

**Antennák és hullámterjedés
Jegyzet**

Szerző:

Szekeres Béla

Nagy Lajos

**Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Szélessávú Hírközlő Rendszerek Tanszék**

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés

1.1. A rádióspektrum	1
1.2. Rádiószolgálatok	1

2. Hullámterjedés

2.1. Közvetlen hullám	7
2.2. Földről reflektált hullám	7
2.3. Kétutas hullámterjedés sík föld fölött	9
2.4. A föld görbültségének figyelembe vétele	14
2.5. Felületi hullám	17
2.6. Troposzférikus szórás	18
2.7. Ionoszférikus terjedés	19
2.8. Terepakadályok hatása	25
2.9. A földi atmoszféra hatása	26-42

3. Antennák

3.1. Antennák feladata a rádiórendszerekben	43-51
3.2. Az antennákkal kapcsolatos fontosabb fogalmak és jellemzők	52-63
3.3. A Hertz féle dipólus	64-69
3.4. Huzalantennák	70-91
3.5. Aperturaantennák	92-124
Antennarendszerek	125-168
Vevőantennák zajjellemzői	170-175
A Pocklington féle egyenlet redukált magfüggvénnyel	176-188
Feladatok	190-195
Ellenőrző kérdések	196-202
Az adóantenna hatásos hossza	203-204
Síkhullámú terjedés	205-206
Szinuszus árameloszlású dipólus távoltéri térerőssége	207
A vevőantenna hatásos felülete és hatásos hossza	208-210
Feladat	211-216
Az adóantenna hatásos hossza	217-218
MUF, LUF, and FOT - The Basics of the Maximum Usable Frequency	219-222

ANTENNÁK ÉS HULLÁMTERJEÚDÉS

1. Bevezetés

1.1. A rádióspektrum

Az elektromágneses hullámok eddig megismert frekvenciatartománya közel zérustól mintegy 10^{23} Hz-ig terjed. Ebben az igen széles tartományban helyezkednek el többek között a rádióhullámok és a fény is. Az elektromágneses hullámok jelenléte a földi élet feldtétéle. Ezáltal érkezik Földünkre a fény, a hő és számos létfontosságú biológiai folyamatban játszik fontos szerepet az elektromágneses hullám és az anyag kölcsönhatása. Ebben az értelemben az elektromágneses spektrum természeti erőforrás és az elektromágneses sugárzások környezetünkhöz tartoznak.

A rádióspektrum az elektromágneses spektrumnak az a része, amely mesterséges úton viszonylag jó hatásfokkal előállítható, kisugározható és felfogható, és ezáltal különféle rádiószolgálatok számára felhasználható.

Jelenlegi ismereteink szerint ez a tartomány 9 kHz és mintegy 300 GHz között helyezkedik el. Ebben a frekvenciatartományban természetesen felhasználunk vezetett hullámokat is, de az ilyen alkalmazásokkal ebben a tárgyban nem foglalkozunk. A rádióhullámokra az jellemző, hogy mesterséges vezetés nélkül terjednek.

Más természeti erőforrásoktól eltérően a rádióspektrumnak az alábbi fontosabb tulajdonságai vannak.

- a.) A spektrum hasznosítása nem jelenti annak végleges elfogyasztását. Ha egy sávban a rádiószolgálat megszűnik, a sáv további felhasználásra eredeti minőségében felszabadul.
- b.) Az erőforrás térben, időben és frekvenciatartományban behatárolt.
- c.) Mivel a rádióhullámok terjedését az adminisztratív határok (ország, megye stb.) nem befolyásolják, ezért a rádióspektrum nemzetközi erőforrás.
- d.) A spektrumot pazaroljuk, ha olyan célra használjuk, amely más módon vagy hatékonyabban is megvalósítható.
- e.) A rádiózavarok a spektrumot szennyezik.

Más természeti erőforrásokhoz hasonlóan a rádióspektrum a közösségi javakhoz tartozik. Értékét kereskedelmi hasznosítás (pl. távközlés) esetén a spektrum felhasználásával létrejött rendszer jövedelem termelő képessége határozza meg. Ha a rádióspektrumot biztonsági szolgálatok (hadsereg, rendőrség, mentők, tűzoltók stb.) használják, akkor értékét, vagy fontosságát azzal mérjük, hogy milyen mértékben járul hozzá a szolgálatok hatékonyságának növeléséhez.

1.2. Rádiószolgálatok

A frekvencagazdálkodási feladatok megoldása céljából a rádiófrekvenciás spektrumot a Nemzetközi Távközlési Egyesület (ITU = International Telecommunication Union) a különféle rádiószolgálatok között felosztotta és a Nemzetközi rádiószabályzatban (IRR = International Radio Regulations) közzétette. A jelenlegi felosztás a 10 kHz és 300 GHz közötti frekvenciákra terjed ki. A felosztásokat rendszeresen

felülvizsgálják, és a technika fejlődésének megfelelően módosítják. A felülvizsgálatok fórumai az Igazgatási Rádió Világértekezletek (WARC = World Administrative Radio Conference). Az utóbbi 20 évben a nagyközönség számára a WARC-77 és a WARC-92 vált ismertté. Az előbbin 1977-ben a műholdas TV műsorszóró szolgálatok bevezetésére teremtették meg a feltételeket, az utóbbin 1992-ben a személyi rádió frekvencia sávjának kijelölése volt a legjelentősebb esemény.

A különféle rádiószolgálatok tehát olyan rádiórendszerek gyűjtőnevei, melyek a frekvenciahasználat szabályozása szempontjából azonos módon kezelhetők.

A klasszikus felosztás szerint a következő rádiószolgálatokat különböztetjük meg:

- a.) Műsorszóró szolgálatok (Broadcast Services)
- b.) Állandóhelyű szolgálatok (Fixed Services)
- c.) Mozgó szolgálatok (Mobile Services)
- d.) Műholdas szolgálatok (Satellite Services)
- e.) Hiteles frekvencia és órajel szolgálatok (Standard Frequency and Time Signals Services)
- f.) Rádiónavigációs szolgálatok (Radio Navigation Services)
- g.) Rádiólokációs szolgálatok (Radio Location Services)
- h.) Rádiócsillagászati szolgálatok (Radio Astronomy Services)
- i.) Amatőr szolgálatok (Amateur Services)
- j.) Ipari, tudományos és orvosi szolgálatok (ISM = Industrial, Scientific and Medical Services).

1.2.1. Műsorszóró szolgálatok

Ezek olyan rádiószolgálatok, melyek adóantennáinak jelét a lakosság vevőkészülékei közvetlenül veszik. A vevőkészülékek nagy számban, nagy területen véletlenszerűen helyezkednek el és esetleg mozognak is. A műsorszórás tehát egyirányú átvitel és az adók mindig egy többé-kevésbé jól körülhatárolható területet sugároznak be.

1.2.2. Állandóhelyű szolgálatok

Ide tartoznak azok a rádiószolgálatok, melyek összeköttetéseit földrajzilag jól meghatározott, állandó pontok között létesítik. Közülük igen nagy jelentőségűek a mikrohullámú rádiórelé rendszerek.

1.2.3. Mozgó szolgálatok

A mozgó (vagy másnéven mobil) szolgálatok jellemzője, hogy rádióösszeköttetéseknek legalább az egyik végpontja mozog, vagy előre meg nem határozható helyen tartózkodik. Megkülönböztetünk földi, légi és tengeri mozgószolgálatokat. A lakossági hozzáférés szempontjából vannak zártcélú és nyilvános mozgó szolgálatok.

1.2.4. Műholdas szolgálatok

A műsorszóró, állandóhelyű és mozgó szolgálatoknak egyaránt van földfelszíni és műholdas változata. A műholdas szolgálatok ezeken kívül magukba foglalják még az amatőr, meteorológiai, hiteles frekvencia és órajel, földkutató, valamint rádiónavigációs szolgálatokat is.

Az ismert műholdas szolgálatok (műsorszórás stb.) mellett a közeljövő várható, érdekes fejleménye a személyi és mozgó rádiótávközlő berendezések összeépítése a GPS (Global Positioning System) műholdas navigációs berendezéssel, mely mintegy 10-100 méter pontosságú helymeghatározást tesz lehetővé.

1.2.5. Hiteles frekvencia és időjel szolgálatok

Ezek tudományos, ipari, vagy más célra nagy pontosságú frekvenciákat időjeleket és egyéb más információkat (például az ionoszféra állapotát, egyes műholdak pontos pályadatait stb.) sugározzák azzal a szándékkal, hogy bárki vehesse ezeket.

E szolgálatok legismertebb alkalmazásai azok az elektronikus faliórák, melyeket egy-egy hosszuhullámú hiteles frekvencia és időjel adó szinkronizál. (pl. DCF-77) A mai korszerű nagyfrekvenciás méréstechnikában is gyakran van szükség olyan nagypontosságú referencia frekvenciára, melyet helyben nem gazdaságos előállítani. Ilyenkor szintén e hosszuhullámú adók jelét használják fel.

1.2.6. Rádió navigációs szolgálatok és Rádiólokációs szolgálatok

Ezeket összefoglalóan Rádiómeghatározó szolgálatoknak (Radiodetermination Services) is szokták nevezni. Céljuk helymeghatározás és akadály jelzés, elsősorban a tengeri és légi forgalom biztonsága érdekében, de mint említettük az alkalmazások széles skálája (pl. autók ütközés elkerülő radarja, GPS) egészen a közszükségleti szintig terjed.

1.2.7. Rádiócsillagászati szolgálatok

Ezek a világűrbeli érkező igen gyenge jeleket (inkább zajokat) veszik. Jellemzőjük a nagy antennaméret, igen érzékeny vevő és a csendes vételi hely. E szolgálatok frekvenciáit és telephelyeit a frekvenciagazdálkodó hatóságok védik a más szolgálatok által keltett rádiózavaroktól.

1.2.8. Amatőr szolgálatok

Az amatőr szolgálatok az engedéllyel rendelkezőknek egyéni kísérletezést, egymás közötti kommunikációs kapcsolatot és közös műszaki programokat (pl. amatőr műhold fellövése) biztosítanak. A rádió amatőr mozgalom minden időben sokat tesz azért, hogy a rádió berendezések kezeléséhez és javításához értők tábora gyarapodjon. Kísérletező kedvük a rádiózás kezdetektől nemcsak a technika elterjesztéséhez, hanem számos felfedezéshez is hozzájárult. Ők alkalmazták először a rövidhullámú sávot (3-30 MHz) több ezer kilométeres összeköttetések létesítéséhez az ionoszféra segítségével. Vétel megfigyeléseik például Marconi óta nélkülözhetetlenek a rövidhullámú műsorszórásban.

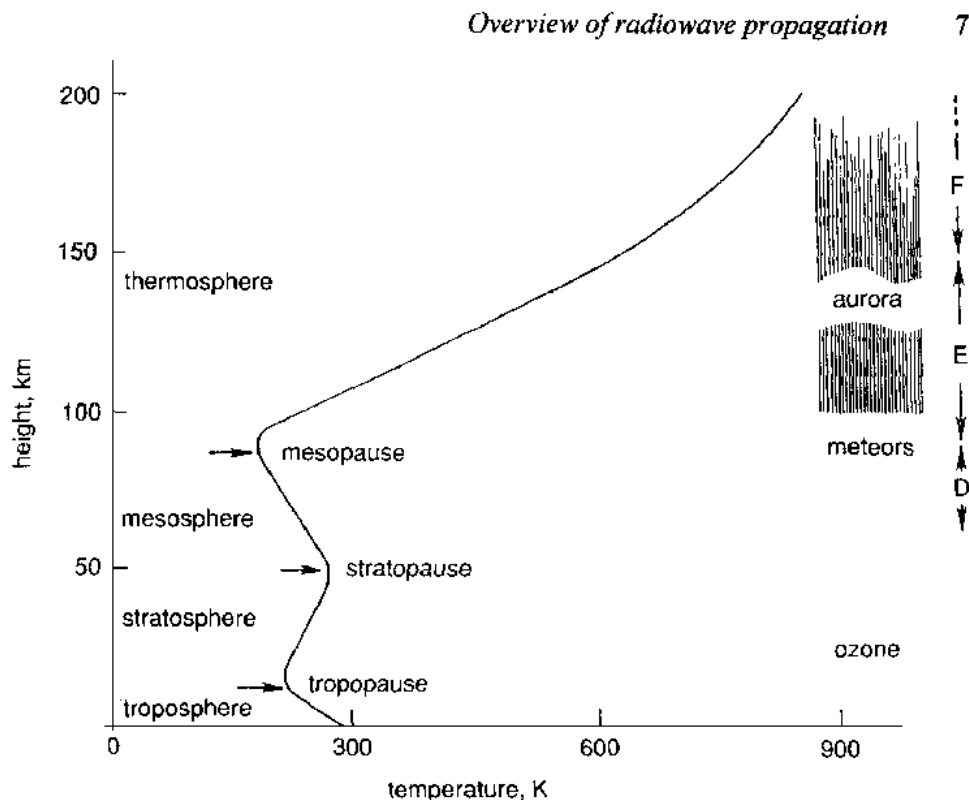
1.2.9. Ipari, tudományos és orvosi szolgálatok (ISM)

A nagyfrekvenciás energia nemcsak információ továbbítására alkalmas, hanem hőképzésre, kémiai reakciók kiváltására és különféle mérésekre. A mikrohullámú energia elterjedésének jó példája a mikrohullámú sütő. Az ISM szolgálatok elkülönített frekvenciasávokban üzemelnek és az alkalmazott berendezések biztonsági és zavar jellemzőit szigorú szabványok szabályozzák.

2. Hullámterjedés

Hullámterjedési módok

A földi atmoszféra felépítése



A frekvenciasávok jellemzői

1. ELF (3 kHz alatt) és VLF (3-30 kHz)

ELF

Az atmoszféra hatása: az ionoszféra a tápvonal módusú terjedés felső határát képezi

A terep hatása: az föld felszíne a tápvonal módusú terjedés alsó határát képezi

Rendszerjellemzők: alacsony információs sebesség

Tipikus szolgálatok: rövid távolságú - víz alatti, bűvárok között
nagy távolságú - tengeralattjárók közötti kommunikáció, föld
alatti távérzékelés, bányák

Az ELF hullámok a föld és az ionoszféra között kialakuló gömb üregben terjednek és mélyen behatolnak a földbe és vízbe.

100 Hz-en a tengervíz specifikus csillapítása 0.3 dB/m (harmada a föld ionoszféra tápvonal csillapításának, mely 1 dB/m 1 kHz-en és több, mint 30 dB/m 1 MHz-en).

Az elérhető adatsebesség 1 bit/s körül van.

VLF

Az atmoszféra hatása: az ionoszféra D rétege képezi a terjedés felső határát

A terep hatása: az föld felszíne a terjedés alsó határát képezi

Rendszerjellemzők: még a 100 m-es méretű antennatornyok is csak a hullámhossz töredéke méretűek, nehéz irányított ill. jó hatásfokú adóantennákat készíteni, alacsony adatsebesség.

Tipikus szolgálatok: világméretű táviróösszeköttetés a hajókkal, nagy távolságú állandóhelyű összeköttetések, navigációs célok (Omega), viharjelző szolgálatok, idő standardok,

2. LF (30-300 kHz) és MF (300-3000 kHz)

LF

Az atmoszféra hatása: 100 kHz-ig még továbbra is csak felületi hullámok, e fölött megjelennek a térhullámok is.

A terep hatása: a felületi hullámok követik a föld görbületét,

Rendszerjellemzők: még a 100 m-es méretű antennatornyok is csak a hullámhossz töredéke méretűek, nehéz irányított ill. jó hatásfokú adóantennákat készíteni,

Tipikus szolgálatok: nagy távolságú összeköttetés hajókkal, nagy távolságú állandóhelyű összeköttetések, műsorszórás, rádió navigáció,

MF

Az atmoszféra hatása: az térhullámok a felületi hullámok mellett elkülönülve jelentkeznek, a felületi hullámok kisebb távolságon, alacsonyabb frekvencián, a térhullámok nagyobb távolságon, magasabb frekvencián,

A terep hatása: reflexió

Rendszerjellemzők: 1 MHz-en a félhullámhosszúságú antennatorny 150 m, több elemű, irányított antennák, L, T elemek, ill. ferritantennák vevőantennaként,

Tipikus szolgálatok: műsorszórás, rádió navigáció, néhány földi, tengeri ill. légi mozgó szolgálat, néhány állandóhelyű szolgálat,

3. HF (3-30 MHz)

Az atmoszféra hatása: az térhullámok csak az ugrástávolság után jelentkeznek, a felületi hullámok kisebb távolságon, főleg tenger felett

A terep hatása: reflexió (szórás)

Rendszerjellemzők: log-periódikus antennák (horizontális vagy vertikális), vertikális ostorantenna, horizontális dipólrendszer,

Tipikus szolgálatok: állandóhelyű pont-pont összeköttetések, földi (az ugrástávolságnál nagyobb távolságra), tengeri, légi mozgó szolgálat, nagy távolságú műsorszórás,

4. VHF (30-300 MHz) UHF (300-3000 MHz)

VHF

Az atmoszféra hatása: refrakció és reflexió a törésmutató index irregularitásokon, szporadikus E reflexió, ionoszférikus szórás, Faraday forgatás, ionoszférikus szcintilláció a föld-műhold rádióösszakaszon,

A terep hatása: reflexió nagyobb hegyekről, diffrakció a völgyekben, felületi reflexió többutas terjedést okoz látóhatáron belüli összeköttetéseknel,

Rendszerjellemzők: több elemes Yagi antennák, helixek,

Tipikus szolgálatok: hang és kép műsorszórás; földi, légi és tengeri mozgó szolgálatok, mobil telefonok és vezeték nélküli telefonok, rádió navigációs nyálábok

UHF

Az atmoszféra hatása: refrakció, reflexió alacsonyabb frekvencián, duct magasabb frekvencián
törésmutató index fluktuáció miatt horizonton túli szórás $f > 500$ MHz

A terep hatása: hegyek, épületek által okozott árnyékolás

Rendszerjellemzők: Yagi antennák, nagy sávzélesség, paraboloid reflektor antennák nagyobb frekvencián

Tipikus szolgálatok: TV műsorszórás,

légi navigáció, leszállító rendszer,

radar, mobil szolgálatok, cellás rádiótelefon rendszerek

Troposzférikus szórással 300-600 km elérhető,

Az SHF (centiméteres hullámok, 3-30 GHz) tartományában az előző sávokhoz képest a csapadék már számításba veendő, változó csillapítást okoz. Nagy nyereségű, forgásparaboloid és tölcserantennákat alkalmaznak. A tipikus rendszerek a fix telepítésű földi pont-pont, pont-multipont, műholdas mobil hírközlési alkalmazások és rádiólokáció.

Az EHF (30-300 GHz, milliméteres hullámok) és (300-3000 GHz, szubmilliméteres hullámok) sávokban a csapadék csillapítása mellett az atmoszférikus gázok csillapítása is jelentős. Nagynyereségű antennaként az

EHF sávon paraboloid reflektor, a szubmilliméteres sávon lencseantennákat alkalmaznak. A sávokban megvalósítható rendszerek kis távolságú látóhatáron belüli összeköttetések és távérzékelés.

A hullámterjedés fizikai mechanizmusai

Az adó- és vevőantenna között az elektromágneses hullám többféle fizikai mechanizmus útján terjed, ezeket hullámterjedési módoknak nevezzük. A továbbiakban az alábbi hullámterjedési módokat vizsgáljuk meg részletesen.

Közvetlen hullám, vagy direkt hullám

Földről reflektált hullám

Felületi hullám

Diffrakciós terjedés

Troposzférikus szórás

Ionoszférikus hullám, vagy térhullám

A látóhatáron belüli terjedésnél a közvetlen- és földről reflektált hullám mindig együtt van jelen. Az URH és mikrohullámú sávban ilyenkor a többi hullámterjedési mód hatását rendszerint el lehet hanyagolni.

Ahhoz, hogy eldöntsük egy-egy összeköttetésnél mely mód a domináns először a fizikai képeket vázoljuk fel.

2.1. Közvetlen hullám

Kialakulásának feltétele, hogy az adó- és vevőantenna között a terjedés akadálytalanul, szabad térben jöjjön létre. Akadálytalanak tekintjük a terjedést, ha a hullámfrontnak az a része terjed akadálytalanul, amely az energia nagyobb részét (98-99%-át) szállítja. (Fresnel zónák)

A G_A nyereségű adóantennába P_A teljesítményt betáplálva az antenna által a szabad térben előállított teljesítménysűrűség az antennától r távolságban

$$S_0 = \frac{P_A G_A}{4\pi r^2} \quad (2.1)$$

Mivel az antenna távolterében a hullám síkhullámnak tekinthető, ezért az elektromos és mágneses térerősség vektorai itt egymásra és a terjedés irányára merőlegesek és fázisban vannak. Ekkor a teljesítménysűrűség a következőképpen írható fel

$$S = \frac{|\mathbf{E}_{csúcs}|^2}{240\pi} \quad (2.2)$$

A (2.1) és (2.2) képletekből az elektromos térerősség amplitúdója

$$E_{csúcs} = \frac{\sqrt{60 P_A G_A}}{r} \quad (2.3)$$

A szabadtéri csillapítás

$$a_o = 20 \lg \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right) - (G_A^{dB} + G_V^{dB}) \quad (2.4)$$

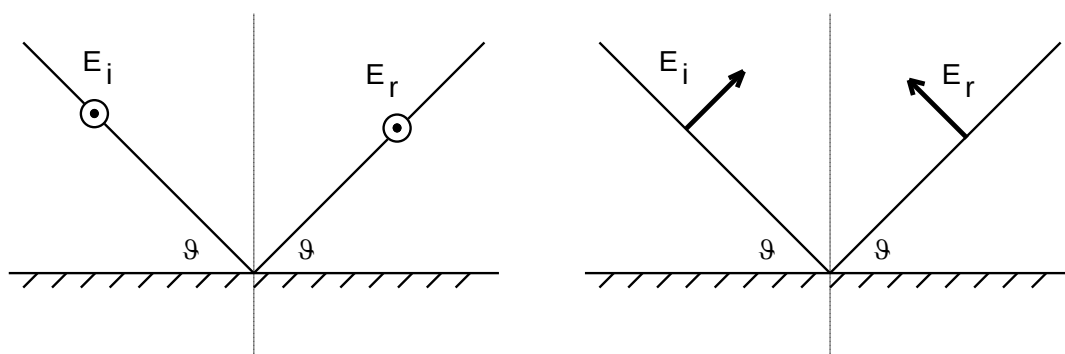
Mint a (2.3) és (2.4) képletekből látszik, az elektromos térerősség amplitudója az adóantennától mért távolsággal fordítottan, a szakaszcsillapítás pedig a távolság négyzetével egyenesen arányos.

2.2. Földről reflektált hullám

A földről reflektált hullám amplitudóját, fázisát és polarizációját a föld anyaga és felületének egyenetlensége határozza meg. Ha a föld felszíne sík és tökéletesen síma, akkor spekuláris reflexió alakul ki. Ha a beeső hullám síkhullám, akkor a visszavert hullám is az lesz és az energia egyetlen diszkrét irányba terjed. Ez az ideális eset elméletileg jól leírható, ha a veszteségmentes dielektrikumra vonatkozó Snell-Descartes törvényt a komplex ε és komplex μ bevezetésével veszteséges dielektrikumokra általánosítjuk.

Egyetlen felületről történő reflexió esetén a spekuláris és diffúz reflexió együtt jelenik meg. A diffúz reflexió a reflektált hullámfront síktól való eltérésevel van összefüggésben, és az energiának a tér minden irányába történő szóródását jelenti.

A továbbiakban a talajreflexiós tényezőt vizsgáljuk meg az alábbi két polarizációra. (2.1. ábra)



2.1. ábra Horizontális polarizáció

Vertikális polarizáció

A földreflexiós tényezőt mint a reflektált és beeső hullám elektromos térerőssége amplitudóaránya.

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} \quad (2.5)$$

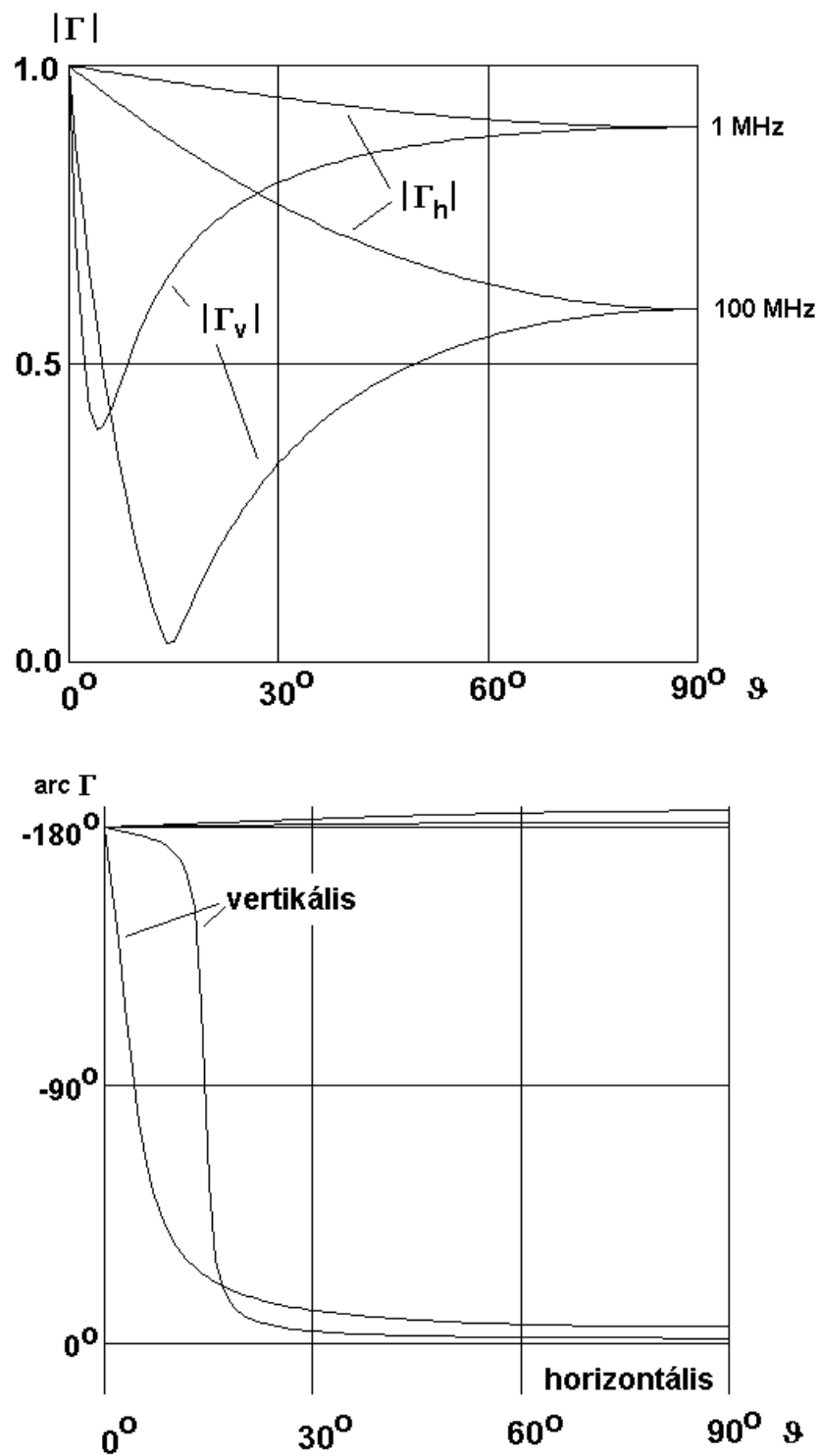
A talajreflexiós tényező horizontális polarizációra

$$\Gamma_h = \frac{\sin \vartheta - \sqrt{\varepsilon^* - \cos^2 \vartheta}}{\sin \vartheta + \sqrt{\varepsilon^* - \cos^2 \vartheta}} \quad (2.6)$$

A talajreflexiós tényező vertikális polarizációra

$$\Gamma_v = \frac{\varepsilon^* \sin \vartheta - \sqrt{\varepsilon^* - \cos^2 \vartheta}}{\varepsilon^* \sin \vartheta + \sqrt{\varepsilon^* - \cos^2 \vartheta}} \quad (2.7)$$

Ábrázoljuk a talajreflexió abszolút értékét és fázisát két frekvenciára



2.2. ábra A földreflexió tényező abszolút értéke és fázisa

ϑ_B beesési szögnél vertikális polarizációnál a $|\Gamma|$ minimumot ér el.

Ha $\sigma=0$, akkor

$$\text{tg } \vartheta_B = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (2.8)$$

Ennél a szögnél $\Gamma_v = 0$ és ϑ_B a Brewster szög.

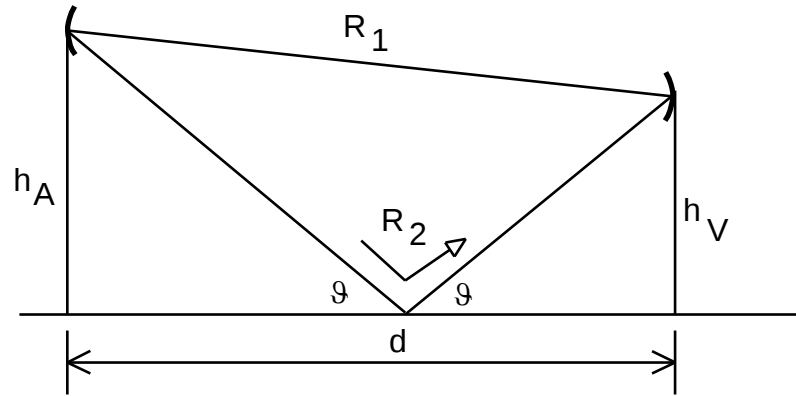
Ha $\sigma \neq 0$ akkor

$$\operatorname{tg} \vartheta_B \cong \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (2.9)$$

és ϑ_B a pszeudo Brewster szög.

2.3. Kétutas hullámterjedés sík föld fölött

Az adóantennát és a vevőantennát a sík földtől h_A és h_V magasságban elhelyezve az elektromágneses hullámok a két antenna között a 2.3. ábra alapján közvetlen és a földfelszínről reflektált úton jutnak el. A vételi térerősség a két komplex amplitudó összege a vevőantenna helyén.



2.3. ábra Kétutas terjedés

Mivel a gyakorlatban előforduló összeköttetéseknél $\vartheta \leq 5^\circ$, ezért a 2.2. ábrák alapján a földreflexiós tényező értéke bármely polarizáció mellett, tetszőleges üzemi frekvencián jó közelítéssel -1 értékűnek tekinthető, így a továbbiakban

$$\Gamma_f = -1 \quad (2.10)$$

A vételi térerősség a közvetlen és földről reflektált hullám térerősségösszegeként írható fel

$$E_V = E_d + E_r \cong E_o + E_o \Gamma_f e^{-j\beta \Delta R} \quad (2.11)$$

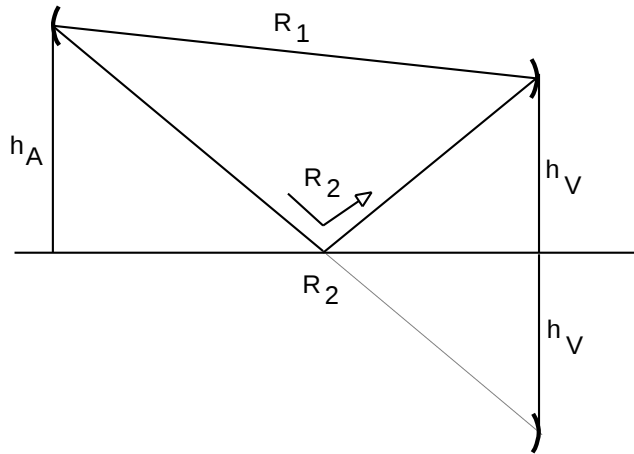
ahol

$\Delta R = R_2 - R_1$ a közvetlen és reflektált hullám úthosszáinak különbsége

Az úthosszak a tükrözési tétel értelmében a 2.4. ábra alapján

$$R_1 = \sqrt{d^2 + (h_A - h_V)^2} \quad (2.12)$$

$$R_2 = \sqrt{d^2 + (h_A + h_V)^2} \quad (2.13)$$



2.4. ábra Közvetlen és reflektált utak

A (2.12 és (2.13) képleteket az

$$\sqrt{1+x} \cong 1 + \frac{1}{2}x \quad ; \quad x \ll 1 \quad (2.14)$$

sorfejtés első két tagjának felhasználásával az alábbi alakban írhatjuk fel.

$$R_1 = d \sqrt{1 + \left(\frac{h_A - h_V}{d} \right)^2} \cong d \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_A - h_V}{d} \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

$$R_2 = d \sqrt{1 + \left(\frac{h_A + h_V}{d} \right)^2} \cong d \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_A + h_V}{d} \right)^2 \right] \quad (2.16)$$

Innen az úthosszkülönbség

$$\Delta R = R_2 - R_1 \cong \frac{2h_A h_V}{d} \quad (2.17)$$

A (2.10), (2.17) képleteket a (2.11)-ba helyettesítve a vételi térerősség

$$E_V \cong E_o \left(1 - e^{-j\beta \Delta R} \right) \cong E_o \left(1 - e^{-j\beta 2 h_A h_V / d} \right) \quad (2.18)$$

$$E_V = E_o e^{-j\beta h_A h_V / d} 2j \sin \left(\beta \frac{h_A h_V}{d} \right) \quad (2.19)$$

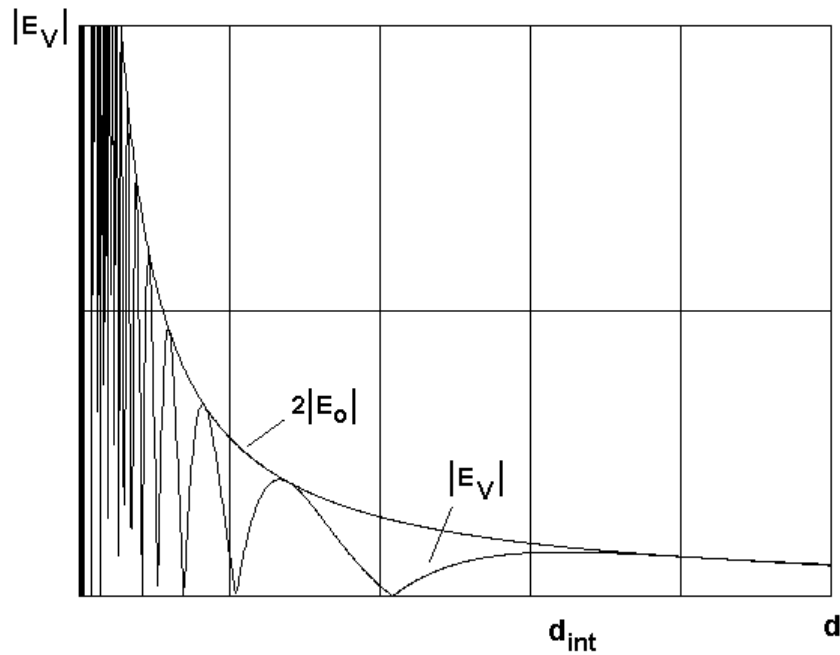
Mivel a térerősség abszolút értékét mérjük és a felhasználás szempontjából ez a fontos, ezért a fázistényezőket a továbbiakban nem vesszük figyelembe.

$$|E_V| = 2 E_o \left| \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_A h_V}{d} \right) \right| \quad (2.20)$$

Vizsgáljuk meg a továbbiakban a térerősség változását mozgó és állandóhelyű összeköttetésekre.

2.3.1. Mozgó rádióösszeköttetés térerőssége

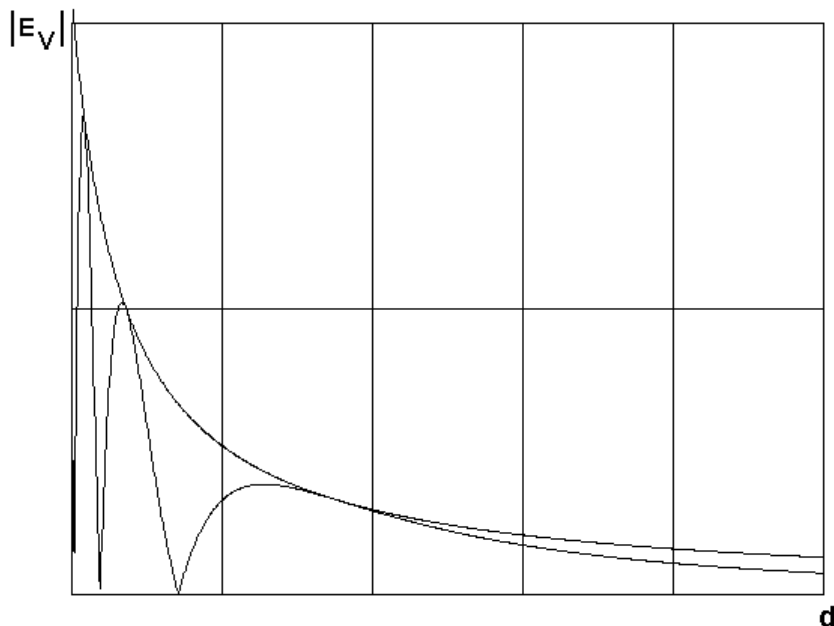
Az $|E_V|$ térerősséget ábrázoljuk a d szakasztávolság függvényében.



2.5. ábra Kétutas rádióösszeköttetés térerőssége

A rádiósszakasznak az állandóhelyű antenna és d_{int} távolság közötti részét interferencia zónának nevezzük, ahol mint az a 2.5. ábrán jól látható, a térerősség minimum és maximumhelyei váltva követik egymást. Az interferencia zónán kívül a térerősség $1/d^2$ -tel arányos, szemben a szabadtéri rádióösszeköttetés $1/d$ -vel arányos térerősségével.

Ennek láthatóvá tételére nagyítsuk ki a 2.5. ábra jobb oldali tartományát. (2.6. ábra)



2.6. ábra Kétutas rádióösszeköttetés térerőssége

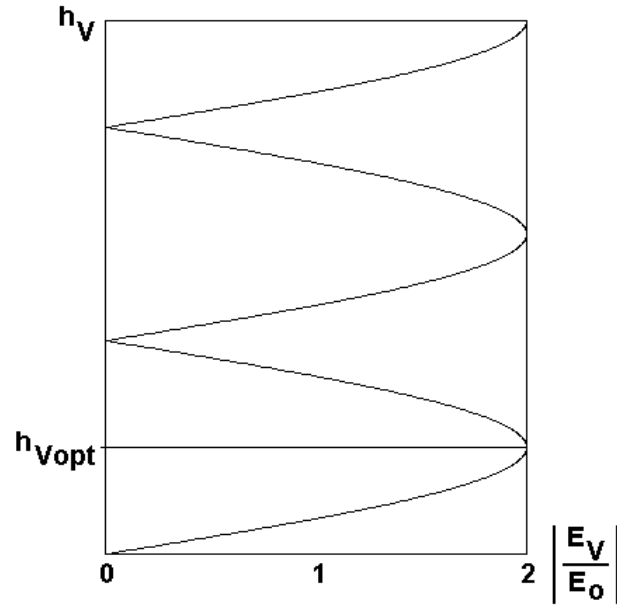
Az interferencia zóna határának kiszámításához vizsgáljuk meg a (2.20) kifejezés szinusz függvényének argumentumát. Az interferencia zóna határát az adja, ahol az argumentum $\pi/2$ -vel egyenlő.

$$\frac{2\pi h_A h_V}{\lambda d_{\text{int}}} = \frac{\pi}{2} \quad (2.21)$$

$$d_{\text{int}} = \frac{4h_A h_V}{\lambda} \quad (2.22)$$

2.3.2. Állandóhelyű rádióösszeköttetés

Állandóhelyű rádióösszeköttetéseknel a cél az optimális vevőantenna magasság meghatározása.



