în receptor acelaşi defazaj ($\boldsymbol{k}$ **= const.**) realizează suma distanţelor la două puncte fixe constantă deci este un elipsoid – în secţiune plană o elipsă (fig. 6.25), cu focarele în **S** şi **R**. Elipsoizii se numesc *elipsoizi Fresnel* iar secţiunile *elipse Fresnel*. Evident, pentru fiecare valoare $\boldsymbol{k}$ există câte un elipsoid Fresnel.

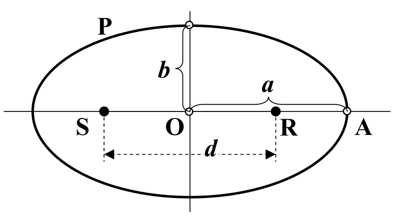

Fig. 6.25. Elipsă Fresnel

Caracteristicile elipsoizilor Fresnel sunt:

- distanţa focală: $\boldsymbol{c = d/2}$;
- semiaxa mare: $\boldsymbol{a = d/4 + k\lambda/2}$ $\qquad$ $(\boldsymbol{k\lambda/2 + d} = \mathbf{SA + RA = SO + OA + RA} = \boldsymbol{d/2 + a + a - d/2})$
- semiaxa mică: $\boldsymbol{b = \sqrt{kd\lambda}/2}$ $\qquad$ $(\boldsymbol{b^2 = a^2 - c^2 = (d/2 + k\lambda/4)^2 - d^2/4 = kd\lambda/4 + k^2\lambda^2/16 \approx kd\lambda/4})$

Pentru calculul câmpului rezultant trebuie să se sumeze contribuţiile fiecărui punct de pe suprafeţele de undă, operaţie dificilă. Simplificări mari se obţin folosind elipsoizii Fresnel şi o serie de simplificări.

Pentru fiecare $\boldsymbol{k}$ se poate trasa un elipsoid – se obţine o familie de elipsoizi, ca în fig. 6.26.a. Intersecţia acestei familii cu o suprafaţă de undă **Σ** determină cercuri şi între ele suprafeţe inelare (numai în jurul axei **SR** este un disc). Având în vedere distanţa mare dintre **S** şi **R**, fronturile pot fi considerate plane (vezi şi §6.1.1) iar rezultatul intersecţie este ca în fig. 6.26.b.

Se va aprecia contribuţia la rezultanta din **R** a diverselor puncte de pe suprafeţele de undă.

Contribuţiile undelor provenite din punctele de pe inelele dintre cercuri depind de defazaj, care variază de la $\boldsymbol{k\pi}$ la $\boldsymbol{(2k - 1)\pi}$, generând oscilaţii în fază şi în antifază a căror sumă poate fi neglijată. Ca urmare, în calculul oscilaţiei rezultante se poate lua în considerare numai contribuţia undelor provenite din punctele de pe cercurile rezultate din intersecţiile elipsoizilor cu frontul.

Evident, dacă $\boldsymbol{E_1}$, $\boldsymbol{E_2}$, … $\boldsymbol{E_k}$ sunt câmpurile (amplitudini) create de undele de pe cercurile cu $\boldsymbol{k = 1, 2, \dots}$ **k**, ţinând seama de defazaj, câmpul rezultant este:

$$\boldsymbol{E_0 = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots}$$

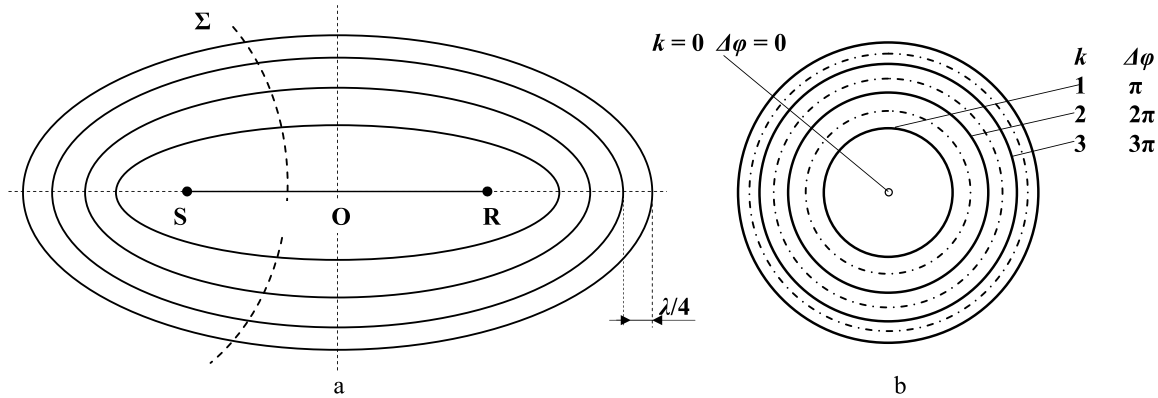

Fig. 6.26. Familie de elipse Fresnel (a) şi intersecţiile elipsoizilor cu o suprafaţă de undă **Σ** (b)

