

A törésmutató-gradiens megváltoztatása következtében előálló csillapítás-fading számítása

CSERNOCH JÁNOS
ORION

Általános szempontok

A föld—föld közötti mikrohullámú összeköttetések esetén fellépő fading jelenségek osztályozása az irodalom alapján már eléggé ismert [9, 18]. Ezeknek lényegében két fajtája van. Szelektív (interferenciás) fading és csillapításfading.

A szelektív fading a többutas terjedéssel áll kapcsolatban. Ennek legegyszerűbb változata az amikor az adót a vevővel összekötő direkt sugár valamilyen visszaverő felületről reflektálódó sugárral interferálódik. A visszaverő felület lehet a föld felülete, vízfelület vagy valamilyen légköri rétegződés. Többutas terjedést okozhat még a légköri hullámvezető vagy a sugárpálya valamilyen anomális törése (vannak esetek amikor egyszerre több reflektált hullám is fellép). Szelektív fading ellen elvben többnyire „space diversity” és „frequency diversity” vétellel védekeznek. Tenger feletti terjedés esetén a visszavert sugarat ezenkívül még valamilyen mesterséges akadállyal is el lehet téríteni. A szelektív fading igen sok esetben szapora változású és mélysége bizonyos körülmények között igen nagy lehet. A mikrohullámú sokcsatornás TF összeköttetés esetén a többutas terjedést a termikus zajok növekedésén kívül (vevő bemenő szint csökkenése) az intermodulációs zajok növekedése jellemzi. A többutas terjedés tv-jel átvitel alkalmával a differenciál-erősítés és a differenciál-fázis romlását eredményezheti. A szelektív fadinggel mélyen és bővebben itt nem foglalkozunk.

A fading egy másik nagy csoportja a csillapítás-fading. Ennek egy része frekvenciafüggetlen, a másik része növekvő frekvenciával növekszik ugyan, de viszonylag kis frekvenciatartományban (pl. 10 GHz alatt a CCIR frekvenciatervekben egy félsávon belül) jó közelítéssel frekvenciafüggetlennek lehet tekinteni és ennél fogva ellene a „frequency diversity” vétel hatástalan.

Az eső által okozott pótlólagos abszorpciós és szórási csillapítás számítása a rendelkezésre álló irodalom és a 223-3 CCIR beszámoló alapján a vonalvezetés szemszögéből nézve a 10 GHz alatti frekvenciatartományban már elég pontosnak mondható. Ezért az eső által okozott csillapításfading mélységét és gyakoriságát jó közelítéssel meteorológiai statisztika alapján már elég jól meg lehet becsülni. Tudományos

szemszögből nézve természetesen az elméletet még tovább lehet és kell finomítani. Ennek több lehetséges módja van. (Pl. további terjedési mérések végzése, a csapadékintenzitás hely- és időbeli eloszlásának jobb ismerete mellett.)

A légköri nedvességtartalom változása által okozott abszorpciós csillapítás változása a rendelkezésre álló irodalom alapján a vonalvezetés szemszögéből nézve a 10 GHz alatti frekvenciatartományban elég jól kézben tartható. A légkör relatív nedvességtartalmára vonatkozóan igen jó meteorológiai statisztikák állnak rendelkezésre. Mivel a nedvességtartalom változása által okozott abszorpciós csillapításváltozás a 2...10 GHz-es frekvenciatartományban az eső által okozott csillapítás változásánál nagyságrenddel kisebb ($d_{RF}=40$ km-es hosszúságú RF szakaszon max. 0,5 dB) a föld—föld összeköttetés vonalvezetése esetén ezt csak igen indokolt esetben veszik figyelembe. A téma kutatása a 10 GHz feletti frekvenciatartományban indokolt.

Csillapításfading egy további fajtája a törésmutató és a törésmutató-gradiens megváltozása révén előálló sugárpálya-változás. Föld—föld közötti összeköttetésben a sugárpálya megváltozása kétféle lehet:

- Magassági inverzió következtében előálló részleges vagy teljes visszaverődés.
- A sugárpálya elhajlásának (törésének) megváltozása.

Az *a*) eset felderítésére terjedési mérések alkalmazhatók. Az előálló fading mélységét elvben a Fresnel formulákkal lehet számítani. A számításnak gyakorlati jelentősége azonban csekély. Ezzel az esettel nem foglalkozunk.

A *b*) speciális esettel azonban ennek a dolgozatnak a keretében bővebben foglalkozunk. Ez a sugárpálya elhajlásának megváltozása folytonos vonalban azaz a sugárpályának a légkörben történő megtörésének megváltozása a törésmutató gradiens változása miatt. Ez esetben a sugárpálya vonalának folytonossága a meteorológiai adatok megváltozása után is megmarad, csak a sugárpálya alakja változik meg. Ilyen esetben az antennák (de főleg az igen keskeny főnyalákkal rendelkező antennák) főnyalábkarakterisztikája következtében pótlólagos csillapítás állhat elő ($\pm 0,4^\circ$ -nál keskenyebb főnyaláb).

Erre a jelenségre a régebbi irodalomban a figyelmet már többször felhívták (pl. 16. 193. oldal). A tapasztalat szerint a törésmutató gradiensenek megváltozása következtében egy $d_{RF} = 50$ km hosszú RF szakaszon a sugárpálya horizontális síkban már $0,25^\circ$ -os, vertikális síkban már 1° -os változást is mutathat, ami a vevőantennára történő beesés szögét illeti. Ennek megfelelően a mikrohullámú összeköttetéseknel használható maximális antennanyereséget figyelembe véve a főnyalábszélességet $G = 45 \dots 48$ dB-ben állapították meg. Ezt az értéket az összeköttetés tervezésénél ma is betartják.

Az Egyesült Államokban már konkrét mérésekkel igazolták, hogy $\delta_0 > 1^\circ$ kezdeti találkozási szög esetén a törésmutatónak a föld felszínén vett változása a mikrohullámok terjedését ill. a légköri törését befolyásolja. Ugyanakkor azt is kimutatták, hogy $\delta_0 < 0,5^\circ$ esetén inkább a légköri gradiens változását kell figyelembe venni. (Gray 1959, Bean és Cahoon 1957.) A CCIR 233-3 sz. beszámolóban külön felhívják a figyelmet arra, hogy az összeköttetés tervezésénél igen hasznos a törésmutató „gradiens értékének” eloszlását és klímfüggőségét a föld felszíne közelében ismerni.

A CCIR 338-2 sz. beszámoló további mérési eredményeket is közöl. A beszámoló szerint egy $d_{RF} = 28$ km-es hosszúságú RF szakaszon 4 GHz és 24 GHz frekvencián (Crawford és Jakes 1952, Sharplex 1946.) végzett mérések alapján vertikális síkban $0,75^\circ$ -os szögeltérést mutattak ki. Horizontális síkban a beesési szög változása a mérések szerint csupán $0,1^\circ$ -nak adódott. Ilyen nagy értékű szögeltérés viszonylag ilyen rövid szakaszon meglepő eredmény.

Szemléltetésképpen a Finommechanikai Vállalat által gyártott és a BUDAVOX által szállított két forgásparaboloid antenna adatait ismertetjük. (Az antennák adatait radom nélkül kell érteni. Az antennák frekvenciatartománya: 8000...8500 MHz

Typus	Átmérő m	Nyereség dB	Állóhullám	Főnyalábszélesség (fok, tájékoztató adat)
PA3S—80	3	45,7	1,06	$\pm 0,5$
PA4S—80	4	48,2	1,06	$\pm 0,4$

A föld—műhold összeköttetés esetén általában csak csillapításfadinggel számolnak. Gázoknak és hydrometeoroknak az abszorpciós csillapítását itt is dB/km-ben fejezik ki. Csillapítást okozhat itt az oxigén, vízgőz, lecsapódás, köd és felhő. Az exakt számítás itt bonyolítja az a tény, hogy az említett jellemzők függvényei a magasságnak és a csillapításérték a δ_0 kezdeti találkozási szögtől is függ. A CCIR 234-3. sz. beszámolóban néhány mérési eredményt ezen a területen már nyilvánosságra hoztak. A vízgőz, eső, köd csillapítása 13 GHz felett már jelentős lehet.

A sugárpálya megváltozása a légköri törésmutatógradiens (vagy a törésmutató magasságfüggésének) megváltozása miatt itt is fellép. Ezt a jelenséget az elkövetkezőkben az előző b) esettel együtt részletesen tárgyaljuk.

Végezetül meg kell említeni azt, hogy a műhold—föld összeköttetés esetén a nagy antennák apertúrá-

ján, a sugárkéven belül, a troposzférában a törésmutató magasságfüggésének viszonylag kismértékű változása gyors amplitúdó- és fázisszcintillációt okoz. Ezt a speciális esetet is külön fejezetben tárgyaljuk. A tárgyalás szükségességét az előzőekben leírtak bőven indokolják.

A félreértések elkerülése érdekében meg kell jelezni, hogy scintillációt az ionoszféra is okozhat. Ez a jelenség a CCIR 263-3 beszámoló alapján a 2 GHz alatt jelentős. A téma még a tanulmányozás állapotában van. Ebben a dolgozatban erre a jelenségre nem térünk ki.

Sugárpálya elhajlásának megváltozása a törésmutató és annak gradiense megváltozása következtében.
Általános eset

Az elektromágneses hullámok terjedését leíró sugárpálya integrál, mely implicit összefüggést állít fel a pálya egy pontjának polárkoordinátái a φ és az r , ill. a φ és a tengerszint feletti $h = r - R_0$ magasság között. (Az integrál a felső határ folytonos függvénye.)

$$\varphi = \int_{R_0}^r \frac{dr}{r \sqrt{\left[\frac{n(r)}{n_0}\right]^2 \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1}} = \int_0^h \frac{dh}{(R_0 + h) \sqrt{\left[\frac{n(h)}{n_0}\right]^2 \left(1 + \frac{h}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1}}$$

Itt r a vizsgált pont távolsága a föld középpontjától, R_0 6378 km a föld sugara, δ_0 a kezdeti találkozási szög, h_0 a levegő törésmutatója a tenger felszínén, (n_s a levegő törésmutatója a föld felszínén), $n(r)$ vagy $n(h)$ a levegő törésmutatójának magasságfüggése, ε a magassági szöghiba (lokátorteknikában használatos).

Az összefüggést felfoghatjuk úgy, hogy a rögzített $r = R_1$ integrációs felső határ és φ mellett az $n(r)$ és δ_0 függvények között létesít kapcsolatot. (δ itt speciálisan olyan lineáris függvény, mely önmagával azonos és explicite nem függ az r -től. $\delta_0 = \text{const} = c_1$.) Az általánosság ellen nem vétünk, ha alsó határként a R_0 -t azaz a tenger szintjét vesszük.