2.7. ábra Állandóhelyű rádióösszeköttetés térerőssége

Az optimális vevőantenna magasságot ugyancsak a (2.22) összefüggésből kapjuk, innen

$$h_{Vopt} = \frac{\lambda d}{4h_A} \quad (2.23)$$

2.3.3. Kétutas terjedés szakaszcsillapítása

A szakaszcsillapítás levezetéséhez induljunk ki a szakaszcsillapítás definíciójából

$$a_{sz} = 10 \lg \frac{P_A}{P_V} \quad (2.24)$$

A P_V hatásos teljesítményt, mely a vevőantennából maximálisan kivehető, a vételi térerősségből írjuk fel.

$$|E_V| = 2E_0 \sin\left(\beta \frac{h_A h_V}{d}\right) \rightarrow P_V = 4P_0 \sin^2\left(\beta \frac{h_A h_V}{d}\right) \quad (2.25)$$

ahol

P_0 a hatásos teljesítményt, mely a vevőantennából maximálisan kivehető szabadtéri terjedés mellett

A (2.25) összefüggést a (2.24)-ba helyettesítve és felhasználva, hogy

$$a_o = 10 \lg \frac{P_A}{P_o} \quad (2.26)$$

a kétutas hullámterjedés szakaszcsillapítását a szabadtéri csillapítással tudjuk kifejezni.

$$a_{sz} = a_o - 20 \lg \left[2 \sin \left(\beta \frac{h_A h_V}{d} \right) \right] \quad (2.27)$$

Az interferencia zónán kívül a szinuszfüggvény argumentumával helyettesíthető és a szabadtéri csillapítás (2.9) képletét felhasználva

$$a_{sz} = 20 \lg \left(\frac{4\pi d}{\lambda} \right) - (G_A + G_V) - 20 \lg \left(2\beta \frac{h_A h_V}{d} \right)$$

$$a_{sz} = 20 \lg \left(\frac{d^2}{h_A h_V} \right) - (G_A + G_V) \quad (2.28)$$

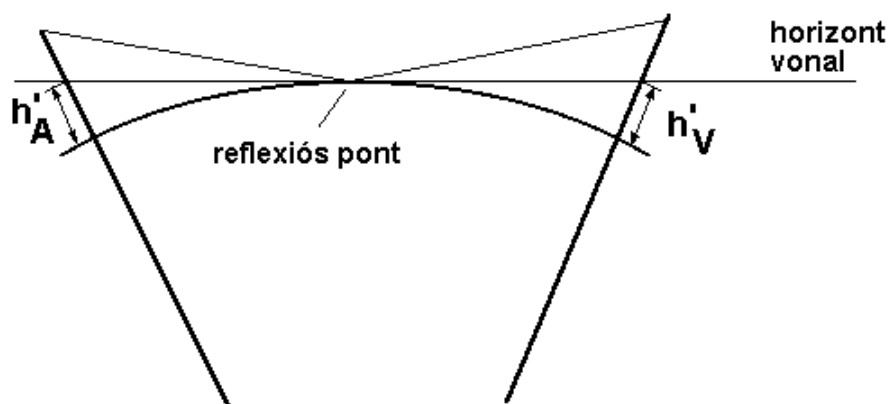
Mint a (2.28) képletből látszik, a kétutas terjedés szakaszcsillapítása az interferencia zónán kívül független az üzemi frekvenciától és a távolság negyedik hatványával arányos.

2.4. A föld görbültségének figyelembe vétele

Ebben a fejezetben megmutatjuk, hogy a föld görbültsége két módon befolyásolja a kétutas terjedést. Egyrészt a görbült földfelület felett elhelyezkedő adó-, és vevőantenna sík földfelszínre átszámított látszólagos antennamagassága kisebb a tényleges magasságnál. Másrészt a görbült fölfelületen történő talajreflexió reflexiók tényezője kisebb a sík felületen történő reflexióval összehasonlítva.

2.4.1. Látszólagos antennamagasságok

Ahhoz, hogy megkapjuk az adó-, és vevőantenna sík földhöz képesti látszólagos antennamagasságát fektessünk egy a földfelszín érintő síkot a reflexió ponton keresztül.



2.8. ábra Horizontvonal és látszólagos antennamagasságok

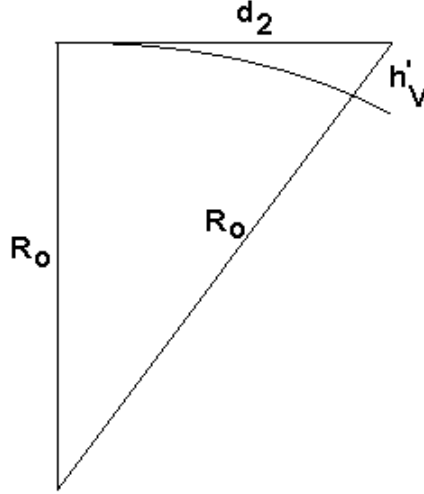
A továbbiakban tehát a figyelembe vett magasságok kisebbek, mint a telepítési magasságok és a továbbiakban a sík föld feletti terjedéssel számolhatunk.

$$h_A = h_{At} - h'_A \quad (2.29)$$

$$h_v = h_{vt} - h'_v \quad (2.30)$$

ahol a t index a telepítési magasságot jelenti.

A következő ábra alapján írjuk fel a látszólagos magasság és a horizont távolságának kapcsolatát.



2.9. ábra A látszólagos magasság és a horizont távolságának kapcsolata

A 2.9. ábrán látható derékszögű háromszögből a Pithagoras tétellel az alábbi egyenletet írhatjuk fel.

$$R_o + d_2^2 = (R_o + h'_v)^2 \quad (2.31)$$

ahol

R_o a Föld sugara (6370 km)

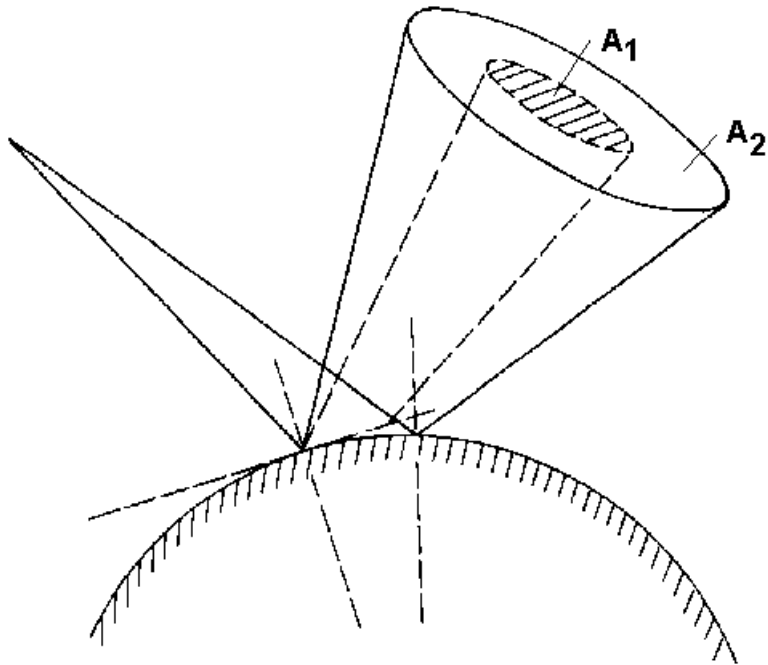
A (2.31) egyenlet jobb oldalán a négyzetre emelést elvégezve és feltételezve, hogy $h'_v \ll R_o$ a látszólagos magasság és a horizont távolságának kapcsolata.

$$d_2 \cong \sqrt{2R_o h'_v} \quad (2.32)$$

$$d_2^{km} \cong 3.56 \sqrt{h'_v{}^m} \quad (2.33)$$

2.4.2. Divergencia

A rádióhullámok a gyakorlatban a sík föld helyett valójában egy görbült felületen reflektálódnak, aminek az a következménye, hogy a divergencia miatt nagyobb felületen oszlik el a teljesítmény. A jelenséget a 2.10. ábrán szemléltetjük, ahol látszik, hogy a sík földön történő reflexió esetén A_1 , a görbült földön történő reflexió esetén ugyanaz a teljesítmény A_2 felületen oszlik el.



2.10. ábra Divergencia

A divergencia tényezőt az alábbi összefüggéssel, a teljesítménysűrűség arányainak négyzetgyökeként írjuk fel.

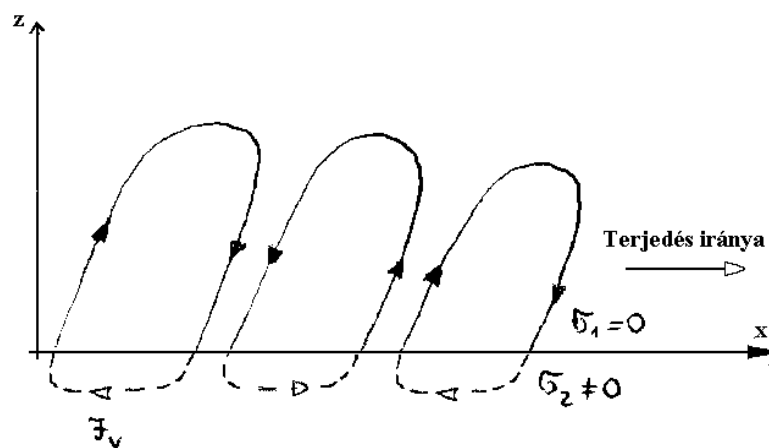
$$D = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \quad D \leq 1.0 \quad (2.34)$$

A módosított földreflexiós tényező értékét pedig a következőképpen kapjuk.

$$\Gamma'_f = D \Gamma_f \quad (2.35)$$

2.5. Felületi hullám

A felületi hullám a jól vezető Föld és a levegő határfelülete mentén alakul ki és elektromos erővonalai a 2.11. ábrán látható alakúak.



2.11. ábra Felületi hullám terjedése

A levegőben folyó eltolási és a talajban folyó vezetési áram zárt hurkot alkot. Az elektromos erővonalak a talaj véges vezetőképessége miatt a haladás irányába megdőlnek.

A komplex dielektromos állandót vezessük be az I. Maxwell egyenlet (2.36) alapján.

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{E}(\sigma + j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r) \quad (2.36)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon^* \mathbf{E} \quad (2.37)$$

ahol

ε^* a komplex dielektromos állandó

$$\varepsilon^* = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega \varepsilon_0} = \varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon_r - j X$$

Ha $\varepsilon_r \gg X$, akkor a közeg inkább szigetelő, ha pedig $\varepsilon_r \ll X$ akkor inkább vezető. Az, hogy egy közeg melyik csoportba tartozik, a hullámhossztól is függ.

Néhány közegre és frekvenciára az I. Táblázat mutatja be a vezetőképességet és dielektromos állandót.

I. Táblázat

Talaj	ε_r	σ ; mS/m	f ; MHz
Tengervíz	80	4000	900
Édesvíz	80	5	1.1
Mocsaras, erdős síkvidék	30	20	12
Gazdag termőtalaj, alacsony domdok	15	10	12
Legelő, közepes dombokon, erdő	15	5	6
Sziklás hegyvidék	7	1	2.6
Hegyvidék 1000 m-ig	5	1	3.6
Sivatag	3	0.1	0.6
Városok lakónegyedei	4	2	9
Városok ipari negyedei	3	0.1	0.6

Az I. Táblázatban f az a frekvencia, ahol $\varepsilon_r = X$.

Mint az I. Táblázatból látható, mintegy 0.5-1 MHz alatt a talajok inkább vezetőként, 10-20 MHz felett pedig inkább szigetelőként viselkednek, kivéve a tengervízet, mely a mikrohullámú sáv aljáig viszonylag jó vezető. Felületi hullámokat jó hatásfokkal csak olyan vertikális adóantennával lehet gerjeszteni, melynek egyik pólusa a talajhoz kapcsolódó ellensúlyrendszerre van kötve.

Sommerfeld 1909-ben a Fizikai szemlében publikálta a vertikális felületi hullámok csillapítási tényezőjét.

$$E = E_0 \cdot A(p) \quad (2.38)$$

ahol

$A(p)$ a vertikális felületi hullámok csillapítási tényezője
 E_0 a szabadtéri térerősség

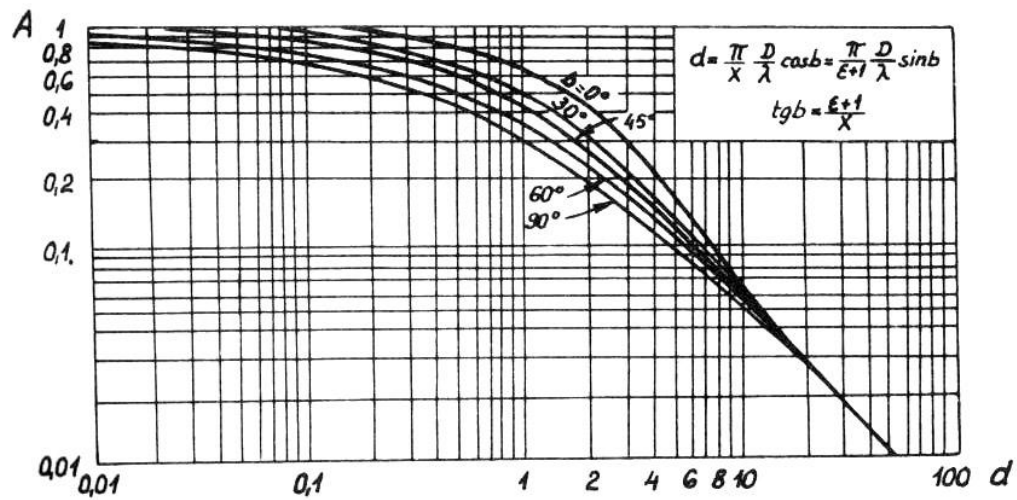
$$A(p) = \frac{2 + 0.3 \cdot p}{2 + p + 0.6 \cdot p} - \sqrt{\frac{p}{2}} \cdot e^{-0.6 \cdot p} \sin b \quad (2.39)$$

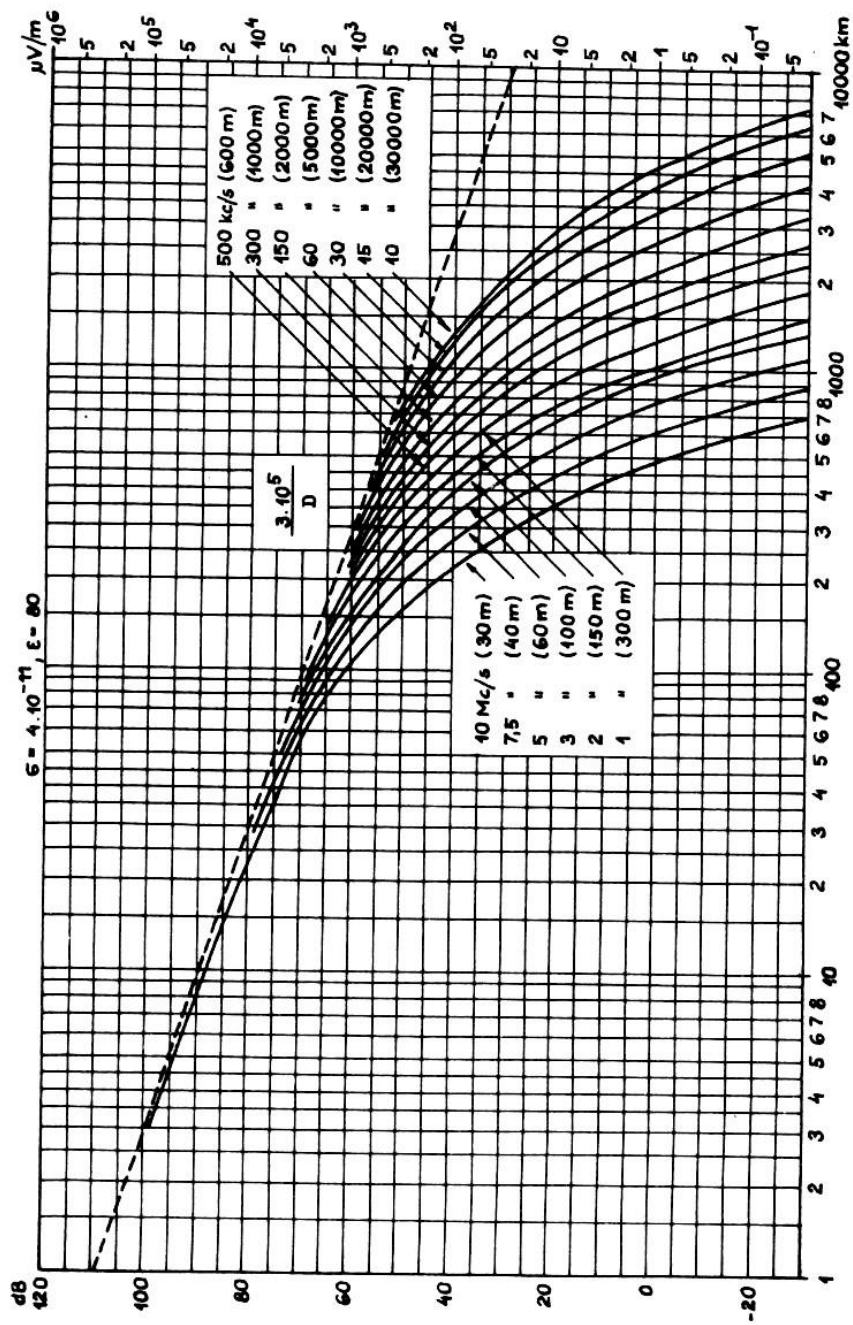
$$p = \frac{\pi \cdot d}{\lambda \cdot x} \cos b$$

$$b = \arctg \frac{\varepsilon_r - 1}{x}$$

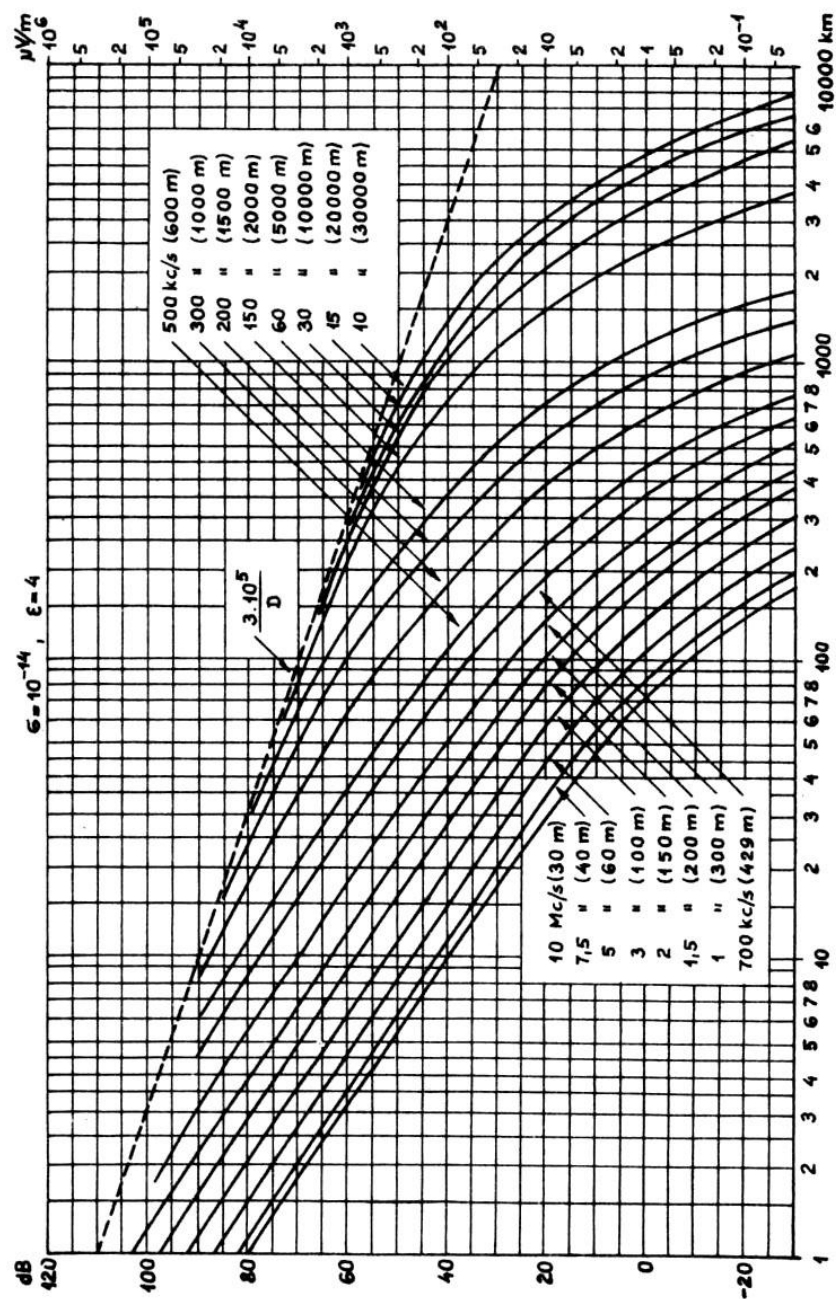
$$X = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon_0} = 60 \cdot \sigma \cdot \lambda$$

Az előzőekben bemutatott sík földre vonatkozó modell $d \text{ km} = 80 / \sqrt[3]{f \text{ MHz}}$ határig használható, effőlött Sommerfeld korrekciós tényezőt vezetett be.





Pelületi hullámú térerősség a távolság függvényében 1 kW kisugárzott teljesítményre és $l < \lambda/4$ anténára



2.6. ábra

Felületi hullámú térerősség a távolság függvényében 1 kW kisugárzott teljesítményre és $1 \angle \lambda/4$ antennára

2.6. Troposzférikus szórás

A horizonton túli távközlési összeköttetés egyik formája a troposzférikus szórással megvalósított összeköttetések. A jelenség akkor jön létre, ha az adó-, és vevőantenna nyalábja a közös szóró keresztmetszeten lapolódik át, mely a föld felszínétől 3-8 km magasságban helyezkedik el. A szóródás a törésmutató index véletlen változásából vagy fluktuációjából származik. Ezen változások oly csekély mértékűek, hogy az összeköttetés megvalósításához jelentős adóteljesítményre van szükség.

A troposzférikus szórással megvalósított összeköttetések a 200 MHz-10 GHz-es frekvenciatartományban üzemelnek. Alacsonyabb frekvenciájú működést a szükséges nagy nyereségű antennák jelentős mérete miatt a gyakorlatban nem alkalmaznak, nagyobb frekvenciákon pedig a szakaszcillapítás válik túl nagygyá. A troposzférikus szórással megvalósított összeköttetéseknél fellépő fading miatt általában diversity technikát alkalmaznak a vételnél.

A troposzférikus szórású összeköttetések tipikus szakasztávolsága több száz kilométer, rendszerint nem nagyobb, mint 700 km. Az 1950-60-as években jelentős érdeklődés mutatkozott a troposzférikus szórású összeköttetések iránt, de a műholdas összeköttetések fejlődésével jelenleg kisebb igény mutatkozik irántuk.

Példa:

Egy troposzférikus szórású összeköttetés tipikus adatai:

$$P_A = 1 \text{ kW}$$

$$G_A = G_V = 10^5 \text{ (50 dB) (adó-, ill. vevőantenna nyeresége)}$$

$$d = 400 \text{ km (szakasztávolság)}$$

$$\lambda = 0.1 \text{ m (3 GHz)}$$

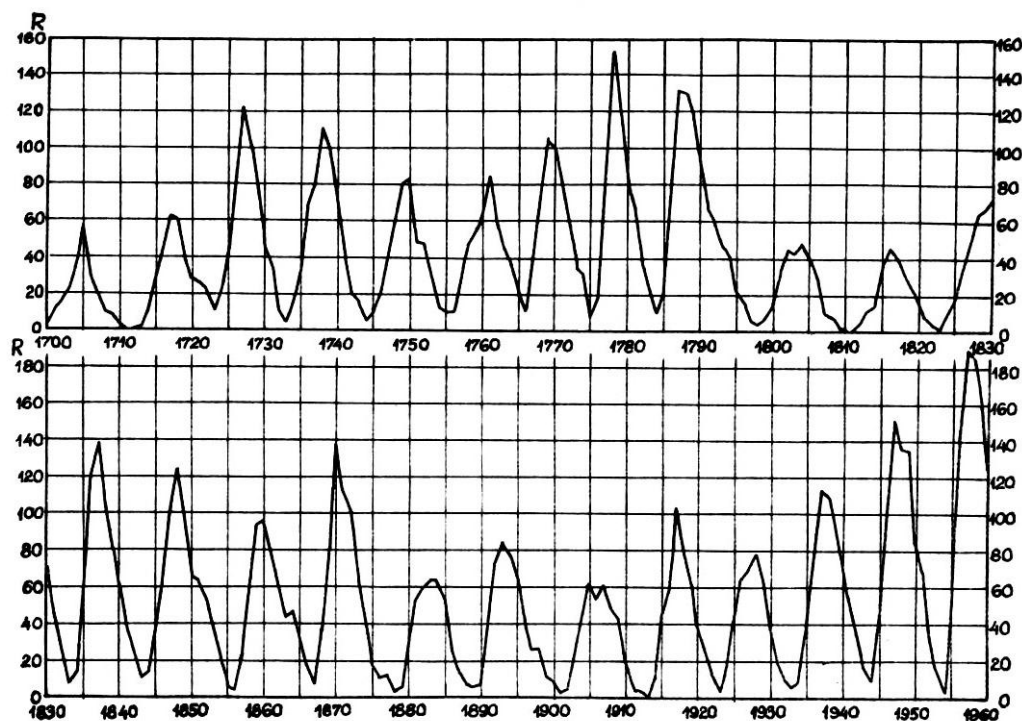
$$C_n = 10^{-8} \text{ m}^{-1/3} \text{ (struktúra állandó)}$$

$$k = 4/3 \text{ (Földsugártényező)}$$

$$R_0 = 6370 \text{ km (a Föld sugara)}$$

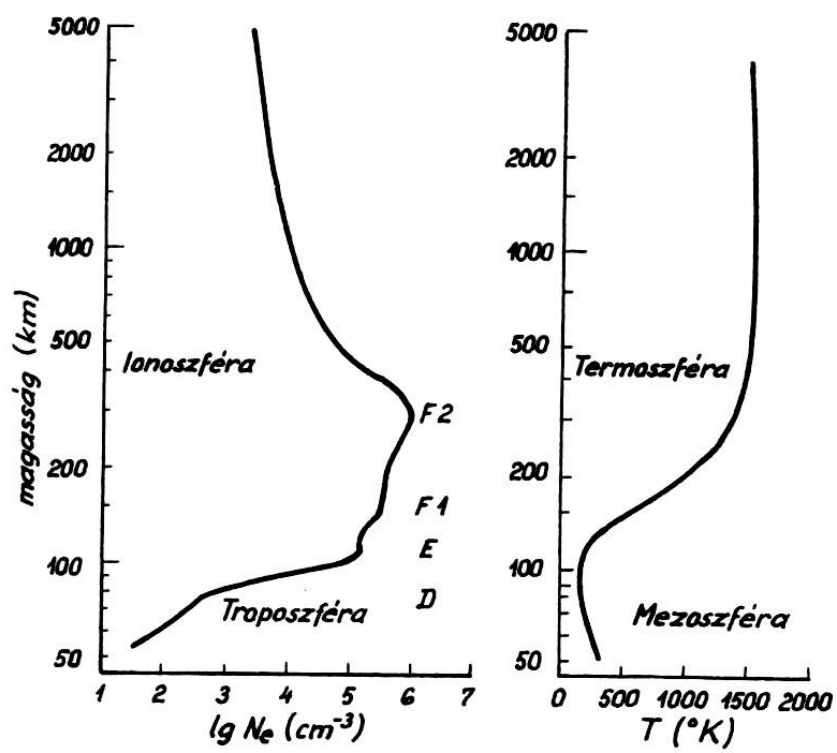
2.7. Ionoszférikus terjedés

Az ionoszféra a légkör 40-500 km-es rétege, amelyben a gázok részben ionizált állapotban vannak. Az ionizáció fő forrása a Nap ibolyán túli és részecskesugárzása (elektron, proton), ezenkívül meteor becsapódás.

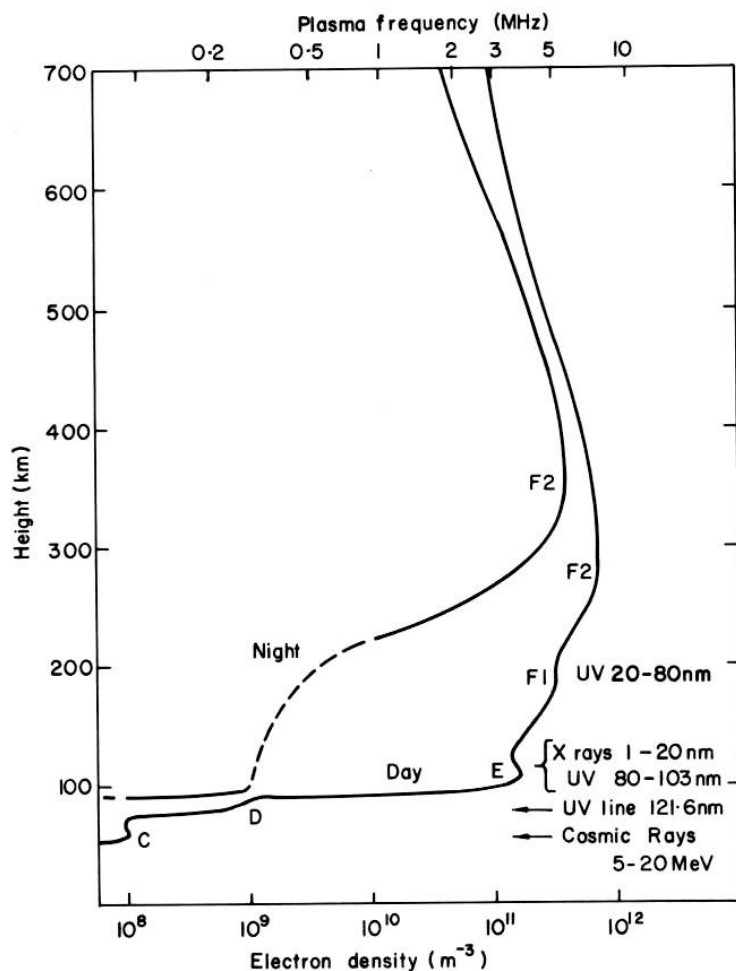


A napfoltyszámok alakulása

Az ionoszférikus terjedési jelenségek leírására Kennely és Heaviside 1902-ben fiktív rétegeket tételezett fel. Az azóta elvégzett vizsgálatok kimutatták, hogy a Föld felszínétől felfelé haladva helyi ionizációs maximumok vannak.



2.12. ábra Az ionoszféra felépítése



Az ionoszférikus rétegek éjjel és nappal

2.7.1. A rétegek leírása

A D réteg

A Földhöz legközelebbi, legkevésbé ionizált réteg, melynek magassága 70-100 km. Csak nappal létezik és jelentős csillapítást okoz a rajta történő áthaladásakor. Ezen tulajdonsága következtében nappal gyakorlatilag nem lehetséges a középhullámú távolsági vétel. A csillapítás maximuma 1 MHz-nél van.

Az E réteg

Az E réteg magassága 100-150 km, stabil réteg, melynek magassága nem változik számottevően sem a földrajzi helyzet, sem napszak, sem az évszak függvényében. Az E réteg kritikus frekvenciája nullától (hajnal előtt) maximumig (kevésdel dél után) növekszik, majd újra nulláig csökken.

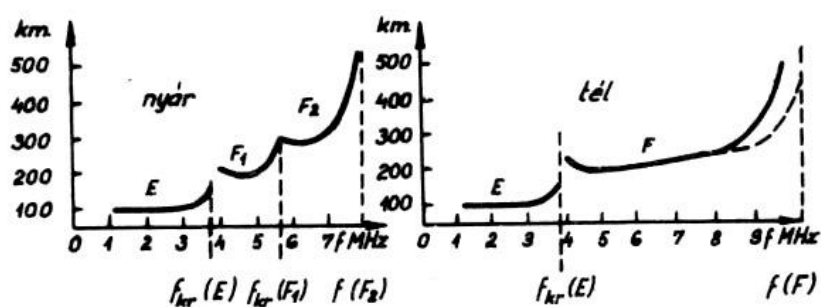
Az F_1 réteg

Az F_1 réteg magassága 200-300 km.

Az F_2 réteg

Az F_2 réteg magassága 300-600 km, és ez a réteg, mely a nagytávolságú rövidhullámú összeköttetések fő közvetítő rétege.

2.7.2. Ionoszféra mérések



2.13. ábra Ionoszféra mérések (ionogram)

Az m tömegű, $-e$ töltésű elektron v sebességgel mozog egy E elektromos térben keresztül.

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = -e \cdot E \quad (2.40)$$

Szinuszos térre:

$$j\omega m v = -e \cdot E \quad (2.41)$$

Térfogategységenként N elektront feltételezve, az áramsűrűség:

$$\mathbf{J} = -eN\mathbf{v} = \frac{Ne^2}{j\omega m} \mathbf{E} \quad (2.42)$$

A Maxwell egyenleteket felhasználva:

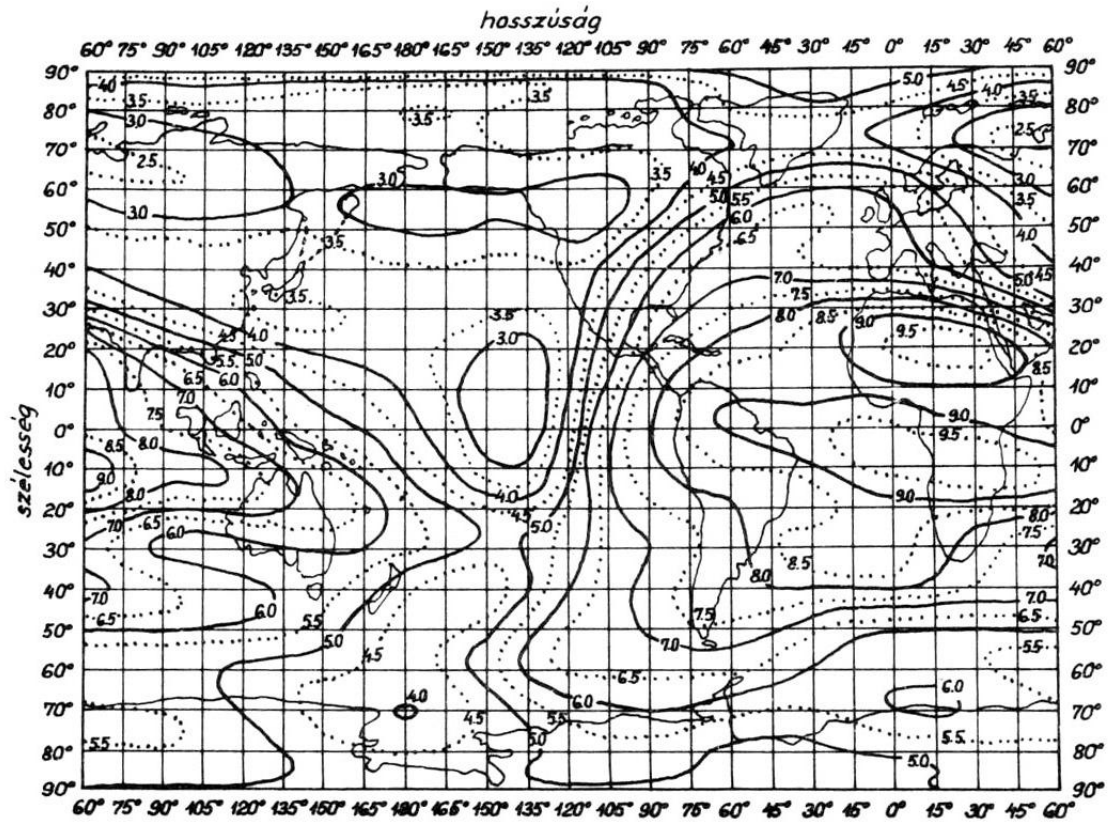
$$\text{rot } \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{J} = j\omega\epsilon_0 \left(1 - \frac{Ne^2}{\omega^2 m\epsilon_0} \right) \mathbf{E} \quad (2.43)$$

Így az ionizált gáz dielektromos állandója:

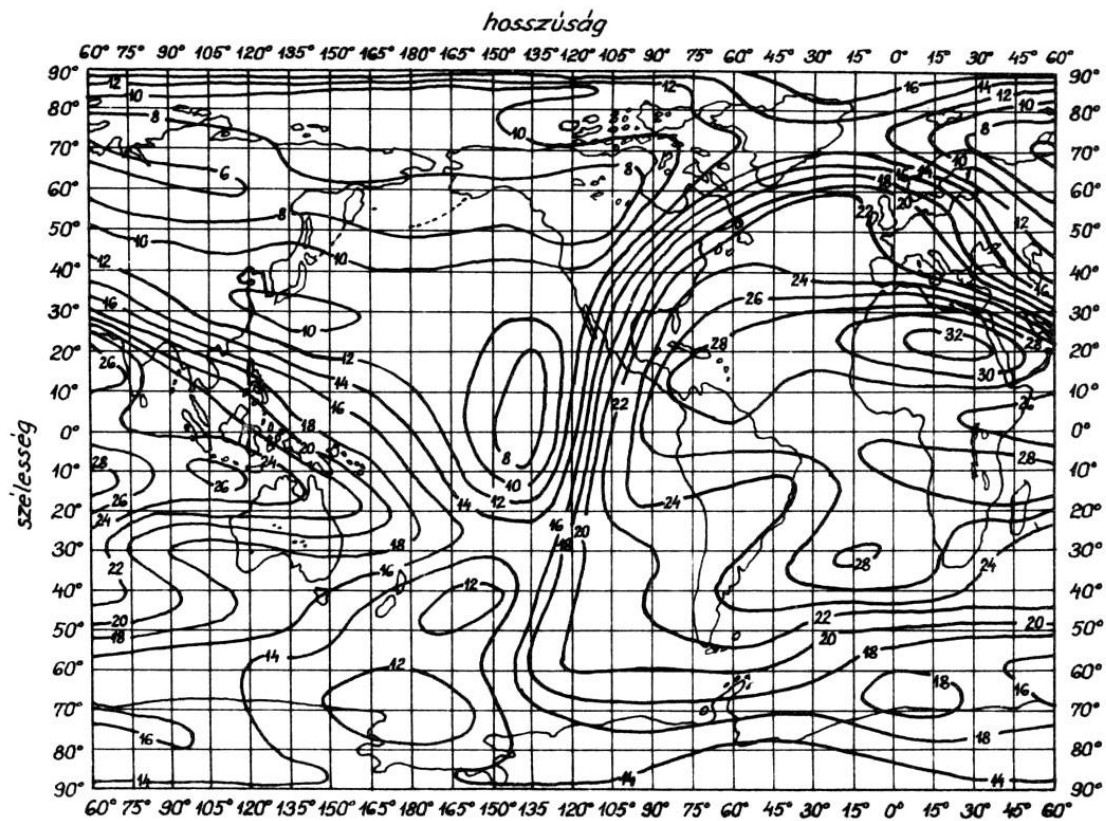
$$\epsilon^* = 1 - \frac{Ne^2}{\omega^2 m\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.44)$$

ahol

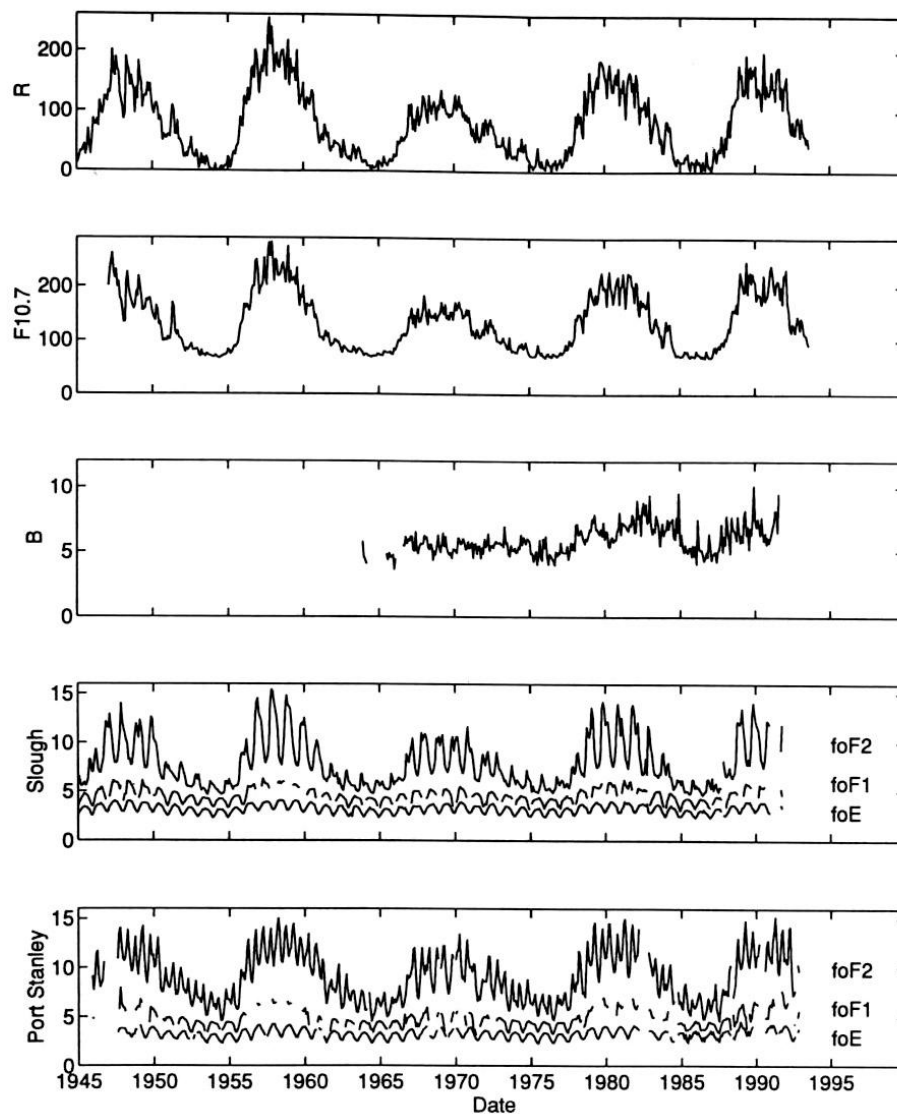
$$\omega_p \quad \text{a plazma frekvencia} \quad \omega_p = \sqrt{Ne^2 / m\epsilon_0}$$



Az F_2 réteg MUF értéke



Az F_2 réteg 4000 km-es összeköttetésre használható MUF_{4000km} értéke



A napfoltszám és kritikus frekvenciák összefüggése

2.8. Terepakadályok hatása

A hullámokat a szabad terjedésben a sík talajon kívül talajegyenetlenség ill. benyúló tereptárgyak is akadályozhatják.