Pe măsură ce $\boldsymbol{k}$ creşte, distanţa dintre punctele generatoare de unde de pe front şi **R** creşte, deci amplitudinea oscilaţiei create scade. Scăderea este lentă şi cu o bună aproximaţie se poate considera că scăderea relativă este aceeaşi, adică: $\boldsymbol{\Delta E_k / E_k = (E_k - E_{k-1})/E_k = \varepsilon}$ ($\boldsymbol{\varepsilon}$ mic, constant). Rezultă $\boldsymbol{E_{k-1} = E_k(1-\varepsilon)}$ şi suma devine:

$$\boldsymbol{E_0 = E_1\left[1-(1-\varepsilon)+(1-\varepsilon)^2-(1-\varepsilon)^3+\dots\right] = E_1\left[1+(\varepsilon-1)+(\varepsilon-1)^2+(\varepsilon-1)^3+\dots\right]},$$

o serie geometrică cu raţia ($\boldsymbol{\varepsilon}$ **- 1**) a cărei sumă este:

$$\boldsymbol{E_0 = \frac{E_1}{1+(1-\varepsilon)} \approx E_1/2} \qquad \boldsymbol{(\varepsilon \ll 1)} \tag{6.56}$$

In concluzie, câmpul rezultant în **R** este **1/2** din contribuţia primului elipsoid[1], în ipoteza că propagarea se face în spaţiu liber şi toţi elipsoizii contribuie la câmpul rezultant (sunt deschişi).

Câmpul rezultant în prezenţa obstacolelor

In sine, calculul de mai sus nu prea util. Utilitatea apare când se pune problema efectelor reflexiilor şi a obstacolelor cauzatoare de difracţie, fenomene imposibil de neglijat în condiţii reale.

Se va calcula câmpul rezultant când perpendicular pe axa **SR** se află un ecran infinit cu deschidere circulară centrată pe axă şi diametru $\boldsymbol{D}$ reglabil (diafragmă, fantă circulară) - fig. 6.27.

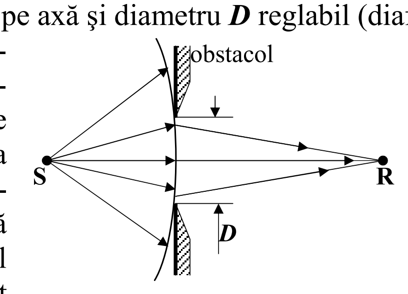

Fig. 6.27. Obstacol cu diafragmă pentru obturarea elipsoizilor Fresnel

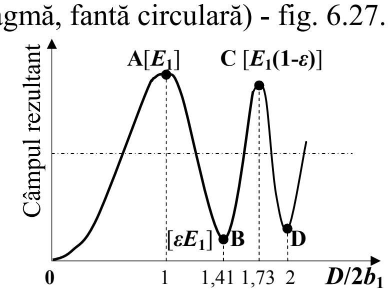

Fig. 6.28. Câmpul recepţionat la degajarea treptată a elipsoizilor

Pe măsură ce diametrul diafragmei creşte, intensitatea câmpului în **R** creşte până la degajarea completă a primului elipsoid când se obţine amplitudinea rezultantă $\boldsymbol{E_0 = E_1}$. Crescând diametrul diafragmei câmpul rezultant scade până la un minim când este complet degajat şi al doilea elipsoid: $\boldsymbol{E_0 = E_1 - E_2 = \varepsilon \cdot E_1}$. Rezultatul este o variaţie a amplitudinii oscilaţiei rezultante, cu maxime şi minime, pe măsura degajării de noi elipsoizi; nivelele tind spre limita $\boldsymbol{E_1/2}$ când toţi elipsoizii sunt degajaţi. Dacă ecranul este plasat la mijlocul distanţei dintre **S** şi **R**, elipsoizii sunt degajaţi când diametrul diafragmei devine egal cu dublul semiaxei mici a elipsoizilor. Maximele şi

---

[1] Acesta este rezultatul calculului exact, prin integrarea contribuţuiei tuturor punctelor de pe frontul de undă sferic.

minimele apar la diametrele: $D_1 = 2b_1 = \sqrt{d\lambda}/2$; $D_2 = 2b2 = \sqrt{2d\lambda}/2 = D_1/\sqrt{2}$; $D_3 = D_1/\sqrt{3}$ … ca în fig. 6. 28.