Jelöljük a légkörnek a tengerfelszínre vonatkozó relatív törésmutatóját

$$\frac{n(r)}{n_0} = n_R(r)\text{-el.}$$

A fenti egyenletet implicit formában átírva kapjuk, hogy

$$F\langle n_R, \delta_0 \rangle = \varphi - \int_{R_0}^{R_1} \frac{dr}{r \sqrt{n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1}} \equiv 0 \quad (3)$$

$$F\langle n_R, \delta_0 \rangle = \varphi - \int_{R_0}^{R_1} f[n_R(r), \delta_0, r] dr = 0. \quad (4)$$

Itt

$$f[n_R(r), \delta_0, r] = \frac{1}{r \sqrt{n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1}}$$

Ebben az egyenletben a felső határt már állandónak kezeljük és külön R_1 -el jelöljük. A φ értéke most itt is állandónak veendő és az nem függ ilyen módon sem az n_R -től és sem a δ_0 -tól. A 1. ábrában csupán a forma kedvéért az $(R_0, 0)$ helyen a T adót és (R_1, φ) helyen az R vevőt helyeztük el. Ennek megfelelően δ_0 az adóantenna adási irányának találkozási szöge a vízszintes sikkal és δ az R vevőantenna vételi irányának a találkozási szöge a vízszintes sikkal. $h = R_1 - R_0$ a vevőantenna és az adóantenna magassági helyzetének különbsége.

Az $n_R(r)$ függvény δ_0 megváltozása (variációja) esetén δ_0 olyan $\Delta \delta_0$ -val változik, hogy az egyenlet jobb oldala zérus marad. (δ_0 -vel mi itt a megkülönböztetés kedvéért a variálást jelöltük.) Mivel $\varphi = \text{konst}$ és meghatározott

$$\delta_0 F(n_R, \delta_0) = \delta_0 \int_{R_0}^{R_1} f[n_R(r), \delta_0, r] dr \equiv 0. \quad (2.2)$$

Az az $n_R(r)$ és δ_0 függvények előző értelemben vett variálása esetén az F függvény megváltozása zérus. Miután a variálás és az integrálás jele felcserélhető, írhatjuk, hogy

$$\int_{R_0}^{R_1} \left[\frac{\partial f}{\partial n_R} \delta_0 n_R + \frac{\partial f}{\partial \delta_0} \Delta \delta_0 \right] dr = 0. \quad (2.3)$$

A differenciálhányadosok rendre a következők

$$\frac{\partial f}{\partial \delta_0} = [-\text{tg } \delta_0] \frac{n_R^2(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left\{ n_R^2(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right\}^{3/2}}$$

$$\frac{\partial f}{\partial n_R} = \left(-\frac{1}{2}\right) \frac{2n_R(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left\{ n_R^2(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right\}^{3/2}}$$

$$\frac{\partial f}{\partial n_R} \approx -\frac{n_R^2(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left\{ n_R^2(r) \left[\frac{r}{R_0}\right]^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right\}^{3/2}}$$

Az utóbbi kifejezésben az

$$n_R(r) \approx n_s^2(r)$$

közelítést alkalmaztuk, mely közelítés az eltérítési mérésekben megengedett.

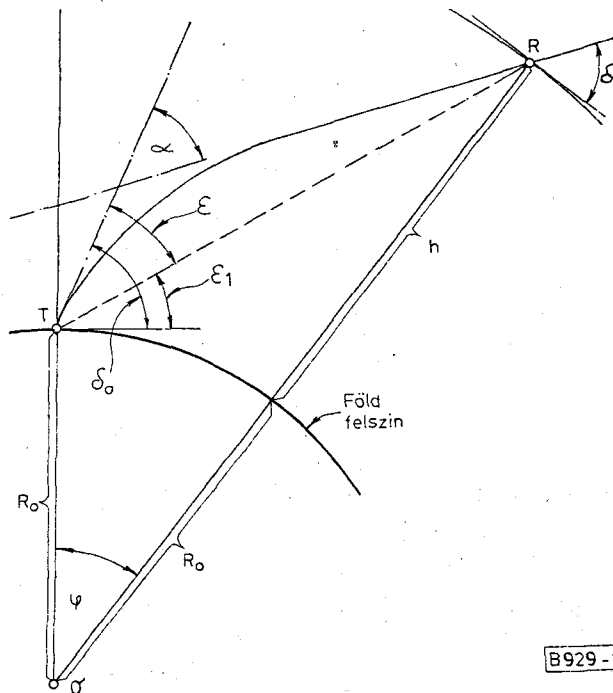
Az eltérés értékének a kiszámítása érdekében vezük be a föld felszínén vett törőképeség

$$N_s = (n_s - 1) \cdot 10^6$$

magasságban vett törőképeség

$$N(h) = [n(h) - 1] \cdot 10^6$$

értékét.



1. ábra. Csillapításfading számítása

Az eltérés értéke $N_s = 500$ esetén. (Ilyen nagy érték igen ritkán fordul elő.)

$$|n_R^2 - n_R| = \left| \frac{[1 + N(h)10^{-6}]^2}{1 + N_s 10^{-6}} - \frac{(1 + N_s 10^{-6})[1 + N(h)10^{-6}]}{(1 + N_s)^2} \right|$$

$$|n_R^2 - n_R| = |[N(h) - N_s]10^{-6}| \frac{1 + N(h)10^{-6}}{[1 + N_s 10^{-6}]^2}$$

A relatív hiba abszolút értéke

$$\left| \frac{n_R^2 - n_R}{n_R} \right| = |N(h) - N_s|10^{-6} \left| \frac{1}{1 + N_s 10^{-6}} \right| \ll \ll N_s 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-4} \sim 0,05\%$$

A differenciálhányadosokat a variált integrálba behelyettesítve kapjuk, hogy

$$\int_{R_0}^{R_1} [\delta_0 n_R + \Delta \delta_0 \text{tg } \delta_0] \left\{ \frac{n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left[n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right]^{3/2}} \right\} dr = 0$$

Az integrálszámítás általános középérték-tétele értelmében

$$[\Delta n_R(r=R_R) + \Delta \delta_0 \text{tg } \delta_0]$$

$$\int_{R_0}^{R_1} \frac{n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left[n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right]^{3/2}} dr = 0$$

Azaz más jelöléssel

$$[\Delta n_{RK} + \Delta \delta_0 \operatorname{tg} \delta_0] \int_{R_0}^{R_1} \frac{n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0}}{r \left[n_R^2(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \delta_0} - 1 \right]^{3/2}} dr = 0.$$

n_{RK} most már egy $r=R_k$ közbülső helyen vett konkrét függvényértéket jelent.

Miután az integrandusz értéke mindig pozitív az integrál értéke zérus soha nem lehet csak $R_1=R_0$ esetben. Tehát a zárójelben vett érték lesz zérus.

$$\Delta n_R(r=R_k) + \Delta \delta_0 \operatorname{tg} \delta_0 = 0. \quad (2.4)$$

Innen a szükséges szögeltérés a T adóantenna helyén

$$\Delta \delta_0 = -\frac{\Delta n_R(r=R_k)}{\operatorname{tg} \delta_0} = -\frac{\Delta n_{RK}}{\operatorname{tg} \delta_0}. \quad (2.5)$$

Tehát az n_R értéke növekedését a δ_0 szög értékének csökkenésével lehet kompenzálni. A levezetett egyenletfizikailag is magyarázható. A Δn_{RK} törésmutató-változás annál inkább érezteti hatását minél kisebb a δ_0 kezdeti találkozási szög. Ebből a szempontból a legkedvezőtlenebb eset $\delta_0 \approx 0$ (föld–föld közötti mikrohullámú összeköttetés) és a legkedvezőbb eset $\delta_0 \approx 90^\circ$ (merőleges beesés).

A δ_0 értékének megváltozása természetesen a pálya alakjának megváltozásával jár és a hullámfront normálisa a V vevőantenna helyén szintén elfordul $\Delta \delta$ szöggel. Ez azt jelenti, hogy a vett jel erőssége függetlenül $\Delta \delta_0$ -tól a vevőantenna iránykarakterisztikája következtében további csillapítást szenved. A célunk most ennek a $\Delta \delta$ szögnek is a kiszámítása. A kiindulási egyenletünk a törési törvény polárkoordinátákban

$$-\frac{R_1}{R_0} n_R(R_1) \cos \delta + \cos \delta_0 = F(n_R, \delta, \delta_0) = 0.$$

Itt $n_R(R_1)$ a relatív törésmutató, δ a találkozási szög a vevőantenna helyén.

Írhatjuk, hogy δ szög impliciten az n_R -tól és a δ_0 -tól függ.

$$\delta = \delta(n_R, \delta_0).$$

A szögnek a megváltozása

$$\Delta \delta = \left(\frac{\partial \delta}{\partial n_R} \right)_{r=R_1} \Delta n_R + \left(\frac{\partial \delta}{\partial \delta_0} \right)_{r=R_1} \Delta \delta_0. \quad (2.6)$$

itt n_R a konkrét relatív törésmutató-változás a vevőantenna helyén.

Az implicit függvény differenciálási szabályait alkalmazva kapjuk, hogy

$$\Delta \delta = -\frac{\left(\frac{\partial F}{\partial n_R} \right)_{r=R_1} \Delta n_R}{\left(\frac{\partial F}{\partial \delta} \right)_{r=R_1}} - \frac{\left(\frac{\partial F}{\partial \delta_0} \right)_{r=R_1} \Delta \delta_0}{\left(\frac{\partial F}{\partial \delta} \right)_{r=R_1}}. \quad (2.7)$$

A műveletek elvégzése után nyerjük a következő eredményt

$$\Delta \delta = \left\{ \frac{R_1}{R_0} \left(\frac{\cos \delta}{\sin \delta} \right)_{r=R_1} \Delta n_R + \left(\frac{\sin \delta_0}{\sin \delta} \right)_{r=R_1} \Delta \delta_0 \right\} \frac{1}{\left[\frac{R_1}{R_0} n_R(R_1) \right]}. \quad (2.8)$$

A (2.5) kifejezést behelyettesítve

$$\Delta \delta = \left\{ \frac{R_1}{R_0} \left(\frac{\Delta n_R(R_1)}{(\operatorname{tg} \delta)_{r=R_1}} - \frac{\cos \delta_0}{(\sin \delta)_{r=R_1}} \Delta n_R(R_k) \right) \right\} \frac{R_0}{R_1 n_R(R_1)} (\operatorname{tg} \delta)_{r=R_1} > (\sin \delta)_{r=R_1} > 0 \quad \cos \delta_0 > 0. \quad (2.9)$$

Tehát a képletben a két törésmutatóváltozás egymás ellen dolgozik abban az esetben ha a $\Delta n_R(R_1)$ és a $\Delta n_R(R_k)$ változások egyirányúak.