A talaj egyenetlenségét a sík felületre kapott talajreflexiók tényező módosításával, az akadályok hatását késél (2.14. ábra), parabolikus henger vagy dielektromos ék modellel vesszük figyelembe.

Diffракció

2.8.1. A Fresnel zóna

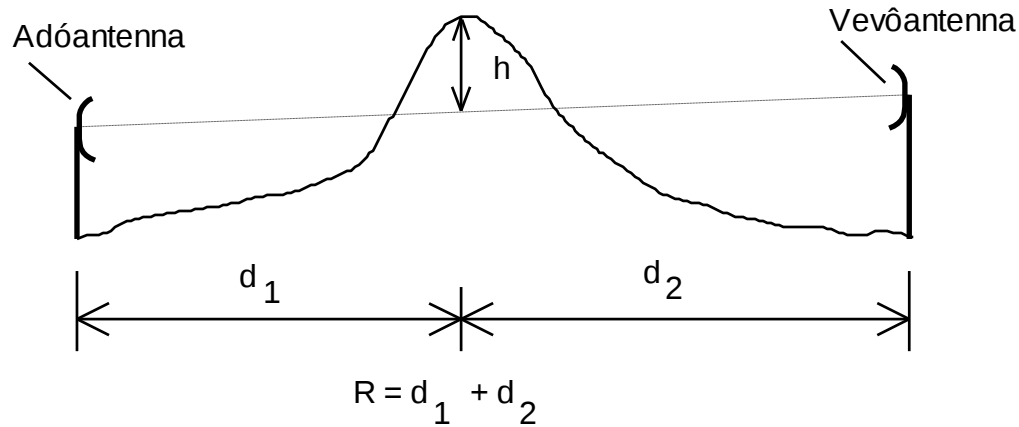
Ha a terjedő hullámra az első Fresnel zóna szabad, akkor a teljesítmény 95-98%-a eljut a vevőantennához.

Az M-dik Fresnel zóna sugara:

$$r_m = \sqrt{\frac{M\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \quad (2.45)$$

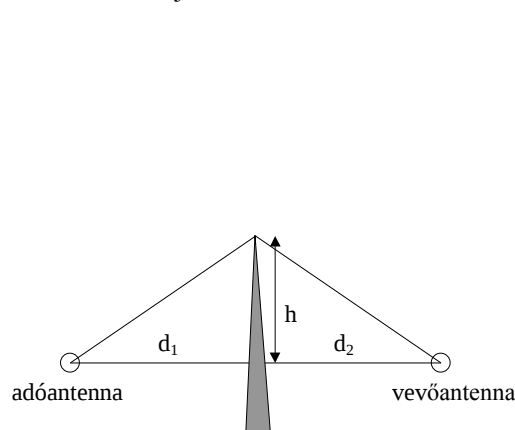
Az 1. Fresnel zóna sugara:

$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \rightarrow v = \sqrt{2} \frac{h}{r_1} = h \sqrt{\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda d_1 d_2}} \quad (2.46)$$

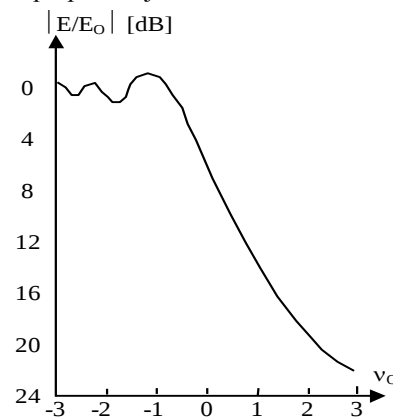


2.14. ábra Diffrakciós csúcs

A Huygens elv értelmében a terjedő hullám frontja új hullámforrásként viselkedik és így az elektromágneses hullámok ezen új forrásokból származó hullámok szuperpozíciójaként állítható elő.



2.15. ábra Diffrakciós geometria



2.16. ábra Diffrakciós többletsillapítás a késél relatív benyúlásának függvényében

Fresnel geometriai diffrakcióelmélete értelmében a 2.15. ábrán látható geometriára a vételi télerősség a következő Fresnel integrállal írható fel.

$$\frac{E}{E_o} = \frac{1}{1-j} \int_{v_o}^{\infty} \exp(-j \frac{\pi}{2} v^2) dv \quad (2.47)$$

ahol az 1. Fresnel zóna sugara r_1 és az akadály relatív benyúlása v_o :

$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \rightarrow v_o = \sqrt{2} \frac{h}{r_1} = h \sqrt{\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda d_1 d_2}} \quad (2.48)$$

A késélként modellezett diffrakciós csúcs által okozott többletsillapítás (szabadtéri télerősséghez képest) a késél v_o relatív magasságának függvényében a 2.16. ábrán látható. A v_o paraméter a késélnek a Fresnel

ellipszisekbe való relatív benyúlását adja meg, mely pozitív, ha a késél a látóvonal fölé nyúlik, negatív, ha a késél a látóvonal alatt helyezkedik el.

A diffrakciós többletsillapításkiszámításának lépései ezután:

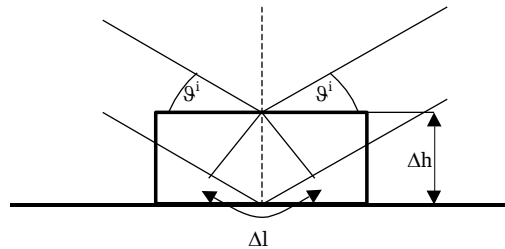
Az 1. ábrának megfelelően a terepmetszetből a szakasztávolságot és a diffrakciós csúcs benyúlásának mértékét kell leolvasni.

A késélként modellezett diffrakciós csúcs által okozott többletsillapítás (szabadteri térerősséghez képest) a késél v_0 relatív magasságának függvényében a (2.47) képlettel, a (2.49) közelítő kifejezéssel, vagy a 2.16. ábrából határozható meg.

$$20 \lg[E(v)/E_o] = \begin{cases} 20 \lg(0.5 - 0.62v) & -0.8 < v < 0 \\ 20 \lg[0.5 \exp(-0.95v)] & 0 < v < 1 \\ 20 \lg \left[0.4 - \left\{ 0.1184 - (0.38 - 0.1v)^2 \right\}^{1/2} \right] & 1 < v < 2.4 \\ 20 \lg[0.225/v] & v > 2.4 \end{cases} \quad (2.49)$$

Szóródás

A szóródást lényegében egyenetlen felületen történő rendezetlen reflexiók együtteseként kezelhetjük. A vizsgálataink főleg a felületi egyenetlenség jellemzésével foglalkoznak és a Rayleigh kritériumot alkalmazzuk a felület síma ill. egyenetlen voltának eldöntésére. Ha a felület egyes pontjaiból reflexióval származó hullámösszetevők közötti maximális fáziseltérés $\pi/2$ -nél kisebb, akkor a felület síknak tekinthető, ellenkező esetben egyenetlen. A fáziseltérésből az úthosszkülönbségekre $\lambda/4$ adódik.



2.17. ábra Talajegyenetlenség modellje

A talajegyenetlenségből következő hullámösszetevők úthosszkülönbsége a 2.17. ábrából $\Delta l = 2 \cdot \Delta h \cdot \sin \theta^i$, így a Rayleigh kritériumból következő maximális megengedett talajegyenetlenség

$$\Delta h = \frac{\lambda}{8 \sin \theta^i}.$$

Egyenetlen felületekre a felület magassági eloszlását Gauss eloszlásként modellezzük, a szórási veszteség ρ_s megadható

$$\rho_s = \exp \left[-8 \left(\frac{\pi \sigma_s \sin \theta^i}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (2.50)$$

ahol σ_s a felület magasságának szórása. Így az egyenetlen felületről történő szórás reflexiós tényezője

$$\Gamma_{\text{egyenetlen}} = \rho_s \cdot \Gamma_{\text{sík}} \quad (2.51)$$

2.9. A földi atmoszféra hatása

Az antenna által létrehozott teljesítménysűrűség két különböző fizikai hatás következtében csökken a hullám atmoszférában történő terjedése közben:

az antenna által a térbe kisugárzott hullám divergál

a terjedést biztosító közeg elnyeli vagy szétszórja a hullámokat, melynek eredete

-az atmoszférikus gázok molekuláris abszorpciója;

-az atmoszférában lévő folyadék vagy szilárd részecskék általa okozott abszorpció vagy szóródás (esőcseppek, hó, jég részecskék).

Ezek a hatások néhány GHz feletti frekvencián kezdenek jelentkezni és hatásuk nagyon gyorsan növekszik a növekvő frekvenciával. Az előzőeken túl az atmoszférában lebegő részecskék az atmoszférán keresztülhaladó hullám polarizációjának megváltozását is okozhatják.

2.9.1. A légköri abszorpció

Mivel a nitrogénnek nincsen elnyelési sávja a rádiófrekvenciás tartományban, ezért a molekuláris abszorpciót főképpen az oxigén és vízgőz molekulák elnyelő hatása okozza.

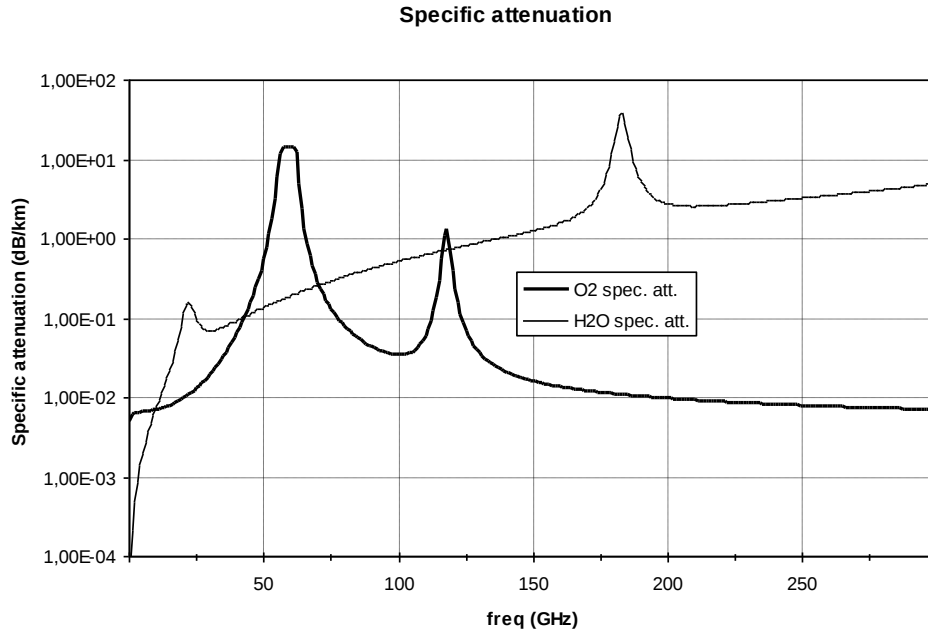
A 350 GHz alatti frekvenciákon az *oxigénnek* egy izolált elnyelési frekvenciavonala van 118,74 GHz-en és nagyon sok egymáshoz közeli elnyelési vonala 50 és 70 GHz között.

Az atmoszféra alsó részében ezek a vonalak folytonos sávva szélesednek.

A 350 GHz alatti frekvenciatartományon a *vízgőznek* három elnyelési vonala van, 22,3 GHz, 183,3 GHz és 323,8 GHz-en. Magasabb frekvencián, a szubmilliméteres és infravörös sávban további intenzív elnyelési vonal jelentkezik.

A vízgőz alacsony koncentrációja mellett a vízgőz csillapítása a koncentrációjával arányosnak tekinthető.

A 2.18. ábrán a fajlagos csillapítást mutatjuk be. A vízgőz koncentráció egyenlő 7.5 g/m^3 -rel, mely megfelel 1% vízgőz molekula és 99% száraz levegő molekula keverékének. Ezen érték egy átlagos, talajszint magasságában, 50% relatív páratartalmat jelent 16.5°C levegő hőmérséklet mellett, vagy 75% relatív páratartalmat 10°C levegő hőmérséklet mellett.



2.18. ábra Az atmoszférikus gázok által okozott csillapítás

2.9.2. A csapadék csillapítása

Általában az *eső által okozott csillapítás* az elsődlegesen vizsgált jelenség. A gyakorlatban rendszerint az esőintenzitás R (csapadék milliméterben óránként) mérhető egyszerűen. A csendes szemerkélő eső megfelel $R=0.25$ mm/óra intenzitásnak, könnyű zápor megfelel 1 mm/óra, közepes eső 4 mm/óra, erős zápor 16 mm/óra, és felhőszakadás több cm/óra esőintenzitásnak. A cseppméret eloszlás az esőintenzitás függvénye, nagyobb esőcseppekkel a nagyobb esőintenzitásokkor. Marshal és Palmer a következő empirikus formulát állapította meg:

$$N(a) = N_0 e^{-\Lambda a} \quad (2.63)$$

ahol $N_0 = 1.6 \times 10^4 \text{ mm}^{-1}/\text{m}^3$ és $\Lambda = 8.2R^{-0.21} \text{ mm}^{-1}$, a a cseppek sugara mm-ben.

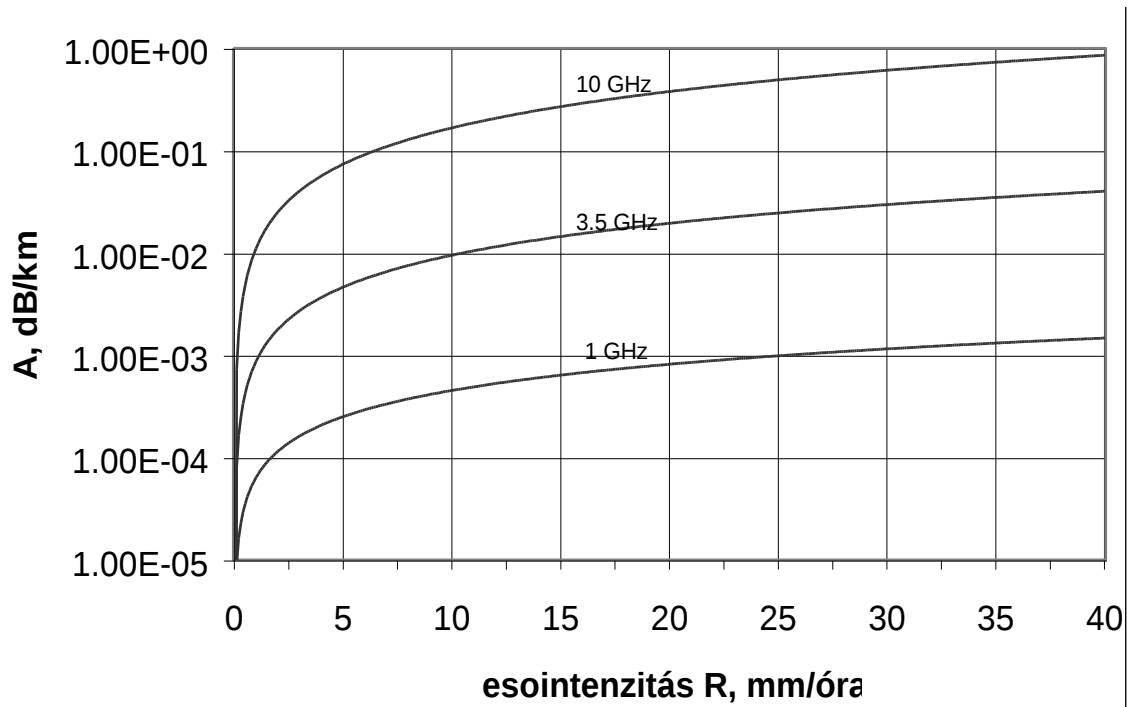
Ezt a modellt használják a legtöbb elméleti esőcsillapítás számításnál. A kifejezés jó egyezést mutat a Laws és Parsons által mért eloszlásokkal.

A rádióösszeköttetések méretezéséhez egyszerű csillapításképletek a kedveltek, melyek az esőintenzitás, frekvencia és hőmérséklet függvényében megadják a fajlagos csillapítást. Ilyen a mérésekkel jól egyező kifejezés a következő:

$$A = cR^b \quad [dB/km] \quad (2.64)$$

ahol c és b frekvenciától és az eső hőmérsékletétől függő konstansok. A hőmérséklettől való csillapításfüggés a víz dielektromos állandójának hőmérsékletfüggésével magyarázható.

Az (2.64) kifejezés felhasználásával az 2.19. ábrán néhány fajlagos csillapítás eredményt mutatunk be 1, 3.5 és 10 GHz-re az esőintenzitás függvényében.



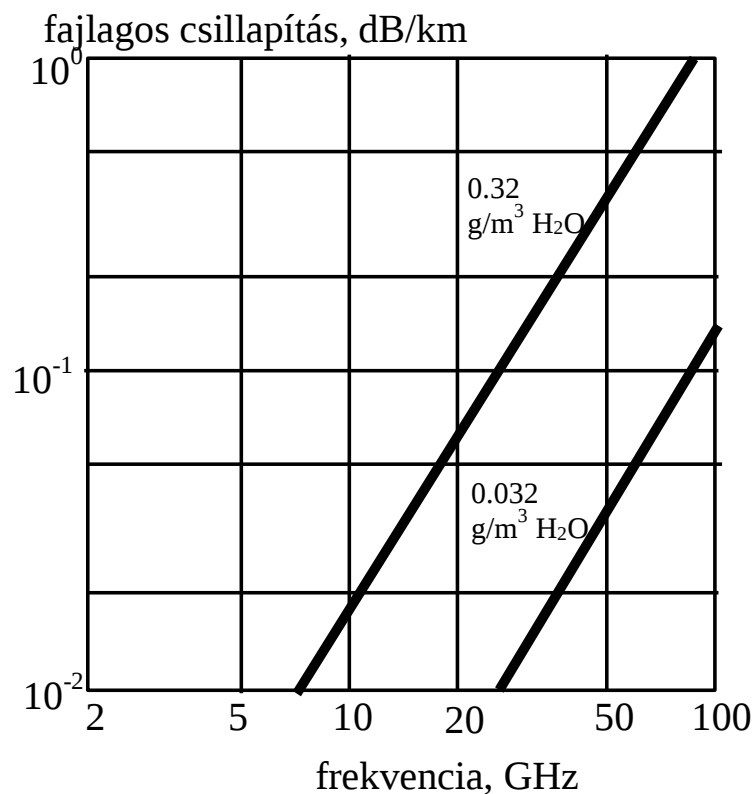
2.19. ábra Fajlagos esőcsillapítás 1, 3.5 és 10 GHz-en az esőintenzitás függvényében

Az eső további hatása a kettős polarizációval működő rádiórendszereknél jelentkezik, ez a *rádióhullámok depolarizációja*. A jelenség lényegében a névleges polarizációból az ortogonális polarizációba történő energia transzformáció.

A radarelmélet szerint az esőcseppek bisztatikus szórást is okoznak. Ez a hatás a térosztásos multiplex rendszereknél jelentkezik, ahol szomszédos csatornás interferenciát okozhat, ha az egyik nyalábból szórt jel a másik szektorban elhelyezkedő vevőantennára jut.

Mikrohullámú és milliméter hullámú sávban a *köd által okozott csillapítás* hasonló törvényszerűségekkel és egyenletekkel írható le, mint az eső által okozott csillapítás. A lényeges különbség az, hogy a köd jóval kisebb részecskékből tevődik össze, ezen részecskék mérettartománya 0.01 to 0.05 mm sugarat jelent. 300 GHz alatti frekvenciákon a köd által okozott csillapítás a vízgőztartalom függvényében lényegében lineárisnak tekinthető egy adott frekvencián. A vízgőz tartalom felső határa 1 g/m³ körülire tehető, a legtöbb természetben előforduló köd vízgőztartalma ennél lényegesen kisebb. 0.032 g/m³ vízgőztartalom megfelel a 600 m látótávolsággal jellemezhető ködnek, 0.32 g/m³ vízgőztartalom pedig körülbelül 120 m látótávolságúnak.

A köd által okozott fajlagos csillapítást a frekvencia függvényében a 2.20. ábrán mutatjuk be az előző két vízgőztartalomra.



2.20. ábra A köd csillapítása a frekvencia függvényében két koncentrációra

300 GHz frekvencián a nagy sűrűségű köd csillapítása is legfeljebb 1 dB/km, emiatt a rádióösszeköttetések tervezésekor az esőcsillapítás kompenzálására beállított csillapítás

tartalék a köd csillapítást mindig ellensúlyozza.

A víz jéggé és hóvá történő kristályosodásakor a dielektromos állandó $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ jelentősen megváltozik. Jégre ε' közelítőleg állandó, értéke 3.17, 0° és -30°C hőmérséklettartományban a centiméteres és milliméteres sávban. A képzetes része kicsi, frekvenciától közelítőleg független, közelítőleg 3.7×10^{-3} , 0°C -on és 5.2×10^{-4} , -30°C -on. A képzetes rész alacsony értéke a száraz jégkristályok alacsony csillapítását mutatja. Mivel azonban a hó és jégeső összetétele a meteorológiai tényezőktől erősen függő összetételű jégkristály és víz, ezért a csillapítás is erősen függeni fog a meteorológiai tényezőktől. Továbbá a hó és jégkristályok alakja is olyan változékony, hogy az egyes alakok által okozott csillapítás meghatározása nagyon nehéz.

A mikrohullámú frekvenciákon a száraz hó csillapítása legalább egy nagyságrenddel kisebb, mint az eső csillapítása azonos csapadék intenzitás esetére. A nedves hó csillapítása ezzel szemben összemérhető az eső csillapításával, a milliméteres hullámsávon azt meg is haladhatja. Egyes mérések szerint száraz hóra is 0.96 mm-en az esőénél nagyobb csillapítást kapunk azonos csapadék intenzitás esetén.

A légkör törésmutatója

Az előző fejezetekben feltételezett egyenes vonalú hullámterjedés csak speciális esetekben valósul meg, így például a műholdak közötti összeköttetéseknél. Minden más rádióösszeköttetésnél az elektromágneses hullámok az atmoszférán haladnak keresztül. A rádióhullámok refrakciója szempontjából az atmoszféra legalsó - a Földfelszínhez legközelebbi rétegének - a troposzférának van szerepe, mert a légköri gázoknak itt még akkora a koncentrációja, hogy a rádióhullámokat jelentősen eltérítsék az egyenes vonaltól.

Az egyenes vonalú terjedéstől való eltérést a troposzféra törésmutatójának változása okozza, amit közvetlenül a légkör molekuláris felépítése okoz.

A törésmutató értéke két fő tényező miatt tér el 1-től:

a légköri gázok molekuláit a beérkező elektromos tér polarizálja

kvantummechanikai molekuláris rezonancia

A második hatás keskeny frekvenciasávban, lényegében csak 22 ill. 60 GHz környékén jelentkezik.

Az első hatás gyakorlatilag frekvenciafüggetlen a milliméteres hullámok tartományáig.

A Föld felszínéhez közel a levegő törésmutatója $n \cong 1.0003$.

A számítások egyszerűsítésére vezessük be a törésmutató indezet, a következő összefüggéssel:

$$n = 1 + 10^{-6} N$$

ahol N a levegő törésmutató indexe, mely lényegében azt fejezi ki, hogy a törésmutató mennyire tér el az 1-től.

$$n - 1 = 10^{-6} N \quad (2.65)$$

Gázok keverékére a törésmutató index általános formában kifejezhető.

$$n - 1 = \sum_i m_i \left(A_i + \frac{B_i}{T} \right)$$

ahol

m_i az i -edik gáz sűrűsége

T az abszolút hőmérséklet [K]

A_i és B_i két konstans az i -edik gázra, melyek közül B_i csak az elektromos dipól momentummal rendelkező gázok molekuláira nem nulla. pl. vízgőzre

A Mariotte törvény értelmében m_i -t helyettesíthetjük e_i/T -vel, ahol e_i a gáz parciális nyomása.

Az előzőek értelmében a levegő törésmutatója általánosan

$$\begin{aligned}
 n-1 &= m_{O_2} \cdot (A_{O_2}) + m_{N_2} \cdot (A_{N_2}) + m_{H_2O} \cdot \left(A_{H_2O} + \frac{B_{H_2O}}{T} \right) = \\
 &= \frac{e_{O_2}}{T} \cdot A_{O_2} + \frac{e_{H_2}}{T} \cdot A_{H_2} + \frac{e_{H_2O}}{T} \cdot \left(A_{H_2O} + \frac{B_{H_2O}}{T} \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.66}$$

A (2) képletben a konstansokat empirikusan meghatározva kapjuk az ITU-R ajánlásban is szereplő képletet a troposzféra törésmutató indexére. N kifejezése a meteorológiai tényezőkkel:

$$N = (1-n)10^6 = 77.6 \frac{p}{T} + 3.73 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \tag{2.67}$$

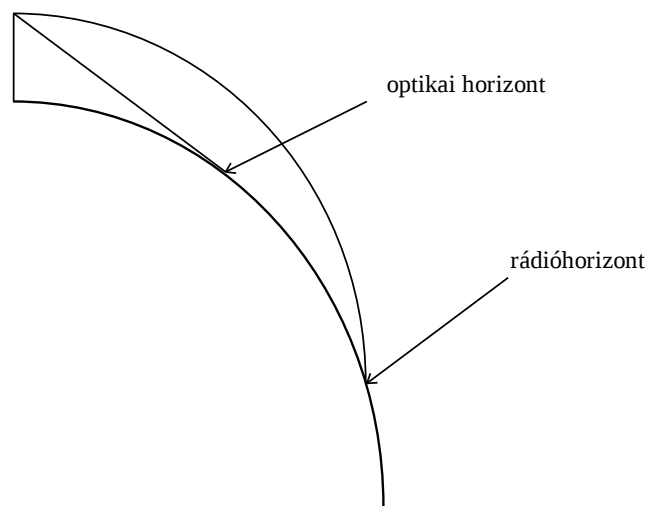
p légnyomás

T hőmérséklet

e a vízgőz parciális nyomása

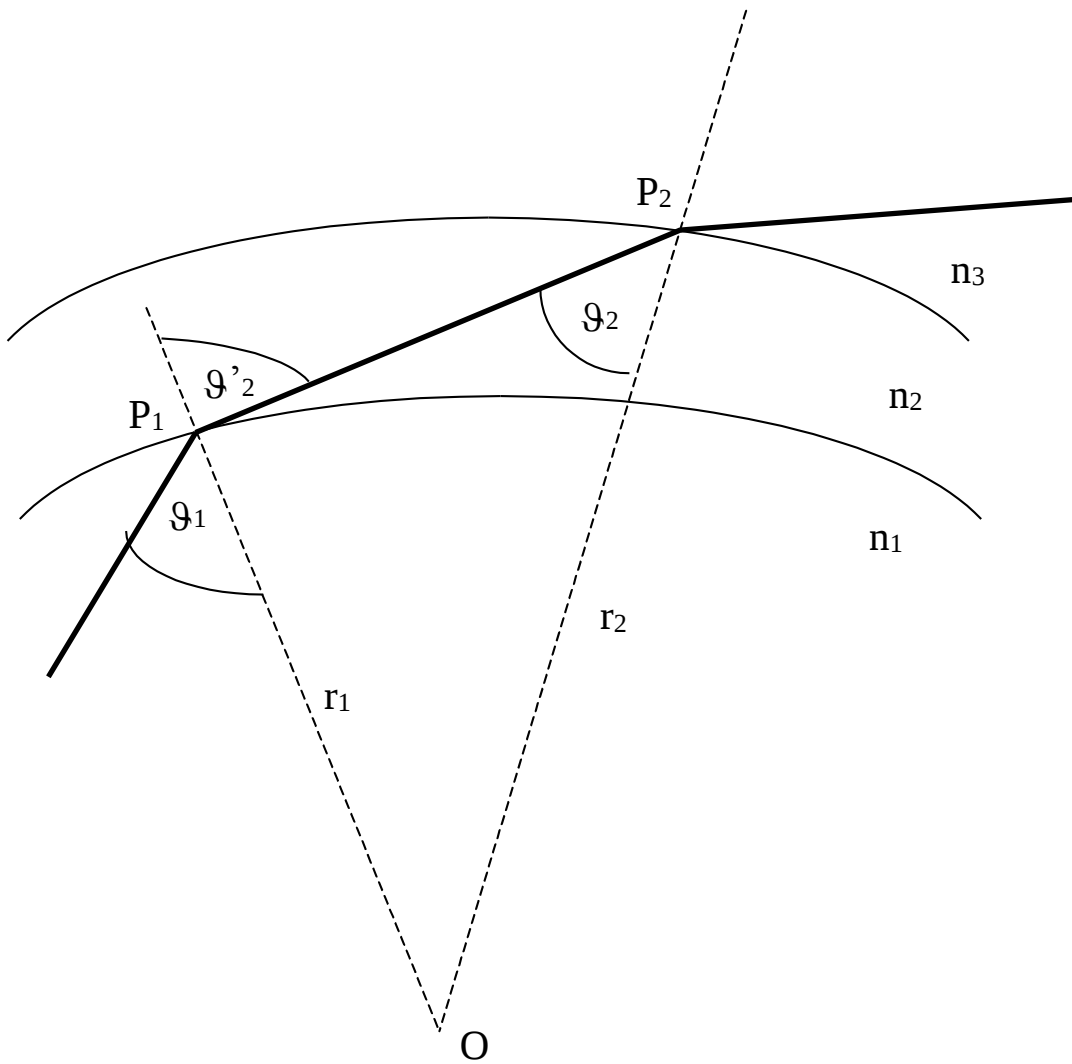
Ezen meteorológiai tényezők a magasság függvényében változnak

Standard atmoszférában n a magassággal csökken, emiatt a rádióhullámok a Föld felé hajlanak el.



2.21. ábra

N értéke a standard atmoszférában közelítőleg 300



2.22. ábra

Az OP_1P_2 háromszögre alkalmazva a szinusztételt, a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta'_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad (2.68)$$

A Fresnel féle törési törvényt alkalmazva:

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2' \quad (2.69)$$

A (2) képletet az (1)-be helyettesítve

$$n_1 r_1 \sin \vartheta_1 = n_2 r_2 \sin \vartheta_2 \quad (2.70)$$

Az előző - diszkretizált - esetet a folytonos esetre kiterjesztve kapjuk az alábbi azonosságot

$$n(r) \cdot r \cdot \sin \vartheta = konst. \quad (2.71)$$

A légkörbe történő beesési szög helyett írjuk át az összefüggést elevációs szögekre

$$n(r) \cdot r \cdot \cos \varphi = konst. \quad (2.72)$$

A továbbiakban alkalmazzuk az alábbi közelítéseket

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6} \approx 1 \quad (2.73)$$

$$r = R_0 + h$$

ahol

R_0 a Föld sugara

h a hullám aktuális pozíciója a Földfelszín felett

Az előző közelítéseket felhasználva és a (2.72) összefüggésbe helyettesítve

$$\left(1 + N \cdot 10^{-6}\right) \cdot (R_0 + h) \cdot \left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right) = konst$$

A földfelszín feletti összeköttetéseket vizsgálva $h \ll R_0$.