Se consideră acum că obstacolul este un semiplan infinit, plasat perpendicular pe axa **SR**, a cărui margine se deplasează deschizând treptat elipsoizii - fig. 6.29. Dacă $h = 0$, numai jumătate din punctele frontului de undă contribuie la câmpul rezultant, deci $E_0 = E_1/4$. Pe măsura degajării de noi elipsoizi ($h > 0$) apare variaţia câmpului rezultant asemănătoare celei din fig. 6.28. Dacă marginea obstacolului este “deasupra” axei **SR** ($h < 0$), câmpul rezultant scade uniform cu creşterea h spre zero (la obturaţie totală).

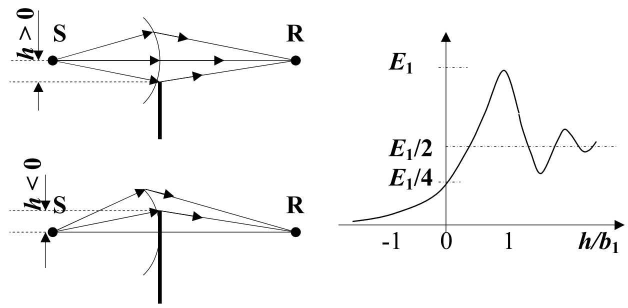

Fig. 6.29. Câmpul rezultant în cazul obstacolului semiplan

Un obstacol semiplan poate fi un munte, un deal, … Din cauza schimbării condiţiilor de propagare (temperatură, umidiate, …) se modifică imprevizibil indicele de refracţie şi deci traiectul real al UEM. Ca urmare, dacă numai un elipsoid este liber, pot apare schimbări lente dar importante ale câmpului rezultant. Astfel, este recomandabil să fie liberi cât mai mulţi elipsoizi, cel puţin doi.

Determinarea degajării elipsoizilor

Cunoscând traseul liniei de radioreleu (§6.6.3) se cunoaşte poziţia obstacolului **MP** faţă de punctele **S** şi **R** ale tronsonului. In consecinţă, prima operaţie după alegerea traseului constă în verificarea degajării elipsoizilor. Aceasta constă de fapt în determinarea ordonatei (deschiderii) elipsoizilor, adică a distanţelor ρ_1, ρ_2, … în funcţie de poziţia faţă de **S** şi **R**.

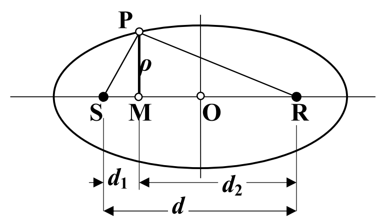

Fig. 6.30. Determinarea ordonatei punctelor pe primul elipsoid

Fie primul elipsoid – fig. 6.30 şi punctul **P** a cărui ordonată trebuie determinată în funcţie de d_1 şi d_6.

Din fig. 6.30: $SP + PR = d + \lambda/2$ sau

$$\sqrt{d_1^2+\rho^2}+\sqrt{d_2^2+\rho^2}=d+\lambda/2;\quad d_1\sqrt{1+\rho^2/d_1^2}+d_2\sqrt{1+\rho^2/d_2^2}=d+\lambda/2$$

Deoarece $\rho/d_1 << 1$ şi $\rho/d_2 << 1$, se dezvoltă în serie şi rezultă:

$$d_1\left(1+\frac{\rho^2}{2d_1^2}\right)+d_2\left(1+\frac{\rho^2}{2d_2^2}\right)=d+\frac{\lambda}{2}\quad \text{sau}\quad \rho^2\left(\frac{1}{d_1^2}+\frac{1}{d_2^2}\right)=\lambda \quad \text{Rezultă:}$$

$$\rho=\sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{d}}=\sqrt{\lambda\left(d_1-\frac{d_1^2}{d}\right)} \tag{6.57}$$

Analog, pentru un elipsoid de ordin k:

$$\rho=\sqrt{\frac{k\lambda d_1 d_2}{d}}=\sqrt{k\lambda\left(d_1-\frac{d_1^2}{d}\right)} \tag{6.58}$$

Se reaminteşte că semiaxele elipsoidului de ordin k sunt:

$$a=\frac{d}{2}+k\frac{\lambda}{4};\quad b=\frac{\sqrt{kd\lambda}}{2} \tag{6.59}$$

Se va observa că pentru domeniul GHz utilizat în SRR, cel puţin primii elipsoizi sunt foarte alungiţi: $\dfrac{a}{b}=\sqrt{\dfrac{d}{k\lambda}}+\dfrac{1}{2}\sqrt{\dfrac{\lambda}{d}}\approx\sqrt{\dfrac{d}{k\lambda}}>>1$.