Nagy magasságkülönbség esetén (műhold–föld összeköttetés) figyelembe kell venni, hogy

$$\Delta n_R(R_1) \approx 0, \quad \Delta n_R(R_k) \approx 0.$$

A szögváltozás a vevőantenna helyén

$$\Delta \delta = \left\{ \frac{\Delta n_R(R_1)}{(\operatorname{tg} \delta)_{r=R_1}} - \frac{\cos \delta_0}{(\sin \delta)_{r=R_1}} \Delta n_R(R_k) \frac{R_0}{R_1} \right\} \frac{1}{n_R(R_1)}.$$

Mivel

$$\lim_{R_1 \rightarrow \infty} n_R(R_1) = \frac{1}{1 + N_S 10^{-8}}$$

véges érték és

$$R_1 n(R_1) \cos \delta = R_0 n_0 \cos \delta_0 = \text{const}$$

$R_1 \rightarrow \infty$ esetén $\cos \delta \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow 90^\circ$ és $\operatorname{tg} \delta \rightarrow \infty$.

A szögváltozás a vevőnek feltételezett műhold helyén zérus

$$\Delta \delta = 0.$$

Tehát a földi antenna korrekciója után a műhold antennáját emiatt nem kell korrigálni.

Általában két szögelfordulásból ($\Delta \delta_0$, $\Delta \delta$) származó csillapításfadinget úgy az adó mint a vevőantenna esetén az iránykarakterisztikájuk alapján külön-külön kell meghatározni és az így kapott csillapításértékeket össze kell adni.

Feltétlenül meg kell jegyezni, hogy az előbb elmondottak változatlan antennák mellett felcserélt adó és vevő esetén a reciprocitási tétel értelmében szintén érvényesek.

A levezetett képletek szerint mint már említettük a $\Delta \delta_0$, ill. $\Delta \delta$ szögeltérések annál nagyobbak minél kisebb a δ_0 kezdeti találkozási szög. $\delta_0 = 0$ és $\Delta n_R = 0$ esetén a probléma határozatlanná válik.

Ezen határozatlanság elkerülése érdekében a $\delta_0 \in (-5^\circ, +5^\circ)$ szögtartományt érdemes külön vizsgálat tárgyává tenni.

Az elkövetkező számítás $d_{RF} \in (23, 120 \text{ km})$ RF sávszélesség tartományban és $h = 2 \text{ km}$ magasságkülönbséggel 1%-os hibával lesz használható.

A szóban forgó magasságtartományban a törésmutató magasságfüggését lineárisnak vehetjük

$$n(h) = n_0 + \beta h$$

A törésmutató gradiense itt közel állandó

$$\frac{dn}{dh} = \beta.$$

A sugárpálya mint ismeretes a fenti szögtartományban és magasságtartományban most a troposzféra síkrétegződését feltételezve jó közelítéssel kör és ennek görbülete [13]

$$g = \frac{1}{r_g} = B = \frac{\beta}{n_0},$$

ahol r_g a pálya görbületi sugara.

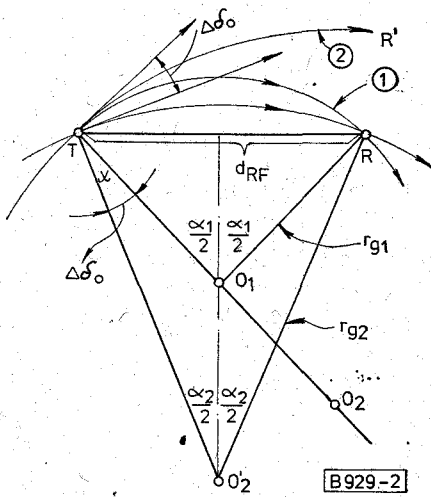
Tételezzük most fel, hogy a törésmutató a tenger felszínén n_{01} -ről n_{02} -re, annak gradiense β_1 -ről β_2 -re változik. A pálya görbületi sugara

$$r_{g1} = \frac{n_{01}}{\beta_1} \text{ ről } r_{g2} = \frac{n_{02}}{\beta_2} \text{ re}$$

változik.

Az n_{01} , n_{02} , β_1 és β_2 értékeket a légkör termodinamikai állapothatározói határozzák meg.

A viszonyokat a 2. ábrán tüntettük fel.



2. ábra. Csillapításfading számítása

Az ábrán T -vel az adót és R -el a vevőt jelöltük. Az 1. indexszel jelölt esetben (n_{01} , β_1) a sugár az 1. vonalon és a 2. indexszel jelölt esetben (n_{02} , β_2) a 2. vonalon az R' irányában halad ($d_{RF} = RF$ szakasztávolság). Ahhoz, hogy a T -ben elhelyezett adóantenna az R vevőt optimálisan „eltalálja” az adóantennát $\Delta\delta_0$ szöggel kell elforgatni. Ilyenkor az O_2 pont az O_2' -be kerül.

A szóban forgó szögváltozás

$$\Delta\delta_0 = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \approx \sin \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} = \frac{d_{RF}}{2} \left(\frac{1}{r_{g1}} - \frac{1}{r_{g2}} \right).$$

A görbületi sugarakat behelyettesítve kapjuk, hogy

$$\Delta\delta_0 = \frac{d_{RF}}{2} \left(\frac{\beta_1}{n_{01}} - \frac{\beta_2}{n_{02}} \right).$$

(Az előző közelítés hibája $d_{RF} = 120$ km esetén kisebb mint 0,15%.) Érdekes most még bebizonyítani azt, hogy a szóban forgó $\Delta\delta_0$ szögváltozás inkább a gradiensek változásától függ, mint a tengerszinten vett törésmutatótól. Ez egyezéshen áll Gray (1959) Bean és Cahoon (1957) megállapításaival.

Ez természetesen fizikailag is érthető, hiszen ha a föld felszínén a törőképesség gradiense nem változik nincsen ok a sugárpálya megváltozására. A sugárpálya törésének mértékét a föld felszíne közelében a törőképesség gradiense határozza meg. A kapott eredményt a troposzféra gömbi rétegződése esetére is alkalmazhatjuk.

Ebben az új koordináta-rendszerben a görbületi sugár

$$r_{g1} = \frac{1}{\frac{\beta_1}{n_{01}} + \frac{1}{R_0}} = k_1 R_0 = \frac{R_0}{1 + 6,738 \Delta N_1 10^{-3}} \text{ ről}$$

$$r_{g2} = \frac{1}{\frac{\beta_2}{n_{02}} + \frac{1}{R_0}} = k_2 R_0 = \frac{R_0}{1 + 6,378 \Delta N_2 10^{-3}} \text{ ra}$$

változik (k_1 és k_2 a megfelelő földsugártényezők, ΔN_1 és ΔN_2 a törőképességeknek 1 km-es magasságon belüli megváltozásai).

Érdekes, hogy az $\frac{1}{R_0}$ növekményt a sugárpálya szögváltozásának számításánál nem kell figyelembe venni, mert a különbségképzésnél az kiesik.

Ennélfogva a sugárpálya szögváltozása általában

$$\Delta\delta_0 [\text{rad}] = \frac{d_{RF}}{2} \left(\frac{1}{r_{g1}} - \frac{1}{r_{g2}} \right) = \frac{d_{RF}}{2} \left(\frac{\beta_1}{n_{01}} - \frac{\beta_2}{n_{02}} \right) \quad (2.10)$$

Illetve

$$\Delta\delta_0 [\text{rad}] = \frac{d_{RF}}{2R_0} \left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} \right) = \frac{d_{RF}}{2R_0} 6,378 \cdot 10^{-3} (\Delta N_1 - \Delta N_2)$$

$$\Delta\delta_0 [\text{rad}] = \frac{d_{RF} [\text{km}]}{2} 10^{-6} [\Delta N_1 - \Delta N_2]. \quad (2.11)$$

Tehát a $\Delta\delta_0$ szögváltozás a $\delta_0 \in (+5^\circ, -5^\circ)$ szögtartományban kizárólag a ΔN változásától függ. Miután a jelenség geometriailag az $O_1 O_2'$ tengelyre nézve szimmetrikus a hullámfront normálisa a vevő helyén szintén

$$\Delta\delta = \Delta\delta_0$$

szöggel fordul el.

A szögelfordulások következtében előálló függvényfading nagyságát itt is az előzőekben lefektetett módon kell elvégezni. Ha a két antenna azonos, akkor a szögelfordulás következtében előálló fading nagysága az adóantennánál (az iránykarakterisztika alapján) megállapított csillapítás kétszerese.

Végezetül vegyük észre azt is, hogy a $\delta_0 = \pm 5^\circ$ -os szögtartományban abban a kényelmes helyzetben vagyunk, hogy a $\Delta\delta_0$ szögeltérést közvetlenül a rádió-meteorológiai adatokból tudjuk számítani (k vagy ΔN).

Fontos itt még azt is látni, hogy a képlet alapján terjedési mérések eredményeinek felhasználásával nagy nyitottságú szakaszokon a k értékének a változását meg tudjuk határozni. Ehhez az adó- és vevőantenna karakterisztikáját természetesen ismereni kell.

A légkör törésmutatója változásának számítása

Az előző fejezetben a $\delta_0 \in (4^\circ, 90^\circ)$ -os szög tartományra levezetett képletben a törésmutató megváltozását valamely közbülső helyen kell felvenni az adó és a vevő között. Ebben a fejezetben most ezzel a kérdéssel kívánunk részletesen foglalkozni.

A szögeltérést kifejező képlet levezetésénél alkalmaztuk az integrálszámítás középértéktételét.

Ez a következőképpen szól: ha $f(x)$ egy folytonos függvény az (a, b) intervallumban, akkor legalább található egy olyan hely az (a, b) intervallum belsejében, melyre

$$f(\xi) = \frac{\int_a^b f(x) dx}{b-a}$$

Mi a tétel egy általánosabb formáját alkalmaztuk. Ez a következő: ha $f(x)$ egy folytonos függvény az (a, b) intervallumban és $g(x)$ állandó előjelű ugyanitt, akkor

$$\int_a^b f(x)g(x) dx = f(c) \int_a^b g(x) dx,$$

ahol c valamely közbülső érték az a és b között. Az $f(\xi)$ az $f(x)$ függvény lineáris középértéke az (a, b) intervallumban.

Mivel a fenti kritériumok mind teljesülnek a szóban forgó középértéktétel esetünkben alkalmazható.