Az elevációs szög ezen összeköttetésekre kicsi, így

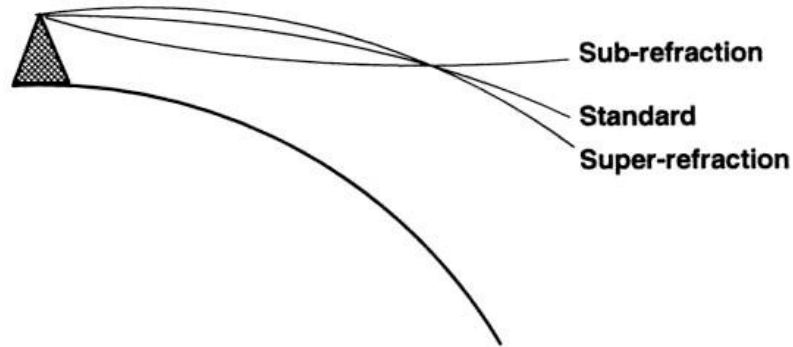
$$N \cdot 10^{-6} + \frac{h}{R_0} - \frac{\varphi^2}{2} = konst.$$

Differenciálva a kifejezést

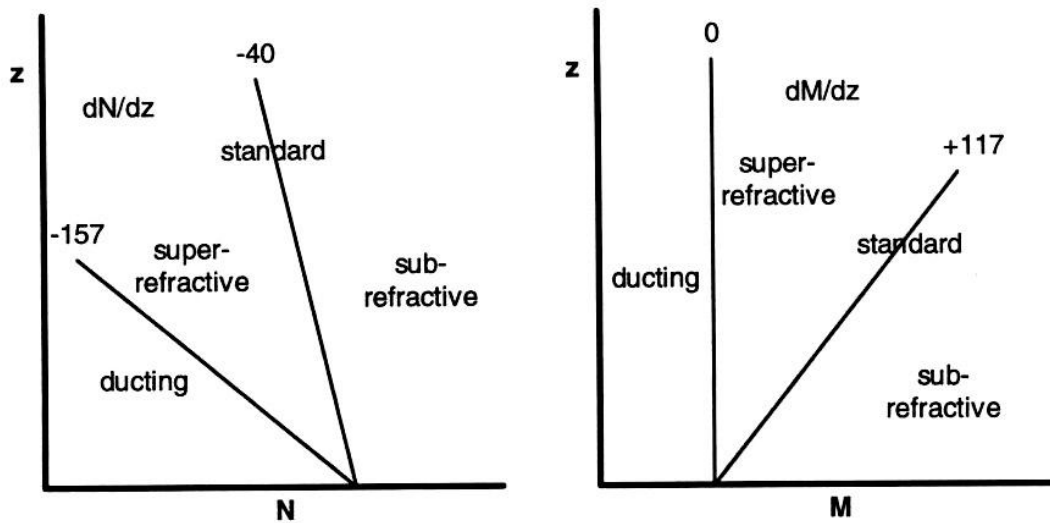
$$\left(\frac{dN}{dh}10^{-6} + \frac{1}{R_0}\right) - \varphi \frac{d\varphi}{dh} = \frac{1}{K \cdot R_0} - \varphi \frac{d\varphi}{dh} = 0 \quad (2.74)$$

Az egyenlet differenciálásával kapott (2.74) egyenletben bevezettük a K Földsugár tényezőt, ami lehetővé teszi a $K \cdot R_0$ módosított Földsugár alkalmazásával a hullámterjedési feladatok egyenes vonalú terjedési feladatokra visszavezetését.

$$K = \frac{1}{1 + R_0 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{dN}{dh}}$$



Classification of refractive conditions



2.23. ábra A refrakció osztályozása

Duct:

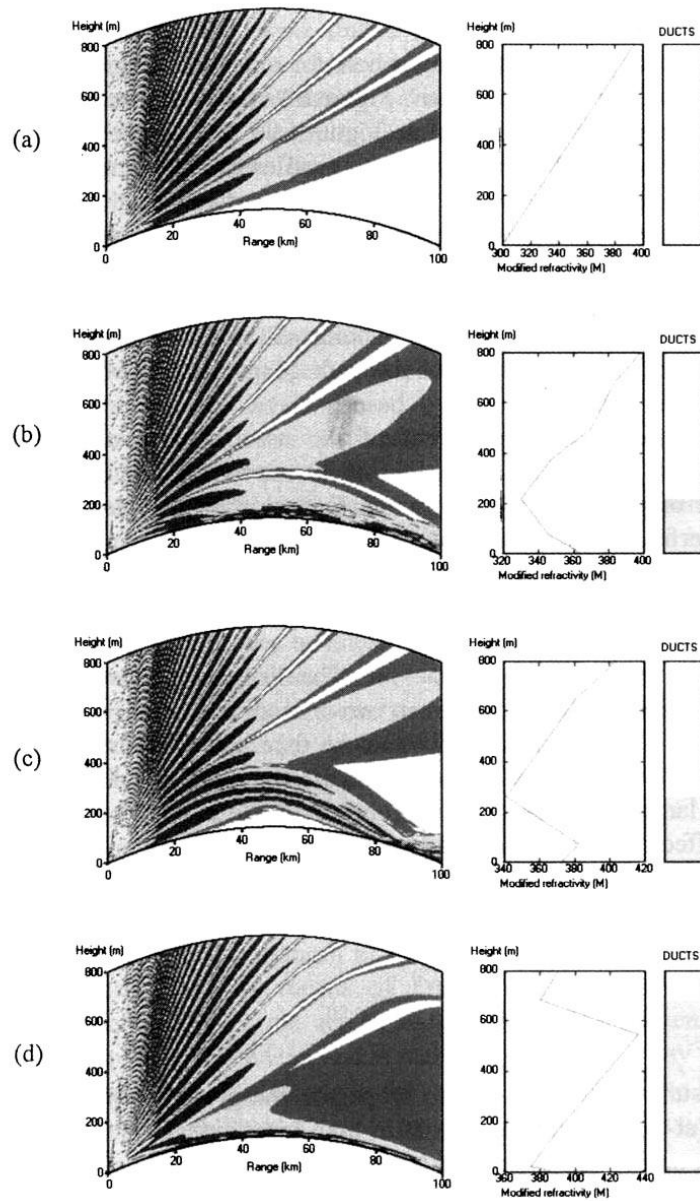


Figure 6.9 Definition of duct types, and their effect on a 3 GHz transmitter at 20m height

The ducts are indicated by the vertical bars

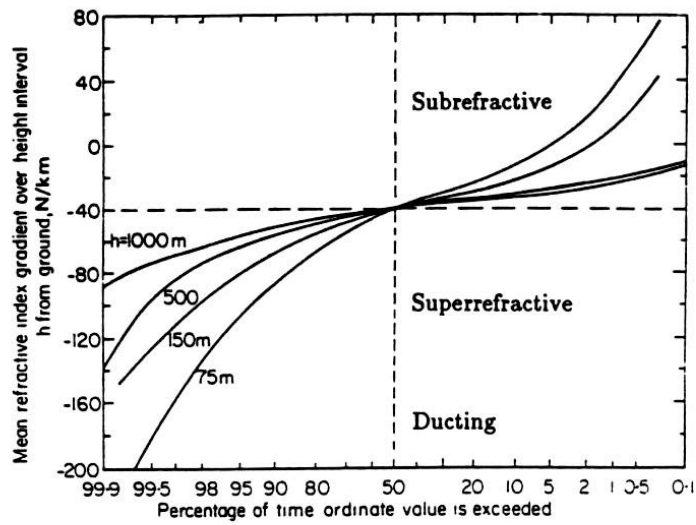
a Standard atmosphere

b Surface layer, surface duct

c Elevated layer, surface duct

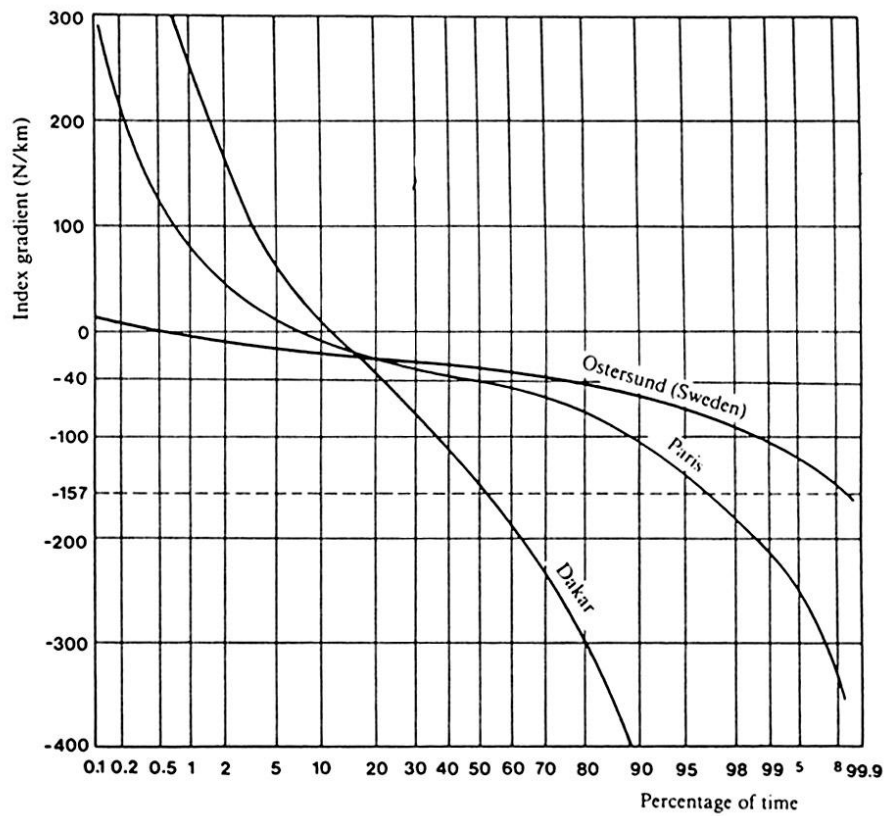
d Elevated layer, elevated duct

2.24. ábra



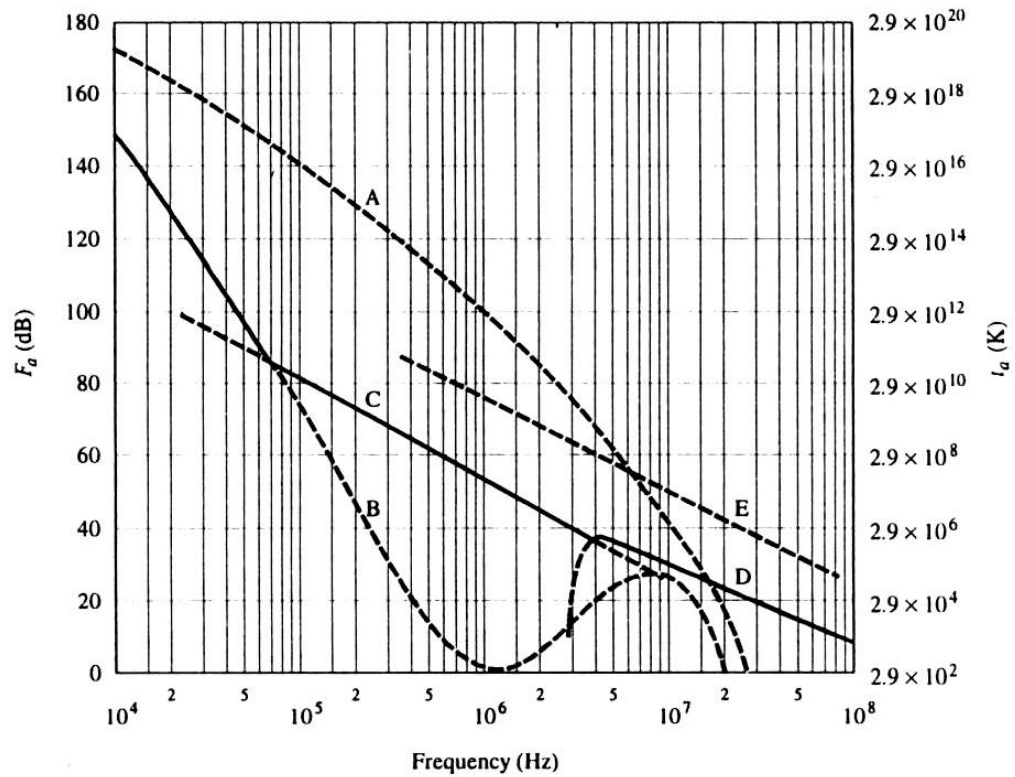
Distribution of mean refractive-index gradient in the UK with height interval above ground level

2.25. ábra A légköri törésmutató index gradiensének időbeli eloszlása



2.26. ábra A légköri törésmutató index gradiensének időbeli eloszlása

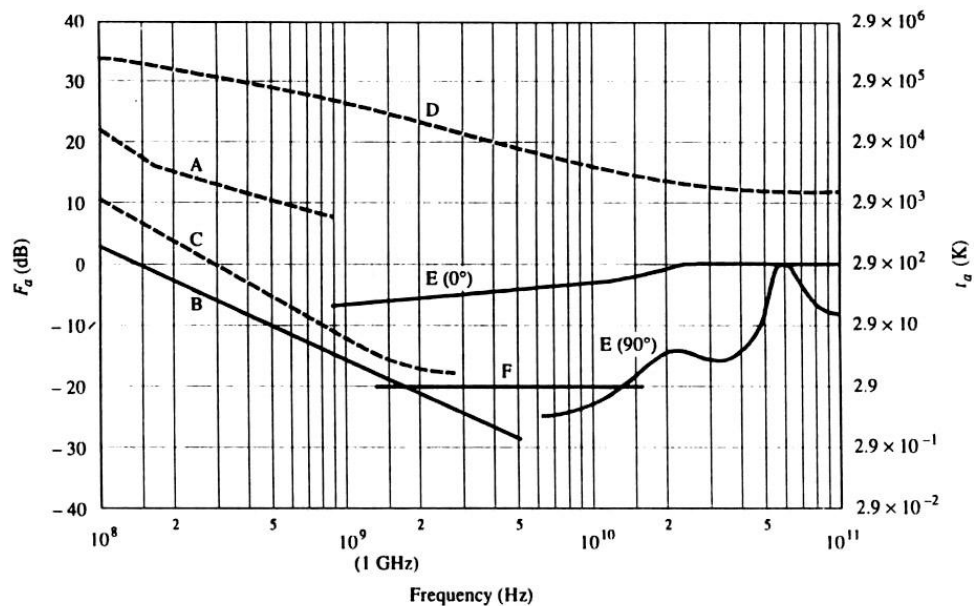
A földi atmoszféra zajjellemzői



Noise figure F_a against frequency: 10 kHz to 100 MHz

- A: atmospheric noise, value exceeded 0.5% of time
- B: atmospheric noise, value exceeded 99.5% of time
- C: man-made noise, quiet receiving site
- D: galactic noise
- E: median business-area man-made noise
- minimum noise level expected

2.27. ábra



Noise figure F_a against frequency: 100 MHz to 100 GHz

- A: estimated median business-area man-made noise
- B: galactic noise
- C: galactic noise (toward galactic centre with infinitely narrow beamwidth)
- D: quiet Sun ($1/2^\circ$ beamwidth directed at Sun)
- E: sky noise due to oxygen and water vapour (very narrow-beam antenna);
upper curve, 0° elevation angle; lower curve, 90° elevation angle
- F: black body (cosmic background), 2.7 K
- minimum noise level expected

2.28. ábra

3. Antennák

3.1. Antennák feladata a rádiórendszerekben

A rádiózás elterjedésével egyrészt szaporodnak az üzemelő rádióberendezések, másrészt újabb területek nyílnak meg a rádiótechnika számára. Mindez azzal jár, hogy a rádiórendszereknek és bennük az antennáknak a minőségileg is új követelményeket egyre bonyolultabb elektromágneses környezetben kell kielégíteni. Ezért sokasodnak, részletesebbek és szigorúbbak lesznek az antennák működését leíró műszaki jellemzők is. Az antennák legfontosabb alkalmazási területei a hírközlés, a műsorszórás, a lokáció és a rádióasztrológia. Bár az antennák alapfunkciója mindig ugyanaz, az egyes alkalmazások mégis gyökeresen eltérő megoldásokat eredményeznek azáltal, hogy az antenna más-más paraméterére helyezik a hangsúlyt.

Ebben a fejezetben röviden összefoglaljuk az antennák legfontosabb rendszertechnikai funkcióit, és egyszerű példákban bevezetjük azokat az antennajellemzőket, amelyekkel az antennákkal szemben támasztott műszaki követelmények számszerűen is megfogalmazhatók.

3.1.1. Az antenna

3.1.1.1. Adó- és vevőantenna

Az antenna elektromágneses hullámok kisugárzására és vételére szolgáló eszköz.

A rádiórendszerekben betöltött szerepe alapján az antenna a tápvezeték és a szabad tér közötti transzformátor, mely a tápvezetéken hozzávezetett energiát kisugárzott elektromágneses hullámmá (adóantenna) az antennára beeső elektromágneses hullámot pedig vezetett hullámmá alakítja (vevőantenna). Fontos, hogy az antennák a tápvezetékhez és a szabad térhez egyaránt jól illeszkedjenek.

Az adási és vételi funkció külön antennával, egy antennával felváltva, vagy egy antennával egyidőben is realizálható.

3.1.1.2. A szóró antenna

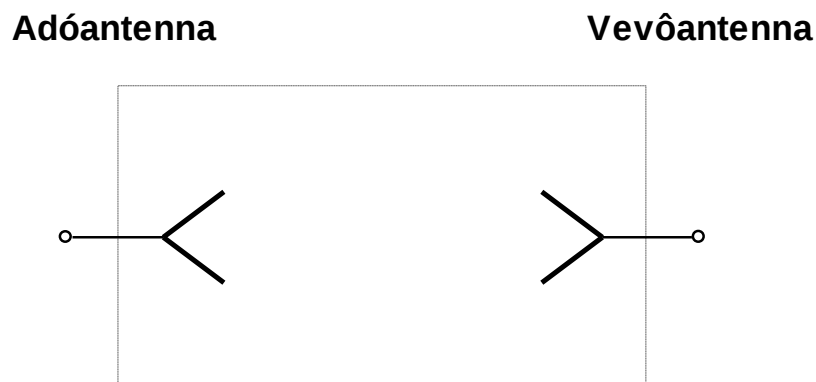
Az antenna más áramköri elemek csatlakozására szolgáló végződésekkal ellátott fémtest. Az antennán kívüli térrészből érkező hullámok térbeli eloszlását és intenzitását az antenna jelenléte megváltoztatja. Az idegen testnek ezt a hatását szórásnak nevezzük.

Szórás minden kölső térbe helyezett antennán kialakul. A szórási tulajdonságok az antenna alakjával és lezárásával változtathatók. Egyes rendszerekben az antenna feladata kizárólag szórás, vagyis a beeső tér meghatározott módon való visszasugárzása. Így működik néhány mesterséges lokátor-céltárgy ("bólya") és a tádióhírközlő rendszerek passzív ismétlő állomása.

A szórás az antenna harmadik alapfunkciója, amelyet különösen az utóbbi időben egyre több területen alkalmaznak.

3.1.1.3. A rádiócsatorna

A rádiócsatorna alapvetően az a közeg, amely az adó- és vevőantenna között terjedő rádióhullámok fontosabb tulajdonságait (amplitudó, fázis, polarizáció, spektrum) meghatározza. Rendszertechnikai szempontból a rádiócsatorna az adóantenna bemenete és a vevőantenna kimenté közötti négyfólus (3.1. ábra).



3.1. ábra A rádiócsatorna

E négyfólus csillapítása a szakaszcsillapítás, melynek definíciója a következő:

$$a_{sz} = 10 \lg \frac{P_{be}}{P_{ki}} \quad [\text{dB}] \quad (3.1)$$

ahol

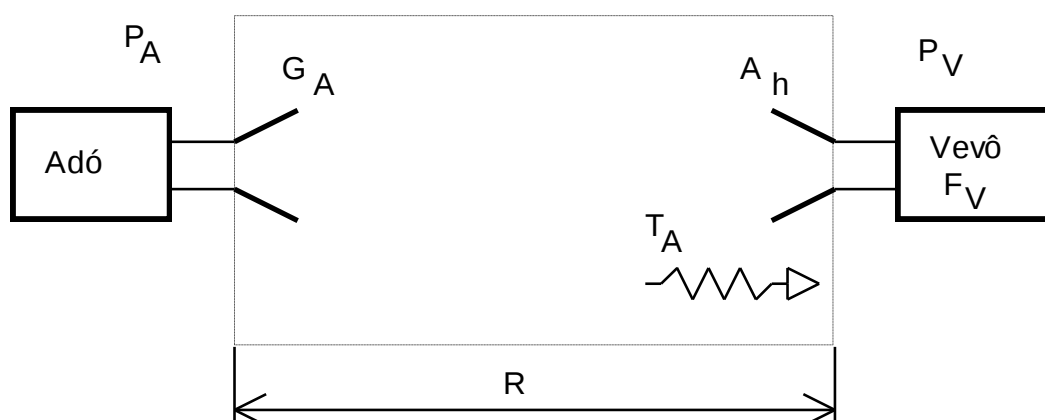
P_{be} az adóantennába betáplált teljesítmény
 P_{ki} a vevőantennából kivehető maximális hatásos teljesítmény

Mivel a rádiócsatornában a rádióhullámok mesterséges vezetés nélkül terjednek, ezért a szakaszcsillapítást elsősorban az adó- és vevőantenna között elhelyezkedő közeg tulajdonságai határozzák meg. A pontos összefüggések megállapítása a hullámterjedés témakör feladata. Mivel az adó- és vevőantenna a rádiócsatorna része, ezért a szakaszcsillapítás ezektől is függ.

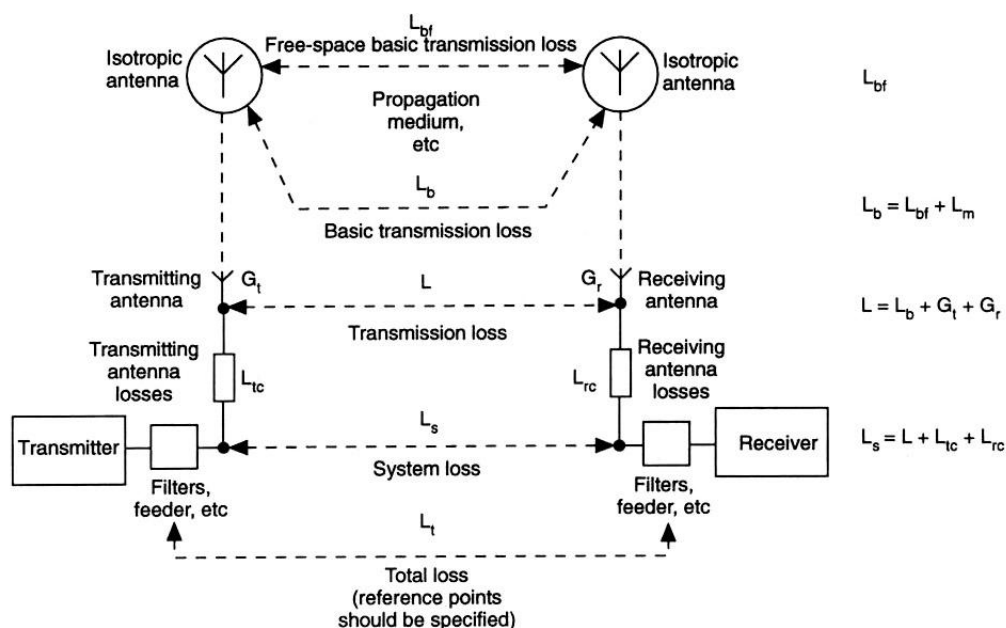
3.1.2. Alkalmazási példák

3.1.2.1. Hírközlő összeköttetés

Hírközlő rendszerekben az antenna szerepét az egyutas szabadtéri rádióösszeköttetés jel-zaj viszonyának kiszámításával illusztráljuk. Az összeköttetés vázlatát az 3.2. ábra mutatja.



3.2.a. ábra Hírközlő összeköttetés



3.2.b. ábra Hírközlő összeköttetés részletes modellje

A szakaszcsillapítás levezetéséhez először írjuk fel a teljesítménysűrűséget a vevőantenna helyén. Ha az adóantenna a tér minden irányába egyenlő intenzitással sugároz (izotróp antenna), akkor akadálymentes szabad térben (szabadtéri terjedés) a teljesítménysűrűség az adóantennától R távolságra a következő

$$S_0 = \frac{P_A}{4\pi R^2} \quad (3.2)$$

ahol

P_A az adóantennába betáplált teljesítmény.

Az antennák azonban a kívánt irányba nagyobb intenzitással sugároznak. Ezt a tulajdonságukat az antenna nyereségével fejezzük ki.

$$G_A = \frac{S_{\max}}{S_0} \quad (3.3)$$

ahol

G_A az antenna nyeresége

$S_{\max}$ a fő sugárzási irányban előállított teljesítménysűrűség

S_0 az izotróp antenna által előállított teljesítménysűrűség.

A (3.3) képlet felhasználásával a teljesítménysűrűség a fő sugárzási irányban a következő:

$$S_{\max} = \frac{P_A G_A}{4\pi R^2} \quad (3.4)$$

A vevőantenna a beeső hullám teljesítménysűrűségét teljesítménnyé alakítja. Ezt a funkciót a vevőantenna hatásos felületével írjuk le.

$$A_h = \frac{P_v}{S} \quad (3.5)$$

ahol

A_h a vevőantenna hatásos felülete

P_v a vevőantennából kivehető maximális hatásos teljesítmény

S a vevőantennára beeső hullám teljesítménysűrűsége.

A vevőantennából kivehető maximális hatásos teljesítmény tehát a (3.4) és (3.5) képlet felhasználásával

$$P_V = \frac{P_A G_A A_h}{4\pi R^2} \quad (3.6)$$

Egy antenna nyeresége és hatásos felülete között az alábbi összefüggés áll fenn.

$$A_h = G_V \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (3.7)$$

ahol

G_V a vevőantenna nyeresége

λ az üzemi hullámhossz.

Ezzel

$$P_V = \frac{P_A G_A \lambda^2}{(4\pi R)^2} \quad (3.8)$$

A szakaszcsillapítás tehát a (3.1) és (3.8) képlet alapján a következő

$$a_o = 10 \lg \left(\frac{4\pi R}{\lambda} \right)^2 - (G_A + G_V) \quad (3.9)$$

ahol

G_A és G_V az adó- és vevőantenna nyeresége (dB-ben)

A (3.8) képlet levezetése során feltételeztük, hogy a hullám a két antenna között a szabad térben terjed, ezért a_o a szabadtéri csillapítás.

A valóságban a szakaszcsillapítás rendszerint nagyobb, mert a feltételezett idealizált körülmények nem teljesülnek.

A hullám a két antenna közötti térben nem akadálytalanul terjed, amit a szabadtéri csillapításhoz képest többletcsillapítással (a_t) veszünk figyelembe.

A terjedés folyamán a hullám polarizációja is megváltozhat, emiatt a vevőantennából kivehető teljesítmény tovább csökken. Ezt a polarizációs csillapítás (a_p) fejezi ki.

Végül a vevőantenna és a vevőkészülék közötti reflexiók (illesztetlenség) miatt is csillapítás (a_r) lép fel.

A teljes szakaszcsillapítás tehát

$$a_{sz} = 10 \lg \left(\frac{4\pi R}{\lambda} \right)^2 - (G_A + G_V) + a_t + a_p + a_r \quad [\text{dB}] \quad (3.10)$$

A vett teljesítményt dBW-ban az (3.1) képlet alapján az alábbi módon írhatjuk fel

$$10 \lg P_{ki} = 10 \lg P_A - a_{sz} \quad (3.11)$$

Az összeköttetésben a hasznos jelhez külső és belső eredetű zajok adódnak. A külső zajokat az antenna zajhőmérsékletével írjuk le, amelyet más zajos kétpólusokhoz hasonlóan az alábbi kélettel definiálunk.

$$P_{ZA} = k T_A B \quad [\text{W}] \quad (3.12)$$

ahol

P_{ZA} az antennából kivehető zajteljesítmény

$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Joule/K}$ a Boltzmann állandó

T_A az antenna (ekvivalens) zajhőmérséklete

B zajsáv szélesség.

A vevőben keletkező zajt célszerű a vevő bemenetére redukált zajhőmérséklettel (T_V) megadni

$$T_V = (F_V - 1) T_o \quad (3.13)$$

ahol

T_o a szabványos szobahőmérséklet (293 K)

F_V a vevő zajtényezője

A vevő bemenetére számított teljes zajhőmérséklet tehát a következő

$$T_{be} = T_A + T_V \quad (3.14)$$

Ezzel a teljes bemeneti zajteljesítmény

$$P_{Zbe} = k T_{be} B \quad (3.15)$$

Ezt a gyakorlati számításokban célszerű logaritmikus egységben felírni az alábbi módon

$$10 \lg P_{Zbe} = -204 + 10 \lg \frac{T_{be}}{T_o} + 10 \lg B \quad [\text{dBW}] \quad (3.16)$$

ahol

$$10 \lg k T_o = -204 \text{ dBW/Hz}$$

Az összeköttetés jel-zaj viszonya

$$\frac{S}{N} = \frac{P_V}{P_{Zbe}} \quad (3.17)$$

Az (3.8), (3.14) és (3.15) képlet alapján

$$\frac{S}{N} = \frac{P_A G_A G_V \lambda^2}{(4\pi R)^2 k T_A + T_V B} \quad (3.18)$$

Vagyis

$$\frac{S}{N} = 10 \lg P_A - a_{sz} - 10 \lg \frac{T_{be}}{T_o} - 10 \lg B + 204 \quad [\text{dB}] \quad (3.19)$$

A levezetett összefüggésekből látható, hogy az antennajellemzők a jel-zaj viszonyt a hasznos jel és a külső zaj szintjén keresztül egyaránt befolyásolják.

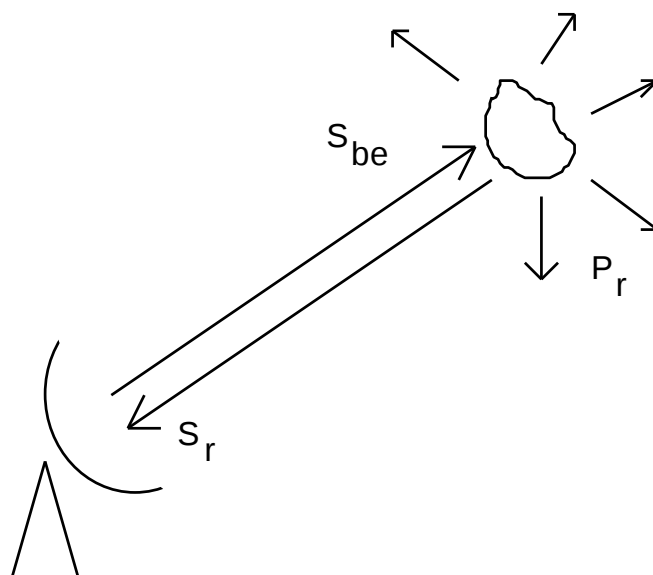
3.1.2.2. Rádiólokátorok

A rádiólokáció álló vagy mozgó céltárgyak felderítésére és helyzeti adatainak meghatározására szolgáló eljárás, amely rendszerint a lokátor jelének a céltárgyról visszavert töredékét dolgozza fel. A legelterjedtebb lokátor típusoknál az adás és vétel ugyanazzal az antennával történik.

A lokátor egyik legfontosabb jellemzője a hatótávolság, vagyis az a legnagyobb távolság, ahonnan még egy adott céltárgy felderíthető. A hatótávolság annál nagyobb, minél nagyobb mértékben veri (szórja) vissza a céltárgy a beeső hullámot a lokátor irányába. A céltárgyaknak ezt a tulajdonságát a hatásos reflektáló keresztmetszet (σ) írja le.

A hatásos reflektáló keresztmetszet definiálásánál a céltárgyat olyan antennának tekintjük, mely a vett teljesítményt izotróp antennaként és veszteség nélkül sugározza vissza. Ezen antenna hatásos felülete a céltárgy hatásos reflektáló keresztmetszete. Most írjuk fel ennek definícióját.

Tételezzük fel, hogy a lokátor S_{be} teljesítménysűrűséget állít elő a céltárgy helyén, a céltárgy által reflektált teljesítménysűrűség a lokátor helyén pedig S_r . (3.3. ábra)



3.3. ábra Rádiólokátor

A céltárgyat izotróp antennának tekintjük, így az összes reflektált teljesítmény és S kapcsolata.

$$P_r = S_r 4\pi R^2 \quad (3.20)$$

Az összes szórt teljesítmény egyenlő a vett teljesítménnyel, így a céltárgy, mint vevőantenna hatásos felülete a következő:

$$\sigma = \frac{P_r}{S_{be}} = \frac{S_r}{S_{be}} 4\pi R^2 \quad (3.21)$$

A valódi céltárgyak (repülőgép, rakéta stb.) hatásos reflektáló keresztmetszete nagyon függ a céltárgynak a lokátorhoz - és így a beeső hullám irányához - képest elfoglalt helyzetétől. Ebből a szempontból nemcsak az számít, hogy a céltárgy mekkora felületet mutat a lokátor felé, hanem az is, hogy a felület mennyire tükröz. (I. Táblázat)

I. Táblázat
Néhány céltárgy hatásos reflektáló felülete

Céltárgy	Írány	Felület, m^2
Kis repülőgép	Előlről, hátulról	0.2-10
Kis repülőgép	Oldalról	5-300
Nagy repülőgép	Előlről, hátulról	10-500
Nagy repülőgép	Oldalról	300-550

A lokátor hatótávolságának levezetéséhez vegyük figyelembe a lokátor adójának teljesítményét (P_A), antennájának nyereségét (G), azt a legkisebb jelteljesítményt ($P_{\min}$), amit még a lokátor vevője érzékelni képes és végül ismerjük a kisugárzott jel hullámhosszát (λ) is.

Az adó által a céltárgy helyén előállított teljesítménysűrűség

$$S_{be} = \frac{P_A G}{4\pi R^2} \quad (3.22)$$

A céltárgyról reflektált jel teljesítménysűrűsége a lokátor helyén az (3.21) képletből.

$$S_r = \frac{\sigma P_A G}{(4\pi R^2)^2} \quad (3.23)$$

A lokátor antennája által vett teljesítmény a (3.7) és (3.23) képletből.

$$P_V = \frac{P_A G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \quad (3.24)$$

Ha az (3.24) képletet az (3.8) képlettel összehasonlítjuk, akkor azonnal szembetűnik, hogy a kétszeres (oda-vissza) terjedés miatt a vett teljesítmény itt nem a távolság négyzetével, hanem a távolság negyedik hatványával csökken.

A hatótávolságot úgy kapjuk meg, hogy az (3.24) képletben $P_V = P_{\min}$ -t helyettesítünk.

$$R_o = \sqrt[4]{\frac{P_A G^2 \lambda^2 \sigma}{P_{\min} (4\pi)^3}} \quad (3.25)$$

Az (3.25) képletből látható, hogy nagy hatótávolsághoz nagy adóteljesítmény, nagy antennanyereség, hosszú hullámhossz és érzékeny vevő kell. A távolfelderítő lokátorokra ez a jellemző.

3.2. Az antennákkal kapcsolatos fontosabb fogalmak és jellemzők

3.2.1. Az antenna funkciói

3.2.1.1. Adás, vétel, szórás

Az antenna elektromágneses hullámok kisugárzására és vételére szolgáló eszköz. A rádiórendszerekben betöltött funkciója alapján az antenna transzformátor a tápvonal és a szabad tér között. Ez azt jelenti, hogy az adóantenna az adóberendezésből hozzávezetett elektromágneses energiát kisugárzott elektromágneses hullámokká, a vevőantenna pedig a beeső elektromágneses hullámot vezetett hullámokká alakítja.

Az antenna harmadik funkciója az adás és vétel mellett a szórás, vagyis az elektromágneses tér eloszlásának módosítása. Ez úgy is tekinthető, hogy az antenna egyidejűleg vesz és ad, azaz a vett energiát részben vagy egészen visszasugározza.

3.2.1.2. Az antenna mint térbeli szűrő

Az antenna további fontos jellegzetessége, hogy sugárzása a tér különböző irányába; illetve érzékenysége ezen irányokból; nem egyenletes, hanem irányított. Az antennának ezt a tulajdonságát az antenna iránykarakterisztikája írja le.

Az adóantenna a betáplált teljesítményt az iránykarakterisztikával súlyozva sugározza ki, a vevőantenna pedig a beeső hullámot ezzel súlyozva veszi. Az antennát tehát úgy tekinthetjük, mint térbeli szűrőt.

Az elektromágneses hullámok fontos tulajdonsága a polarizáció, mely mint ismeretes általában elliptikus és ennek végtelen sok állapota lehetséges. Egy antenna maximális hatásfokkal csak egyetlen polarizáció kisugárzására vagy vételére alkalmas, az erre ortogonális polarizációt elnyomja, ezért ezt a tulajdonságot is tekinthetjük szűrésnek. Az antenna polarizációja szintén irányfüggő, melyet a polarizációs iránykarakterisztika ír le.

Az antenna irányítottságát és szelktív polarizációs tulajdonságát zsúfolt elektro- mágneses környezetben a kölcsönös zavarok elkerülése érdekében hasznosíthatjuk.

A továbbiakban az antenna iránykarakterisztikáit részletesen is tárgyaljuk. Mivel a reciprocitási tétel értelmében egy antenna adás- és vételi iránykarakterisztikája megegyezik, ezért csak az adási-iránykarakterisztikával foglalkozunk.

3.2.2. Az antenna iránykarakterisztikái

3.2.2.1. A szabadtéri és üzemi iránykarakterisztika

A gyakorlatban rendszerint az antenna távoltere érdekes, ezért az iránykarakterisztikával az antenna távolterének irányfüggését adjuk meg.

Az iránykarakterisztika meghatározásánál feltételezzük, hogy az antenna akadálymentes szabad térbe sugároz. Az így kapott iránykarakterisztikát az antenna szabadtéri iránykarakterisztikájának nevezzük.

Az akadálymentes szabad teret úgy is tekinthetjük, mint az antenna rádiócsatorna felé néző kapujának illesztett lezárását. Ezt rendszerint csak laboratóriumi körülmények között, reflexiómentesítő (elnyelő) anyaggal burkolt mérőszobában, vagy speciális antenna mérőterepen lehet biztosítani.

Adott rendszerben a telepített antenna iránykarakterisztikáját üzemi iránykarakterisztikának nevezzük, mely a környezet hatása miatt jelentősen eltérhet a szabadteritől.

3.2.2.2. Az antenna teljesítmény- és amplitudó iránykarakterisztikája

Az antenna távolföldi térerőssége $\mathcal{G}$ és φ irányú lineárisan polarizált komponensekkel felírva egy adott $\mathbf{r}$ helyen a következő

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_{\mathcal{G}} \cdot \mathbf{e}_{\mathcal{G}} + E_{\varphi} \cdot \mathbf{e}_{\varphi} \quad (3.26)$$

ahol

$E_{\mathcal{G}}$ és E_{φ} komplex skalárkomponensek

$\mathbf{e}_{\mathcal{G}}$ és $\mathbf{e}_{\varphi}$ ortogonális egységvektorok.

A továbbiakban bennünket elsősorban a teljesítménysűrűség érdekel, ezért írjuk fel a (3.26) képletet egy valós skaláramplitudó és egy egységnyi abszolútértékű vektor szorzataként. Ez utóbbi a teljesítménysűrűséget nem befolyásolja, de tartalmazza a hullám

polarizációját.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sqrt{|E_\vartheta|^2 + |E_\varphi|^2} \left[\frac{E_\vartheta}{\sqrt{|E_\vartheta|^2 + |E_\varphi|^2}} \mathbf{e}_\vartheta + \frac{E_\varphi}{\sqrt{|E_\vartheta|^2 + |E_\varphi|^2}} \mathbf{e}_\varphi \right] = E_o(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}) \quad (3.27)$$

ahol

E_o a térerősség skalár amplitudója

$\mathbf{p} = p_\vartheta \cdot \mathbf{e}_\vartheta + p_\varphi \cdot \mathbf{e}_\varphi$ a polarizációs vektor

$p_\vartheta = \frac{E_\vartheta}{E_o}$ és $p_\varphi = \frac{E_\varphi}{E_o}$ a polarizációs vektor komplex komponensei

$|\mathbf{p}| = 1$ a polarizációs vektor abszolút értéke 1

Az antenna sugárzása a távotérben az origóból kifelé haladó gömbhullámmal írható le. Ennek amplitudója és fázisa a távolsággal az ismert $e^{-j\beta r}/r$ törvényszerűség szerint változik, melyet a (3.27) képlet jobboldalán kiemelve a megmaradó feszültségszintű mennyiség már csak a szögkoordináták függvénye lesz.

$$\mathbf{E}(r, \vartheta, \varphi) = \frac{e^{-j\beta r}}{r} U_o(\vartheta, \varphi) \cdot \mathbf{p}(\vartheta, \varphi) \quad (3.28)$$

Most írjuk fel a teljesítménysűrűséget a (3.28) képlet segítségével:

$$\mathcal{S}(r, \vartheta, \varphi) = \frac{U_o^2(\vartheta, \varphi)}{240\pi r^2} \quad (3.29)$$

A (3.29) képletben $\mathcal{S}(r, \vartheta, \varphi)$ mértékegysége W/m^2 , $\frac{U_o^2(\vartheta, \varphi)}{240}$ mértékegysége $W/szteradián$.

Emeljük ki a (3.29) képlet jobboldalán a maximális teljesítménysűrűséget, vagyis vezessük be a normalizált teljesítménykarakterisztikát

$$\mathcal{S}(r, \vartheta, \varphi) = S_{\max}(r) \cdot P(\vartheta, \varphi) \quad (3.30)$$

ahol

$$S_{\max}(r) = \frac{U_o^2(\vartheta, \varphi)|_{\max}}{240\pi r^2} \quad (3.31)$$

$$P(\vartheta, \varphi) = \frac{S(r, \vartheta, \varphi)}{S_{\max}(r)} \text{ a normalizált teljesítmény iránykarakterisztika} \quad (3.32)$$

A (3.32) definícióból következik, hogy

$$F(\vartheta, \varphi) = \sqrt{P(\vartheta, \varphi)} \quad (3.33)$$

valós függvény, melyet normalizált feszültségiránykarakterisztikának, vagy másnéven amplitúdó iránykarakterisztikának nevezünk.

3.2.2.3. A komplex vektor iránykarakterisztika

Az amplitúdó iránykarakterisztika bevezetésével a (3.28) képlet az alábbi alakra hozható.

$$\mathbf{E}(r, \vartheta, \varphi) = U_{\max} \frac{e^{-j\beta r}}{r} F(\vartheta, \varphi) \cdot \mathbf{p}(\vartheta, \varphi) \quad (3.34)$$

ahol

$F(\vartheta, \varphi) \cdot \mathbf{p}(\vartheta, \varphi)$ az antenna komplex vektor iránykarakterisztikája.

Az antenna polarizációs iránykarakterisztikája a polarizációs vektorból levezethető, valamelyik polarizációs jellemző irányfüggése. A gyakorlatban rendszerint az antenna keresztpolarizációs csillapítását adják meg, mely definíciószerűen a következő

$$\alpha_p(\vartheta, \varphi) = 20 \lg \frac{\rho_n(\vartheta, \varphi)}{\rho_x(\vartheta, \varphi)} \quad [\text{dB}] \quad (3.35)$$

A térerősség (3.34) képlet szerinti felírásából következik, hogy a térerősség fázisát is a polarizációs vektor tartalmazza.

3.2.2.4. Komponens iránykarakterisztikák

A polarizációs komponensekre vonatkozó (komplex-skalár) iránykarakterisztikák definíciója a következő

$$F_n(\vartheta, \varphi) = \frac{E_n(\vartheta, \varphi)}{E_{n\max}} = F_n(\vartheta, \varphi) \cdot e^{j\Phi_n(\vartheta, \varphi)} \quad (3.36)$$

ahol

$F_n(\vartheta, \varphi)$ a főpolarizációs komponens amplitúdó iránykarakterisztikája

$\Phi_n(\vartheta, \varphi)$ a főpolarizációs komponens fázis iránykarakterisztikája

és az amplitúdó iránykarakterisztikára igaz, hogy

$$F_n(\vartheta, \varphi) = \frac{F(\vartheta, \varphi) |p_n(\vartheta, \varphi)|}{\{F(\vartheta, \varphi) |p_n(\vartheta, \varphi)|\}_{\max}} \quad (3.37)$$

és

$$F_x = \frac{E_x(\vartheta, \varphi)}{E_{x\max}} = F_x(\vartheta, \varphi) \cdot e^{j\Phi_x(\vartheta, \varphi)} \quad (3.38)$$

ahol

$F_x(\vartheta, \varphi)$ a keresztpolarizációs komponens amplitúdó iránykarakterisztikája

$\Phi_x(\vartheta, \varphi)$ a keresztpolarizációs komponens fázis iránykarakterisztikája

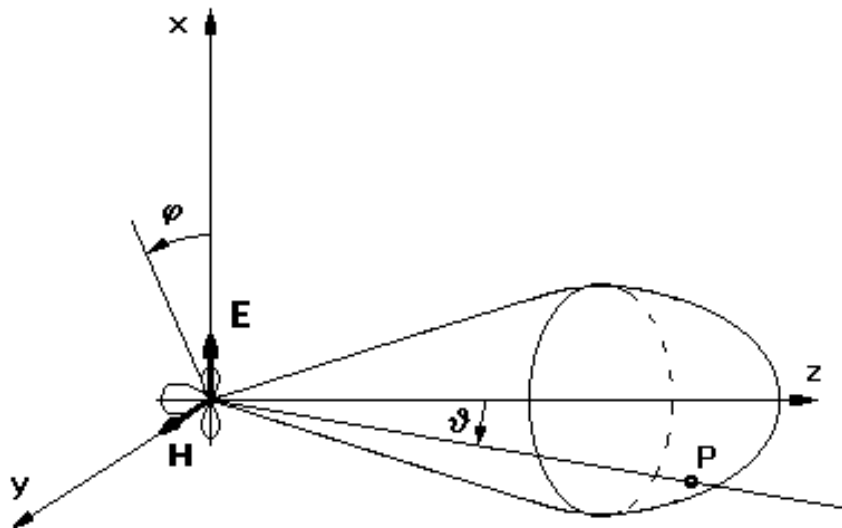
$$F_x(\vartheta, \varphi) = \frac{F(\vartheta, \varphi) |p_x(\vartheta, \varphi)|}{\{F(\vartheta, \varphi) |p_x(\vartheta, \varphi)|\}_{\max}} \quad (3.39)$$

Megjegyezzük, hogy a különféle rádiórendszerekben használt antennák keresztpolarizációs csillapítása a főirányban 20-40 dB, ezért $F(\vartheta, \varphi)$ és $F_n(\vartheta, \varphi)$ között csak a főiránytól távolabb van számottevő különbség.