In discuţiile de mai sus s-a neglijat efectul directivităţii antenelor. In realitate, antenele sunt foarte directive având deschideri (θ_0, §6.6.1) de obicei sub **0,5°**, rareori între **0,5°** şi **1°**. Aceasta înseamnă că practic energia este emisă într-un *con de radiaţie* cu unghiuri de deschidere $\boldsymbol{\theta \approx 1^o}$. La o distanţă d_1 de emiţător, cota r este $r = d_1 tg\theta \approx d_1 tg(0{,}5^o) = 8{,}7 \cdot 10^{-3} d_1$. Ţinând seama de (6.59), raportul *semiaxă mică* **-** *cotă* **b/r** rezultă:

$$\frac{b}{r} = \frac{\sqrt{kd\lambda}}{2 \cdot 8{,}7 \cdot 10^{-3} d_1} \approx 57{,}5 \frac{\sqrt{kd\lambda}}{d_1}.$$

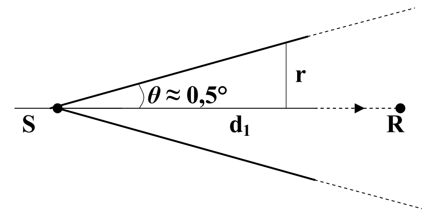

Fig. 6.31. Secţiune prin conul de radiaţie

In gama **2 – 12GHz**, $\lambda = 0{,}15 - 0{,}025$**m**, presupunând $d_1 = d/2$ şi d **= 50 … 120km**, se obţine $r/b = (5...20)/\sqrt{k}$, ceea ce înseamnă că un con de radiaţie cuprinde cel puţin 25 de elipsoizi.

In concluzie, discuţia pe baza teoriei Fresnel este perfect aplicabilă, cel puţin pentru primii 5 – 10 elipsoizi.

Teoria elipsoizilor Fresnel este aplicabilă şi pentru studiul efectelor reflexiilor.

Contribuţia reflexiilor la câmpul rezultant se poate calcula determinând intersecţiile primilor elipsoizi cu suprafaţa Pământului. Având în vedere forma foarte alungită a elipsoizilor, se poate considera suprafaţa Pământului plană în zona de reflexie; unda reflectată poate fi considerată ca generată de antena – imgine – fig. 6.36.

Deoarece primii 3 – 5 elipsoizi au cea mai mare contribuţie la câmpul rezultant, este recomandabil ca antenele emisive să fie orientate astfel încât, cel puţin pentru aceştia, domeniile de reflexie să aibă proprietăţi de reflexie proaste, adică să nu fie suprafeţe umede, ape, câmpii nisipoase etc.

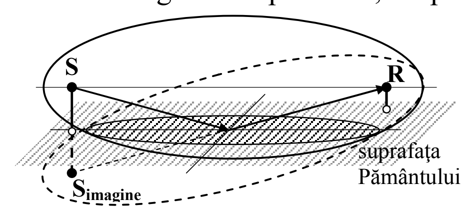

Fig. 6.36. Elipsoidul Fresnel al undei reflectate

6.2.5. Variaţia nivelului recepţionat. Recepţia cu diversitate
6.2.5.1. Variaţia nivelului semnalului recepţionat

Nivelul semnalului recepţionat, intensitatea câmpului electric la receptor, variază deoarece se modifică condiţiile de propagare ale UEM în mediu.

In funcţie de amplitudinea şi durata variaţiilor câmpului recepţionat, se disting mai multe situaţii:

a. Câmpul recepţionat variază puţin (câţiva **dB**) şi destul de rapid (variaţiile durează secunde) faţă de o valoare medie apropiată de ce s-ar obţine la propagarea în spaţiu complet liber şi atmosferă standard ideală. Aceasta se întâmplă la propagare în atmosferă standard, stabilă, favorizată de temperatură joasă (iarna), vânt, ..., factori care uniformizează atmosfera în preajma solului.
b. Câmpul recepţionat variază mult (**15 - 30dB**) şi lent (variaţiile durează minute ... ore) faţă de o valoare medie apropiată de valoarea ideală. Aceasta se întâmplă la propagarea în atmosferă substandard, pe traiecte cu puţini elipsoizi degajaţi.
c. Câmpul recepţionat variază foarte mult (**30 - 40dB**) faţă de valoarea medie iar variaţiile durează secunde ... minute. Asemenea variaţii apar seara şi dimineaţa, vara, pe timp senin, fără vânt, datorită formării de straturi de aer cu temperatură variabilă.

Pentru o explicare măcar calitativă a proceselor, variaţiile de nivel la recepţie se împart în:

- *variaţii primare*, cu amplitudini mari, determinante în nivelul semnalului recepţionat şi

- *variaţii secundare*, al căror efect se face simţit în timpul unor variaţii primare profunde (peste **10 – 15dB**) şi care pot reduce nivelul cu **30 – 50dB** sub valoarea medie.