Igen lényeges dolog a törésmutató közbülső értéke változását vizsgálat tárgyává tenni. Ezt a közbülső értéket, mely csak véletlenül eshet egybe a lineáris középértékkel módosított középértéknek fogjuk nevezni [ez felel meg az előbbi általánosított középértéktételben szereplő $f(c)$ -nek].

Az

$$n_R(h) = \frac{1 + N(h)10^{-6}}{1 + N_S i 10^{-6}} < 1$$

relatív törésmutató módosított középértéke felírásához fel fogjuk először írni annak lineáris középértékét.

Az egyszerűbb számítás kedvéért a következőkben a relatív törésmutatót

$$n_R(h) = 1 + [N(h) - N_S]10^{-6}$$

kifejezéssel közelítjük.

A közelítés relatív hibája a második

$$[N(h) - N_S]i 10^{-6}$$

tagra vonatkoztatva $N_S = 500$ esetén kisebb mint,

$$H_1 < 2N_S 10^{-6} = 2 \cdot 500 \cdot 10^{-6} = 10^{-3} \sim 0,1\%$$

A relatív törésmutató lineáris középértéke

$$n_{RLIN} = \frac{1}{h} \int_0^h n_R(h) dh = 1 + (N_K - N_S)10^{-6}. \quad (3.1)$$

Itt a törőképesség lineáris középértéke

$$N_K = \frac{1}{h} \int_0^h N(h) dh = N_K(h).$$

Az integrál konvergens! Mivel a törőképesség függvénye a végtelenben eltűnik, a lineáris középérték is ezt teszi (műhold—föld) összeköttetés

$$\lim_{h \rightarrow \infty} N_K(h) = \lim_{h \rightarrow \infty} \frac{\int_0^h N(h) dh}{h} = \lim_{h \rightarrow \infty} N(h) = 0. \quad (3.2)$$

A törőképesség középértékének határértéke $h \rightarrow 0$ esetén

$$\lim_{h \rightarrow 0} N_K(h) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\int_0^h N(h) dh}{h} = \lim_{h \rightarrow 0} N(h) = N_S. \quad (3.3)$$

A törőképesség középértékét tehát lényegében a következő alakban írhatjuk fel

$$N_K(h) = N_S f_K(h).$$

Itt

$$\begin{aligned} \lim_{h \rightarrow 0} f_K(h) &= 1, \\ \lim_{h \rightarrow \infty} f_K(h) &= 0. \end{aligned}$$

Nekünk azonban a lineáris középérték helyett a módosított középértékre van szükségünk. Ezért az általános középértéktétel követelményét egy $S_A(h)$ függvénnyel vesszük figyelembe. Ennek értékkészlete korlátos, mert az $N(h)$ függvény is korlátos

$$s_A(h) \in \left[0, \frac{N_S}{N_K(h)} \right].$$

Értékét adott esetben főleg a törőképesség magasságfüggésének jellege határozza meg. Erre a függvényre érvényes, hogy

$$\lim_{K \rightarrow 0} s_A(h) = 1.$$

A módosított középérték az előbbieknél megfelelően

$$n_{RK} = 1 + [s_A N_K - N_S]10^{-6} = 1 + N_S [s_A(h) f_K(h) - 1]10^{-6}. \quad (3.4)$$

A $g_K(h) = s_A(h) f_K(h) - 1$ függvény határértékei

$$\begin{aligned} \lim_{h \rightarrow 0} g_K(h) &= 0, \\ \lim_{h \rightarrow \infty} g_K(h) &= 1 \end{aligned}$$

(műhold—föld összeköttetés).

A törőképesség lineáris középértéke exponenciális referencia atmoszféra esetén

$$N_K = \frac{1}{h} \int_0^h N(h) dh = \frac{1}{h} \int_0^h N_S e^{-bh} dh = N_S \left[\frac{1 - e^{-bh}}{bh} \right].$$

Ugyanez polytropikus atmoszféra esetén

$$N_K = \frac{1}{(\eta h)} \left\{ \frac{A_1}{s} [1 - (1 - \eta h)^3] + \left(\frac{A_2}{s-1} \right) [1 - (1 - \eta h)^{s-1}] \right\}$$

A törésmutató módosított középértékének megváltozása, ha a felszíni törőképesség N_{s_2} -ről N_{s_1} -re változik

$$\Delta n_{RK} = 10^{-6} \{ N_{S2} [S_{A2}(h) f_{K2}(h) - t] - N_{S1} [S_{A1}(h) f_{K1}(h) - 1] \},$$

$$\Delta n_{RK} = 10^{-6} \{ (N_{S1} - N_{S2}) + N_{S2} S_{A2}(h) f_{K2}(h) - N_{S1} S_{A1}(h) f_{K1}(h) \}.$$

A találkozási szögnek ehhez tartozó megváltozása

$$\Delta \delta_0 = \frac{10^{-6} \{ (N_{S1} - N_{S2}) + N_{S2} S_{A2}(h) f_{K2}(h) - N_{S1} S_{A1}(h) f_{K1}(h) \}}{\operatorname{tg} \delta_0} \quad (3.5)$$

Ez a képlet a szögeltérés számítására négy olyan tényezőt tartalmaz (S_{A1} , S_{A2} , f_{K1} , f_{K2}) melyek elméleti úton közvetlenül nem határozhatók meg. Ez a bizonyos fokú határozatlanság első pillanatra korlátozza az előző képlet használhatóságát. Szerencsére az S_{A1} , S_{A2} , f_{K1} , f_{K2} függvények konkrét meghatározására nincsen szükség.

A föld–föld közötti összeköttetések esetén $d_{RF} \in (23, 120 \text{ km})$ RF szakasz hosszúság-tartományban ($h=2 \text{ km}$) magasságkülönbségig tehát $\delta_0 \in (+5^\circ, -5^\circ)$ találkozási szögtartományban a

$$\Delta \delta_0 = \frac{d_{RF}}{2R_0} \left[\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} \right] = \frac{d_{RF} [\text{km}]}{2} 10^{-6} [\Delta N_1 - \Delta N_2]$$

képleteket használják.

Itt k_1 és k_2 a fűldsugártényezők, ΔN_1 és ΔN_2 a törőképesség-változások, $h=1 \text{ km}$ magasság és a föld felszíne között, d_{RF} az RF szakasz hosszúsága, $R_0=6378 \text{ km}$ a föld sugara.

A 23 km-nél kisebb távolságok esetén a $\Delta \delta_0$ szögváltozás kicsi és nem annyira érdekes az összeköttetés stabilitása szempontjából. Ennélfogva elegendő azt kevésbé pontosan meghatározni ($h=2 \text{ km}$ magasságkülönbség és $d_{RF}=10 \text{ km}$ RF szakasztávolság esetén a tárgyalt számítás pontossága 4,1%). 120 km-nél nagyobb távolság a föld–föld közötti összeköttetés esetén nem fordul elő. A „tropospheric scatter” terjedést ebben a dolgotban nem tárgyaljuk.

A műhold–föld közötti összeköttetés esetén a találkozási szög megváltozása $h \rightarrow \infty$ határ átmenet alkalmazásával

$$\Delta \delta_0 [\text{rad}] = \frac{10^{-6} (N_{S2} - N_{S1})}{\operatorname{tg} \delta_0} = - \frac{10^{-6} \Delta N_s}{\operatorname{tg} \delta_0}. \quad (3.6)$$

Itt N_s a felszíni törőképesség időbeli változása. A képlet fokokban kifejezve

$$\Delta \delta_0 = -5,73 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta N_s}{\operatorname{tg} \delta_0}. \quad (3.6)$$

Ez a képlet viszont igen egyszerű és gyors számolásra alkalmas.

1. táblázat

δ_0 [°ok]	$\frac{180}{\pi} 10^{-6} \operatorname{cotg} \delta_0$	$\Delta \delta_0$ [fok]			
		$N_s=10$	$N_s=50$	$N_s=100$	$N_s=200$
1°	$3,28 \cdot 10^{-3}$	$3,28 \cdot 10^{-2}$	0,16	0,321	0,66
2°	$1,64 \cdot 10^{-3}$	$1,64 \cdot 10^{-2}$	$8,20 \cdot 10^{-2}$	0,16	0,33
5°	$6,55 \cdot 10^{-4}$	$6,55 \cdot 10^{-3}$	$3,27 \cdot 10^{-2}$	$6,55 \cdot 10^{-2}$	0,13
10°	$3,25 \cdot 10^{-4}$	$3,25 \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-2}$	$3,25 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$
45°	$5,73 \cdot 10^{-5}$	$5,73 \cdot 10^{-4}$	$2,86 \cdot 10^{-3}$	$5,73 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$
60°	$3,31 \cdot 10^{-5}$	$3,31 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$3,31 \cdot 10^{-3}$	$6,62 \cdot 10^{-3}$
85°	$5,01 \cdot 10^{-6}$	$5,01 \cdot 10^{-5}$	$2,51 \cdot 10^{-4}$	$5,01 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-3}$

A $\Delta \delta_0$ szögváltozást illetően műhold–föld közötti összeköttetés esetén a viszonyokat egy táblázatban foglaljuk össze.

Az 1. táblázatból látható, hogy a $\Delta \delta_0$ szögváltozás növekvő δ_0 kezdeti találkozási szöggel rohamosan csökken. Tehát minél nagyobb a δ_0 kezdeti találkozási szög annál stabilabb az összeköttetés.

A $h=2 \text{ km}$ magasságkülönbségnél nagyobb magasságkülönbség már inkább a föld–repülőgép közötti összeköttetés esetén fordul elő. A rádió navigációs hírközlés a VHF frekvenciatartományban történik. Itt a δ_0 kezdeti találkozási szög és annak megváltozása nem érdekes. A légi forgalmi lokátor technikában inkább az ε magassági szöghibát érdemes meghatározni. Ennek hosszú idejű stabilitása azonban itt sem bír jelentőséggel, hiszen a megfigyelés alatt az ε mindig változik és ennél fogva ennek stabilitásáról beszélni értelmetlen.

A lineáris regresszióval létrehozott [7]

$$\varepsilon = m N_s + 1$$

táblázat is használható $\Delta \delta_0$ szögváltozás meghatározására. Ugyanis (mint az a 2.1. ábrából látható) az ε magassági szöghiba és a δ_0 kezdeti találkozási szög között a következő összefüggés áll fenn:

$$\delta_0 = \varepsilon + \varepsilon_1.$$

Mivel $\varepsilon_1 = \text{const}$ írhatjuk a szögek változására, hogy

$$\Delta \delta_0 = \Delta \varepsilon = m (N_{s2} - N_{s1}).$$

Kis szögek esetén ($\delta_0 < 5 \text{ mrad}$) azonban a lineáris regresszió hibája a különbségképzés miatt fokozottabban jelentkezik és a fenti módszer hibája elég nagy lehet. Ezért a $\delta_0 = \pm 5^\circ$ szögtartományban érdemesebb az előbb említett módszert alkalmazni (2.11. képlet).