Az is igaz viszont, hogy az antennát térbeli szűrőnek tekintve $F_n(\vartheta, \varphi)$ "zárósávi" (vagyis főnyalábon kívüli) csillapítását leronthatja $F_x(\vartheta, \varphi)$ nem megfelelő viselkedése.

3.2.2.5. Az iránykarakterisztika ábrázolása

Távolról nézve az antenna pontszerű és gömbhullámot sugároz, ezért az iránykarakterisztikát legszemléletesebben gömbi koordináta-rendszerben ábrázolhatjuk (3.4. ábra)



3.4. ábra Iránykarakterisztika ábrázolása

A koordináta-rendszert úgy vesszük fel, hogy a fő sugárzási irány a z tengelybe essen, az x - z tengely pedig az $\mathbf{E}$ és $\mathbf{H}$ vektor irányába (lineáris polarizáció esetén).

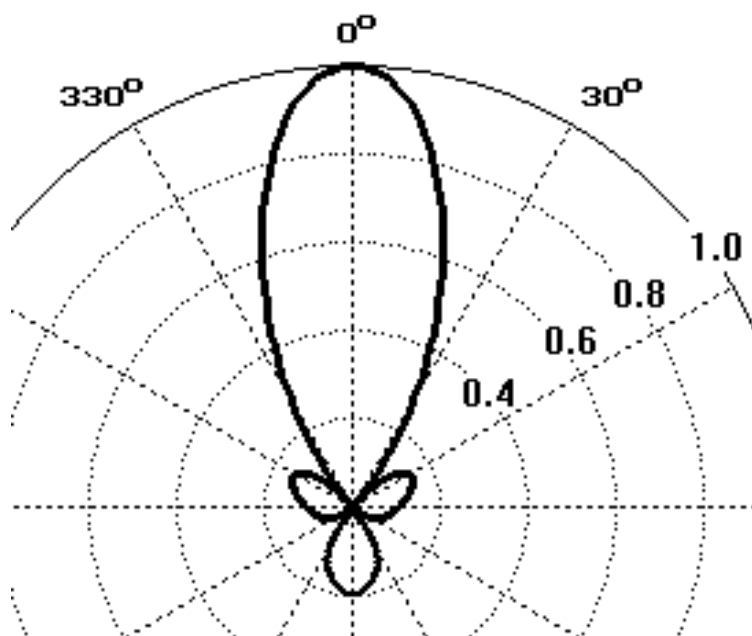
A 3.4. ábra szerint tetszőleges (ϑ, φ) irányban a relatív amplitudó a térbeli iránykarakterisztikát leíró felület P pontjáig húzott rádiuszvektor hossza.

A fázis- és polarizációs karakterisztika ilyen, a teljes 4π térszögtartományt felölelő ábrázolására rendszerint nincs szükség, ezért ezeknél a főnyalábhoz közeli szögekre a derékszögű ábrázolás szokásos.

Az antenna térbeli iránykarakterisztikája igen szemléletes képet mutat az antenna sugárzásáról, de előállításuk elég munkaigényes, ezért csak ritkán alkalmazzák. Régen fontosabb esetekben gipszből maketteket készítettek, ma háromdimenziós számítógépes ábrázolást alkalmaznak.

A gyakorlatban a térbeli iránykarakterisztika metszeteit alkalmazzák, mely már síkban ábrázolható. Az ilyen ábrázolásokat iránydiagramoknak nevezzük.

Leginkább a térbeli iránydiagram z tengelyen átmenő metszetei használatosak. Lineáris polarizáció esetén a $\varphi = 0$ és 90° -hoz tartozó tengelymetszetek az E -síki és H -síki iránydiagramokat adják, illetve mutat a 3.5. ábra.

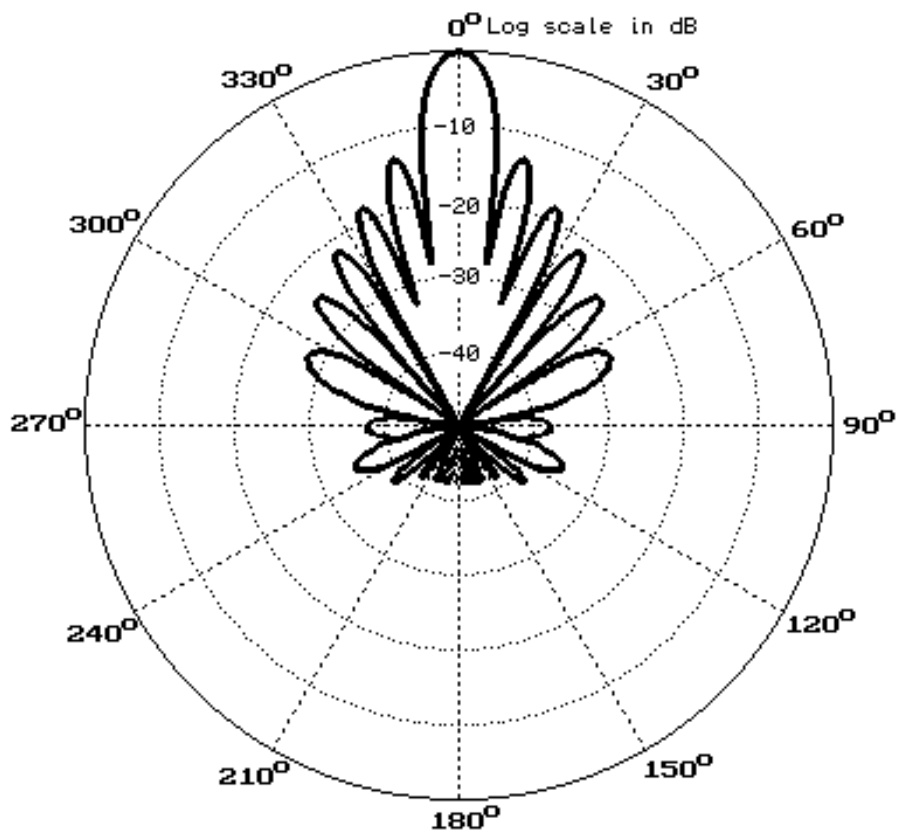


3.5. ábra Poláris, lineáris léptékű diagram

Mint a 3.5. ábrából látható, az iránykarakterisztika itt viszonylag széles főnyalábból és három melléknyalábból áll. A nyalábok között az amplitudó közel zérus, ezek helyét nullirányoknak nevezzük.

A térbeli szűrő analógiát követve a főnyaláb az áteresztő sávnak, az ezen kívüli tartomány a zárósávnak felel meg. A nullirányok a szűrő zérusainak felelnek meg.

A 3.5. ábrán $F(\vartheta)$ léptéke lineáris. Ez gyengén irányított antennák esetén kis amplitudókülönbségek kimutatására előnyös. Nem használható viszont az élesen irányított mikrohullámú antennáknál, ahol az amplitudó a főnyalábon kívül több nagyságrenddel is kisebb. Ilyenkor a logaritmikus léptéket (dB skála) kell választanunk. Ilyet mutat a 3.6. ábra.

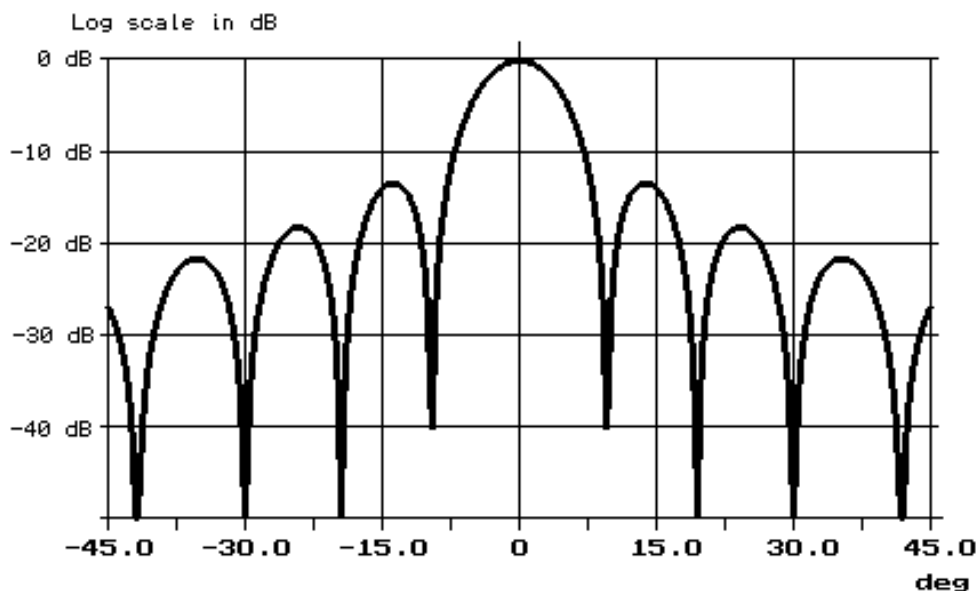


3.6. ábra Poláris, logaritmikus léptékű diagram

Mint a 3.6. ábrából látható az antenna hátrasugárzása (90° - 180° tartomány) legalább 40 dB-lel kisebb mint a főirányban, vagyis az iránykarakterisztika előre-hátra aránya 40 dB. Megemlítjük, hogy egyes mikrohullámú rádiórelé összeköttetések antennáitól 60-65 dB előre-hátra arányt kívánnak meg.

A főnyaláb és környezete az iránykarakterisztika legfontosabb része. Ennek részletes ábrázolása "kinagyítása" derékszögű koordinátarendszerben célszerű.

Ilyet mutat a 3.7. ábra.



3.7. ábra Derékszögű, logaritmikus léptékű diagram

Az antenna irányítottságát egyes esetekben elegendő a főnyaláb fokokban mért szélességével jellemezni. Mint a 3.7. ábrán is látható, erre szolgál Θ_{3dB} ; a 3 dB-es (vagy félteljesítményű) irányélességi szög, valamint főleg mikrohullámú antennák esetében a Θ_{10dB} ; a 10 dB-es irányélességi szög, és Θ_0 a főnyaláb kúpszöge, melyet a főnyalábot határoló nullairányok között mérünk.

Mint a 3.7. ábrából látható, a melléknyalábszint a főnyalábtól távolodva fokozatosan csökken, vagyis nő a melléknyaláb elnyomás.

3.2.3. Irányhatás és nyereség

3.2.3.1. Irányhatás

Az antenna irányítottságát egyetlen mérőszámmal az irányhatással is jellemezhetjük. Ez a főirányban kisugárzott teljesítménysűrűség és az azonos teljesítményt kisugárzó izotróp antenna teljesítménysűrűségének hányadosa.

$$D = \frac{S_{\max}}{S_0} \quad (3.40)$$

ahol

$$S_0 = \frac{P_s}{4\pi r^2} \quad (3.41)$$

P_s a kisugárzott teljesítmény.

A kisugárzott teljesítményt felírhatjuk az amplitudó iránykarakteristikával az alábbi módon

$$P_s = \iint_A S(r, \vartheta, \varphi) dA = S_{\max} \iint_A F^2(\vartheta, \varphi) dA \quad (3.42)$$

Behelyettesítve a (3.41) képletbe és áttérve a térszög szerinti integrálásra

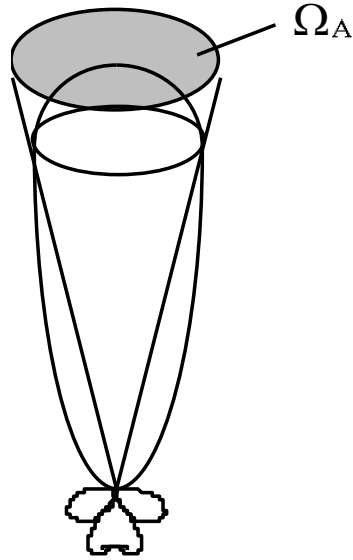
$$D = \frac{4\pi}{\iint_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} \quad (3.43)$$

ahol

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2}$$

A (3.43) képlet azt jelenti, hogy az antenna irányhatása csak az iránykarakteristikától függ. Ha tehát az antennát áramköri hasonlaltal négyfókusznak tekintjük, akkor az irányhatás a sugárzó kapu kapocspári jellemzője, és valójában adó- és vevőantennára egyaránt értelmezhető. Értelemszerűen értéke nem függ az antenna veszteségétől.

A (3.43) képlet nevezőjének mértékegysége szteradián. Ez úgy is felfogható, mint egy ideális antennanyaláb által elfoglalt térszögtartomány (3.8. ábra)



3.8. ábra

E térszögtartomány

$$\Omega_A = \oint_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (3.44)$$

ahol

Ω_A az ekvivalens antennanyaláb térszöge.

A gyakorlatban Ω_A közel egyenlő a főnyaláb 3 dB-es kontúrya által elfoglalt térszögtartománnyal. Ez lehetővé teszi, hogy az irányhatást jó közelítéssel kiszámoljuk az irányélességi szögből.

Ugyanis ideális tűnyaláb esetén

$$\Omega_A = \frac{\Theta_{3dB}^2 \pi}{4} \quad (3.45)$$

ahol

Θ_{3dB} a 3 dB-es irányélességi szög radiánban.

Átszámítva fokra és behelyettesítve a (3.43) képletbe az irányhatás közelítőleg

$$D \cong \frac{5250}{\Theta_{3dB}^2} \quad (3.46)$$

Körsugárzó antennánál

$$D \cong \frac{115}{\Theta_{3dB}^2} \quad (3.47)$$

3.2.3.2. Nyereség

Az antennanyereség a főirányban kisugárzott teljesítménysűrűség és az azonos bemenő teljesítményű izotróp antenna teljesítménysűrűségének hányadosa.

$$G = \frac{S_{\max}}{S_0} \quad (3.48)$$

ahol

$$S_0 = \frac{P_{be}}{4\pi r^2} \quad (3.49)$$

Az áramköri hasonlatnál maradva a nyereség tehát "transzferjellemző", vagyis függ az antenna veszteségétől. A fenti definícióból következik, hogy az antenna ohmos veszteségeit kifejező hatásfok a következő:

$$\eta = \frac{G}{D} \quad (3.50)$$

Adóantennáknál mindig törekszünk a maximális hatásfokra, így ezeknél a nyereség és az irányhatás rendszerint egyenlő.

Vevőantennák esetében - mint majd látni fogjuk - más a helyzet, itt gyakran az irányhatás fontosabb, ugyanis az interferencia érzékenységet ez határozza meg.

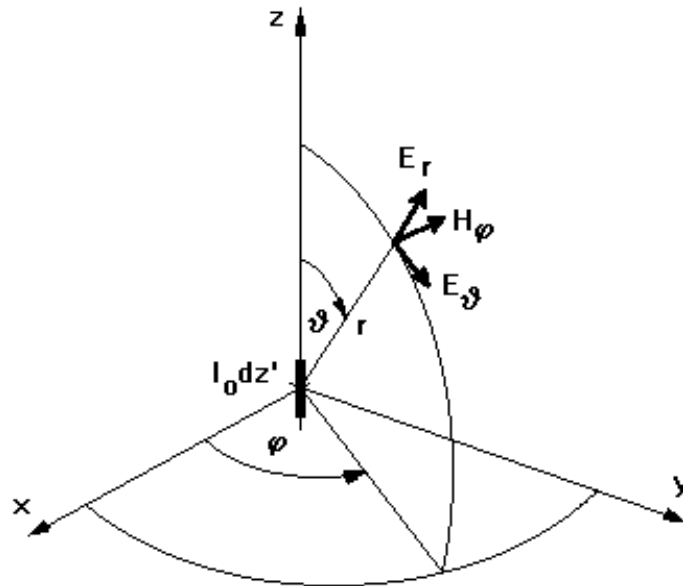
3.3. A HERTZ FÉLE DIPÓLUS

A Hertz féle dipólus (áramelem) a hullámhossznál sokkal rövidebb, a hossza mentén állandó I_0 áramú antenna. Az áramelem sugárzási terét gömbi koordinátarendszerben adjuk meg. (3.9. ábra)

A mágneses és elektromos térerősséget az áramelem

$$\mathbf{A} = A_z \mathbf{e}_z = \frac{\mu_0 I_0 dz}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \mathbf{e}_z \quad (3.51)$$

mágneses vektorpotenciáljával írjuk fel.



3.9. ábra Hertz féle dipólus tere gömbi koordinátarendszerben

A mágneses térerősség

$$H_\phi = \frac{I_0 dz}{4\pi} \left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-j\beta r} \sin\theta \quad (3.52)$$

vagyis a mágneses térerősség legnagyobb az antenna tengelyére merőlegesen ($\theta = 90^\circ$ - nál).

Az áramelem elektromos térerőssége

$$E_\theta = \frac{I_0 dz}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\beta r^3} \right) e^{-j\beta r} \sin\theta \quad (3.53)$$

$$E_r = \frac{I_0 dz}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\beta r^3} \right) e^{-j\beta r} \cos\vartheta \quad (3.54)$$

Mint az (3.52-3.54) képletből látható a Hertz féle dipólus távoltéri térerősség-komponensei E_ϑ -ból és H_φ -ből kerülnek ki, vagyis térben egymásra merőlegesek, és az is megfigyelhető, hogy azonos fázisban változnak. Ebből következik, hogy a távoltérben a Poynting vektor valós, vagyis az antenna által elsugárzott teljesítmény E_ϑ és H_φ távoltéri összetevője hordozza. Ezért a távoltéri térerősséget szokták sugárzási térerősségnek is nevezni. A térerősségek $1/r$ távolságfüggése kielégíti a sugárzási feltételt, mert bármely r sugarú gömbre az antenna által kisugárzott teljesítmény véges és állandó.

A sugárzási tér elektromos és mágneses térerősségének hányadosa az (3.52) és (3.53) képlet szerint

$$\frac{E_\vartheta}{H_\varphi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \quad (3.55)$$

azaz megegyezik a szabad tér hullámellenállásával.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az antenna sugárzási terében az E és H összetevő egymásra és a terjedési irányra merőleges, fázisuk azonos, hányadosuk pedig a szabad tér hullámellenállásával egyenlő. Mindezekből következik, hogy az antenna sugárzási intenzitásának jellemzésére az elektromos- és mágneses térerősség valamint a Poynting vektor közül elegendő az egyiket megadni, a másik kettő ebből a távoltérben kiszámítható. A gyakorlatban mintegy 1000 MHz alatt az elektromos térerősséget, efölött, a mikrohullámú tartományban a teljesítménysűrűséget szokták megadni.

Ha adott távolságnál a frekvenciát csökkentjük (a hullámhosszat növeljük), akkor a $\beta = 2\pi/\lambda$ tag miatt az $1/r^3$ tag dominál, és sztatikus (egyenáramú) gerjesztésnél csak ez maradna. Ezért az $1/r^3$ -tól függő tagot sztatikus komponensnek nevezzük.

Megjegyezzük, hogy mint az (3.52) képletből is látható a Hertz féle dipólus mágneses terének nincs sztatikus komponense.

Végül az $1/r^2$ -től függő térerősségkomponenseket indukciós komponenseknek nevezzük, mivel már lassan változó gerjesztés hatására is létrejönnek.

A sztatikus és indukciós térerősségkomponenset együttesen köztéri térerősségnek nevezzük.

Az (3.52-3.54) képletekből megfigyelhető, hogy a közeltéri elektromos- és mágneses térerősség egymáshoz képesti fázisa és iránya a térben pontról-pontra változik. A részletesebb vizsgálat kimutatná, hogy ezek a térerősségösszetevők nem hordoznak valós kisugárzott teljesítményt, hanem az antenna közelében reaktáns teret létesítenek.

A közeltér-távoltér kifejezések antennákkal kapcsolatban geometriai értelemben is használatosak. Az antennát körülvevő azon térrészt, melyben a közeltéri térerősség nagyobb, mint a távoltéri az antenna közelterének nevezzük, és amelyben nagyobb, az antenna távolterének. Mivel a közeltér-távoltér fogalmak az apertura antennáknál némileg eltérő összefüggésben újra felmerülnek, ezért nevezzük a Hertz féle dipólus- és majd a véges hosszúságú egyenes antennák - közelterét reaktáns közeltérnek.

3.3.1. A Hertz féle dipólus által kisugárzott teljesítmény

A Hertz féle dipólus által kisugárzott teljesítmény kiszámítására integráljuk a Poynting vektor valós részét az antennát körülvevő gömb felületére. Mivel az antenna veszteségmentes közegbe sugároz, ezért az antennán kívüli térben disszipáció nincs, tehát a gömböt bárhol felvehetjük. A gömb sugarát válasszuk olyan nagyra, hogy a reaktáns közeltér elhanyagolható legyen a sugárzási térhez képest, ezáltal a számítás egyszerűbb lesz.

A távoltéri komponensek az (3.52) és (3.53) képletekből az alábbiak

$$H_{\varphi} = \frac{I_0 dz}{4\pi} \frac{j\beta}{r} e^{-j\beta r} \sin \vartheta = j \frac{I_0 dz}{2\lambda r} e^{-j\beta r} \sin \vartheta \quad (3.56)$$

$$E_{\vartheta} = \frac{I_0 dz}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{j\beta}{r} e^{-j\beta r} \sin \vartheta = j \frac{60\pi I_0 dz}{\lambda r} e^{-j\beta r} \sin \vartheta \quad (3.57)$$

Mivel E és H egymásra merőleges és azonos fázisú, ezért a Poynting vektor

$$\operatorname{Re} \frac{1}{2} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) = \frac{1}{2} |\mathbf{E}_\vartheta| |\mathbf{H}_\varphi| \quad (3.58)$$

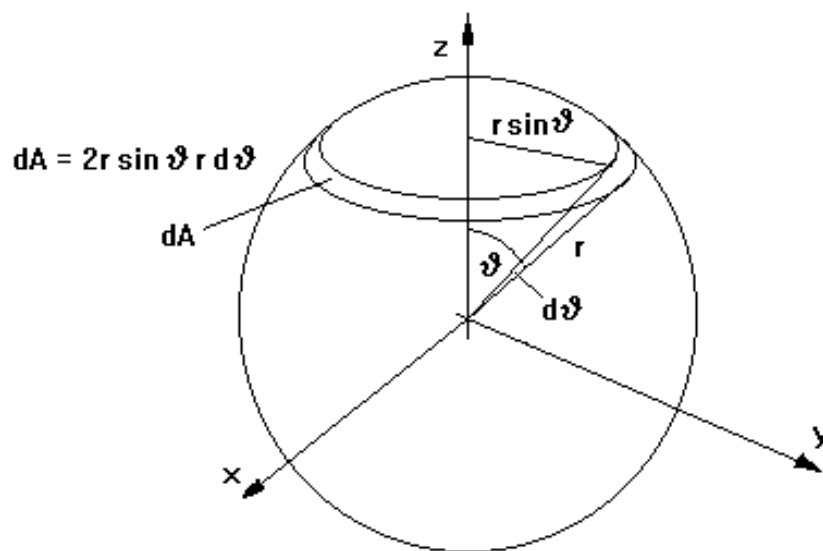
vagyis az antenna által előállított teljesítménysűrűség

$$S(\vartheta) = \frac{15 \pi I_0^2 dz^2}{\lambda^2 r^2} \sin^2 \vartheta \quad \left[\text{watt} / \text{m}^2 \right] \quad (3.59)$$

ahol

I_0 a gerjesztő áram amplitudója.

Az integráláshoz válasszuk az 3.10. ábra szerinti felületelemet, mely figyelembe veszi a forgásszimmetriát.



3.10. ábra Felületelem

Az antenna által kisugárzott teljesítmény

$$P_s = \iint_A S dA = \int_0^\pi S 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta = \frac{30\pi^2 I_0^2 dz^2}{\lambda^2} \int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta \quad (3.60)$$

Az integrál értéke

$$\int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta = 4/3 \quad (3.61)$$

Az (3.61) eredményt felhasználva az (3.60) értéke

$$P_s = 40\pi^2 I_0^2 \left(\frac{dz}{\lambda} \right)^2 \quad (3.62)$$

Vagyis az áramelem által kisugárzott teljesítmény azonos gerjesztő áram esetén a hullámhosszban mért hosszúság négyzetével arányos.

Huzalantennák esetén a kisugárzott teljesítmény és a gerjesztő áram közötti összefüggés leírására bevezették a sugárzási ellenállást az alábbi definícióval

$$R_s = \frac{2 P_s}{I_o^2} \quad (3.63)$$

Ezzel az áramelem sugárzási ellenállása

$$R_s = 80\pi^2 \left(\frac{dz}{\lambda} \right)^2 \quad (3.64)$$

Egyszerű fizikai megfontolás után belátható, hogy ha az (3.63) képletben I_o a bemeneti áram, és az antenna ohmos veszteségei elhanyagolhatóak, akkor R_s a bemeneti impedancia valós része.

3.3.2. A Hertz féle dipólus irányhatása

A teljesítménysűrűség a főirányban az (3.59) képlet felhasználásával

$$S_{\max} = \frac{15\pi I_o^2 dz^2}{\lambda^2 r^2} \quad (3.65)$$

Az egyenlő teljesítményt kisugárzó izotróp antenna által létrehozott teljesítménysűrűség

$$S_o = \frac{P_s}{4\pi r^2} \quad (3.66)$$

Az irányhatást az (3.65), (3.66) és (3.62) képletek felhasználásával kapjuk

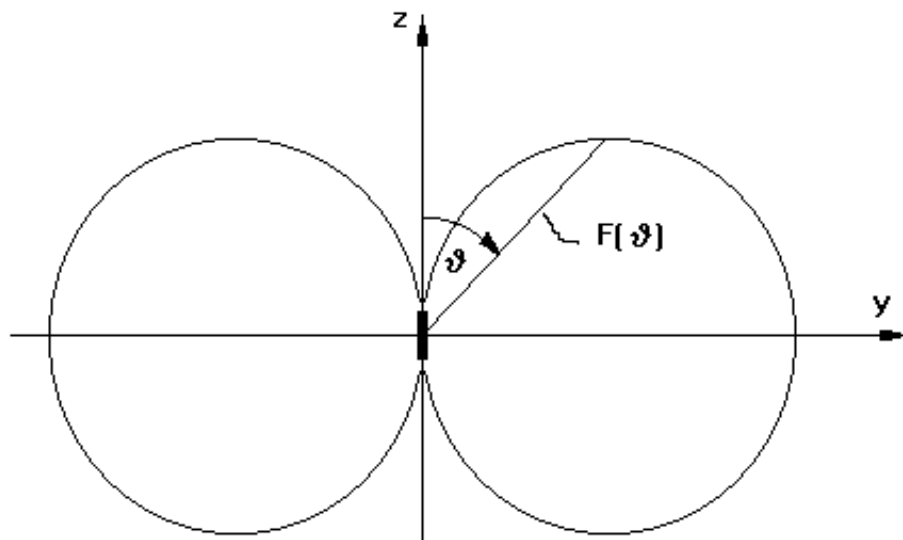
$$D = \frac{S_{\max}}{S_o} = 1.5 \quad (3.67)$$

3.3.3. A Hertz féle dipólus iránykarakterisztikája

Az iránykarakterisztikát a távoltéri térerősségből kapjuk

$$F(\vartheta, \varphi) = \frac{E(\vartheta, \varphi)}{E(\vartheta, \varphi)|_{\max}} = \sin \vartheta \quad (3.68)$$

A z tengelyben elhelyezett Hertz féle dipólus iránykarakterisztikája



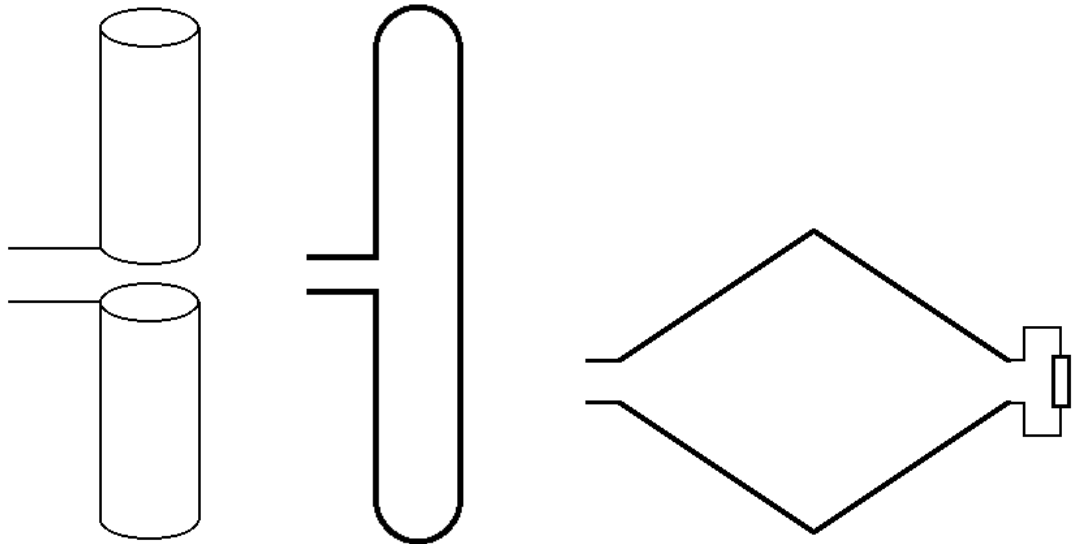
3.11. ábra A Hertz féle dipólus iránykarakterisztikájának y - z síkú metszete

3.4. HUZALANTENNÁK

3.4.1. A huzalantennák típusai

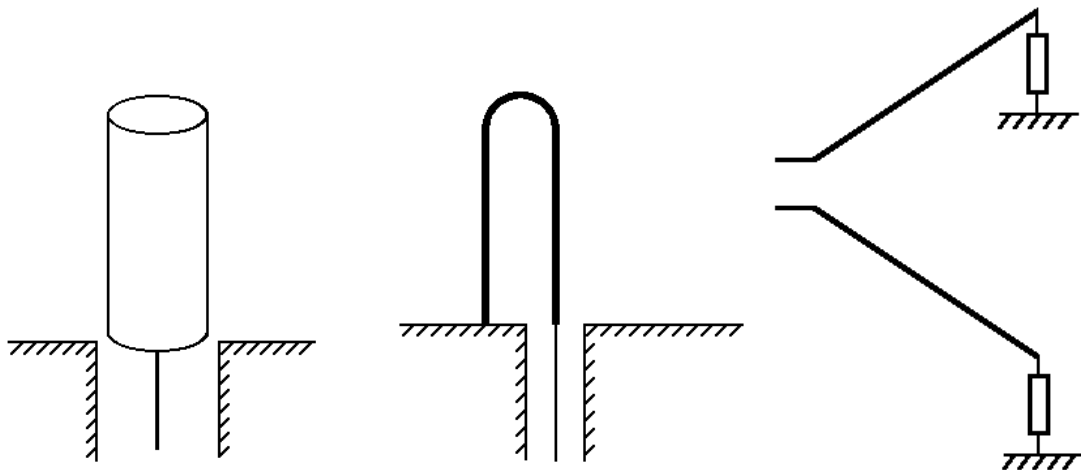
A gyakorlatban nagyon sok olyan antenna van, amely egyszerű alakú, egyenes keresztmetszetű vezetőkből épül fel. (3.12. ábra)

Ilyen az egyenes dipólantenna, monopólantenna, hajlított dipól, hajlított monopól, rombuszantenna, V-antenna, keretantenna, tekercs antenna (vagy helix antenna).



3.12. ábra Egyenes dipól Hajlított dipól

Rombuszantenna



Egyenes monopól

Hajlított monopól

V-antenna

Mint a 3.18 ábrából látható, a haladóhullámú vezeték főnyalábja a vezetéket szimmetrikusan körülvevő tölcser. A viszonylag magas melléknyalábok a főnyalábtól távolabb szintén szimmetrikusan és tölcseyszerűen helyezkednek el.

A felhasználás szempontjából ismerni kell az iránykarakterisztika fontosabb jellemzőit. Ezek analitikus meghatározása egyszerűbb, ha a csillapítást elhanyagoljuk. ($\alpha=0$) Ekkor a térerősség amplitudója némi átalakítás után a következő

$$E_{\vartheta} = \frac{60I_0}{r} \frac{\sin\vartheta}{1 - \cos\vartheta} \sin\left[\pi \frac{L}{\lambda} (1 - \cos\vartheta)\right] \quad (3.97)$$

A (3.97) képlet utolsó tényezőjének változása ϑ szerint sokkal gyorsabb, mint az utolsó előttié. Ezért a fő sugárzási irányt ez határozza meg. Eszerint

$$\pi \frac{L}{\lambda} (1 - \cos\vartheta_{\max}) = \frac{\pi}{2} \quad (3.98)$$

és ebből a fő sugárzási irány

$$\vartheta_{\max} = \arccos\left(1 - \frac{\lambda}{2L}\right) \quad (3.99)$$

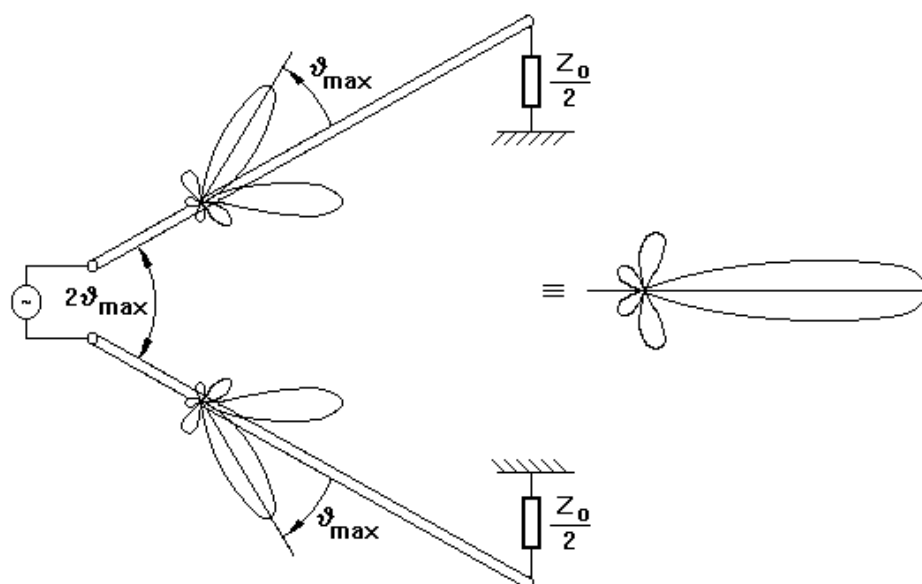
Az iránykarakterisztika zérushelyei

$$\vartheta_{ok} = \arccos\left(1 - k \frac{\lambda}{L}\right) \quad k = 0, 1, 2 \dots \quad (3.100)$$

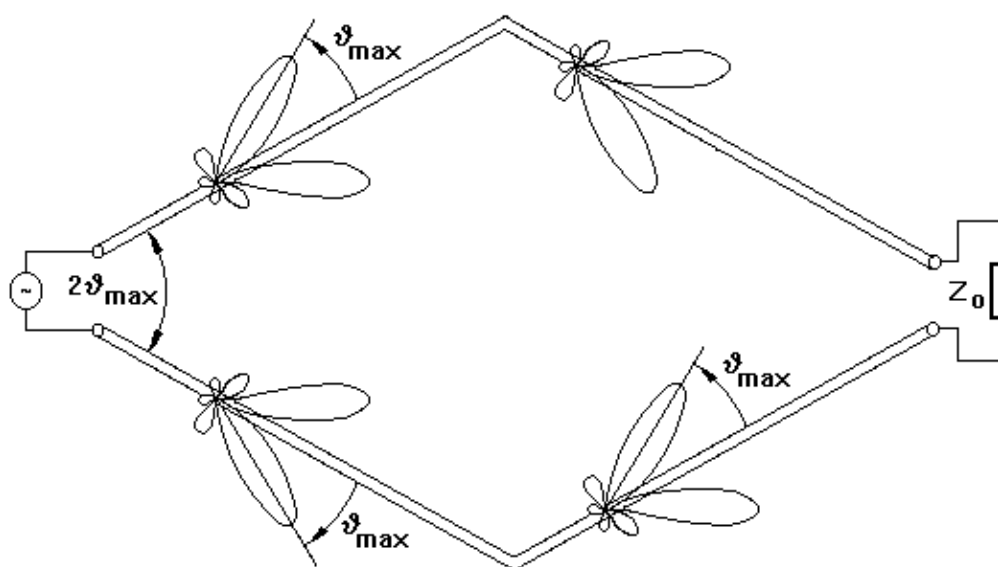
Az első zérushely, és a főnyaláb szélessége

$$\vartheta_{o1} = \Theta_o = \arccos\left(1 - \frac{\lambda}{L}\right) \cong \sqrt{2 \frac{\lambda}{L}} \quad (3.101)$$

Az egyenes haladóhullámú vezeték leggyakoribb alkalmazása a V-antenna (3.19. ábra) és a rombuszantenna (3.20. ábra).



3.19. ábra V-antenna



3.20. ábra Rombusantenna

Mint a 3.19. és 3.20 ábrán látható a V-antenna és a rombuszantenna optimális csúcsszögét $2\vartheta_{\max}$ -ra kell megválasztani, mert ekkor a szimmetriatengelyhez közelebbi főnyalábok sugárzása algebrailag összegződik.

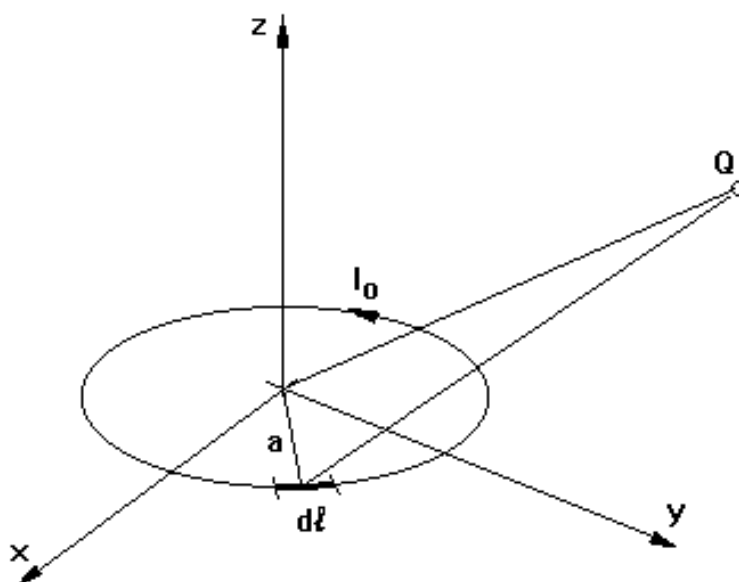
A rombuszantenna és V-antenna egyszerűsége és olcsósága folytán különösen a rövidhullámú sáv felső részén és az alsó URH sávban kedvelt típus.