Variaţiile de nivel primare se datorează *absorbţiilor* şi *interferenţelor* de pe traiect.

a. Absorbţia energiei EM în mediu introduce a *atenuare suplimetară de absorbţie* a_{sa}. Aceasta e datorată în special umidităţii, mai ales ceţii şi ploilor şi se modifică în funcţie de condiţiile meteorologice. Variaţia atenuărilor suplimentare este aleatorie, calculele sunt foarte imprecise şi ca urmare, este recomandabilă folosirea curbelor experimenale recomandate de CCIR (Rapoarte 388 vol. II, şi 205-1 vol IV, Oslo, 1966). Pentru *atenuările suplimentare de absorbţie* se indică valorile atenuării specifice adică atenuarea pe **1km** lungime, în funcţie de tipul ploii şi ceţii, la diferite frecvenţe – fig. 6.34. (De exemplu, la **6GHz,** pe un tronson de **50km**, în condiţii de ploaie medie se introduce o atenuare de absorbţie de circa **50·0,15 = 7,5dB**.)

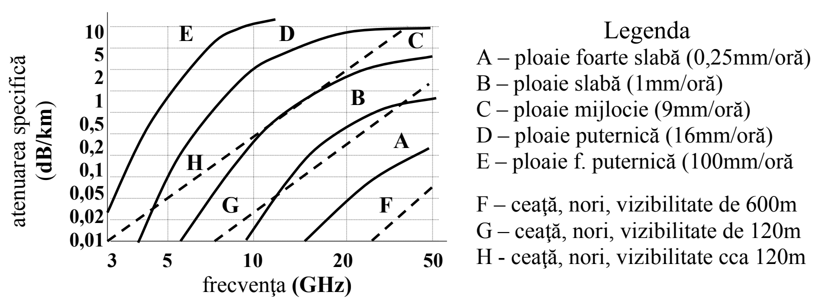

Fig. 6.34. Atenuarea specifică datorată ploii şi ceţii

b. Interferenţele datorate reflexiilor determină variaţii de nivel recepţionat care apar sub forma unei *atenuări suplimentare de interferenţă* a_{si}. Această atenuare variază aleator datorită modificării indicelui de refracţie şi coeficientului de reflexie (în modul şi fază). Calculul fiind dificil şi nesigur, cel puţin în primă etapă folosesc curbe date pentru diferite frecvenţe, reprezentând procentul de timp în care atenuarea de pe ordonată nu este depăşită în funcţie de distanţă – fig. 6.36. (De exemplu, la **6GHz**, pe un troson de **100km**, a_{si} depăşeşte **25dB** un procent de timp de cca. **0,1%**; altfel spus, **99,9%** din timpul de funcţionare a_{si} < **25dB**.) Trebuie remarcat că atenuarea de interferenţă este selectivă, afectând oscilaţiile într-o bandă îngustă de frecvenţe.

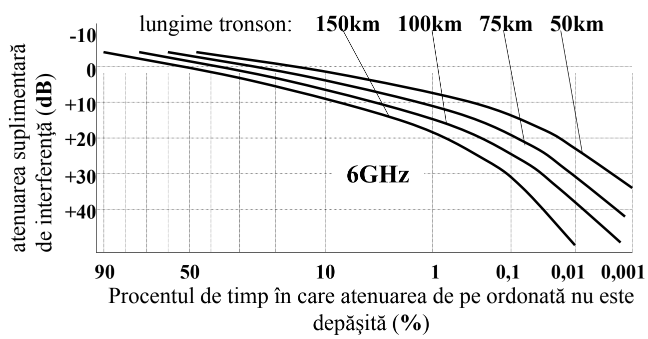

Fig. 6.36. Atenuarea suplimentară de interferenţă pentru lungimi diferite de tronson

Variaţiile de nivel secundare se datorează interferenţelor dintre unda directă (eventual compusă cu reflectata principală) cu unde secundare provenite din reflexii multiple, difracţii şi difuzii în atmosferă turbulentă. Aceste componente secundare au amplitudini de **x10** ori mai mici decât cele principale şi în mod normal nu influenţează nivelul recepţiei. Când însă nivelul câmpului principal scade mult (**10 ... 20dB** sub valoarea normală) şi ajunge comparabil cu al câmpurilor secundare, efectele pot fi importante, determinând reduceri de nivel de **30 – 50dB**.

Pentru a nu mări peste măsură puterile de emisie, trebuie acceptate înrăutăţiri ale recepţiei pe durate acceptabile, trebuie rotite antenele (fig. 6.15) sau trebuie folosită *recepţia cu diversitate*.

6.2.5.2. Recepţia cu diversitate

Pentru creşterea imunităţii la variaţia condiţiilor de propagare se poate recurge la modificări în orientarea antenelor (§6.6.1, fig. 6.15) sau la *recepţia cu diversitate*, care constă în recepţionarea a cel puţin două semnale care suportă influenţa mediului în mod diferit, variind diferit în timp; sumând semnalele sau comutând pe cel mai mare, se compensesază atenuările suplimentare variabile.