Érdekes megfigyelni, hogy növekvő h magasságkülönbséggel az m értékei főleg $\delta_0 = 20 \text{ mrad} = 1,146^\circ$ felett asszimptotikusan közelednek a $10^{-6} \operatorname{cotg} \delta_0$ értékeihez. Ezt a tényt a 2. táblázatban mutatjuk be. $h=70 \text{ km}$ és $\delta_0 > 100 \text{ mrad} = 5,73^\circ$ esetén a különbség igen kevés [7]. Ezt a közeledést különböző h magasságkülönbségek és $\delta_0 = 400 \text{ mrad} = 22,92^\circ$ esetén még a 3. táblázat szemlélteti. (Az asszimptóta $10^\circ \operatorname{cotg} \delta_0 = 2,37 \cdot 10^{-6}$ egyenes.)

2. táblázat

δ_0 [rorad]	δ_0 [fok]	m [rad] $h=20$ km	$h=50$ km	$10^{-6} \cotg \delta_0$ [rad] $h=\infty$
1	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$70,3 \cdot 10^{-6}$	$79,4 \cdot 10^{-6}$	$1000,0 \cdot 10^{-6}$
2	0,11	$61,6 \cdot 10^{-6}$	$69,8 \cdot 10^{-6}$	$500,0 \cdot 10^{-6}$
5	0,29	$49,5 \cdot 10^{-6}$	$56,3 \cdot 10^{-6}$	$200,00 \cdot 10^{-6}$
10	0,57	$39,7 \cdot 10^{-6}$	$45,1 \cdot 10^{-6}$	$100,00 \cdot 10^{-6}$
20	1,15	$27,9 \cdot 10^{-6}$	$31,7 \cdot 10^{-6}$	$49,99 \cdot 10^{-6}$
52,4	3,00	$13,6 \cdot 10^{-6}$	$15,8 \cdot 10^{-6}$	$19,07 \cdot 10^{-6}$
100	5,73	$7,6 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-6}$	$9,97 \cdot 10^{-6}$
200	11,46	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$4,93 \cdot 10^{-6}$
400	22,92	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$2,37 \cdot 10^{-6}$

3. táblázat

h (km)	m (rad)
0,1	$0,1 \cdot 10^{-6}$
0,2	$0,1 \cdot 10^{-6}$
0,5	$0,2 \cdot 10^{-6}$
1,0	$0,3 \cdot 10^{-6}$
2,0	$0,6 \cdot 10^{-6}$
5,0	$1,2 \cdot 10^{-6}$
10,0	$1,6 \cdot 10^{-6}$
20,0	$1,8 \cdot 10^{-6}$
70,0	$2,2 \cdot 10^{-6}$

Néhány példa a kezdeti találkozási szög változásának meghatározására föld–föld összeköttetés esetén.

Mérési eredmények [9]

A k földugártényező (vagy ami ezzel egyenértékű a ΔN -t a felszíni törőképesség $h=1$ km-en belüli megváltozását) terjedési vagy meteorológiai mérésekkel lehet meghatározni. Általában a terjedési mérésekből megállapított k tényező automatikusan a mért szakaszon levő k értékek számtani középértékét adja. Meteorológiai mérés esetén ugyanezt az adatot az RF szakasz hosszán több ponton elhelyezett szondák egyidejű mérési eredményeinek számtani közepelésével nyerhetjük. Az egyes meteorológiai mérési eredmények számtani középértéke nagyobb időbeli változékonyságot mutat, mint a terjedési mérésekkel megállapított k érték, hiszen meteorológiai szondák közötti teret meteorológiailag nem ismerjük. Az időbeli változékonyság növekvő d_{RF} szakasz távolsággal csökken.

A ΔN értékek időbeli változása a föld felszínén elég nagy lehet. Az alábbiakban a CCIR 233-3 beszámoló alapján néhány példát említünk (CCIR Rapport 233-3 Influence des Régions non ionisées de l'atmosphère sur la propagation des ondes. Propagation sol-sol.)

a) Az Egyesült Államokban (Cape Kennedy, Florida) az N -nel csak az idő 0,05%-ában túllépett értéke $\Delta N_1 = 230 \frac{N}{\text{km}}$ és csak az idő 99,9%-ában túllépett értéke $\Delta N_2 = -370 \frac{N}{\text{km}}$.

A mérést a föld felületéhez közel eső 100 m-es szakaszon végezték. Az ehhez tartozó találkozási

szög-változás $d_{RF} = 63,78$ km-es hosszúságú RF szakaszon

$$\Delta \delta_0 = \frac{d_{RF} 10^{-6}}{2} [\Delta N_1 - \Delta N_2] = \frac{63,78 \cdot 10^{-6}}{2} [230 + 370]$$

$$\Delta \delta_0 = 0,02 \text{ rad} \sim 1,1^\circ.$$

Ez már keskeny nyalábszélességű antenna esetén komolyabb fadinget okoz.

b) Franciaországban Párizs környéki mérések, melyeket a föld felülete felett 100 m-es rétegben végeztek, az előző pontban közölt eredményekhez hasonló tapasztalatokat adtak. Ha a méréseket a föld felett 500 m-re terjesztették ki, úgy a ΔN értékének változása kisebb volt. A mérések szerint a ΔN értékének csak az idő 0,05%-ában túllépett értéke

$$\Delta N_1 = 30 \frac{N}{\text{km}}$$

és csak az idő 99,8%-ában túllépett értéke $\Delta N_2 = -17,0 \frac{N}{\text{km}}$ volt. Az ehhez tartozó

találkozásiszög-változás $d_{RF} = 63,78$ km-es hosszúságú szakaszon

$$\Delta \delta_0 = \frac{d_{RF} 10^{-6}}{2} [\Delta N_1 - \Delta N_2] = \frac{63,78 \cdot 10^{-6}}{2} [30 + 140]$$

$$\Delta \delta_0 = 0,0054 \text{ rad} \sim 0,31^\circ.$$

Látható tehát, hogy a probléma Európában is gondot okozhat.

c) Az Egyesült Királyságban és Japánban lefolytatott mérések eredményei szintén azt mutatták, hogy mért értékek erősen függenek a vizsgált réteg vastagságától. A két országban a mért értékek hasonló eredményt szolgáltatottak és a talaj felett az első 100 m-en a ΔN -re a következő szélsőséges értékek adódtak:

$$\Delta N_1 = 70 \frac{N}{\text{km}} \text{ (Az idő max. 0,1%-ában),}$$

$$\Delta N_2 = -200 \frac{N}{\text{km}} \text{ (Az idő max. 99,9%-ában).}$$

Ennek a változásnak megfelelő szög-változás $d_{RF} = 63,78$ km-es RF szakasz távolság esetén

$$\Delta \delta_0 = \frac{d_{RF} 10^{-6}}{2} [\Delta N_1 - \Delta N_2] = \frac{63,78 \cdot 10^{-6}}{2} [70 + 200]$$

$$\Delta \delta_0 = 0,0086 \text{ rad} \sim 0,5^\circ.$$

d) A Szovjetunióban végzett mérések (Kalinin 1964) kimutatták, hogy a törésmutató gradiense a 0...200 m-es föld feletti rétegben a normál eloszlást közelíti meg a legtöbb klímaterületen (a tengerparti és a hegyi területeket kivéve). A várható érték és a szórás klimatikus területenként változik és függ az évszaktól is.

e) Ötéves rádiószonda-mérések trópusi állomásokon a törőképesség gradiensek nagyobb mértékű változását mutatták, mint a legtöbb mérsékelt égövű tájra számított $0 \dots -157 \frac{N}{\text{km}}$ érték.

Szemléltetésképpen a

$$|\Delta \delta_0| = \left| \frac{d_{RF}}{2} \right| \left| \frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} \right|$$

szögváltozást (fokokban) különböző k változások eseteire kiszámítottuk. Az eredményt a 4. táblázat szemlélteti.

Feltétlenül meg kell jegyezni azt, hogy az említett CCIR beszámolóban néhány mondatban felhívták a figyelmet arra, a törőképeség nagymértékű megváltozása általában nem terjed ki a teljes RF szakasz hosszúságra. Tehát annak a valószínűsége, hogy egy teljes RF szakaszon a törőképeség az előbbieken említett nagy mértékben változzék eléggé kicsi.

Ennek ellenére a vonaltervezés biztonsága érdekében nem célszerű a föld-föld közötti mikrohullámú összeköttetések esetén az antennanyereséget 48 dB fölé emelni. Ezt gyakorlati tapasztalatok támasztják alá.

A föld-műhold összeköttetés esetén a δ_0 kezdeti találkozási szög viszonylag nagy és ennek megfelelően a találkozási szög változása eléggé kicsi. Itt természetesen nagyobb antennanyereségek is használhatók.

Japánban egy 30 km-es szakaszon a beesési szög változását vizsgálták a ΔN változása függvényében. A ΔN értékét a szakasz közepén vizsgálták. Az eredmények a várakozást igazolták.

Végezetül meg kell említeni az ORION vállalat néhány hullámterjedés-mérési tapasztalatát.

1978. január 1. – 1978. június 30. időközben (1,5 év) a Klinovec–Zelena Hora szakaszon KTT 8000, ill. $2 \times KTV$ 8000 berendezéssel Csehszlovákiában terjedésmérést folytattunk. A használt frekvenciasáv 8150...8400 MHz (az oszsz 8 GHz-es frekvenciaterv felső félsávja).