A gyakorlatban az antennák szabad végét lezáró Z_0 (illetve $Z_0/2$) ellenállást veszteséges tápvonallal valósítják meg, melynek végét leföldelik. Ezáltal

akadályozzák meg, hogy nyáron a száraz levegőben lévő porszemcsék surlódása az antennát sztatikusan feltöltse. E töltés ugyanis egyrészt veszélyes lehet az antennához kapcsolt berendezésre, másrészt előkészíthet egy villámcsapást is.

3.4.5. Keretantenna sugárzási tere és sugárzási ellenállása

Helyezzük el a kör alakú keretet az x-y síkban a 3.21. ábra szerint.



3.21. ábra Kör alakú keretantenna

A keretet elemi dipólusokra bontjuk és ezek terét a Q megfigyelési pontban összegezzük.

Az összegzés eredményeként a keret által létrehozott elektromos térerősség

$$E_{\varphi} = I_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \quad (3.102)$$

Mint látható, a kisméretű keretantenna iránykarakterisztikája megegyezik a Hertz féle dipóluséval, tehát irányhatása is azonos.

A kisméretű keretantenna sugárzási ellenállása a levezetés mellőzésével

$$R_s = 20\pi^2 (\beta a)^4 \quad (3.103)$$

Vagyis a Hertz féle dipólussal ellentétben a kisméretű keretantenna sugárzási ellenállása a hullámhosszban mért lineáris méret negyedik hatványával változik.

Emiatt a gyakorlatban használt egymenetes keretantennák sugárzási ellenállása igen kicsi, amit több menet alkalmazásával növelnek.

Ha a kisméretű keret N menetből áll, akkor az egyes menetek árama jó közelítéssel azonos fázisú, ezért a térerősség is N -szeres lesz.

$$E_{\varphi} = N I_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \quad (3.104)$$

A sugárzási ellenállás az áram négyzetével arányos, vagyis

$$R_s = 20\pi^2 N^2 (\beta a)^4 \quad (3.105)$$

A keretantenna tulajdonságai tovább javíthatók, ha a meneteket mágneses anyagra tekercseljük. Ezek a ferrit antennák, melyeket főleg műsorvevő készülékekben széleskörűen alkalmaznak.

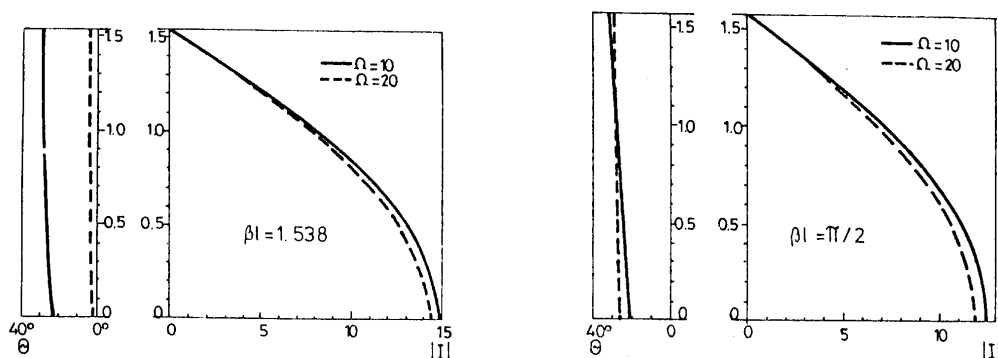
3.4.6. Az egyenes dipólantenna egzakt árameloszlása

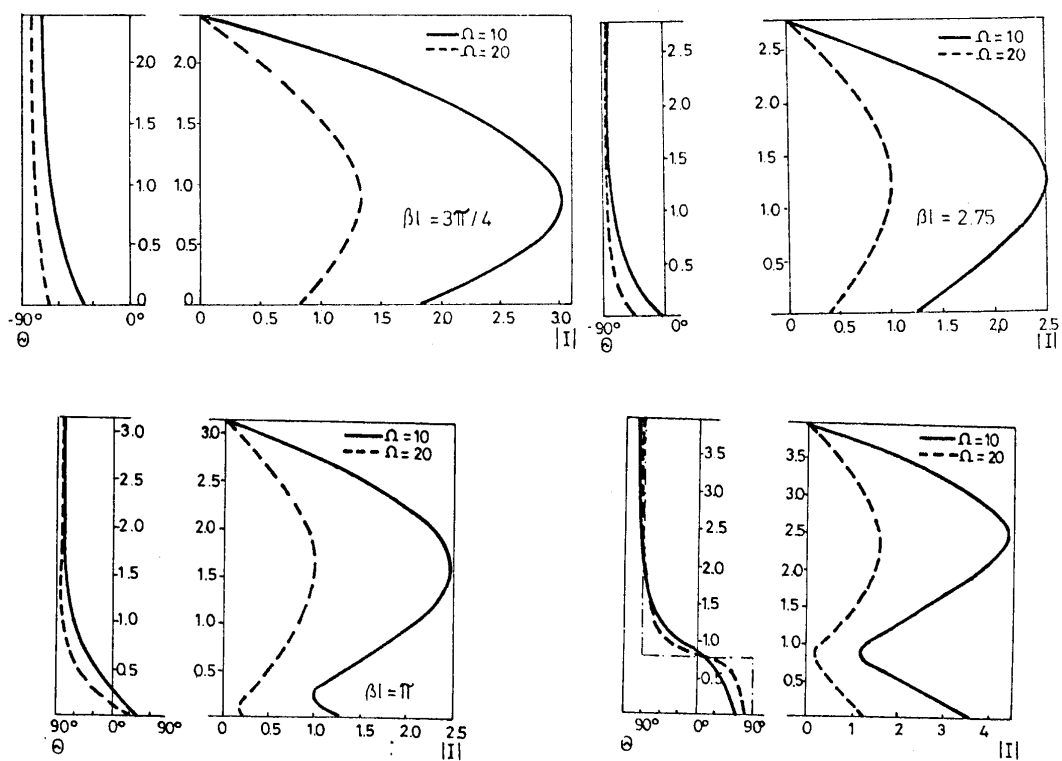
Az egyenes dipólantenna egzakt árameloszlását az antenna árameloszlására felírt integrálegyenlet (Hallen vagy Pocklington) megoldásaként kapjuk. A 3.22. ábrákon bemutatjuk az antenna áramát néhány jellemző antennahosszra.

Az ábrákat az

$$\Omega = 2\ln\left(\frac{2l}{a}\right) \quad (3.106)$$

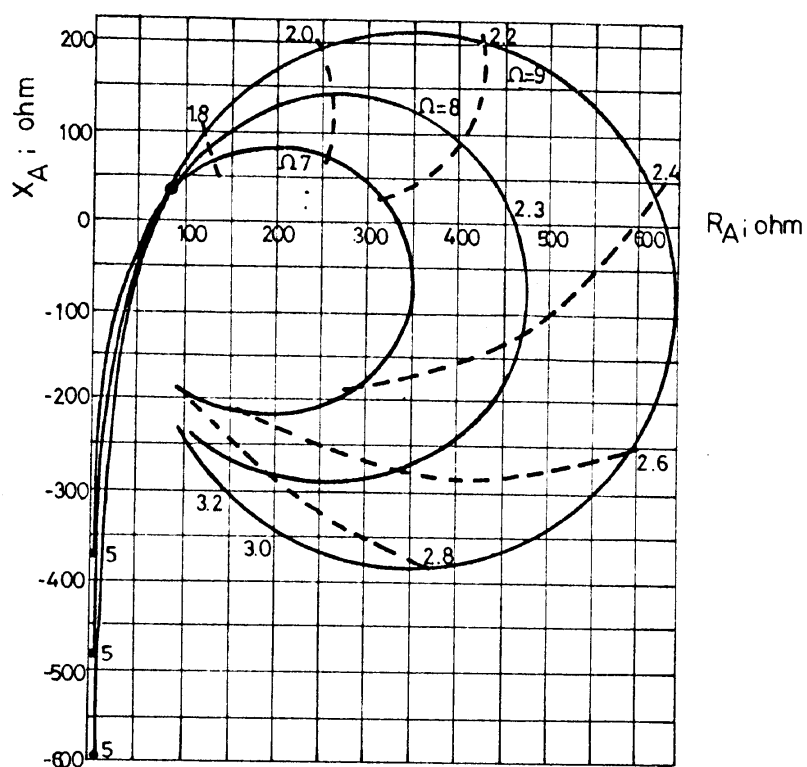
karcsúsági tényezővel paramétereztük, ahol l a dipólantenna fél hossza, a a vezeték sugara.





3.22. ábra Egyenes dipól árameloszlása

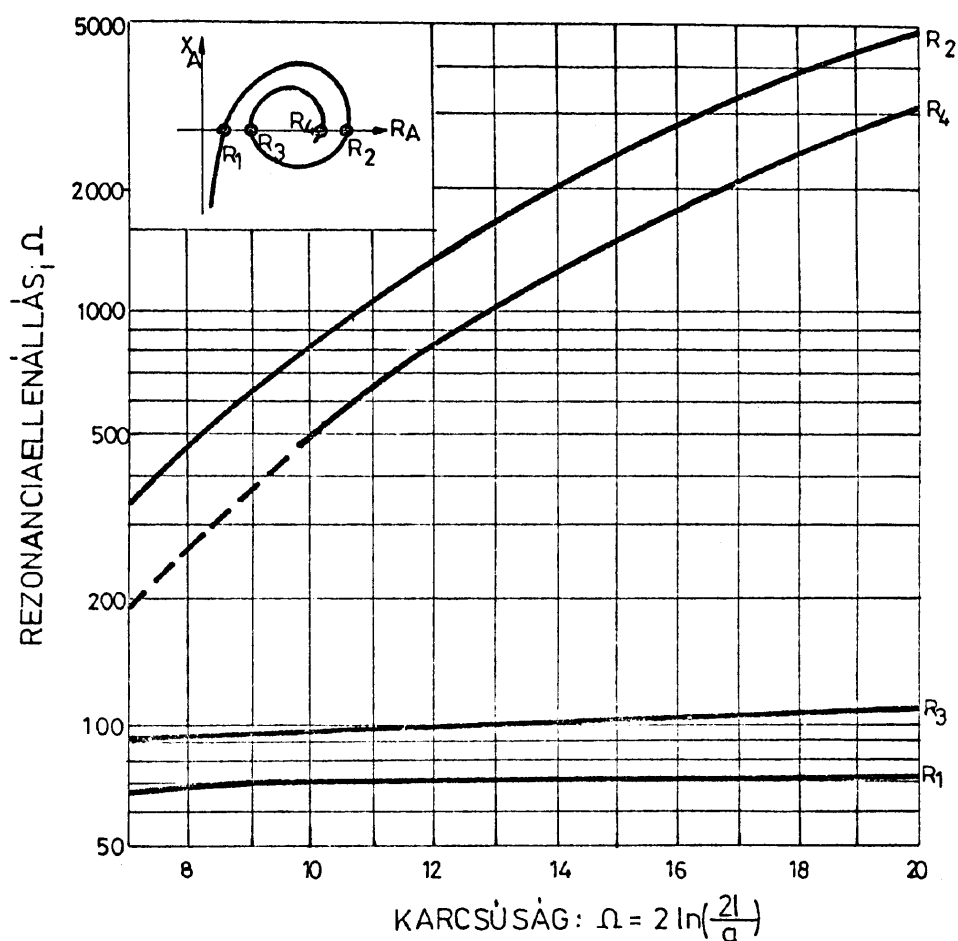
Az antenna bemeneti áramából a bemeneti impedanciája is kiszámítható. (3.23. ábra)



3.23. ábra Egyenes dipól bemeneti impedanciája

A 3.23. ábrán megfigyelhető, hogy minden görbe átmegy a $Z=73.2+j42.5 \Omega$ ponton, ahol az antenna hossza $\beta l = 1.57$, vagyis $l/\lambda = 0.25$. Ez alatt az impedancia nem nagyon függ a karcsúságtól, míg e fölött a függés igen jelentős.

A görbék metszéspontja a valós tengellyel kis impedanciájú (rezonancia) illetve nagy impedanciájú (antirezonancia) állapotot jelent. A rezonancia- és antirezonancia ellenállást a karcsúság függvényében a 3.24. ábra mutatja.



2.24. ábra Rezonancia- és antirezonancia ellenállás a karcsúság függvényében

A ábrán R_1 -gyel jelült pontban az antenna hossza

$$l_r = 0.25\lambda (1 - \delta_r) \quad (3.107)$$

Az R_2 -vel jelölt pontban pedig

$$l_{ar} = 0.25\lambda (1 - \delta_{ar}) \quad (3.108)$$

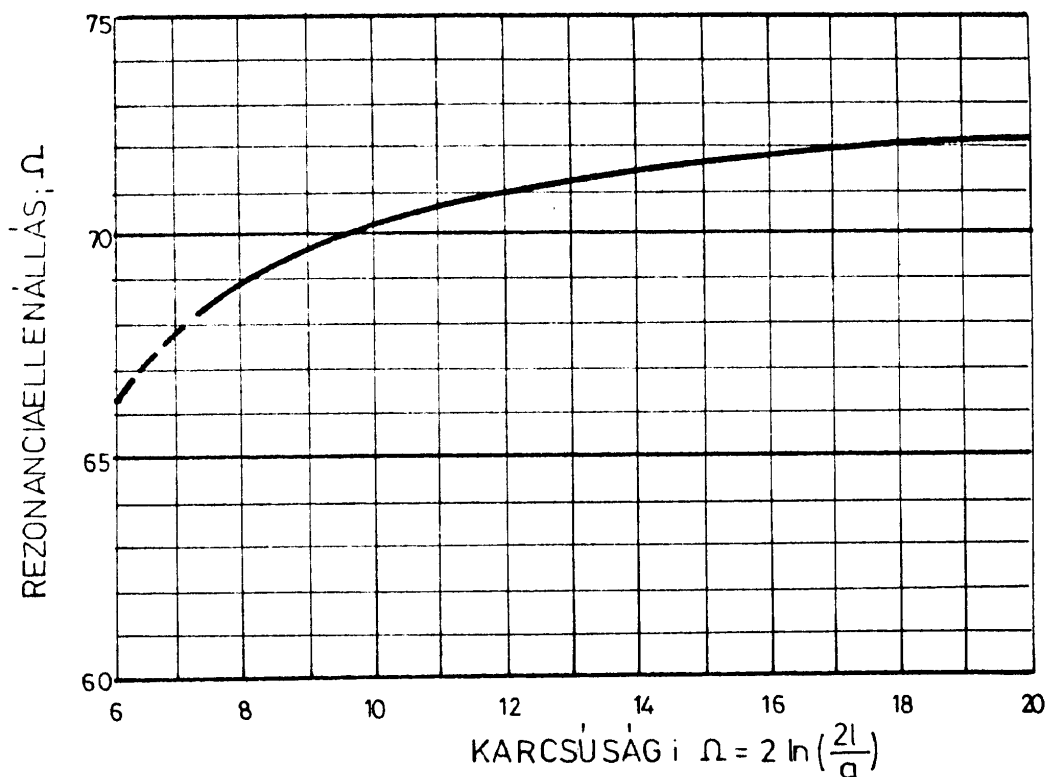
ahol l_r és l_{ar} az antenna rezonáns-, illetve antirezonáns hossza

δ_r és δ_{ar} a rezonáns-, illetve antirezonáns rövidülés

R_1 és R_2 a rezonancia-, illetve antirezonancia ellenállás.

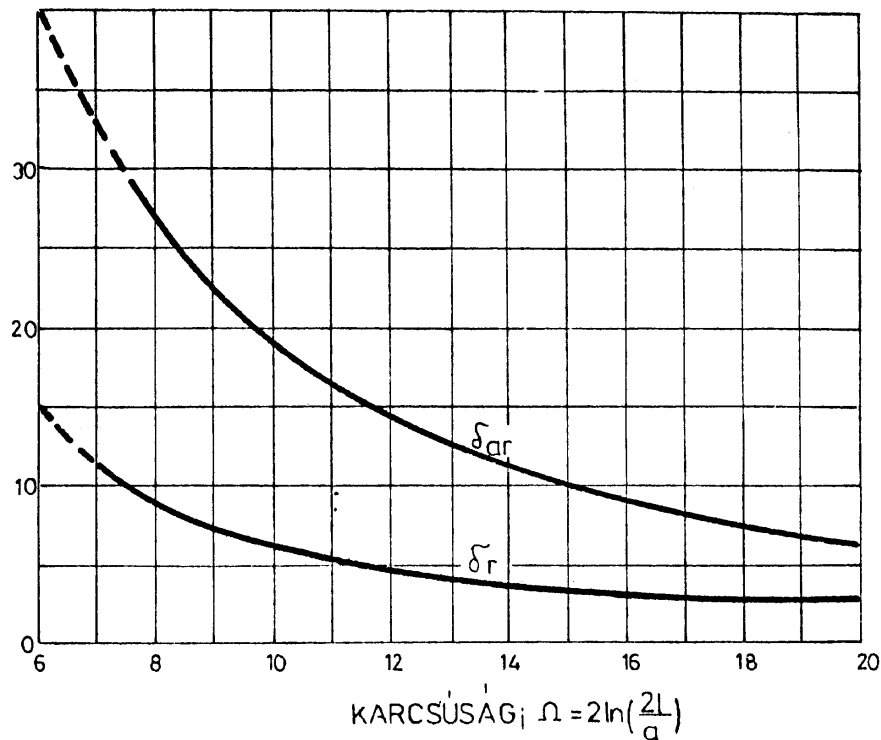
Mint látható, a rezonancia ellenállás kevésbé, az antirezonancia ellenállás viszont számottevően függ az antenna karcsúságától.

A rezonancia ellenállást Ω függvényében a könnyebb kiértékelhetőség érdekében a 3.25. ábrán külön is feltüntettük:



3.25. ábra Rezonancia ellenállás

A rezonáns és antirezonáns rövidülés a karcsúság függvénye, melyet a 3.26. ábra is mutat.



3.26. ábra Rezonáns és antirezonáns rövidülés

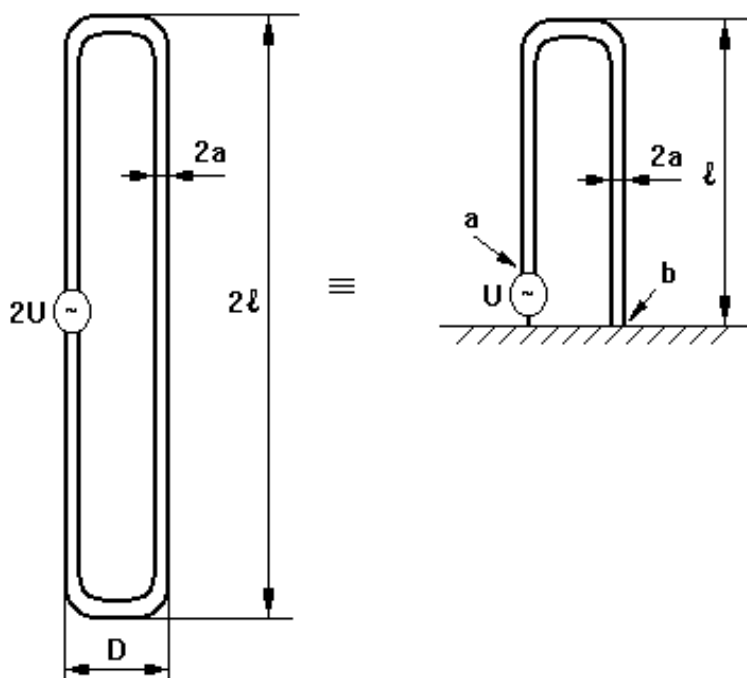
Mint látható, a rezonáns rövidülés mintegy 3-10%, az antirezonáns pedig 6-30%. A rezonancia ellenállás a rövidülés függvényében, közelítőleg a következő

$$R_r = 73.2(1 - 3\delta_r) \quad (3.109)$$

3.4.7. A hajlított dipól bemeneti impedanciája

A hajlított dipól az URH és részben a RH sáv egyik kedvelt antennatípusa. Elsősorban azért alkalmazzák, mert - mint látni fogjuk - bemeneti impedanciája lényegesen nagyobb, mint a félhullámú dipólé, mely lehetővé teszi, hogy a 300 Ω hullámellenállású szimmetrikus tápvezetékhez, pl. szalagkábelhez közvetlenül csatlakoztassuk.

Az egyenlő átmérőjű ágakból álló hajlított dipólt a 3.27. ábra mutatja.

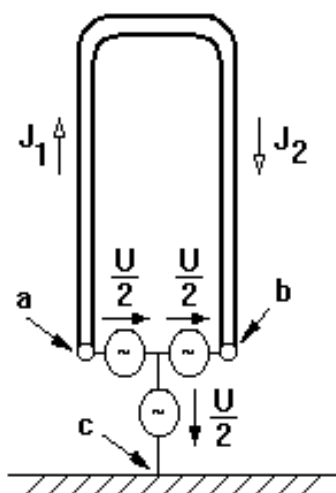


3.27. ábra Hajlított dipól

Mint a 3.27. ábrából látható a tükrözési elv segítségével a hajlított dipól helyett a hajlított monopólt is tanulmányozhatjuk. Ennek bemeneti impedanciája fele a dipól bemeneti impedanciájának.

A 3.27. ábrán látható hajlított monopól lényegében aszimmetrikusan táplált, végén rövidrezárt tápvonal, melynek két ágában az aszimmetrikus táplálás miatt az áramok nem egyenlőek, ezért a különbségi áram (I_s) sugárzási teret létesít.

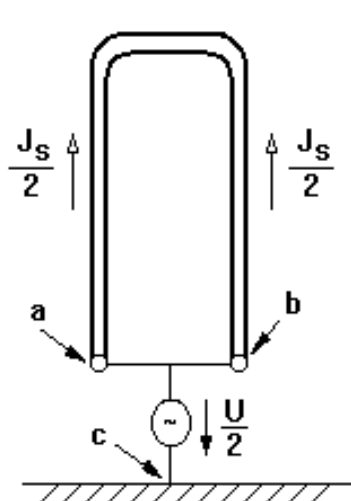
A megmaradó kiegyenlített áram a két vezetőkben egyenlő nagyságú és ellentétes irányú, hasonlóan a kétvezetékes tápvonalhoz, ezért ezt tápvonaláramnak nevezzük. A két áram szétválasztása a szuperpozíció felhasználásával a 3.28. ábra szerint történik.



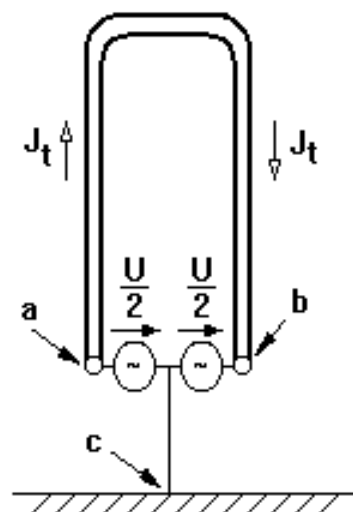
3.28. ábra A gerjesztés felbontása

A 3.28. ábrán a generátorok belső impedanciája zérus, polaritásukat a nyíl mutatja. Figyeljük meg, hogy a b és c pontok közötti két generátor polaritása ellentétes, tehát a 3.27. ábrához hasonlóan a b pont földpotenciálán van.

Először tételezzük fel, hogy csak az alsó generátoron van feszültség vagyis a két vezető potenciálja végig azonos. (3.29. ábra)



3.29. ábra Különbségi áramok



3.30. ábra Tápvonaláramok

A 3.29. ábra olyan egyenes monopól mutat, mely két párhuzamos vezetőből áll. A teljes sugárzási áram

$$I_s = \frac{\frac{U}{2}}{Z_A} = \frac{U}{2Z_A} \quad (3.110)$$

ahol Z_A a monopól bemeneti impedanciája.

A monopól bemeneti impedanciájának kiszámítására alkalmazhatjuk a hengeres antennára kapott eredményeinket, ha a két párhuzamosan kapcsolt vezetőket egyetlen ekvivalens vezető helyettesítjük.

Az ekvivalencia feltétele, hogy egy távoli vezető síkhoz képest az ekvivalens vezető és a kettős vezető kapacitása egyenlő legyen. A levezetés mellőzésével az ekvivalens sugár

$$a_e = \sqrt{D} a \quad (3.111)$$

Most tételezzük fel, hogy az alsó generátorban nincs feszültség (3.30. ábra)

A 3.30. ábra szerinti elrendezésben a végén rövidrezárt tápvonalat U feszültség feszültség gerjeszti. Hatására a tápvonalon I_t áram folyik

$$I_t = \frac{U}{Z_t} \quad (3.112)$$

ahol $Z_t = jZ_o \operatorname{tg} \beta \ell$

$$Z_o \cong 120 \ln \left(\frac{D}{a} \right) \quad \text{a kétvezetékes tápvonal hullámellenállása.}$$

A 3.28, 3.29 és 3.30. ábrák összevetéséből megállapítható, hogy

$$\begin{aligned} I_1 &= I_t + \frac{I_s}{2} \\ I_2 &= I_t - \frac{I_s}{2} \end{aligned} \quad (3.113)$$

A (3.110) és (3.112) képleteket a (3.113)-be helyettesítve

$$I_1 = \frac{U}{Z_t} + \frac{U}{4Z_A} \quad (3.114)$$

Ezzel a hajlított monopól bemeneti impedanciája

$$Y_{be} = \frac{1}{Z_t} + \frac{1}{4Z_A} \quad (3.115)$$

Vagyis az admittanciát egy végén rövidrezárt tápvonal, és az ekvivalens egyenes monopól négyszeres impedanciájának párhuzamos kapcsolásából kapjuk.

Ha $\ell / \lambda = 0.25$, akkor $Z_t = \infty$ és

$$Z_r = 4Z_A \quad (3.116)$$

Vagyis rezonancián éppen négyszeres impedancia transzformációt kapunk.

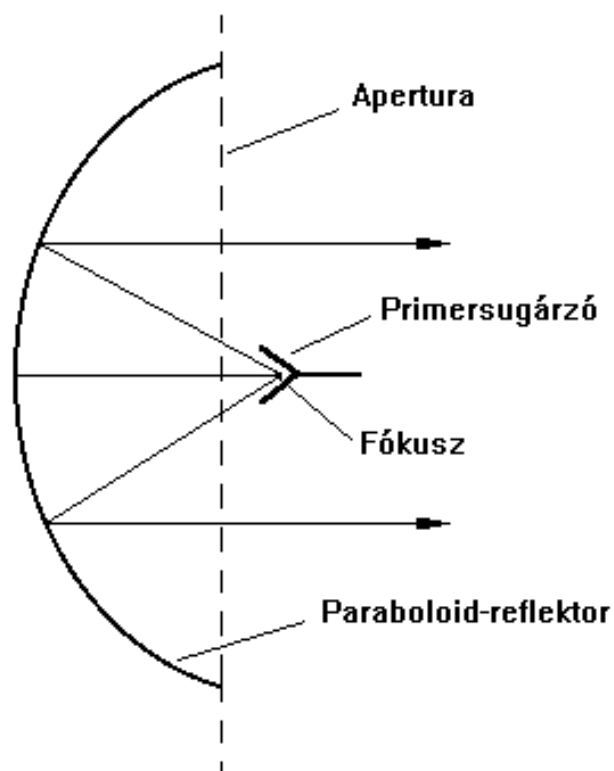
Hajlított dipól esetén ez mintegy $Z_{be} = 280 \, \Omega$, ami jól illeszkedik a $Z_o = 300 \, \Omega$ hullámellenállású szalagtápvonalhoz.

3.5. AZ APERTURAANTENNÁK

3.5.1. Az aperturaantennák főbb típusai

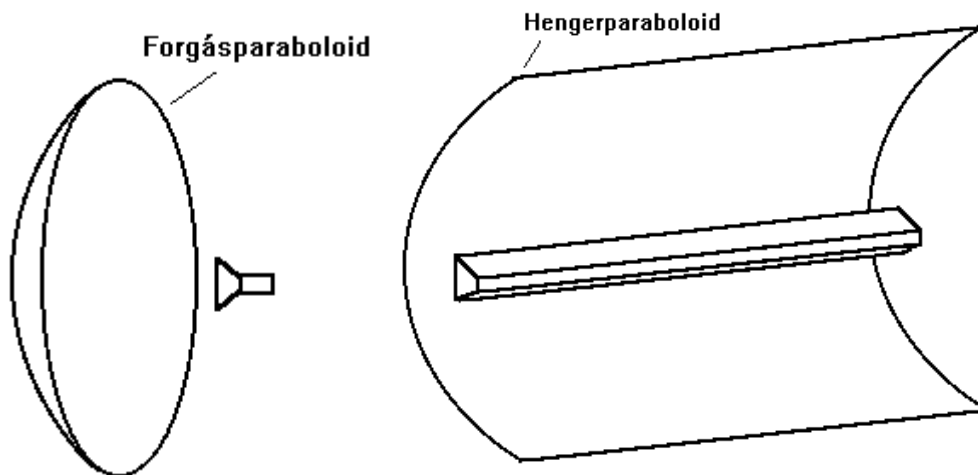
3.5.1.1. Parabolid-reflektor antenna

Az ismert optikai reflektorhoz hasonlóan ez az antenna parabola vezérgörbéjű reflektorból és a fókuszában elhelyezett primersugárzóból vagy tápfejből áll. (3.1. ábra)



3.1. ábra Parabolid reflektor

Ha a parabola vezérgörbét a fókuszon átmenő szimmetriatengely körül megforgatjuk, akkor forgásparaboloid reflektort kapunk. Ha a vezérgörbét egy vonal mentén végighúzzuk, akkor az hengerparaboloid reflektort eredményez. Az előbbit a fókuszpontból az utóbbit fókuszvonalból kell megvilágítani. (3.2. ábra)



3.2.a. ábra Forgásparaboloid reflektor

3.2.b. ábra Hengerparabola reflektor

Az eredmény mindkét esetben egy - a reflektor szélei által határolt - nagyméretű nyílásfelület, vagyis apertura, melyen meghatározott térerősségeloszlású síkhullám lép ki.

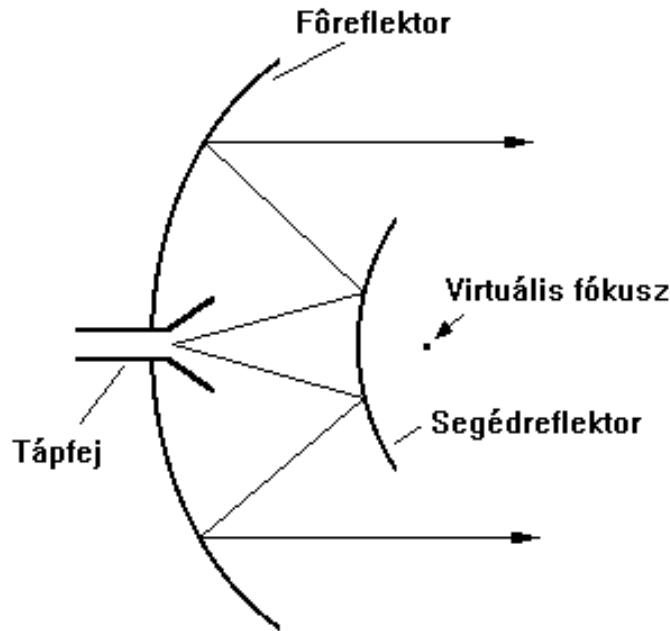
A paraboloid reflektor tehát a fókuszából kilépő gömbhullámot (forgásparaboloid) vagy hengerhullámot (hengerparabola) síkhullámmá alakítja át. Ez a parabolának abból a tulajdonságából következik, hogy a fókuszponttól az apertura síkjáig az egyes sugarak hossza azonos. Gömbhullámon vagy hengerhullámon itt azt értjük, hogy a primersugárzóból kilépő hullám fázisa egy gömb, illetve egy henger felületén állandó.

A paraboloid reflektor antenna máig a legelterjedtebb mikrohullámú antennatípus. Népszerűségét olcsóságának és robusztusságának köszönheti.

Hátránya, hogy a tápfejhez vezető tápvonal hosszú, valamint az, hogy a tápfej és tartószerkezete a kilépő hullámfront útjában van, ami nemkívánatos jelenségekre vezet.

3.5.1.2. Cassegrain reflektor antenna

A fókuszából táplált antenna néhány kedvezőtlen tulajdonságán javít a kétreflektoros vagy Cassegrain antenna. (3.3. ábra)



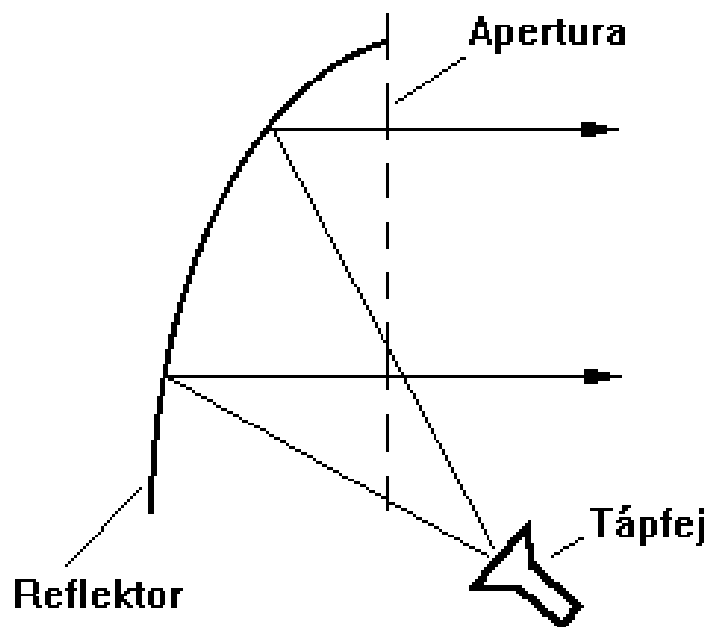
3.3. ábra Cassegrain reflektor antenna

Mint a 3.3. ábrán látható, a tápfej a paraboloid főreflektor közepén vágott nyíláson keresztül nyúlik be és a segédreflektort világítja meg. Ez hiperbola vezérgörbéjű és a hullámot a főreflektorra tereli. A kétreflektoros elrendezés virtuális fókusza a főreflektortól távolabb van, mint a főreflektor tényleges fókusza. Ennek eredménye, hogy a főreflektor megvilágítása egyenletesebb, mint a fókuszról táplált megoldásnál.

A Cassegrain reflektor további előnye, hogy a tápfej elhelyezése a hozzáférés szempontjából sokkal kedvezőbb. Megmarad viszont az a hátrány, hogy a segédreflektor a kilépő hullámfront útjában van, vagyis az apertúra egy részét takarja.

3.5.1.3. Eltolt fókuszú táplálás

Az apertúra takarása jórészt megszüntethető, ha a tápfejet a 3.4. ábra szerint helyezzük el.



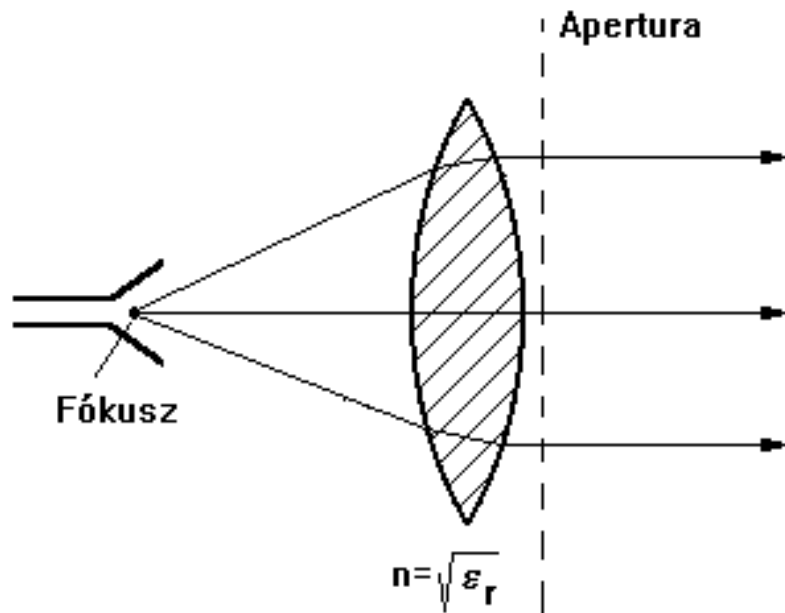
3.4. ábra Eltolt fókuszú táplálás

A primersugárzó ekkor is a parabola fókuszában van, de a forgáspárolloid felületből csak akkora részt hagynak meg, hogy a primersugárzó a kilépő hullámfrontot ne takarja.

Az ilyen eltolt fókuszról táplált reflektor antennákat elterjedten használják. Hátrányuk, hogy az aszimmetrikus geometria miatt nagy a keresztpolarizációs terük.

3.5.1.4. Lencseantennák

Egy pontból kiinduló széles gömbhullámfront nyalábolására (adás) vagy a beeső síkhullám fókuszálására (vétel) a lencsék is alkalmasak. A mikrohullámú dielektromos lencseantenna (3.5. ábra) felépítése és működése azonos a fénytani lencsékével.

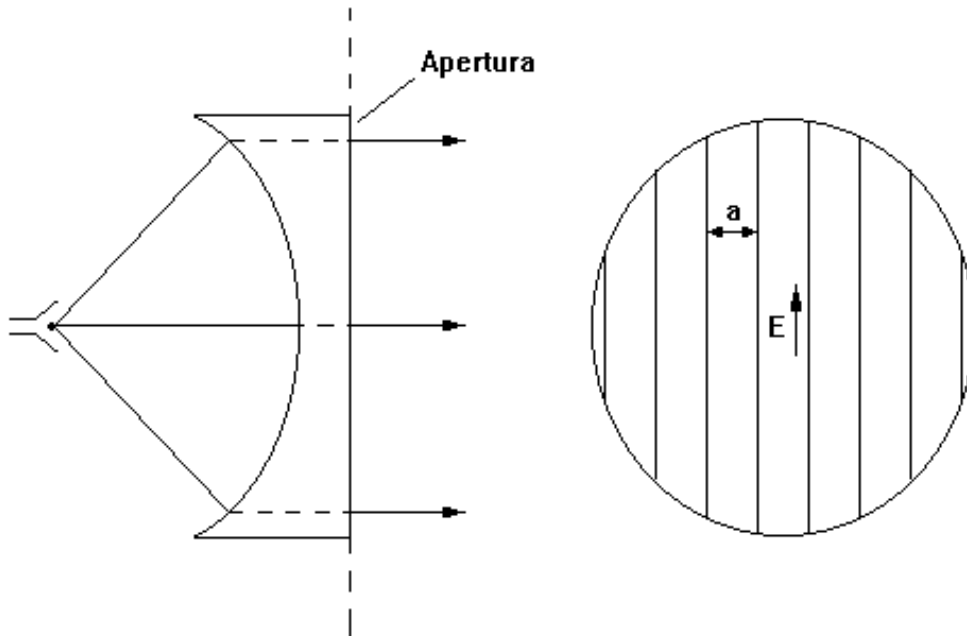


3.5. ábra Dielektromos lencse

Mint a 3.5. ábrán látható, ahol a fókuszpont és az apertura síkja között a geometriai uthossz rövidebb, ott a lencse vastagabb, ezért a lencsében kialakuló kisebb fázissebesség az uthosszkülönbségeket kompenzálja.

A gyakorlatban dielektromos lencseantennákat önállóan mégis igen ritkán alkalmaznak, mert a szükséges nagy aperturaméretetek nagy és nehézkes lencsét eredményeznének.