Diversitatea se poate realiza *în spaţiu* sau *în frecvenţă*:

1. *Diversitate spaţială* se face cu două antene plasate în câmpul emiţătorului în puncte diferite. Antenele trebuie să fie suficient de îndepărtate una de alta pentru ca câmpurile recepţionate să varieze independent. Empiric, se recomandă ca distanţa dintre antene să fie cel puţin **150λ**. Din motive economice, antenele sunt montate pe acelaşi pilon, la înălţimi diferite
2. *Diversitate în frecvenţă* presupune efectuarea transmisiei pe două frecvenţe diferite recepţionate cu aceeaşi antenă.

Diversitatea în spaţiu se realizează amplasând două antene de recepţie pe acelaşi pilon la înălţimi diferite: $\mathbf{R_1}$ - principală şi $\mathbf{R_2}$ – secundară. Situaţia poate fi schematizată folosind reprezentarea faţă de parabola de referinţă (§6.6.3) ca în fig. 6.35 (pentru simplificare, înălţimile antenelor emisivă şi de recepţie $\mathbf{R_1}$ se consideră egale).

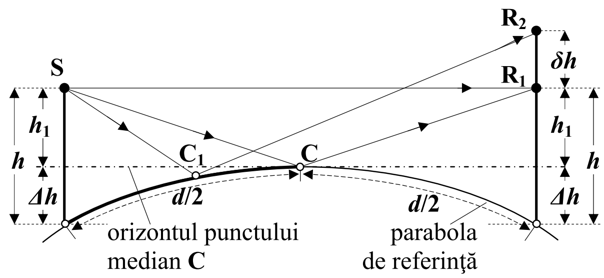

Fig. 6.35. Recepţia cu diversitate spaţială

Problema constă în determinarea *supraînălţării* $\boldsymbol{\delta h}$ necesară pentru compensarea reducerii nivelului câmpului recepţionat când se modifică condiţiile de propagare, deci când se modifică indicele troposferic $\boldsymbol{K}$.

Raportând la orizontul punctului median, interferenţele se discută ca în cazul Pământului plan (§6.6.1).

In cazul reflexiilor cauzate de undele provenite de la primul elipsoid Fresnel, conform discuţiei din §6.6.1, cu înălţimile corectate $\boldsymbol{h_1}$, luând oscilaţiile produse de undele directe ca origine de fază, se determină fazele undelor reflectate:

- în $\mathbf{R_1}$, în ipoteza defavorabilă $\boldsymbol{\beta = \pi}$, defazajul reflectatei este:

$$\varphi_1 = \beta + 2\pi\frac{\Delta d}{\lambda} = \pi + 2\pi\frac{2h_1^2}{\lambda d} \tag{6.60.a}$$

- în $\mathbf{R_2}$, în ipoteza defavorabilă $\boldsymbol{\beta = \pi}$, considerând că $\boldsymbol{\delta h}$ este suficient de mic pentru ca $\mathbf{C_1}$ şi $\mathbf{C}$ practic să se confunde, defazajul reflectatei este:

$$\varphi_2 = \beta + 2\pi\frac{\Delta d_2}{\lambda} = \pi + 2\pi\frac{2h_1(h_1+\delta h)}{\lambda d} = \pi + 2\pi\frac{2h_1^2}{\lambda d} + 2\pi\frac{2h_1\delta h}{\lambda d} = \varphi_1 + 2\pi\frac{2h_1\delta h}{\lambda d} \tag{6.60.b}$$

Semiaxa mică a primului elipsoid Fresnel, după (6.59), este $b_1 = \sqrt{d\lambda}/2$ şi înlocuind în (6.60), fazele undelor reflectate în $\mathbf{R_1}$ şi $\mathbf{R_2}$ rezultă:

$$\varphi_1 = \beta + \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2; \quad \varphi_2 = \varphi_1 + \pi\frac{h_1}{b_1}\frac{\delta h}{b_1}; \quad \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \pi\frac{h_1}{b_1}\frac{\delta h}{b_1} \tag{6.61}$$

Când se modifică condiţiile atmosferice se modifică indicele troposferic $\boldsymbol{K}$ (§6.6.2) şi se modifică $\boldsymbol{R_{pech}}$. Când $\boldsymbol{K}$ creşte, creşte $\boldsymbol{R_{pech}}$ iar $\boldsymbol{\Delta h}$ scade – parabola de referinţă se aplatizează şi ca urmare, $\boldsymbol{h_1}$ cresc şi se degajează mai mulţi elipsoizi Fresnel pe traiectu $\mathbf{ER_1}$.