Az ORION KTT 8000 berendezés adatai:

Adóteljesítmény (adókeverő karimáján mérve)	min 250 mW ~ -6 dBW
Adófrekvencia stabilitása	$2 \cdot 10^{-5}$
Vevő zajtényező (vevőkeverő karimáján mérve)	max 8,5 dB
Helyi oszcillátor stabilitása	$2 \cdot 10^{-5}$
Vevő KF szélessége	± 12 MHz
Középfrekvencia	70,08 MHz
Antennák nyeresége (PA-8/3 Cassegrain)	45 dB

A szakasz jellemzői a következők:

RF szakasz hosszúsága	$d_{RF} = 59,4$ km
Teljes szakaszcsillapítás (adókeverő karima és vevőkeverő karima között)	$A_{TOT} = -73,51$ dB
Küszöbszint	$A_{KU} = -103$ dBW
Vevő bemenőszint	$P_{vAB} = -6$ dBW + $A_{TOT} = -79,51$ dBW
Fadingtartalek	$A_{KU} - P_{KUdB} = 23,49$ dB
Adóantenna magassághelyzete (Klinovec)	35,5 m
Vevőantenna magassághelyzete (Zelena Hora)	46,4 m

4. táblázat

$K_2 = -\frac{2}{3}$	$k_2 =$				
	$\frac{2}{3}$	∞	$\frac{4}{3}$	1	$\frac{2}{3}$
$-\frac{2}{3}$	—	0,43	0,64	0,72	0,86
0	—	—	0,21	0,29	0,43
$\frac{4}{3}$	—	—	—	0,07	0,21
1	—	—	—	—	0,14
$\frac{2}{3}$	—	—	—	—	—

Frekvenciák	$f_{21} = 8178,03$ MHz
	$f_{23} = 8234,10$ MHz
	$f_{25} = 8290,16$ MHz
	$f_{27} = 8346,23$ MHz

Terep jellege: Klinovec környékén erősen tagolt.

Látható, hogy a terjedésmérést négy szimplex adóvevő párral folytattuk le a frekvenciafüggőség felderítése érdekében.

A mérés alkalmával a vett télerősség dBW-ben kifejezett szintjével egyenesen arányos AGC feszültséget regisztráltuk. Regisztráláshoz KUTESZ 175-ös szintírórt használtunk (papírtovábbítás sebessége 60 mm/h volt). A terjedési mérés már jelenleg a kiértékelés stádiumában van. Annyi már most bizonyos, hogy a regisztrált szintek 2–3 dB-es lassú, több óráig, napokig (sőt hetekig) tartó változásán kívül erre szuperponálva sokszor igen gyors, néha 22 dB-ig terjedő változást is mutattak.

Miután a szakasz igen nagy mértékben nyitott, az ilyen mélységű lassú fading már a törésmutató-gradiens lassú változásával magyarázható (valószínűleg $K_1 = \infty$ és $K_2 = 1$, ill. $\Delta N_1 = -156,8$ és $\Delta N_2 = 0$ határok között). Helyszíni megfigyelés alapján eső ilyen változások idején nem fordult elő. A k értékének változását a kiértékelés folyamán még tovább pontosítjuk.

Az év legrosszabb hónapjában a vizsgált idő 0,1%-ban előálló mélyfading értéke a

$$A_m [\text{dB}] = -1,5f [\text{GHz}] - 21 \text{ dB}$$

képlettel számolva ($f = 8,26$ GHz a működési félsáv közepes frekvenciája)

$$A_m = -32,2 \text{ dB.}$$

Ezt a mérések előreláthatólag igazolni nem fogják. A CCIR 338-2 beszámoló szerint a vizsgált idő 0,1%-hoz tartozó mélyfading értéke ($\epsilon_F = 0,001$)

$$10 \log \frac{P_v}{P_{v0}} = 10 \log \frac{\epsilon_F}{k_F Q} \frac{1}{f^B} \frac{1}{d_{RF}^{3,5}}$$

képlet alapján az Európára vonatkozó $K_F = t, 4 \cdot 10^{-8}$, $Q = 1$, $B = 1$ mennyiségekkel számolva ($d_{RF} = 59,4$ km, $f = 8,26$ GHz)

$$10 \log \frac{P_v}{P_{v0}} = -22,71 \text{ dB}$$

(a távolságot km-ben, a frekvenciát GHz-ben kell behelyettesíteni).

Ezt viszont a mérések előreláthatólag igazolni fogják.

Az eddigi kiértékelés szerint regisztrált szintek változása mind a négy frekvencián igen nagy hasonlóságot mutat. Ennek ellenére a „frequency diversity” hatásosságra egyértelmű megállapítást tenni valószínűleg nem lehet, mert a frekvenciák relatív távolsága ($3 \times 56 / 8000$) és a papírsebesség 60 mm/h igen kicsi. (CCIR 338-2 sz. beszámoló 5. sz. ábra.)

Végezetül meg kell jegyezni azt, hogy a KTV 8000 berendezésnek a nagy távolság és a viszonylag hosszú tápvonalak miatt lecsökkent fadingtartaléka az üzem fenntartásához még kellően elegendőnek bizonyult. Üzemmegszakadás nem fordult elő. A szóban forgó berendezést az ORION már továbbfejlesztette. A berendezés többek között ma már nagyobb adóteljesítménnyel működik.

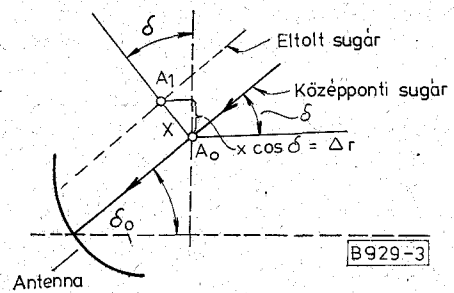
Amplitúdó és fázis szcintilláció műhold–föld közötti összeköttetés esetén. (A műhold, az adó és a vevő a földön van.)

Műhold–föld közötti összeköttetés esetén a sugárpálya alakváltozásán kívül, melyet a troposzférában a törésmutató-magasság függésének viszonylag nagy mértékű változása okoz (large-scale variation) a sugárkéven belüli a törésmutató-magasság függésének időbeli viszonylag kis mértékű változása gyors amplitúdó és fázis szcintillációt okoz (small-scale variation). Ez korlátozza a követő rendszer pontosságát, mely normális körülmények között feltételezi azt, hogy a földi vevőantenna apertúrasíkjába érkező hullámnak nincsen fázistorzítása. Ez a fázisinkohérensia veszélyezteti a frekvencia stabilitását és hozzájárul a vevőantenna nyereségének dinamikus csökkenéséhez. (A műhold most adó.)

Az eddigi tapasztalat szerint 20 GHz alatt és nagy kezdeti találkozási szög esetén ennek a jelenségnek a hatása elhanyagolható. Magasabb frekvenciákon azonban bizonyos meteorológiai körülmények között ennek hatása jelentős lehet. Néhány méter átmérőjű paraboloid antennát feltételezve 100 GHz és 35 GHz frekvencián $\delta_0 > 45^\circ$ mellett tiszta időben a fading csúcserő ± 4 dB, ill. ± 2 dB. $\delta_0 = 10^\circ$ körüli szögértékek esetén a fading csúcserő 100 GHz és 35 GHz frekvencián esetenként a ± 12 dB-t, ill. a ± 6 dB-t is elérheti [9].

Becsles szerint 6 m átmérőjű antenna esetén a fenti körülmények között a troposzféra által okozott fázisdifferencia 100 GHz és 35 GHz frekvencián $\delta_0 > 45^\circ$ mellett néha elérheti a 40° , ill. 15° -ot. $\delta_0 = 10^\circ$ körüli szögértékek esetén ez az érték 100 GHz és 30 GHz frekvencián 80° , ill. 30° is lehet [9]. A CCIR 234-3 sz. beszámolóban már hivatkoznak egy japán elméleti tanulmányra. Ennek egy megállapítása az, hogy 2 és 10 GHz között a szcintilláció független a frekvenciától. (Report 234-3. Influence of the non-ionized atmosphere on wave propagation. Earth – space propagation.)

Az elkövetkezőkben kiszámítjuk a szcintilláció következtében létrejövő fading nagyságát.



3. ábra. Szcintilláció

Első lépésben a törésmutató magasságfüggését időben állandónak tételezzük fel, majd a második lépésben megvizsgáljuk a helyzetet időbeli változás esetén.

Kiindulásképpen tekintsük a 3. ábrát. Az antennára δ_h találkozási szögben érkezik az antenna apertúraszélességének megfelelő sugárnyaláb. A sugárnyalábban megkülönböztetünk a szimmetriatengelyben és annak irányában haladó középponti sugarat és tőle y távolságban eltolt sugarat. Célunk e két sugár közötti fáziskülönbség kiszámítása, mely a $\Delta r = y \cos \delta$ magasságkülönbség következtében előálló Δn_h törésmutató-változást okoz.

Ennek értéke az adótól a vevőig (a műholdtól a földig) a sugárnyalábban belüli

$$\Delta n_h = n(r + \Delta r) - n(r)$$

törésmutató-változás következtében görbementi integrálással adódik. Az integrálásra nyilván azért van szükség, mert a törésmutató-változás a sugárpálya mentén nem állandó és egyszerű szorzás nem lehetséges. (Skalár-vektor függvény skalár értékű görbementi integrálja.)

$$\Delta \varphi_s = \frac{\omega}{c} \int_0^{\varphi_1} [n(r + \Delta r) - n(r)] ds.$$

A műhold polárkoordinátáit R_1 , ill. φ_1 -el jelöljük. ds a sugárpálya egy eleme.

$$\left(c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{sec}} \text{ a fény sebessége.} \right)$$

Alkalmazva a

$$\Delta n_0 = n(r + \Delta r) - n(r) \approx \frac{dn}{dr} \Delta r = \frac{dn}{dr} y \cos \delta$$

és

$$ds = \sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2} \left(\frac{d\varphi}{dr} \right) dr$$

helyettesítéseket a fáziskülönbség

$$\Delta \varphi_s = \frac{\omega}{c} y \int_{R_0}^{R_1} \left(\frac{dn}{dr} \right) \cos \delta \left[\sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2} \right] \left(\frac{d\varphi}{dr} \right) dr. \quad (5.1)$$

Kis átalakítás után kapjuk, hogy

$$\Delta\varphi_S = \frac{\omega}{c} y \int_{R_0}^{R_1} \left(\frac{dn}{dr}\right) \cos \delta \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2}}{\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi}} dr.$$

Figyelembe véve, hogy

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \quad \text{és} \quad \sqrt{1 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} = \frac{1}{\cos \delta},$$

$$\Delta\varphi_S = \frac{\omega}{c} y \int_{R_0}^{R_1} \left(\frac{dn}{dr}\right) \frac{1}{\operatorname{tg} \delta} dr = \frac{\omega}{c} y \int_{n_S}^1 \frac{dn}{\operatorname{tg} \delta}.$$

Tudjuk, hogy a teljes eltérés szöge műhold-föld összeköttetés esetén [7]

$$\alpha = \int_{n_S}^1 \frac{dn}{\operatorname{tg} \delta} = \frac{n_S - 1}{\operatorname{tg} \delta_0} \quad [\text{rad}].$$

Ezt behelyettesítve kapjuk a fáziskülönbséget

$$\Delta\varphi_S = \frac{\omega}{c} \frac{N_S 10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0} y = \omega'' y \quad [\text{rad}]. \quad (5.2)$$

Látható tehát, hogy a földi vevőantenna alsó széléhez érkező hullám fázisa különbözik annak felső széléhez érkező hullámok fázisától. A vevőantenna ennek következtében a beérkező hullámnak csak a lineáris középértékét veszi. Mivel az átlagolás attól függ, hogy az antenna négyzetes vagy kör alakú apertúrával rendelkezik-e, ezért a két esetet az alábbiakban külön-külön tárgyaljuk.