Mint látni fogjuk, kiegészítő eszközként tölcserantennák szájnyílásában a dielektromos lencse gyakran használatos. A dielektromos lencse nehézkességén segít a fémlemez lencse, mely tipikus mikrohullámú eszköz. (3.6. ábra)



3.6. ábra Fémlemez lencse

A fémlemez lencse lineárisan polarizált hullámok fókuszálására alkalmas. Az egymástól a távolságra elhelyezett párhuzamos fémlemezek között a térerősség eloszlása a négyszög csőtápvonal TE_{n0} módusának megfelelő lesz. Ha $0.5 \leq a/\lambda \leq 1.0$ akkor csak a TE_{10} módus tud terjedni és a hullámhossz a lemezek között a következő

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad (3.1)$$

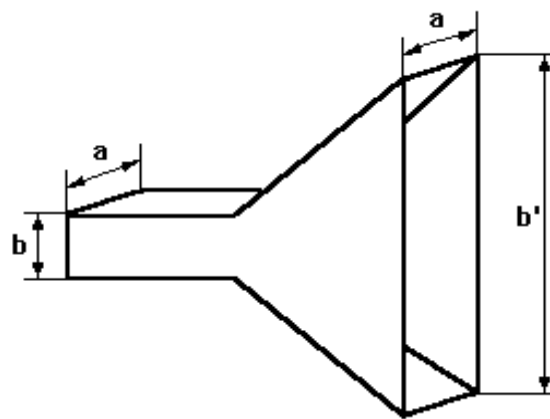
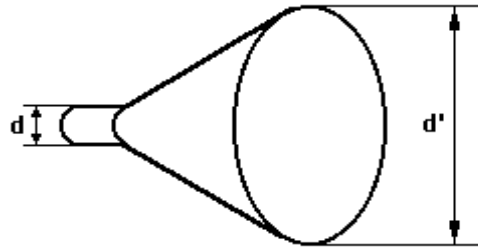
Mivel dielektromos közegben $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$, ezért a fémlemezek közötti közeg "törésmutatója" egynél kisebb. Ilyen törésmutatóval a 3.6. ábra szerinti lencseprofil nyalából.

Vagyis ahol a geometriai úthossz nagyobb, ott a lencse vastagabb, mert a nagyobb fázissebesség így kompenzálja az úthossz-különbséget.

A mikrohullámú fémlemez-lencsék önállóan vagy tölcserrel kombinálva széles körben használatosak. Előnyük az olcsóság, a robosztus kivitel és a viszonylag kis súly.

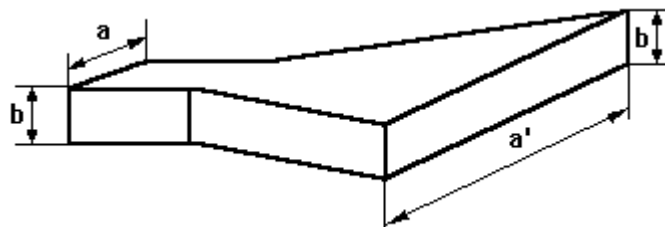
3.5.1.5. Tölcserantennák

Ahogy a dipólantennát a végén nyitott Lecher vezetékből levezettük, úgy vezethetők le a mikrohullámú tölcsérantennák a csőtápvonalakból. Mivel az antenna átalakító a tápvezeték és a szabad tér között, ezért az átalakítás annál tökéletesebb, minél simább az átmenet a vezetett hullám és a kisugárzott hullám között. Ezt a sima átmenetet valósítják meg a tölcsérek (3.7. ábra).

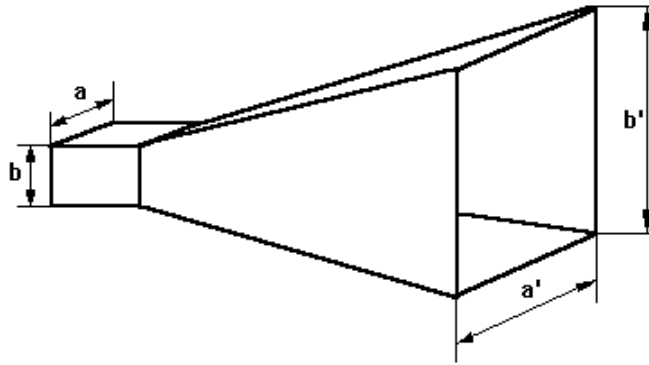


3.7.a. ábra

3.7.b. ábra



3.7.c ábra

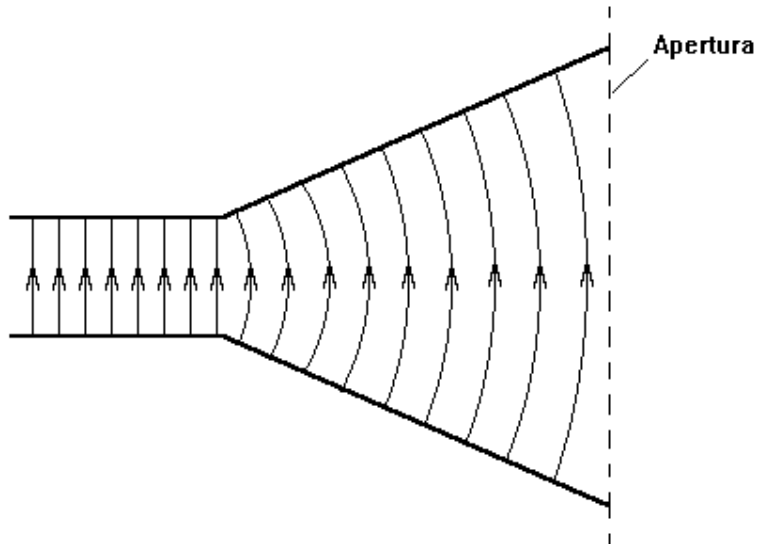


3.7.d. ábra

A 3.7.a. ábra körkeresztmetszetű csőtápvonalból kialakított kúpos tölcsért mutat. A körkeresztmetszetű csőtápvonalat és a kúpos tölcsért főleg ott használják, ahol körösen polarizált hullámot, vagy kettős ortogonális lineáris polarizációt kell átvinni. Kedvelt típus űrtávközlő rendszerek földi állomásainak parabola antennáinál, mint tápfej.

A 3.7.b. ábrán olyan tölcsér látható, mely a négyszögletes csőtápvonal elektromos erővonalait nyújtja meg, ez az E-síkú szektorális tölcsér. A 3.7.c. ábra H-síkú szektorális tölcsért mutat. Ezekben a csatlakozó csőtápvonalhoz képest a mágneses erővonalak nyúlnak meg. Ha a négyszögletes csőtápvonal mindkét méretét egyszerre kiterjesztjük, akkor a 3.7.d. ábrán látható piramidális tölcsért kapjuk.

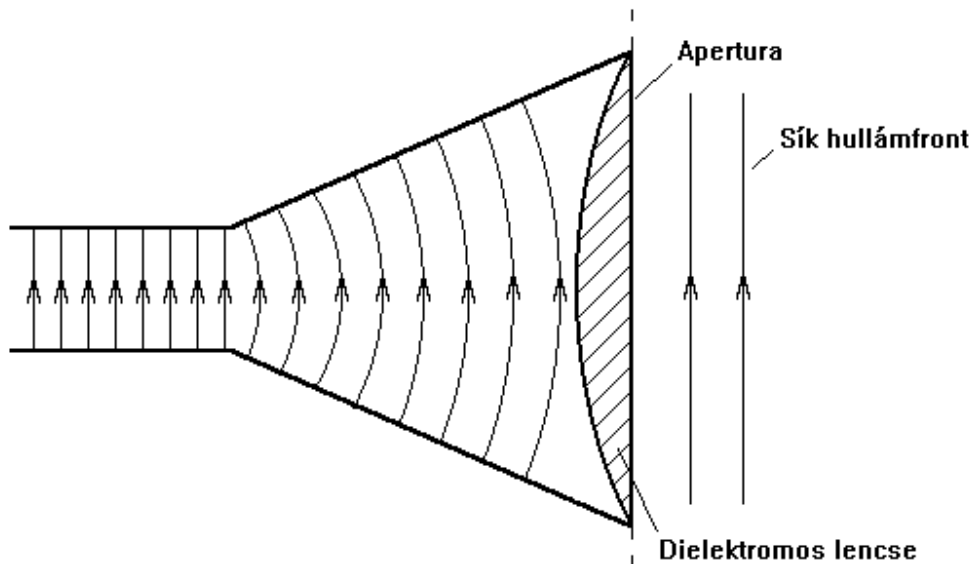
A tölcsérek szájnyílásában kialakuló teret vizsgálva első közelítésben úgy vehetjük, hogy ez a tápvonal keresztmetszetében lévő téreloszlás kinagyított mása, azzal a különbséggel, hogy a fázisfront görbült (szektorális tölcsérnél hengeres, piramidálisnál és kúposnál gömbüvegszerű) és nem sík (3.8. ábra).



3.8. ábra A tölcsérantennából kilépő hullámfront

A görbült fázisfront azt jelenti, hogy az apertura síkjában a térerősség fázisa nem állandó, hanem az elemi hullámfrontok a szélek felé fokozatosan növekvő fáziskésést szenvednek. Mivel az apertura távoltéri térerőssége az apertúrára merőleges irányban akkor maximális, ha a fázisfront sík, mert ekkor összegződnek a rész-hullámfrontok azonos fázisban, ezért a görbült fázisfront fázishibát jelent. A fázishiba tehát nyereségcsökkentést okoz.

A tölcsérantenna fázishibáját a szájnyílásba helyezett lencsével korrigálni lehet. E célra dielektromos- és fémlemez lencse egyaránt használatos. A 3.9. ábra dielektromos lencsés megoldást mutat.



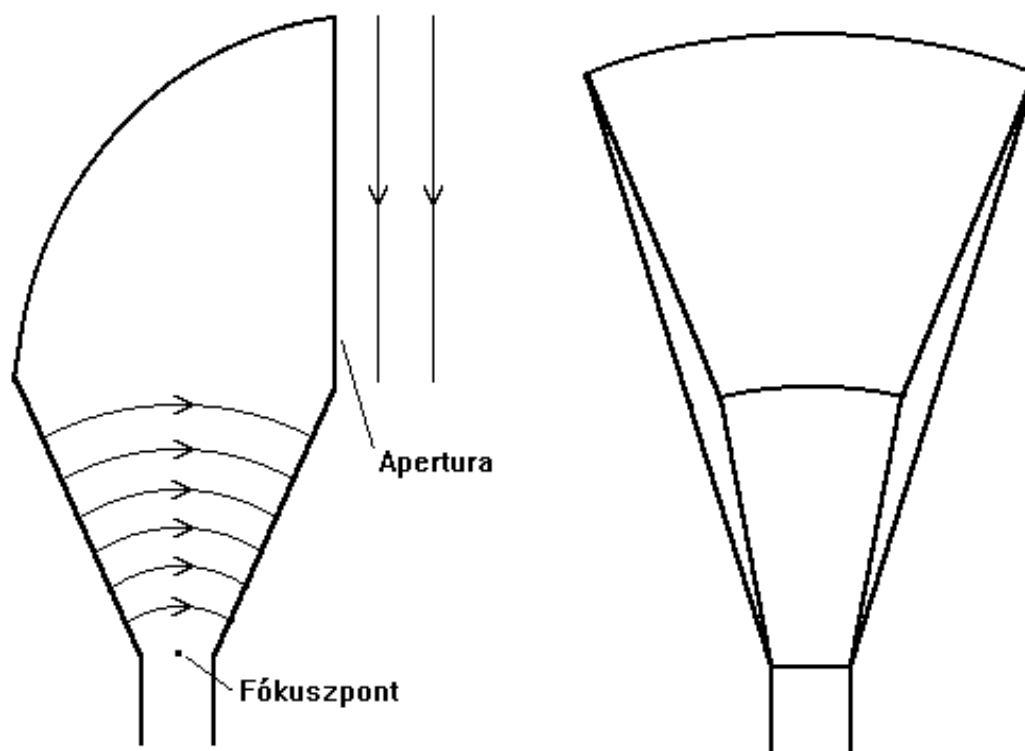
3.9. ábra A tölcsérantenna fázishibájának kompenzálása dielektromos lencsével

A 3.9. ábra szerinti dielektromos lencse egyúttal megoldja a tölcsér szájnyílásának lezárását is, ami a nedvesség, por, stb. behatolása ellen mindenképpen szükséges.

A lencsével korrigált tölcsérek hátránya a kis sáv szélesség, amely abból adódik, hogy a lencséről a hullámok egy része visszaverődik, és ezt a reflexiót egyszerű eszközökkel csak keskeny sávban lehet kihangolni.

3.5.1.6. Tölcsér-paraboloid antenna

A korrigált tölcsérek említett hátrányát kiküszöböli a tölcsér és a paraboloid reflektor összeházasításából született kissé szokatlan szerkezet, melyet a 3.10. ábra mutat.



3.10. ábra Tölcsér-paraboloid antenna

A 3.10. ábra szerint a tölcsér szájához egy paraboloid reflektor szegmensét hegesztik, úgy, hogy a tölcsér fázisközéppontja - ami a gömbhullámok kiindulási pontjának tekinthető - egybeessen a paraboloid fókuszpontjával. Mivel a forgáspareboloid éppen gömbhullám és síkhullám közötti átalakító, ezért a kilépő hullámfront már sík lesz.

A tölcsérparaboloid antenna jellegzetessége, hogy igen kicsi a hátrasugárzása (az előre-hátra arány 60-65 dB), és elfogadható a keresztpolarizációs csillapítása is (35-40 dB). E tulajdonságok ezt az antennt nagy méretei ellenére különösen alkalmassá tették analóg mikrohullámú rádiórelé rendszerekhez. Az antenna nyílása egy kisveszteségű szigetelő lemezzel viszonylag egyszerűen lezárható, így az időjárás elleni védelem is megoldható.

3.5.2. Apertúrák sugárzási terének kiszámítása

3.5.2.1. Az apertúra , mint fizikai modell

Mint a 3.1. pontból látható, az ismertetett antennák közös jellemzője, hogy a sugárzás jól definiált nyílásfelületen - az apertúrán - lép ki. Az itt következő tárgyalás során

célunk az iránykarakterisztika, és az ezzel összefüggő jellemzők (nyereség stb.) meghatározása.

Az egyes antennákat külön-külön szemlélve a sugárzási tér kiszámítására többféle megoldás is kínálkozik. Parabola antennák esetén például a teret a paraboloid felületén folyó árameloszlásból is meghatározhatnánk. Mi itt most az ismertett antennák közös tulajdonságát kiemelve az apertúra-modellt választjuk, mert az ebből következő egységes tárgyalásmód jó áttekintési lehetőséget ad.

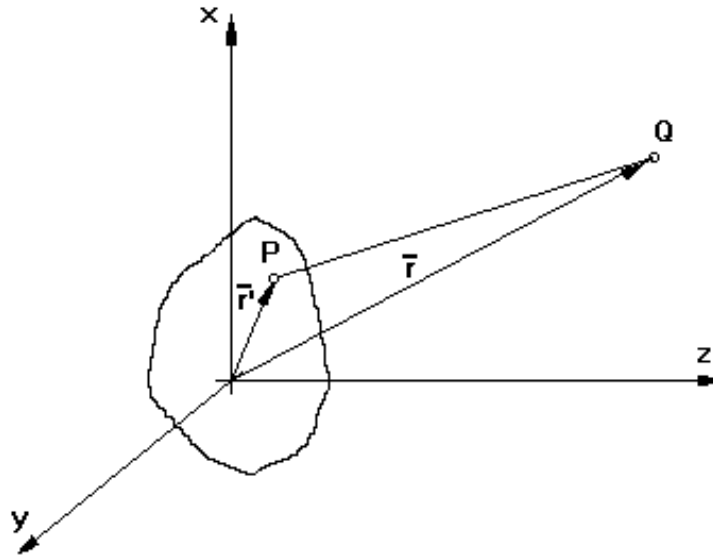
Az apertúra-antenna analízise ezután két fázisban történik. Először meghatározzuk az $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ térerősségeloszlást az apertúra síkjában az antennatípusra legalkalmasabb módszerrel. Tölcsér antenna esetén például a csatlakozó csőtápvonal módusai segítségével, reflektor- és lencseantenna esetén pedig optikai analógiák felhasználásával, geometriai optikai módszerekkel. Ez az ún. "belső probléma" melynek megoldása után a sugárzási tér kiszámítása következik, mostmár az antennatípustól függetlenül az apertúra-tér módszerével.

Mivel e tárgyban nem célunk az antenna méretezése, hanem beérjük általános tulajdonságaik meghatározásával, ezért itt csak a sugárzási tér kiszámításával foglalkozunk.

3.5.2.2. A sugárzási tér kiszámítása

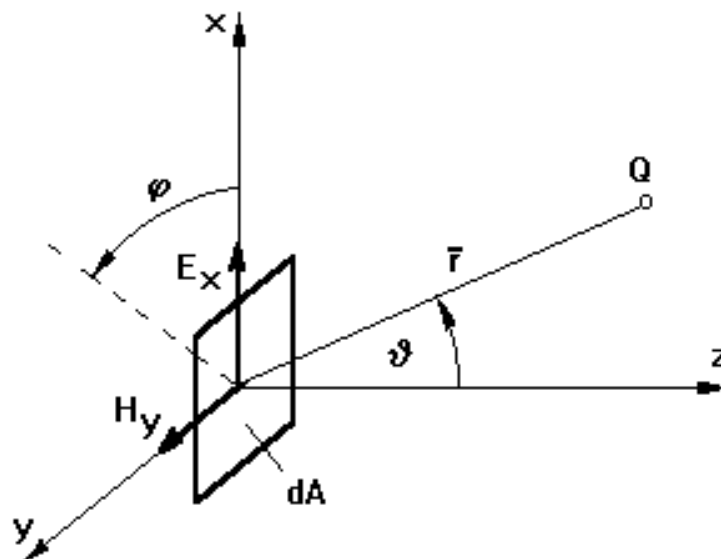
Vegyük fel az aperturát a 3.11. ábra szerinti koordináta-rendszerben.

Bontsuk fel az aperturát dA elemi felületekre és egy elemi dA felületű apertúra - a Huygens féle felületelem - tere ismert.



3.11. ábra Az apertúra koordinátarendszere

A felületelem terét a 3.12. ábra szerinti koordinátarendszerben adjuk meg.



3.12. ábra Huygens féle felületelem

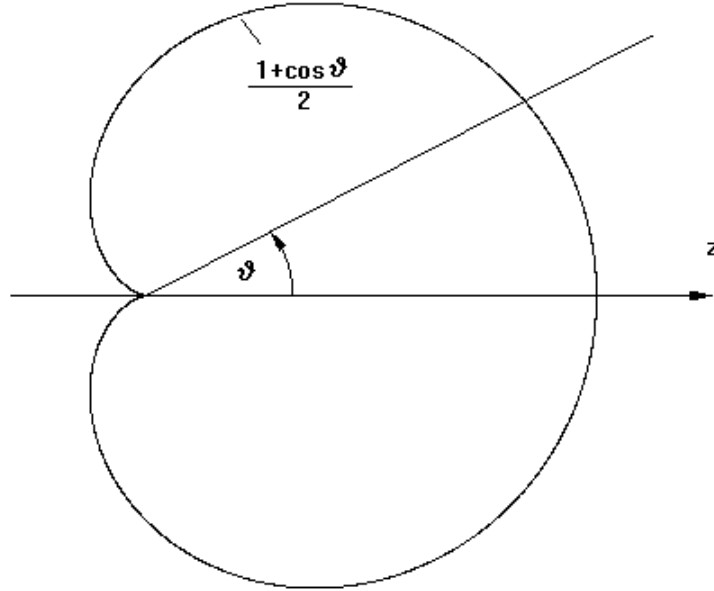
$$dE_{\theta} = E_x \frac{dA}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{1 + \cos\theta}{2} \cos\phi \quad (3.2)$$

$$dE_{\phi} = E_x \frac{dA}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{1 + \cos\theta}{2} \sin\phi \quad (3.3)$$

A távoltéri térerősség amplitudója

$$dE = \left\{ |dE_{\vartheta}|^2 + |dE_{\varphi}|^2 \right\}^{1/2} = E_x \frac{dA}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{1 + \cos \vartheta}{2} \quad (3.4)$$

Az $\frac{1 + \cos \vartheta}{2}$ függvény a jól ismert kardioid görbét (3.13. ábra) írja le. Ennek mintegy $\pm 30^\circ$ -os szakasza jó közelítéssel egységnyi



3.13. ábra **Kardioid görbe**

Mivel az apertura antenna olyan fizikai modell, amelyet az ismertett antenntípusokból, számos (fizikai) közelítéssel alakítottunk ki, ezért e közelítések miatt nem várható, hogy a sugárzást a Z tengelytől nagyon távol is pontosan leírja. Különösen nagy a modell hibája a hátrasugárzás leírásában (pl. reflektor antennáknál a tápfej a reflektor mellett elsugározva a főiránnyal ellenkező irányba sugároz). Nincs tehát értelme a matematikai pontosságot kb. $\pm 30^\circ$ -on túl is megkívánni, ezért az

$$\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \cong 1 \text{ közelítéssel élünk.}$$

E közelítéssel egy tetszőleges $\mathbf{r}'$ helyen lévő felületelem sugárzási tere a következő

$$dE = E_x \frac{dA}{\lambda} \frac{e^{-j\beta |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (3.6)$$

Az apertura teljes sugárzási tere tehát a következő

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda} \iint_{A'} \mathbf{E}(\mathbf{r}') \frac{e^{-j\beta |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dA' \quad (3.7)$$

3.5.2.3. Aperturaantennák közeli és távoli tere

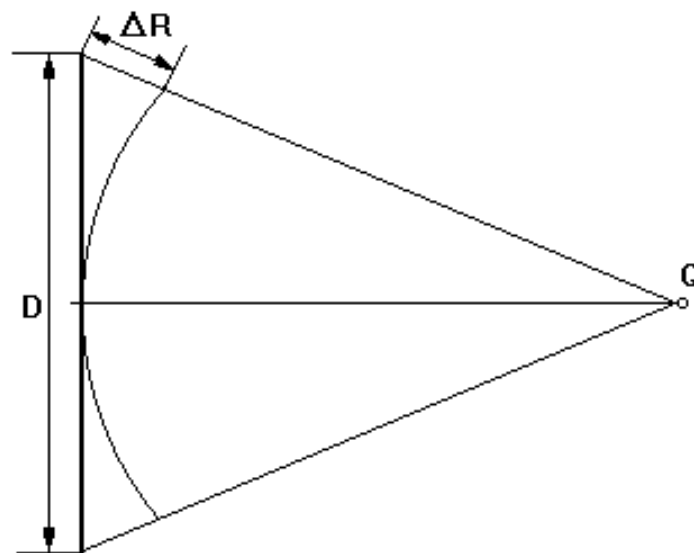
Ha a $Q(\mathbf{r})$ megfigyelési pont az aperturától elegendően távol van, akkor $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ közelíthető. Mégpedig a nevezőben $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r$, a kitevőben $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r - \mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r$ vehető. A távolféteri térerősség tehát a következő

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{e^{-j\beta r}}{\lambda r} \iint_{A'} \mathbf{E}(\mathbf{r}') e^{j\beta \mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r} dA' \quad (3.8)$$

A (3.8) képlet alkalmazhatósága szempontjából fontos tudni, hogy hol van az antenna közeltere és távolttere.

Az aperturát körülvevő azon térrészt, ahol ez a közelítés érvényes távolféternak vagy Fraunhofer zónának nevezzük. Ezen belül van köztér vagy Fresnel zóna.

A Fresnel zóna az antennához olyan közel van, hogy a megfigyelési pontba az apertúra különböző pontjaiból nagy fáziskülönbséggel jutnak a hullámok. (3.14. ábra)



3.14. ábra

Ezért az R távolság változtatásával a térerősség gyorsan változik, az interferenciaképnek megfelelően és nem $1/r$ szerint. Ha $\Delta R \leq \lambda / 16$, akkor e gyors változás kisimul és a térerősség távolságfüggése $1/r$ szerinti lesz.

A köztér és távolféteri határát az apertúra legnagyobb (D) lineáris méretéből a $\Delta R = \lambda / 16$ kritériummal határozzuk meg, eszerint

$$R_{\min} = 2 \frac{D^2}{\lambda} \quad (3.9)$$

A (3.9) képlet szerinti előírás betartása különösen antennaméréseknél nagyon fontos, bár nem könnyű.

1. Gyakorló feladat

Egy $D = 4$ m átmérőjű parabolaantennát $f = 7.5$ GHz frekvencián akarunk bemérni. Számítsuk ki a minimális mérési távolságot.

Megoldás

$f = 7.5$ GHz-nek $\lambda = 4$ cm hullámhossz felel meg. A (3.9) képlet alapján a minimális mérési távolság $R_{\min} = 2 \cdot 16 / 0.04 = 800$ m.

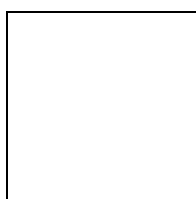
3.2.4. Amplitúdó- és fáziseloszlás az apertura síkjában

Az apertura térerősségeloszlását integrálás előtt célszerű normalizálni, hogy az a gerjesztés nagyságától független legyen. Ennek érdekében vezessük be az amplitúdó- és fáziseloszlást az alábbi képlettel



(3.10)

ahol



a megvilágítási függvény

$f(\mathbf{r}')$ amplitúdóeloszlás

$\Phi(\mathbf{r}')$ fáziseloszlás.

A (3.10) képletben E_0 vagy a maximális térerősség, vagy az origóban lévő pont térerőssége. E kettő gyakran egybe esik. Ha az aperturán homogén síkhullám lépne ki, akkor az amplitúdó- és fáziseloszlás állandó lenne, azaz

$$f(\mathbf{r}') = 1 \quad ; \quad \Phi(\mathbf{r}') = 0 \quad (3.11)$$

Az ilyen egyenletes térerősség-eloszlású aperturát ideális aperturának nevezzük. Az elnevezés nem szerencsés, mert a gyakorlatban rendszerint nem törekszünk ennek megvalósítására. Mint a 3.1. pontban láttuk, az egyenletes fáziskarakterisztika kívánatos, de mint arra a későbbiekben rámutatunk az egyenletes amplitúdóeloszlású apertura iránykarakteristikájában a mellékharok túl magasak, ezért az apertura szélei felé csökkenő megvilágítás kedvezőbb.

Az aperturaintegrál kiszámításához tehát $f(\mathbf{r}')$ és $\Phi(\mathbf{r}')$ ismeretére van szükségünk. E számítás eredménye akkor lesz szemléletes, ha az integrálás zárt alakban elvégezhető.

Ehhez egyszerű és szabályos nyílásfelületet és integrálható $f(\mathbf{r}')$; $\Phi(\mathbf{r}')$ függvényeket kell felvenni. A továbbiakban négyszögletes aperturákat vizsgálunk.

3.3. Négyszögletes aperturák tere

3.3.1. Az iránykarakterisztika felbontása

Ha az apertura négyszögletes, akkor feltételezhető, hogy $f(\mathbf{r}')$ és $\Phi(\mathbf{r}')$ derékszögű koordinátarendszerben lesz a legegyszerűbb. Ezért írjuk fel $\mathbf{r}'$ -t és $\mathbf{e}_r$ -t az alábbi módon.

$$\mathbf{r}' = x' \mathbf{e}_x + y' \mathbf{e}_y \quad (3.12)$$

$$\mathbf{e}_r = \sin\vartheta \cos\varphi \mathbf{e}_x + \sin\vartheta \sin\varphi \mathbf{e}_y + \cos\vartheta \mathbf{e}_z \quad (3.13)$$

Ezzel a (3.8) képlet a következő lesz:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_0 e^{-j\beta r}}{\lambda r} \iint_{A'} f(x', y') e^{j\Phi(x', y')} e^{j\beta (x' \sin\vartheta \cos\varphi + y' \sin\vartheta \sin\varphi)} dA' \quad (3.14)$$

A kétdimenziós integrálás elkerülhető, ha az aperturaeloszlás szeparálható. Ekkor írható, hogy

$$f(x', y') = f(x') f(y') \quad (3.15)$$

és

$$\Phi(x', y') = \Phi(x') + \Phi(y') \quad (3.16)$$

Ekkor az apertura távoltere

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_0 e^{-j\beta r}}{\lambda r} I(x') I(y') \quad (3.17)$$

ahol

$$I(x') = \int_a^b f(x') e^{j[\Phi(x') + \beta x' \sin\vartheta \cos\varphi]} dx' \quad (3.18)$$

$$I(y') = \int_b f(y') e^{j[\Phi(y') + \beta y' \sin \theta \sin \phi]} dy' \quad (3.19)$$

Vagyis, ha a megvilágítási függvény szeparálható, akkor az iránykarakterisztika két tényező szorzataként írható fel.

Az (x-y) síkban $\phi = 0$, ezzel a (3.19) képletből

$$I(y') = \int_b f(y') \cdot e^{j\Phi(y')} dy' = \text{const.} \quad (3.20)$$

vagyis $I(y')$ θ -tól független lesz.

Tehát az x-z síkban az iránykarakterisztika csak az aperturaeloszlás x' irányu változásától függ.

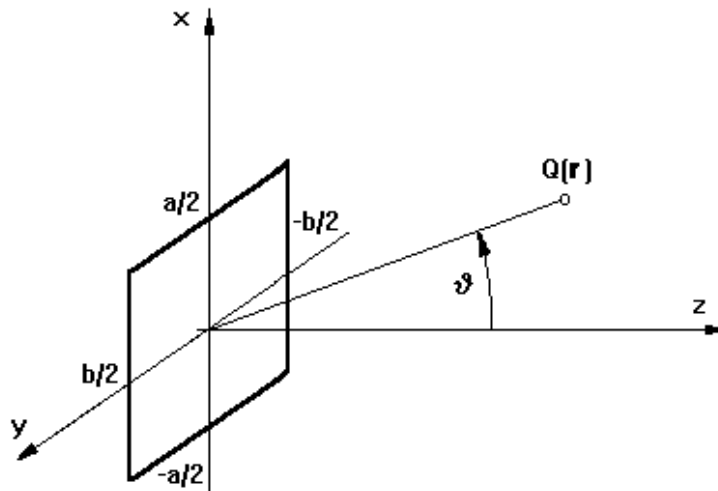
Az (x-z) síku iránykarakterisztika tehát

$$F(\theta_x) = \frac{I(x')}{[I(x')]_{\max}} \quad (3.21)$$

Hasonló összefüggés írható fel az (y-z) síkra is.

3.3.2. Ideális négyszögletes apertúra

Helyezzük el az aperturát a koordinátarendszerben a 3.15. ábra szerint



3.15. ábra Négyszögletes apertúra

A (3.18) képletből $f(x') = 1$ és $\Phi(x') = 0$ helyettesítéssel

$$I(x') = \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\beta x' \sin \vartheta_x} dx' \quad (3.22)$$

és

$$[I(x')]_{\max} = a \quad (3.23)$$

És ezzel az $(x-z)$ síkú iránykarakterisztika

$$F(\vartheta_x) = \frac{\sin u}{u} \quad (3.24)$$

ahol

$$u = \pi \frac{a}{\lambda} \sin \vartheta_x \quad (3.25)$$

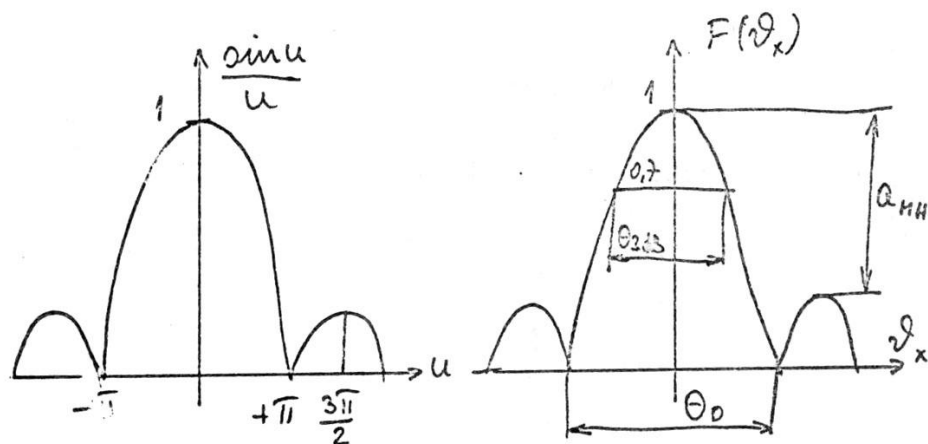
Hasonló módon az $(y-z)$ síkban

$$F(\vartheta_y) = \frac{\sin v}{v} \quad (3.26)$$

ahol

$$v = \pi \frac{b}{\lambda} \sin \vartheta_y \quad (3.27)$$

A (3.24) és (3.26) képlet szerinti iránykarakterisztika néhány fontosabb tulajdonságát a 3.16. ábra mutatja.



3.16. ábra

A **3.16.b. ábra** szerint a főnyaláb kúpszöge (Θ_0)

$$\frac{\sin u}{u} = 0, \text{ ha } u = \pi$$

ebből

$$\sin \vartheta_0 = \frac{\lambda}{a} \quad (3.27)$$

Ha $\frac{a}{\lambda} \gg 5$, akkor

$$\vartheta_0 = \frac{\lambda}{a} \quad (3.28)$$

$$\Theta_0 = 2 \frac{\lambda}{a} \quad (3.29)$$

$$\Theta_0 = 115^\circ \frac{\lambda}{a} \quad (3.30)$$

A 3 dB-es irányélességi szög ($\Theta_{3\text{dB}}$)

$$\frac{\sin u}{u} = 0.7071, \text{ ha } u = 0.443\pi$$

ebből

$$\vartheta_{3\text{dB}} = 0.443 \frac{\lambda}{a} \quad (3.31)$$

és

$$\Theta_{3\text{dB}} = 0.886 \frac{\lambda}{a} \quad (3.32)$$

$$\Theta_{3\text{dB}} = 51^\circ \frac{\lambda}{a} \quad (3.33)$$

Az első mellékhurkok szintjének kiszámításához vegyük figyelembe, hogy az első mellékhuroknál $u = 3\pi / 2$, ezzel

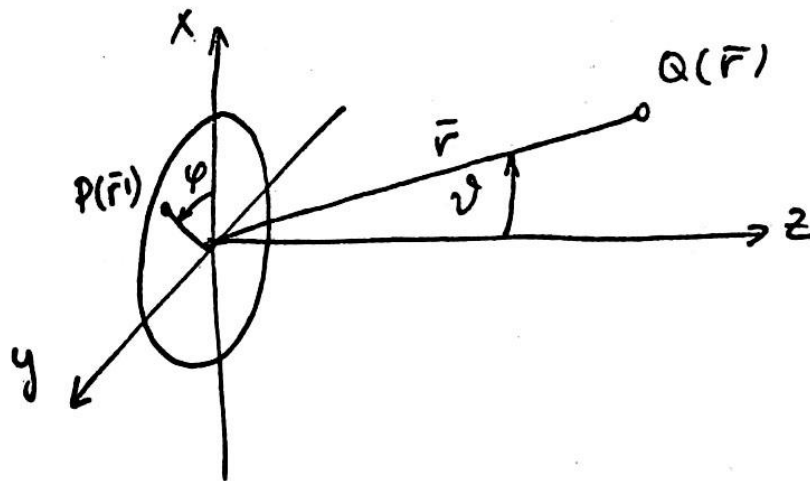
$$\frac{\sin u}{u} = -\frac{2}{3\pi}$$

$$a_{\text{MH}} = 13.5 \text{ dB}$$

3.3.3. Köralakú aperturák tere

3.3.3.1. Tetszőleges aperturaeloszlás

Az aperturaantennát a 3.17. ábra koordinátarendszerében helyezzük el.



3.17. ábra

A forráspontot polárkoordinátákban megadva:

$$\mathbf{r}' = x'\mathbf{e}_x + y'\mathbf{e}_y$$

$$x' = \rho \cos \varphi'$$

$$y' = \rho \sin \varphi'$$

$$\rho = |\mathbf{r}'|$$

$$\mathbf{e}_r = \sin \vartheta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \vartheta \sin \varphi \mathbf{e}_y + \cos \vartheta \mathbf{e}_z$$

Ezzel

$$\mathbf{r}'\mathbf{e}_r = \rho [\cos \varphi' \sin \vartheta \cos \varphi + \sin \varphi' \sin \vartheta \sin \varphi]$$

$$\mathbf{r}'\mathbf{e}_r = \rho \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')$$

A (3.8) képletbe helyettesítve az apertura távoltere

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{E_o}{\lambda r} e^{-j\beta r} \int_0^a \int_0^{2\pi} f(\rho', \varphi') \cdot e^{j\Phi(\rho', \varphi')} \cdot e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} \cdot \rho' d\rho' d\varphi'$$

A képlet kiszámítása általános esetben igen bonyolult, ezért a továbbiakban néhány egyszerűbb speciális esetet vizsgálunk.

Ha az aperturaeloszlás (megvilágítási függvény) forgásszimmetrikus, akkor

$$f(\rho', \varphi') = f(\rho')$$

$$\Phi(\rho', \varphi') = \Phi(\rho')$$

Ezzel a térerősség a következő lesz

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{E_o}{\lambda r} e^{-j\beta r} \int_0^a \int_0^{2\pi} f(\rho') \cdot e^{j\Phi(\rho')} \cdot e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} \cdot \rho' d\rho' d\varphi'$$

Az integrál egyszerűbben felírható, ha felismerjük, hogy (n-edrendű elsőfajú Bessel függvény vagy hengerfüggvény)

$$J_n(x) = \frac{(-j)^n}{\pi} \int_0^\pi e^{jx \cos \varphi} \cdot \cos(n\varphi) d\varphi$$

felhasználásával és

$x = \beta \rho' \sin \vartheta$ behelyettesítéssel a 0-drendű Bessel függvényt felhasználva:

$$\int_0^{2\pi} e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} d\varphi' = 2\pi J_0(\beta \rho' \sin \vartheta)$$

Ezzel

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{2\pi}{\lambda} E_o \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_0^a f(\rho') \cdot e^{j\Phi(\rho')} \cdot J_0(\beta \rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho'$$

3.4. Fázishibák

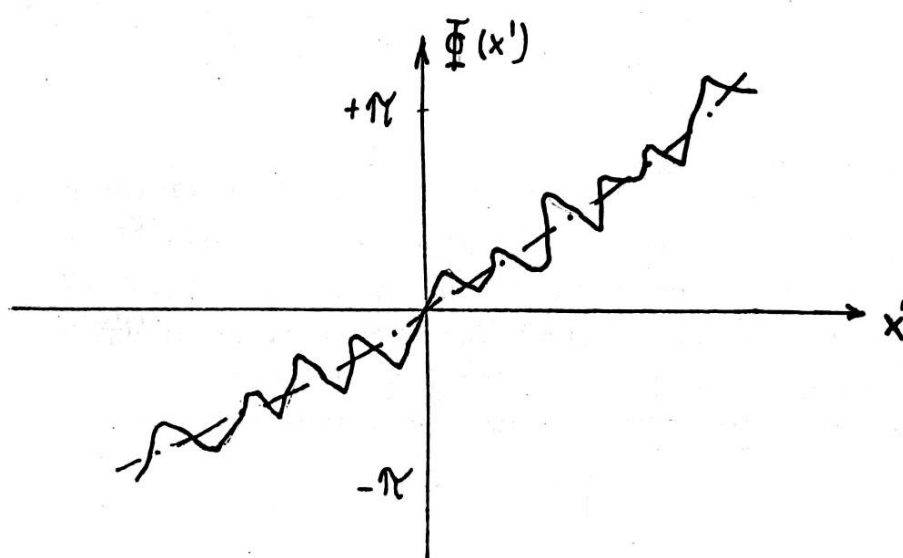
3.4.1. A fázishibák osztályozása

Mint korábban már említettük az ideálistól eltérő fázisfront nem kívánatos, ezért az eltérést hibának tekintjük. A fázishibák fizikai oka antenntípustól függően igen sokféle lehet. Egyes hibák még a gyártás során keletkeznek, mások az üzemeltetés alatt, rendszerint környezeti hatásokra (szél, korrózió, hő-dilatáció stb.) jönnek létre.

E fizikai okokat a konkrét antennatípusok tervezése során kell figyelembe venni a konstrukció megfelelő kialakításával.