Pentru cea mai mică valoare observată a indicelui troposferic $\boldsymbol{K_{min}}$ (obişnuit $\boldsymbol{K_{min} = 0{,}8}$) se obţine cea mai mică valoare a înălţimilor corectate h_1. Se presupune că pentru valoarea minimă a lui $K_{\min}$ (se admite $K_{\min} = 0.8$) primul elipsoid este tangent la suprafaţa Pământului, adică $h_{1\,K\min} = b_1$.

Pe de altă parte, înălţimile antenelor (h) nu se modifică. Pentru un indice oarecare K:

$$h = h_{1K\min} + \Delta h_{K\min} = h_{1K} + \Delta h_K; \quad h_{1K} = h_{1K\min} + \Delta h_{K\min} - \Delta h_K$$

Tinând seama de (6.54), în care în locul "**d**" se introduce "**d/2**" (a se compara fig. 6.21 cu fig. 6.35), rezultă:

$$h_{1K} = h_{1K\min} + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}}\left(\frac{1}{K_{\min}} - \frac{1}{K}\right); \quad \frac{h_{1K}}{b_1} = 1 + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}b_1}\left(\frac{1}{K_{\min}} - \frac{1}{K}\right) \text{ şi}$$

$$\frac{h_{1K}}{b_k} = \frac{h_{1K}}{\sqrt{k}b_1} = \frac{1}{\sqrt{k}}\left[1 + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}b_1}\left(\frac{1}{K_{\min}} - \frac{1}{K}\right)\right]$$

Evident, în general h_{1K} nu coincide cu lungimea semiaxei mici a unui elipsoid de ordin k ($b_k = b = \sqrt{k}b_1$). Se presupune că indicele K are o asemenea valoare încât elipsoidul de ordin k este tangent suprafeţei Pământului, adică $h_{1K} = b_k$. Ordinul k pentru care se întâmplă aceasta este:

$$\sqrt{k} = 1 + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}b_1}\left(\frac{1}{K_{\min}} - \frac{1}{K}\right) \quad (k - \text{intreg}) \tag{6.62}$$

Raţionamentul care a condus la relaţiile (6.61) pentru primul elipsoid, se aplică şi în cazul elipsoizilor de ordin k; rezultă că defazajele undelor reflectate faţă de cele directe (provenite de la elipsoidul de ordin k) se pot scrie, pentru R_1 şi R_2:

$$\varphi_{1k} = \beta + \pi\left(\frac{h_{1k}}{b_1}\right)^2; \quad \varphi_{2k} = \varphi_{1k} + \pi\frac{h_{1k}}{b_1}\frac{\delta h}{b_1}; \quad \Delta\varphi_k = \varphi_{1k} - \varphi_{2k} = \pi\frac{h_{1k}}{b_1}\frac{\delta h}{b_1}; \quad \text{cu } h_{1k} = b_k = \sqrt{k}b_1$$

$$\varphi_{1k} = \beta + k\pi; \quad \varphi_{2k} = \varphi_{1k} + \sqrt{k}\pi\frac{\delta h}{b_1}; \quad \Delta\varphi_k = \varphi_{1k} - \varphi_{2k} = \sqrt{k}\pi\frac{\delta h}{b_1} \tag{6.63}$$

Pentru receptorul principal (R_1) cazul cel mai defavorabil este atunci când $\beta = \pi$ (discuţia premergătoare rel. (6.41)) iar unda directă şi cea reflectată sunt în antifază, deci când φ_{1k} este un număr impar de π. Aceasta se întâmplă pentru $k = 2, 4, 6, \ldots$ **par**. Evident, în acest caz este de dorit ca în receptorul secundar R_2 oscilaţiile să fie în fază, adică φ_{2k} din (6.63) să fie un număr par de π, ceea ce impune $\Delta\varphi_k$ = număr impar de π. **C**ea mai potrivită valoare este chiar π deoarece asigură supraînălţare minimă, deci:

$$\Delta\varphi_k = \sqrt{k}\pi\frac{\delta h}{b_1} = \pi$$

$$\delta h = \frac{b_1}{\sqrt{k}} \quad (k = par) \tag{6.64}$$

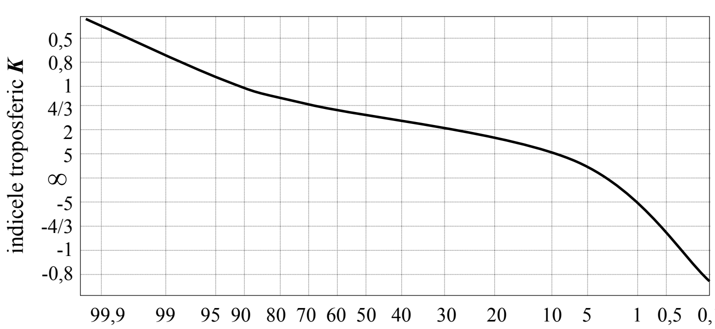

Fig. 6.36. Valorile probabile ale indicelui troposferic K

In practică, relaţia (6.64) se foloseşte astfel:

- cunoscând d şi λ, se calculează b_1;
- se adoptă $K_{\min}$ (poate fi **0.8**) şi se apreciază valoarea cea mai probabilă pentru K;
- se calculează membrul doi din (6.62) $m = 1 + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}b_1}\left(\frac{1}{K_{\min}} - \frac{1}{K}\right)$ şi se adoptă k la valoarea pară cea mai apropiată de m^2;

- se calculează δh cu (6.64) cu k determinat mai sus.