Igen fontos észrevenni itt még azt is, hogy az előbb kapott fáziskülönbséget és az ebből származó szcintillációs fadinget a föld felületén mérhető törő-képesség változásából lehet számítani. Az előbbi integrálással tulajdonképpen feleslegessé tettük a törésmutató helyfüggésének pontos ismeretét. Ennek megfelelően a szcintillációs fading statisztikája az N_S eloszlására vezethető vissza. Az adott földrajzi helyen most már az a kérdés, hogy a szcintillációs fading a többi fadingkomponenshez viszonyítva (levegő, vízgőz, hidrometeorit, felhő, köd, depolarizáció stb.) milyen helyet foglal el.

a) Négyzetes apertúra

A beérkező hullám elektromos térerőssége (pontosabban az elektromos térerősség amplitúdójának helyfüggése) a vevőantenna apertúra síkjában a 4. ábra jelöléseit figyelembe véve

$$E(y) = E_3 \cos \omega'' y = E_0 \cos \left[\left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{N_S 10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0}\right) y \right].$$

Itt

$$\omega'' = \frac{\omega}{c} \left(\frac{N_S 10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0}\right)$$

jelölést alkalmaztuk.

A beérkező hullám lineáris középértéke, ha a vevőantenna vertikális mérete b_v és horizontális mérete a_v

$$E_k = \frac{1}{a_v b_v} \int_{-\frac{a_v}{2}}^{\frac{a_v}{2}} \int_{-\frac{b_v}{2}}^{\frac{b_v}{2}} E(y) dy dx = E_0 \frac{\sin \frac{b_v \omega''}{2}}{\frac{b_v \omega''}{2}}. \quad (5.3)$$

Tehát a vett jel amplitúdója függ az antenna vertikális méretétől.

Abban az esetben ha

$$\frac{b_v \omega''}{2} = \pi$$

azaz

$$b_v \frac{f}{c} \left(\frac{N_S 10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0}\right) = 1$$

a vett jel zérusra csökken.

Adott rádiómeteorológiai körülmények ($N_S = \text{const}$) és adott b_v antennaméret esetén ez a jelenség az

$$f = f_s = \frac{c}{b_v} \left[\frac{\operatorname{tg} \delta_0}{N_S 10^{-6}}\right] \quad (5.4)$$

frekvencián következik be.

Az antennanyereség csökkenésének a mértéke dB-ben kifejezve

$$A_{sz} = 20 \log \frac{E_K}{E_0} = 20 \log \frac{\sin \left(\frac{b_v \omega''}{2}\right)}{\left(\frac{b_v \omega''}{2}\right)}. \quad (5.5)$$

A határfrekvenciát

$$\frac{\sin \left(\frac{b_v \omega''}{2}\right)}{\left(\frac{b_v \omega''}{2}\right)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sim -3 \text{ dB-es}$$

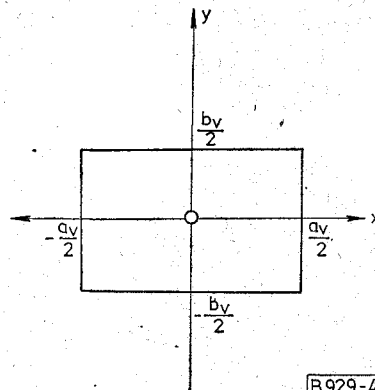
szintcsökkenés definiálja.

Ennek megfelelő szögérték

$$\frac{b_v \omega''}{2} = 1,3916 \text{ rad} \sim 79,73^\circ,$$

illetve

$$\frac{b_v f}{c} \left(\frac{N_S 10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0}\right) = \frac{1,3916}{\pi} = 0,443.$$



4. ábra. Négyzetes apertúra

A határfrekvencia

$$f_c = 0,4429 \frac{c}{b_v} \left[\frac{\operatorname{tg} \delta_0}{N_s 10^{-6}} \right]. \quad (5.6)$$

A viszonyokat különböző kezdeti találkozási szögek, $b_v = 10$ m vertikális antennaméret és különböző földfelszíni törőképeségek esetén az alábbi 5. táblázat szemlélteti.

5. táblázat

δ_0 (fok)	$N_s = 280$ f_s [GHz] f_c		$N_s = 320$ f_s [GHz] f_c		$N_s = 360$ f_s [GHz] f_c	
10	18,88	8,36	16,52	7,32	14,68	6,50
45	107,07	47,43	93,69	41,50	83,28	36,89
70	294,18	130,30	257,40	114,02	228,80	101,35

Abban az esetben amikor a földfelszíni törőképeség időben ΔN_s -et változik, úgy változik a földi vevő bemenőszintje is (szcintilláció). Ennek a változásnak az értéke, ha $\Delta N_s \ll N_s$ könnyen meghatározható.

A vevő bemenőszint-változása (szcintilláció nagyságának) meghatározásaként írjuk fel az időtől független csillapításértéket.

$$A_{sz} = 20 \log \left[\frac{\sin A_s N_s}{A_s N_s} \right] = 8,686 \ln \left[\frac{\sin A_s N_s}{A_s N_s} \right] = A_{sz}(f)$$

alakban.

Itt

$$A_s = \left(\frac{b_v \pi}{c} \right) \left(\frac{10^{-6}}{\operatorname{tg} \delta_0} \right) f.$$

A ΔA_{sz} csillapításváltozást az N_s -nek viszonylag kis értékű ΔN_s -el történő megváltozása esetén jó közelítéssel ha eléggé az f_s frekvencia alatt vagyunk (határfrekvencia és ez alatt)

$$\Delta A_{sz} \approx \frac{dA_{sz}}{dN_s} \Delta N_s$$

összefüggést számítjuk $\left(\frac{\Delta N_s}{N_s} < 0,1 \right)$.

A differenciálást elvégezve

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left[A_s \frac{\cos A_s N_s}{\sin A_s N_s} - \frac{1}{N_s} \right] \Delta N_s.$$

Átalakítás után kapjuk, hogy

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left[\frac{A_s N_s}{\operatorname{tg} A_s N_s} - 1 \right] \frac{\Delta N_s}{N_s}. \quad (5.7)$$

Látható tehát, ha jóval határfrekvencia alatt dolgozunk akkor,

$$A_s N_s \approx 0 \quad \text{és} \quad \lim_{A_s N_s \rightarrow 0} \left[\frac{\operatorname{tg} A_s N_s}{A_s N_s} \right] = 1$$

és ennek következtében

$$\Delta A_{sz} \approx 0.$$

Tehát a szcintilláció nagysága mélyen a határfrekvencia alatt viszonylag már kis értékű.

Az

$$y = \frac{x}{\operatorname{tg} x} - 1$$

függvény értéke határfrekvencián ($x = 1,3916$ rad)

$$y_c = -0,7479.$$

Szubtropikus klímaterület esetén ($\Delta N_s = 10$, $N_s = 320$) a szcintilláció középértéke az N_s középértékének hónaponkénti változása következtében

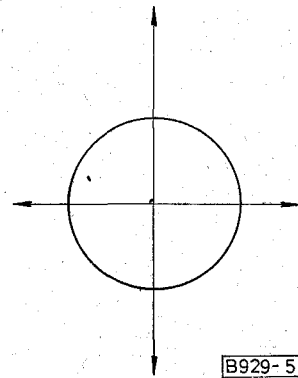
$$A_{sz} = (-8,686) \cdot (0,7479) \cdot \left(\frac{10}{320} \right),$$

$$A_{sz} = -0,20 \text{ dB.}$$

Nagyobb N_s érték megváltozás esetén a fading érték egyszerű különbségképzéssel adódik.

b) Kör alakú apertúra (5. ábra)

Ebben az esetben a lineáris közepelést egy kör területére kell elvégezni.



5. ábra. Kör alakú apertúra

A kör egyenlete a vevőantenna körvonala:

$$x^2 + y^2 = a_v^2$$

(„ a_v ” az antenna apertúrájának sugara). A vett hullám lineáris középértéke kör alakú apertúra esetén

$$E_k = \frac{1}{a_v^2 \pi} \int_{-a_v}^{a_v} \int_{-\sqrt{a_v^2 - x^2}}^{\sqrt{a_v^2 - x^2}} E(y) dy dx. \quad (5.8)$$

A feladat természetének megfelelően polárkoordinátákra térünk át és alkalmazzuk az

$$x = r \cos \varphi,$$

$$y = r \sin \varphi$$

összefüggéseket.

A transzformáció determinánása

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = r.$$

Az integrálás minden nehézség nélkül elvégezhető

$$E_k = \frac{1}{a_v^2 \pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_v} E_0 \cos \omega''(r \sin \varphi) r dr d\varphi.$$

Átalakítás után kapjuk, hogy

$$E_k = \frac{2E_0}{a_v^2} \int_0^{a_v} r \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \omega''(r \sin \varphi) d\varphi \right] dr.$$

Az első fajú első rendű Bessel-függvények ismert

$$J_0(\omega''r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\omega''r \sin \varphi) d\varphi, \quad (5.9)$$

összefüggése alapján a közepes elektromos térerősség

$$E_k = \frac{2E_0}{a_v^2} \int_0^{a_v} r J_0(\omega''r) dr = \frac{2E_0}{(\omega''a_v)^2} \int_0^{\omega''a_v} x' J_0(x') dx'.$$

Az integrálást elvégezve kapjuk, hogy

$$E_k = \frac{2E_0}{(\omega''a_v)^2} [x' J_1(x')]_0^{\omega''a_v}.$$

A közepes térerősség kör alakú apertúra esetén tehát

$$E_k = E_0 \frac{2J_1(\omega''a_v)}{\omega''a_v} = E_0 \frac{2J_1\left(\omega'' \frac{D}{2}\right)}{\omega'' \frac{D}{2}}. \quad (5.10)$$

Itt D az antenna átmérője.

Az antennanyereség csökkenésének mértéke

$$\begin{aligned} A_{sz} &= 20 \log \frac{E_k}{E_0} = 20 \log \frac{2J_1\left(\omega'' \frac{D}{2}\right)}{\omega'' \frac{D}{2}} = \\ &= 20 \log \frac{2J_1(A_{s1}N_s)}{A_{s1}N_s} \end{aligned} \quad (5.11)$$

ahol

$$A_{s1} = \frac{D\pi}{c} \left(\frac{10^{-6}}{\text{tg } \delta_0} \right) f.$$

Az utóbbi helyettesítésnek a szcintilláció számításánál vesszük hasznát.