De exemplu, pentru d **= 100km**, f **= 4GHz**, K_{min} **= 0.8** şi K **= 4/3**, rezultă: λ **= 7.5cm**, b_1 **= 30.62m**, m^2 **= 6.276**, k **= 4**, deci δh **= 15.31m**; pentru K **= 4** se obţine k **= 6** şi δh **= 12.50m**.

Diversitatea în frecvenţă se realizează folosind o singură antenă de recepţie şi două frecvenţe de transmisie f_1 şi $f_2 = f_1 + \delta f$ cărora le corespund lungimile de undă λ_1 şi λ_2.

In acest caz, defazajele undelor reflectate faţă de cele directe sunt, după (6.60):

$$\varphi_1 = \beta + 2\pi\frac{\Delta d}{\lambda_1} = \pi + 4\pi\frac{h_1^2}{\lambda_1 d}, \quad \varphi_2 = \beta + 2\pi\frac{\Delta d}{\lambda_2} = \pi + 4\pi\frac{h_1^2}{\lambda_2 d} \tag{6.65}$$

Defazajele undelor, în funcţie de semiaxa primului elipsoid Fresnel al undei cu frecvenţa f_1 (principală) $b_1 = \sqrt{d\lambda_1}/2$, când acesta este tangent suprafeţei solului, se pot scrie:

$$\varphi_1 = \pi + \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2, \quad \varphi_2 = \pi + \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \pi + \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2\frac{f_2}{f_1} = \pi + \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2\left(1 + \frac{\delta f}{f_1}\right)$$

Diferenţa defazajelor:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \pi\left(\frac{h_1}{b_1}\right)^2\frac{\delta f}{f_1} = \pi\frac{h_1}{b_1}\cdot\frac{h_1}{b_1}\frac{\delta f}{f_1} \tag{6.66}$$

Comparând (6.66) cu (6.61) se observă că diversitatea în frecvenţă se reduce la diversitatea în spaţiu dacă se înlocuieşte $\delta h/b_1$ cu $h_1\gamma f/b_1 f_1$. Operând această înlocuire în (6.64) se obţine diferenţa defazajelor undelor elipsoidului de ordin k tangent suprafeţei; această diferenţă trebuie să fie π pentru ca, atunci când pentru unda cu f_1 se obţine minim de interferenţă, pentru unda cu f_2 să fie un maxim. Aşadar:

$$\Delta\varphi_k = \sqrt{k}\pi\frac{h_1\delta f}{b_1 f_1} = \sqrt{k}\pi\sqrt{k}\frac{\delta f}{f_1} = \pi$$

In final rezultă diferenţa relativă a frecvenţelor:

$$\frac{\delta f}{f_1} = \frac{1}{k} \tag{6.67}$$

Ordinul k al elipsoidului tangent la suprafaţă pentru un indice troposferic K este dat de (6.62) iar utilizarea relaţiilor (6.67) şi (6.62) se face după procedura indicată pentru diversitatea în spaţiu:

- cunoscând d şi λ_1, se calculează b_1;
- se adoptă K_{min} (poate fi **0.8**) şi se apreciază valoarea cea mai probabilă pentru K;
- se calculează membrul doi din (6.62) $m = 1 + \frac{(d/2)^2}{2R_{p0}b_1}\left(\frac{1}{K_{min}} - \frac{1}{K}\right)$ şi se adoptă k la valoarea pară cea mai apropiată de m^2;
- cu (6.67) şi k determinat mai sus, se calculează $\delta f/f_1$.

Considerând exemplul de mai sus, pentru d **= 100km**, f **= 4GHz**, λ **= 7.5cm**, b_1 **= 30.62m**, cu K_{min} **= 0.8** şi K **= 4/3**, rezultă: m^2 **= 6.276**, k **= 4**, şi deci $\delta f/f_1$ **= 1/4** o valoare inacceptabil de mare. Pentru $\delta f/f_1$ mai mici trebuie consideraţi indici troposferici K mai mari (pentru K **= 8** se obţine k **= 8** şi $\delta f/f_1$ **= 1/8** o valoare încă mică) care însă se realizează cu probabilitate mai mică (fig. 6.36).