A vett jel abban az esetben tűnik el, ha

$$\omega'' \frac{D}{2} = 3,83.$$

(az első fajú első rendű Bessel-függvény első zérushelye).

$$\frac{D}{2} \left(\frac{\omega}{c} \right) \left(\frac{N_s 10^{-6}}{\text{tg } \delta_0} \right) = 3,83.$$

Ez adott meteorológiai körülmények között és antenaátmérő esetén

$$f = f_s = \frac{c}{D} \cdot \frac{3,83}{\pi} \left[\frac{\text{tg } \delta_0}{N_s 10^{-6}} \right] = 1,219 \left(\frac{c}{D} \right) \left[\frac{\text{tg } \delta_0}{N_s 10^{-6}} \right] \quad (5.12)$$

frekvencián következik be.

A határfrekvenciát ($A_{sz} = -3$ dB) az előbbihez hasonlóan itt az

$$f_c = \frac{c}{D} \frac{1,616}{\pi} \left[\frac{\text{tg } \delta_0}{N_s 10^{-6}} \right] = 0,514 \left(\frac{c}{D} \right) \left[\frac{\text{tg } \delta_0}{N_s 10^{-6}} \right] \quad (5.13)$$

egyenlet definiálja.

A viszonyokat kör alakú apertúra esetén is a könnyebb áttekintés végett egy táblázattal szemléltetjük. A 6. táblázatban példaképpen $D=15,5$ m antenaátmérőt tételezünk fel.

6. táblázat

δ_0 [fok]	$N_s=280$ f_s (GHz) f_c		$N_s=320$ f_s (GHz) f_c		$N_s=860$ f_s (GHz) f_c	
10	14,85	6,27	12,99	5,48	11,55	4,87
45	84,22	35,53	73,69	31,09	65,50	27,64
70	231,37	97,63	202,46	85,42	179,96	75,93

Utóbbi két táblázat alátámasztja azt a gyakorlatban is igazolt állítást, hogy $\delta_0=45^\circ$ felett a 2...10 GHz-es frekvenciatartományban szcintilláció gyakorlatilag független a frekvenciától. Látható az utóbbi két táblázatból továbbá az is, hogy a fading mélysége és frekvenciafüggőség annál nagyobb mértéke minél kisebb a kezdeti találkozási szög.

A ΔA_{sz} csillapításváltozás az N_s -nek viszonylag kis értékű ΔN_s -el történő megváltozása esetén (feltételezve itt is azt, hogy $\frac{\Delta N_s}{N_s} < 0,1$)

$$\Delta A_{sz} \approx \frac{dA_{sz}}{dN_s} \Delta N_s,$$

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left\{ \frac{J_1'(A_{s1}N_s)}{A_{s1}N_s} A_{s1} - \frac{1}{N_s} \right\} \Delta N_s.$$

Az első fajú első rendű Bessel-függvény ismert differenciálási szabályát alkalmazva

$$J_1'(x) = J_0(x) - \frac{1}{x} J_1(x),$$

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left\{ (A_{s1}N_s) \left[\frac{J_0(A_{s1}N_s) - \frac{J_1(A_{s1}N_s)}{A_{s1}N_s}}{J_1(A_{s1}N_s)} \right] - 1 \right\} \frac{\Delta N_s}{N_s}$$

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left\{ \left[\frac{J_0(A_{s1}N_s)}{2J_1(A_{s1}N_s)} \right] - 1 \right\} \frac{2\Delta N_s}{N_s}. \quad (5.14)$$

Nagyon könnyen belátható, hogy mélyen a határfrekvencia alatt a szcintilláció itt is viszonylag csekély értékű. Határfrekvencián (pl. $\delta_0=10^\circ$, $N_s=320$, $f_c=5,5$ MHz) az $A_s N_s=1,616$ feltételt alkalmazva szubtrópusi klímaterületen a szcintilláció értéke az

N_s középértékének pl. $\Delta N_s = 10$ értékű változása következtében

$$\Delta A_{sz} = 8,686 \left\{ \left[\frac{0,45}{\sqrt{2}} \right] - 1 \right\} \frac{2 \cdot 10}{320},$$

$$\Delta A_{sz} = -0,197 \text{ dB} \approx -0,2 \text{ dB}.$$

Az eredmény ez esetben nem nagyon különbözik a négyzetápagértúra esetén kapott értéktől.

Most már érdekes a kérdést kör alakú apertúra esetén az N_s törőképesség nagyobb mérvű megváltozása esetén is megvizsgálni. Legyen a törőképesség két értéke:

$$N_{s2} = 320, \quad N_{s1} = 220.$$

Itt is feltételezzük a csupán számítás egyszerűsége érdekében, hogy

$$A_s N_{sz} = 1,616.$$

A szcintilláció következtében fellépő fading

$$\Delta A_{sz} = 20 \left[\log \frac{2J_1(A_{s1} N_{s2})}{A_{s1} N_{s2}} - \log \frac{2J_1(A_{s1} N_{s1})}{A_{s1} N_{s1}} \right]$$

$$\Delta A_{sz} = 20 \left[\log \frac{1}{\sqrt{2}} - \log 0,853 \right] = -1,63 \text{ dB},$$

$$\Delta A_{sz} = -1,63 \text{ dB}.$$

Ha a törőképesség kifejezése zérusra csökken

$$N_{s1} = 0$$

mivel

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{2J_1(x)}{x} = 1.$$

A fading értéke

$$\Delta A_{sz} = 20 \log \frac{1}{\sqrt{2}} = -3 \text{ dB}.$$

Ezek az értékek már mérhetőek és kimutathatók.

Igen lényeges dolog most már a CCIR 234-3 sz. beszámoló alapján a föld-műhold összeköttetés különböző fading jelenségeit összehasonlítani. Ebből a szempontból érdemes röviden a többi csillapítás-fading-komponenst is megvizsgálni, hogy a szcintillációs fading helyét ezek között megállapíthassuk. A $D = 15,5$ m-es átmérőjű antenna határfrekvenciája szcintillációs fading szempontjából $\delta_0 = 10^\circ$ esetén $f_c = 5,5$ MHz (5.1. táblázat) és a szcintillációs fading értéke az $N_s = 320$ -nak $N_s = 220$ -ra való csökkenése esetén az előbb definiált határfrekvencián mint kiszámítottuk $-1,63$ dB. A CCIR 234-3 beszámoló 2. ábrájából az is kitűnik, hogy horizontális sugárpálya esetén a $7,5 \text{ gr/m}^3$ abszolút nedvességtartalom csillapítása kb -2 dB-t tesz ki. Az eső csillapítása erősen függ a kezdett találkozási szögtől továbbá az esőintenzitás függőleges és vízszintes eloszlásától. A probléma még tüzetes tanulmányozást igényel és a CCIR 234-3 beszámoló ideiglenesen a 233-3 föld-

föld közötti összeköttetésre vonatkozó beszámolóra hivatkozik.

Köd esetén Rayleigh-szóródás lép fel, ha a köd-szemcsék $0,01$ cm-nél kisebbek. Ennek csillapítását a CCIR 234-3 beszámoló 5. ábrája alapján lehet kiszámítani. Az ábra szerint a köd kilométerenkénti csillapítása -8 °C hőmérséklet esetén pl. $M = 20 \text{ gr/m}^3$ abszolút páratartalom mellett (extrapolálással) $f = 55,5$ GHz frekvencián

$$\left[k = 0,05 \left(\frac{\text{dB}}{\text{km}} \right) \left(\frac{\text{g}}{\text{m}^3} \right)^{-1} \right] - 1 \text{ dB/km}$$

és $f = 50$ GHz frekvencián

$$\left[k = 2,5 \left(\frac{\text{dB}}{\text{km}} \right) \left(\frac{\text{g}}{\text{m}^3} \right)^{-1} \right] - 50 \text{ dB/km}.$$

Látható, hogy magasabb frekvenciákon a köd- vagy felhőcsillapítás elég nagy értékeket vehet fel.

A Szovjetunió európai részének a közepén föld-műhold terjedési méréseket végeztek. Ennek feladata volt az idő $0,1\%$ -ához tartozó fading értéket megállapítani. A mérés időtartama 10 év volt és az alatt az idő alatt különböző intenzitású csapadékok és különböző méretű felhők és felhősödések voltak megfigyelhetők. A mérések eredményeként azt találták, hogy $f = 10$ GHz-en $\delta_0 = 10^\circ$ kezdeti találkozási szög mellett az idő $0,1\%$ -ához $-3,5$ dB és 1% -hoz $-1,2$ dB mélységű fading tartozott. Ugyanezen a frekvencián a zenit irányban ($\delta_0 = 90^\circ$) $-0,15$ dB-t, ill. $-0,1$ dB-t értékeket mértek. $f = 20$ GHz frekvencián az idő $0,1\%$ -hoz -18 dB és az idő 1% -hoz $-5,5$ dB mélységű fading tartozott.

Az eddig leírtakból látható, hogy 13 GHz alatt a szcintillációból származó fading elég jól észlelhető. Ezt egyébként a 4 GHz-en működő földi állomások statisztikája is bizonyítja.

IRODALOM

- [1] Livingston: The physics of microwave propagation. Prentice-Hall Electrical Engineering series.
- [2] BR Bean and E. I. Dutton: Radio Meteorology.
- [3] CCIR XIII PLENARY ASSEMBLY Geneva 1974. Volume V Propagation in non-ionized media.
- [4] J. Fagot: La modulation de fréquence, théorie, application aux faisceaux hertziens. Société française de documentation électronique Paris 1959.
- [5] Helmuth Brodhage, Wilhelm Hormuth: Planung und Berechnung von Richtfunkverbindungen. Siemens AG.
- [6] František Straňák CSs: Technika radioreléových spojů. Nadas Praha 1967.
- [7] Yokoi H., Yamada M. Satoh T.: Atmospheric attenuation and scintillation of microwaves from outer space. Astronomical Society Japan Vol 22. 4. 511—524.
- [8] Csernoch János: Fading jelenségek hatása a mikrohullámú rádiórelé összeköttetésekre. Műszaki közlemények. 1976. XII. évfolyam 5. szám.
- [9] CCIR XIII PLENARY ASSEMBLY Geneva 1974. Volume VI. Ionospheric propagation.
- [10] Dr. Udo Kühn: Einige neuer Ausbreitungsuntersuchungen an Richtfunkstrecken. „Technische Mitteilungen des RFZ“. 19. Jahrgang. Heft 3/1975.