Itt csak a fázishibáknak az iránykarakterisztikára gyakorolt hatásával foglalkozunk. Ebből a szempontból elegendő az apertura $\Phi(x',y')$ fáziseloszlásának ismerete. Az előzőkhöz hasonlóan feltételezzük, hogy a kétdimenziós függvény $\Phi(x',y')=\Phi(x')+\Phi(y')$ alakban szeparálható, így elegendő lesz csak az egyik komponens hatását vizsgálni.

Ha egy valóságos apertura $\Phi(x')$ fáziseloszlását megmérnénk, akkor jellegre a 3.17. ábra folytonos görbéjéhez hasonlót kapnánk.



3.17. ábra Aperturaantennák fázishibája

Ha a 3.17. ábra szerinti görbét átlagolással kisimítjuk, akkor a pont-vonallal rajzolt szisztematikus fázishibát kapjuk. Ha ezt az eredeti görbéből kivonjuk, akkor a maradék egyzérus átlagértékű véletlen függvény, mely a véletlen fázishibát írja le.

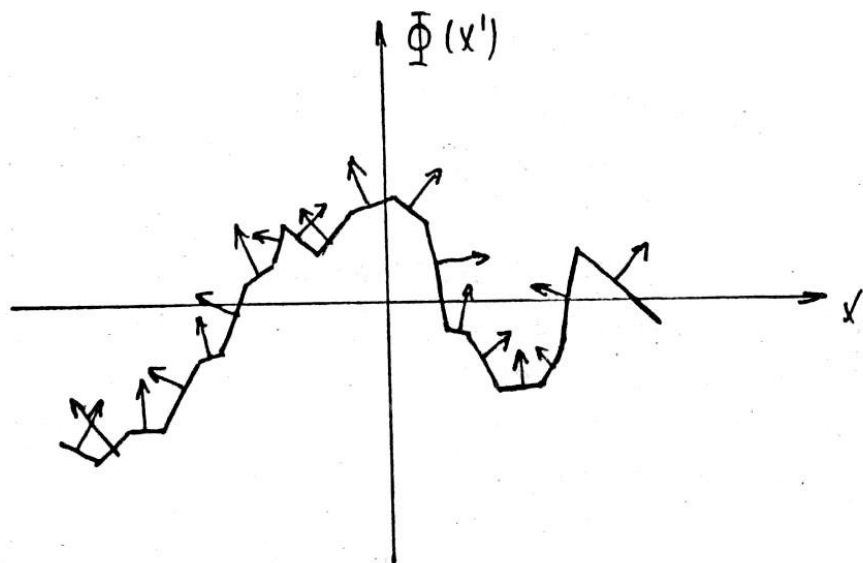
A szisztematikus fázishiba x' hatványai szerint sorbafejthető, azaz

$$\Phi_s(x') = C_1 x' + C_2 x'^2 + C_3 x'^3 + \dots \quad (3.34)$$

Így a (3.34) képlet szerint megkülönböztetünk lineáris, négyzetes (vagy kvadratikus) és harmadfokú fázishibát. A magasabbfokú komponenseket nem szokták vizsgálni.

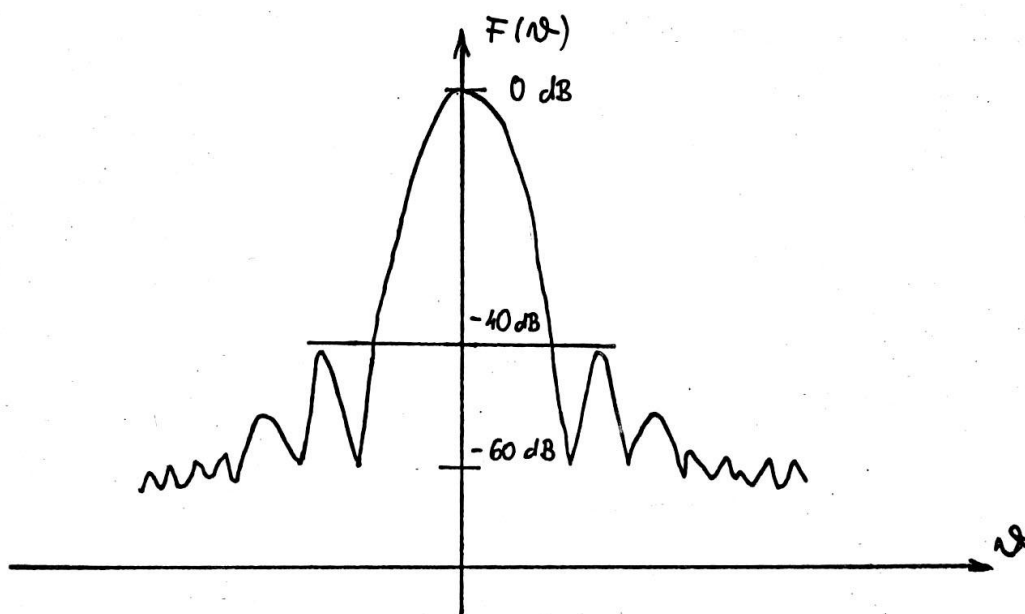
3.4.2. Véletlen fázishiba

Ha a véletlen fázisfront egyes elemeit egyenessel közelítjük, és egy nagyterjedésű síkhullám részének tekintjük, akkor a teljes véletlen fázisfront úgy is felfogható, mint a tér minden irányába mutató síkhullámok összessége, mely szóródást jelent.



A véletlen fázisfront jelenlétét tehát úgy tekinthetjük, hogy az apertura által kisugárzott hullám egy szabályos és egy szórt komponens összege. Minél nagyobb a véletlen komponens fázisának ingadozása, annál nagyobb a szórt komponens részaránya. Ha az ingadozás eléri a $\pm \pi$ -t, akkor csak szóródás van.

A véletlen fázishiba hatására az iránykarakterisztika zérushelyei feltöltődnek és bizonyos melléknyalábszint alatt maga az iránykarakterisztika alakja is szabálytalan lesz.



A fenti primitív fizikai kép alapján belátható, hogy a véletlen fázishiba az antenna főnyalábon kívüli sugárzását növeli és ezáltal nyereségét is csökkenti.

Ezért a véletlen fázishiba négyzetes átlagértéke nem lehet nagyobb, mint 10-20°.

3.4.3. Lineáris fázishiba

A lineáris fázishiba vizsgálatához írjuk fel az apertura térerősségét a (3.14-3.19) kifejezésekkel. A (3.18) -ből

$$I(x') = \int_a f(x') e^{j[\Phi(x') + \beta x' \sin\theta \cos\varphi]} dx' \quad (3.35)$$

A (3.35) integrálkifejezését megvizsgálva az az alábbi alakban írható fel

$$I(x') = \int_a \left[f(x') e^{j\Phi(x')} \right] e^{j[ux']} dx' \quad (3.36)$$

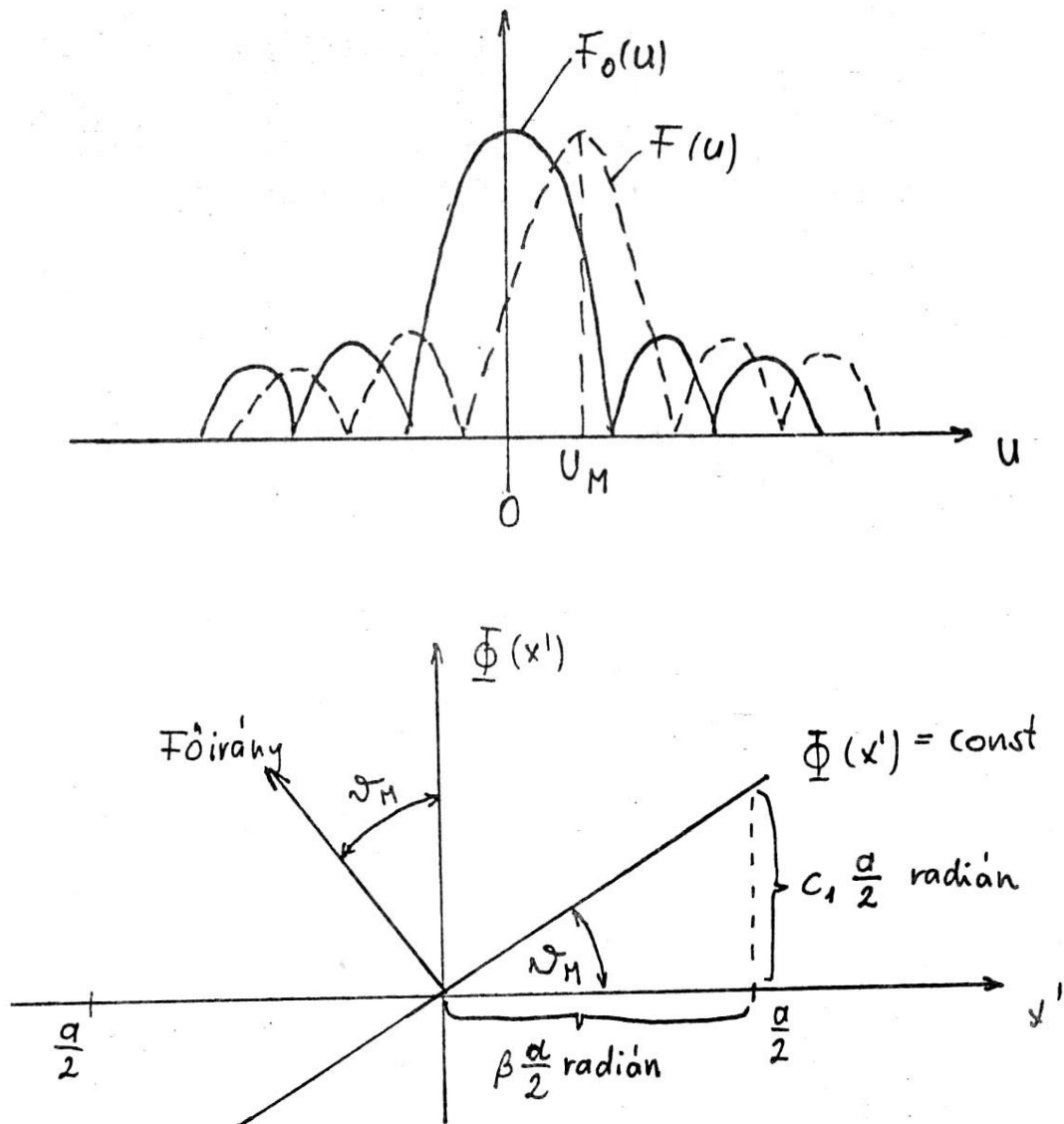
ami az

$$\left[f(x') e^{j\Phi(x')} \right] \text{ Fourier-transzformációja.}$$

A lineáris fázishiba esetén

$$\Phi(x') = C_1 x'$$

Az eltolási tétel értelmében ha az $f(x')$ fázishiba mentes megvilágítási függvényű apertura iránykarakterisztikája $F(u)$, akkor lineáris fázishiba esetén az iránykarakterisztika $F(u - u_m)$ lesz (3.18. ábra).

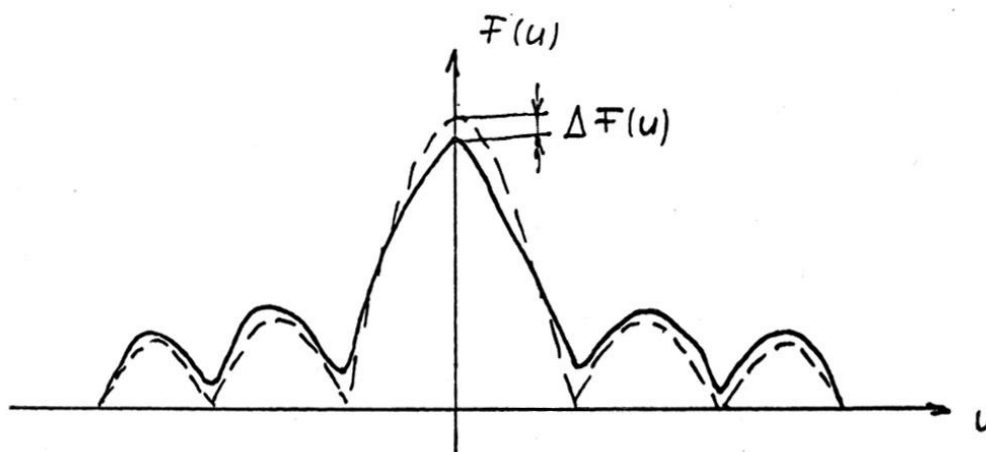


3.18. ábra Lineáris fázishiba hatása

Mint látható, a lineáris fázishiba hatására az iránykarakterisztika nem változik meg, csak ϑ_m szöggel elfordul. Ezért a lineáris fázishibát gyakran szándékosan idézik elő a főirány megváltoztatása céljából.

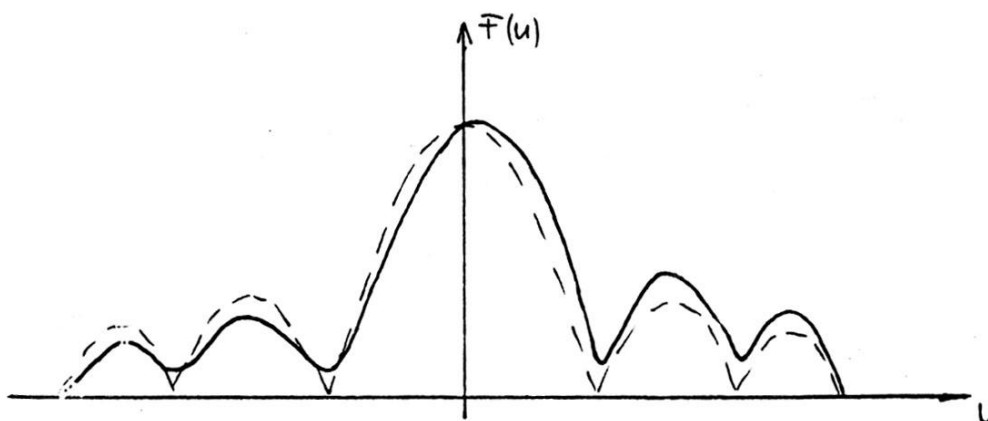
3.4.4. Négyzetes fázishiba

A levezetés mellőzésével a kvadratikusan fázishiba hatására a zérushelyek feltöltődnek, a melléknyalábok megnövekednek, a főnyaláb kiszélesedik és csökken a főiránybeli függvényérték, vagyis a nyereség. A kvadratikusan fázishiba tehát egyértelműen káros.



3.4.5. Harmadfokú fázishiba

A harmadfokú fázishiba hatására az iránykarakterisztika zérushelyei feltöltődnek, a melléknyalábok szintje az egyik oldalon csökken, a másik oldalon nő, és a főnyaláb is aszimmetrikusan eltorzul. A melléknyalábok megnövekedése és a főnyaláb eltorzulása miatt a harmadfokú fázishiba is káros.



3.5. Aperturák nyeresége és hatásos felülete

Itt feltételezzük, hogy az antenna ohmos vesztesége elhanyagolható, vagyis $G=D$. Feltételezzük továbbá, hogy az apertúra fázishibájában lineáris komponens nincs, vagyis a főirány az apertúrára merőleges. Ekkor a (3.8) képletben $\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = 0$, mivel

$\mathbf{r}'$ és $\mathbf{e}_r$ $\mathbf{r}'$ és $\mathbf{e}_r$ merőlegesek. Az egyszerűség kedvéért úgy vehetjük, hogy az apertúra térerőssége lineárisan polarizált. E feltételekkel

$$G = \frac{S_{\max}}{S_o} \quad (3.37)$$

$$S_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2}{240\pi} \quad (3.38)$$

$$S_o = \frac{P_s}{4\pi r^2}$$

ahol

$E_{\max}$ a fő sugárzási irányban kisugárzott térerő

P_s a kisugárzott teljesítmény.

A (3.8) képlet alapján, $\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = 0$ helyettesítéssel

$$|E_{\max}| = \frac{\left| \iint_A E(\mathbf{r}') dA \right|}{\lambda r} \quad (3.39)$$

A kisugárzott teljesítményt megkapjuk, ha a teljesítménysűrűséget az apertúra nyílásfelületére integráljuk.

$$P_s = \frac{1}{240\pi} \iint_A |E(\mathbf{r}')|^2 dA \quad (3.40)$$

Ezzel a nyereség

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_A E(\mathbf{r}') dA \right|^2}{\iint_A |E(\mathbf{r}')|^2 dA} \quad (3.41)$$

Behelyettesítve az apertúra amplitúdó- és fázioszlását

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_A f(\mathbf{r}') e^{j\Phi(\mathbf{r}')} dA \right|^2}{\iint_A f^2(\mathbf{r}') dA} \quad (3.42)$$

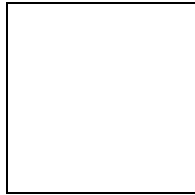
Mivel $G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_h$, ezért

$$A_h = \frac{\left| \iint_A f(\mathbf{r}') e^{j\Phi(\mathbf{r}')} dA \right|^2}{\iint_A f^2(\mathbf{r}') dA} \quad (3.43)$$

A Schwarz egyenlőtlenség értelmében $A_h \leq A$ tehát az aperturahatásfok $\eta_A \leq 1$.

Forgásparaboloid antennák aperturahatásfok összetevői

A forgásparaboloid antennák aperturahatásfokát és ezzel nyereségét az alábbi tényezők adják:



(3.44)

A megvilágítási hatásfok

$$\eta_M = \frac{1}{A} \frac{\left| \iint_A f(r', \varphi') \cdot e^{j\Phi(r', \varphi')} dA \right|^2}{\iint_A f^2(r', \varphi') dA} \quad (3.45)$$

ahol

A a teljes apertúra felülete

$f(r', \varphi')$ amplitudóeloszlás

$\Phi(r', \varphi')$ fáziseloszlás

Blokkolási hatásfok

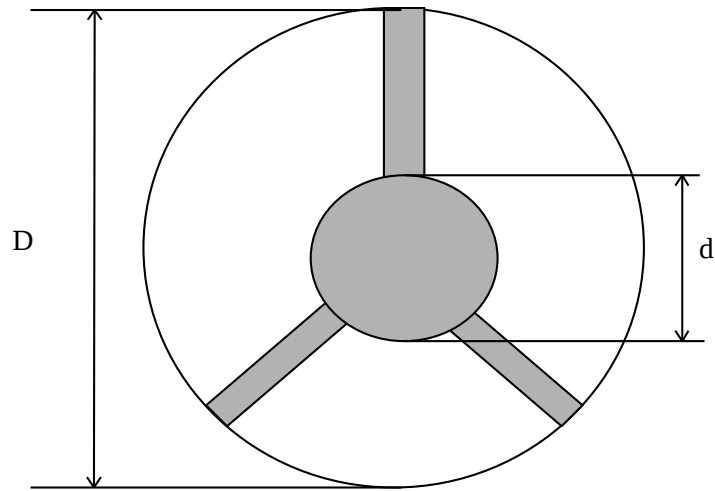
$$\eta_B = \frac{\left| \iint_{A_m} f(r', \varphi') dA \right|^2}{\left| \iint_A f(r', \varphi') dA \right|^2} \quad (3.46)$$

ahol

A_m az apertúra megvilágított része

A a teljes apertúra

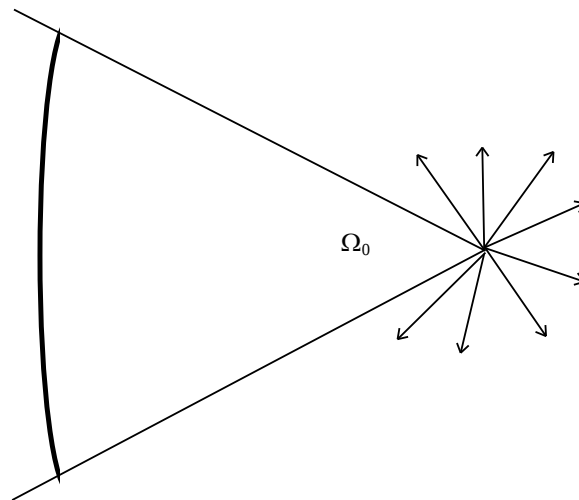
A blokkolást rendszerint az apertúra közepén lévő tápfej, vagy Cassegrain antennák esetén a segédreflektor, és ezek tartószerkezete okozza.



A blokkolás nem egyszerűen hatásfok romlást okoz, hanem eltorzítja az iránykarakterisztikát is. Itt legnagyobb hatása a középén lévő tárcsának van, mert ez van legjobban megvilágítva. Az apertúra közepén lévő "lyuk" hatását úgy is számolhatjuk, hogy a nagy apertúra iránykarakterisztikájából kivonjuk a kis apertúra iránykarakterisztikáját.

A blokkolás hatására az 1. 3. stb. melléknyalábok megnőnek.

Túlsordulási hatásfok



$$\eta_T = \frac{\iint_{\Omega_0} F^2(\vartheta'', \varphi'') d\Omega}{\iint_{4\pi} F^2(\vartheta'', \varphi'') d\Omega} \quad (3.47)$$

ahol

$F(\vartheta, \varphi)$ a tápfej iránykarakterisztikája

A túlsordulásban nem elsősorban a hatásfok romlás káros, hanem az, hogy megnőnek a főnyalábtól távoli melléknyalábok, melyek az űr felé néző antenna esetén a 300 K hőmérsékletű földet "látják".

Felületi hatásfok

A parabola tükör felülete nem ideális, hanem attól többé, kevésbé eltérő. Az eltérés oka a véges gyártási pontosság és a szél okozta deformációk. Az ilyen felületi hibák véletlen fázishibát okoznak. A felületi hiba a távoli melléknyalábok szintjét is megnöveli.

Polarizációs hatásfok

A forgásparaboloid tükör görbülete miatt a tápfej polarizációja és a tükörről távozó eredő hullám polarizációja között eltérés van. Ez az eltérés függ a megfigyelési pont és a parabola tengelye közötti távolságtól is. Szimmetrikus elrendezés esetén a forgásparaboloid reflektor tengelyeiben a keresztpolarizációs komponensek egymást kikompenzálják, eltolt fókuszú táplálás esetén viszont jelentős lehet a keresztpolarizációs csillapítás csökkenése.

A polarizációs hatásfok nyereségcsökkentő hatása rendszerint elhanyagolható, de az antenna keresztpolarizációs csillapítására szigorú előírások vannak, mert ez interferenciavédelmet szolgál.

Radom veszteség

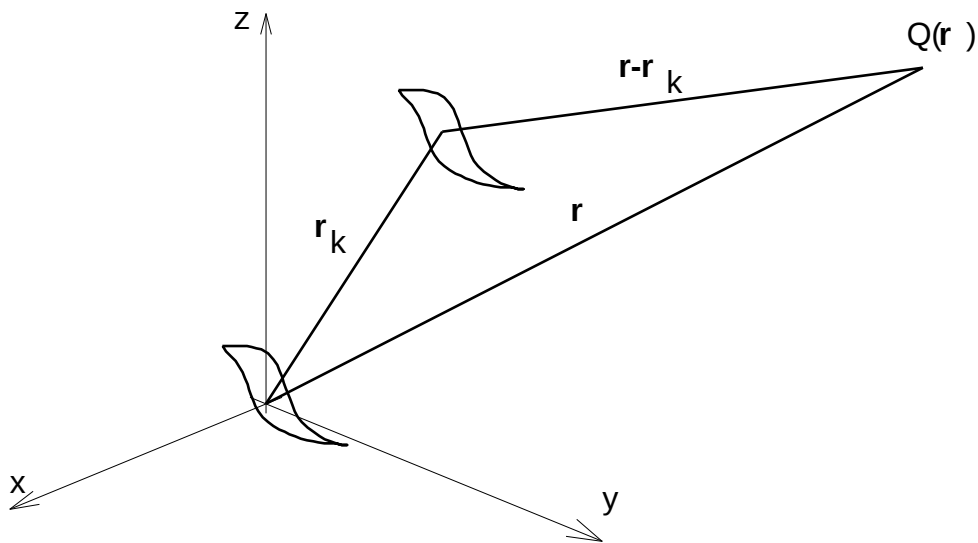
A radom a tápfej, vagy a forgásparaboloid reflektor felületének védelmére szolgál, itt fontos, hogy szennyezés és jég ne tapadjon a radomra.

1. Antennarendszerek iránytényezője

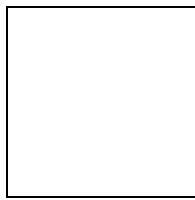
1.1. Általános eset

Ebben a fejezetben az antennarendszerek távoltéri sugárzását írjuk fel. Az összefüggések egyszerűsítése érdekében feltételezzük, hogy a megfigyelési pont távolsága sokkal nagyobb, mint az antennarendszer legnagyobb lineáris mérete.

Vegyünk egy antennt, és helyezzük el úgy, hogy annak egy alkalmasan megválasztott referencia pontja egybeessen az (r, ϑ, φ) koordinátarendszer kezdőpontjával. (1. ábra)



1. ábra Antennarendszer geometriája



(1)

ahol

$$U_0 = \sqrt{30P_A G_A}$$

P_A adóteljesítmény

G_A antennanyereség

Most vegyünk egy ugyanilyen antennt és helyezzük el az előző antennával párhuzamosan úgy, hogy referenciapontja a $P(\mathbf{r}_k)$ pontban legyen. Mivel a két antenna

egyforma, árameloszlásuk csak egy I_k komplex szorzótényezőben különbözhet, ahol $|I_k|$ a gerjesztő amplitúdók hányadosa és $\arg I_k$ a gerjesztések közti fáziskülönbség.

Az eltolt antenna térerőssége a $Q(\mathbf{r})$ pontban a következő:

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}) = U_0 I_k \mathbf{F}(\vartheta, \varphi) \frac{e^{-j\beta|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k|} \quad (2)$$

Ha a megfigyelési pont elegendően távol van, akkor a nevezőben $|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k| \cong r$ vehető, a kitevőben pedig

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k| \cong r - \mathbf{r}_k \cdot \mathbf{e}_r \quad (3)$$

ahol

$\mathbf{e}_r$ az $\mathbf{r}$ irányú egységvektor

Ezzel a (2) képlet az alábbi módon írható

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) I_k e^{j\beta \mathbf{r}_k \cdot \mathbf{e}_r} \quad (4)$$

Ha térben N számú antennát helyezünk el, melyek azonos frekvencián sugároznak, akkor az eredő térerősség a következő

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \sum_{k=0}^{N-1} I_k e^{j\beta \mathbf{r}_k \cdot \mathbf{e}_r} \quad (5)$$

vagyis

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot F_i(\vartheta, \varphi) \quad (6)$$

A (6) képlet azt jelenti, hogy az olyan antennarendszertávolyterét, amely egyforma elemekből áll és az elemek egymással párhuzamosak, fel lehet írni egy olyan szorzat alakjában, melynek egyik tagja az origóban lévő antennaelem térerőssége, a másik tagja pedig egy olyan tényező, mely csak az elemek térbeli elhelyezésétől és gerjesztésétől függ, vagyis az elem tulajdonságaitól független. Ezt az antennarendszer iránytényezőjének nevezzük. Az iránytényező tehát

$$F_i(\vartheta, \varphi) = \sum_{k=0}^{N-1} I_k e^{j\beta r_k \cdot \cos \alpha_k} \quad (7)$$

ahol

$$\cos \alpha_k = \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_r = \sin \vartheta \cdot \sin \vartheta_k \cdot \cos(\varphi - \varphi_k) + \cos \vartheta \cdot \cos \vartheta_k$$

$$\mathbf{e}_k = \frac{\mathbf{r}_k}{r_k}$$

$$\mathbf{r}_k = |\mathbf{r}_k|$$

1.2. Haladóhullámú táplálás

A (7) képlet egyelőre tetszőleges, háromdimenziós elrendezésre érvényes. Ha ilyen esetben adott amplitudóeloszlás mellett valamely $\mathbf{e}_M$ irányban maximális térerősséget akarunk, akkor ezt a fáziseloszlás megfelelő megválasztásával érhetjük el. Ennek egyik lehetséges feltétele

$$\delta_k = -\beta r_k \cos \alpha_{Mk} \quad (8)$$

ahol

$$\cos \alpha_{Mk} = \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_M = \sin \vartheta_M \cdot \sin \vartheta_k \cdot \cos(\varphi_M - \varphi_k) + \cos \vartheta_M \cdot \cos \vartheta_k$$

A (8) képlet szerinti fáziseloszlást “haladóhullámú” fáziseloszlásnak is nevezik. Lényege az, hogy a kitüntetett $\mathbf{e}_M$ irányban az antennák közötti távolságkülönbségből adódó fáziskülönbséget a tápláló áram fázisával kompenzáljuk. Az ilyen táplálású antennarendszerek iránytényezője az $\mathbf{e}_M$ irányban

$$F_i(\vartheta_M, \varphi_M) = \sum_{k=0}^{N-1} |I_k| \quad (9)$$

és a (8) feltétellel, tetszőleges irányban

$$F_i(\vartheta, \varphi) = \sum_{k=0}^{N-1} |I_k| e^{j\beta r_k (\cos \alpha_k - \cos \alpha_{Mk})} \quad (10)$$

Itt megjegyezzük, hogy a haladóhullámú táplálás csak adott összáram esetén biztosít maximális térerősséget. Ha ezt adott valós összteljesítménnyel akarjuk elérni, akkor az elemek táplálására más fázisfeltétel adódik.

A gyakorlatban az elemeket egyenes vonal vagy kör mentén, rendszerint egymástól egyenlő távolságra helyezik el, bár ehhez képest kivételek is jócskán adódnak. Ebben a fejezetben a szabályos elrendezéseket tárgyaljuk. Közülük legegyszerűbb a

vonalszerű elrendezés. Az ilyen antennarendszereket antennasoroknak nevezzük. Párhuzamos antennasorokból síkbeli vagy térbeli antennarácsok is építhetők.

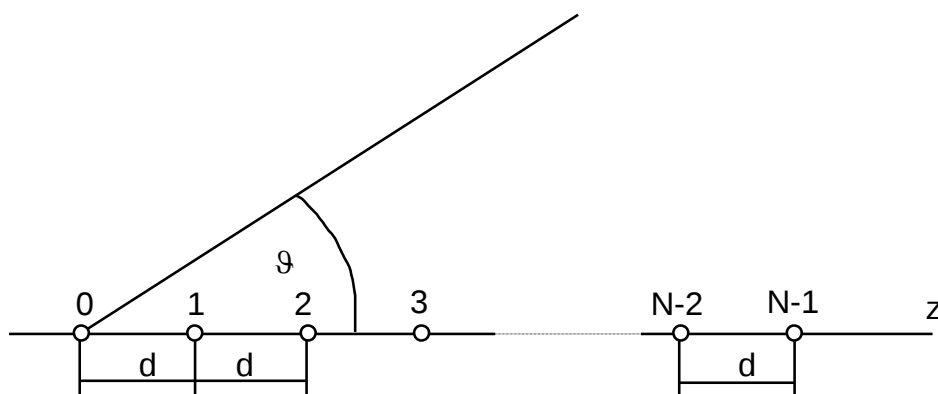
3. Egyenlő távolságú antennasorok iránytényezője

3.1. Progresszív fáziseloszlás

A legegyszerűbb antennarendszer az egyenlőtávolságú antennasor, melynek elemei egy egyenes mentén helyezkednek el. A (10) képlet szerint összefüggéseink akkor lesznek a legegyszerűbbek, ha ez az egyenes a z tengely.

Legyen a zérus indexű első elem helye az origó, és legyen az elemek közötti távolság d (2. ábra). Ekkor $r_k = z_k$ és

$$z_k = k \cdot d \quad (11)$$



2. ábra Antennasor

Az egyenlő távolságú, vonalszerű elrendezésből adódik, hogy ha F_i maximumát a haladóhullámú árameloszlással állítjuk be, akkor ez két szomszédos elem között állandó fáziskülönbséget jelent, vagyis a sor mentén a maximális sugárzás irányába haladva monoton növekvő (progresszív) fáziseloszlást kapunk. Ennek, mint említettük a gyakorlati megvalósítás során számos előnye van. A progresszív fáziseltérés tehát a következő

$$\text{arc } I_k - \text{arc } I_{k-1} = \delta \quad (12)$$

Legyen $\text{arc } I_0 = 0$, ezzel

$$\text{arc } I_k = k\delta \quad (13)$$

ahol

$$k=0,1,2,\dots,N-1$$

A (8) képletből a haladóhullámú progresszív fáziskülönbség, ϑ_M főirányhoz.

$$\delta = -\beta d \cos \vartheta_M \quad (14)$$

Antennasorok esetén két főiránynak kiemelt jelentősége van. Ha $\vartheta_M=0^\circ$ vagy 180° , akkor a sor orrsugárzó. Haladóhullámú táplálás esetén ennek feltétele

$$\delta = -\beta d \quad \text{ha} \quad \vartheta_M = 0^\circ \quad (15)$$

és

$$\delta = \beta d \quad \text{ha} \quad \vartheta_M = 180^\circ$$

A másik antennasort oldalsugárzó sornak nevezzük. Ennek főiránya $\vartheta_M=90^\circ$, melynek feltétele $\delta=0$.

A δ progresszív fáziseltérést a továbbiakban az I_k gerjesztési állandókból kiemeljük és egyúttal bevezetjük az alábbi új változót.

$$\Psi = \delta + \beta d \cos \vartheta \quad (16)$$

Az új Ψ változó fizikai jelentése: a sor két szomszédos eleme által előállított távoltéri térerősség közötti fáziskülönbség, melynek van a geometriából (βd) és a táplálásból (δ) adódó összetevője. Ezzel az iránytényező képlete a következő lesz:

$$F_i(\Psi) = \sum_{k=0}^{N-1} I_k e^{jk\Psi} \quad (17)$$

A (16) transzformáció bevezetésével az iránytényező képletét δ -tól és d -től függetlenítjük, és egy általánosabb, 2π szerint periódikus függvénnyel, $F_i(\Psi)$ -vel adjuk meg. Ez azonban azzal is jár, hogy, hogy minden konkrét esetben vizsgálnunk kell az $F_i(\Psi)$ és az $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggést.

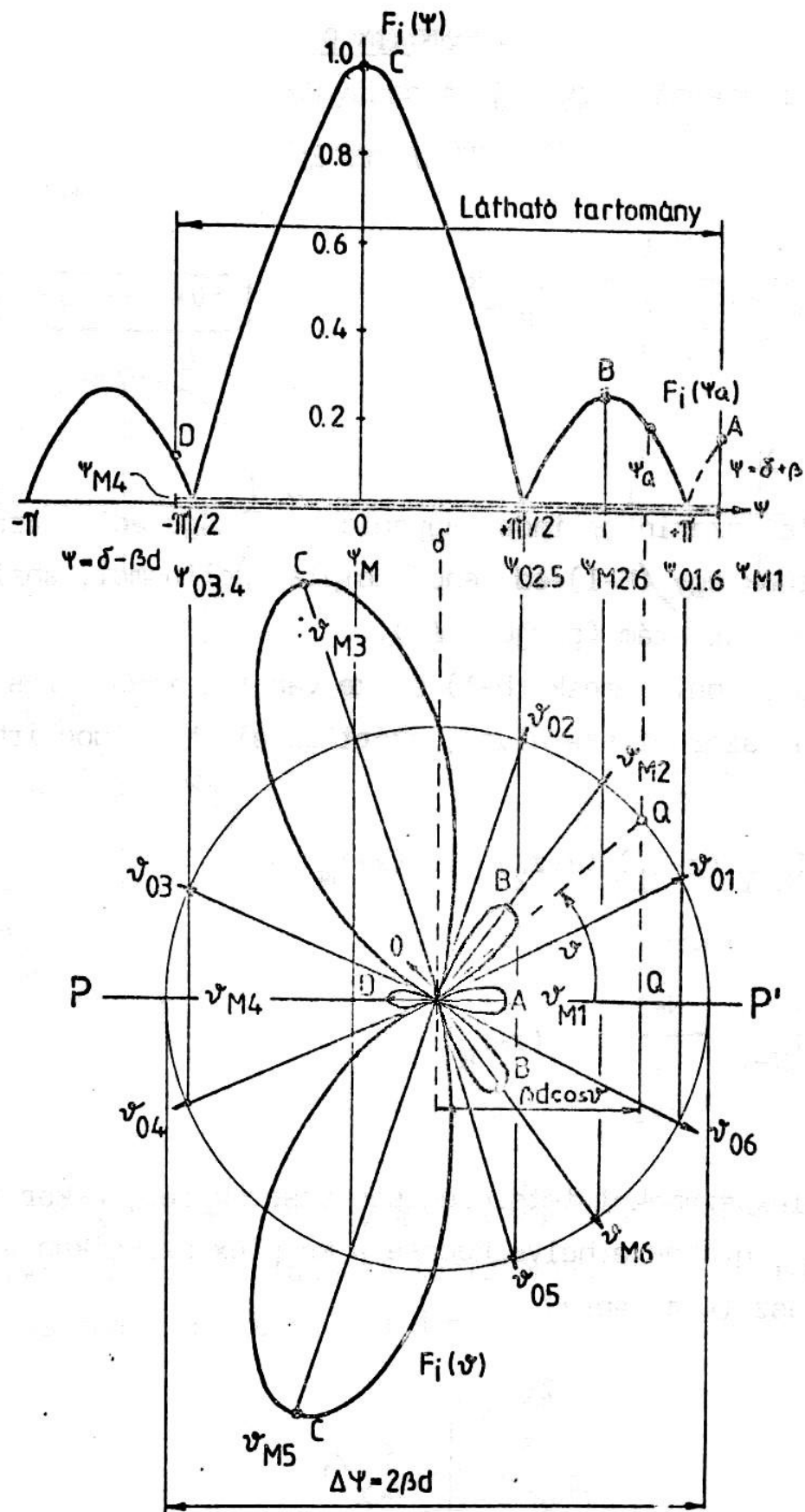
3.2. Az $F_i(\Psi) \rightarrow F_i(\vartheta)$ transzformáció, Ψ látható- és nem látható tartománya

A (16) transzformáció bevezetésével elértük, hogy ugyanazon $F_i(\Psi)$ függvényből δ és d más és más megválasztásával egész sor $F_i(\vartheta)$ állítható elő.

Az $F_i(\Psi)$ és $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggés vizsgálata során az első kérdés az, hogy a fizikailag értelmezhető $\vartheta=0-180^\circ$ tartománynak (az iránytényező a $\vartheta=0^\circ$ tengelyre szimmetrikus), ψ mely tartománya felel meg. A (16) képlet szerint $\vartheta=0$ -hoz $\Psi(0)=\delta+\beta d$, $\vartheta=90^\circ$ -hoz $\Psi(90)=\delta$, és $\vartheta=180^\circ$ -hoz $\Psi(180)=\delta-\beta d$ tartozik.

A Ψ változónak azt a tartományát, amely $\vartheta=0-180^\circ$ -nak felel meg a Ψ látható tartományának nevezzük. A fentiek szerint a látható tartomány szélessége $2\beta d$, a közepe pedig δ .

Ha az elemek közötti távolság $d < \lambda/2$, akkor Ψ -nek van nem látható tartománya is, míg ha $d > \lambda/2$, akkor $F_i(\vartheta)$ -ban $F_i(\Psi)$ egyes szakaszai ismétlődnek. Az $F_i(\Psi)$ és $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggést legegyszerűbben grafikusan szemléltethetjük. Ehhez tételezzük fel, hogy a (17) képletből $F_i(\Psi)$ -t már kiszámítottuk és az grafikusan adott (3. ábra). Ezután a szerkesztés menete az ábráról már leolvasható.



3.3. Az irányítványzó felírása komplex polinomokkal

Vezessük be a $z=e^{j\psi}$ komplex változót. Ezzel a (17) képlet

$$F_i(z)=I_k z^k \quad (18)$$

ahol

$$|z|=1$$

A (18) képlet szerint minden egyenlő távolságú antennasorhoz hozzárendelhetünk egy (N-1)-edrendű komplex polinomot, ahol I_k tetszőleges komplex szám (gerjesztés).

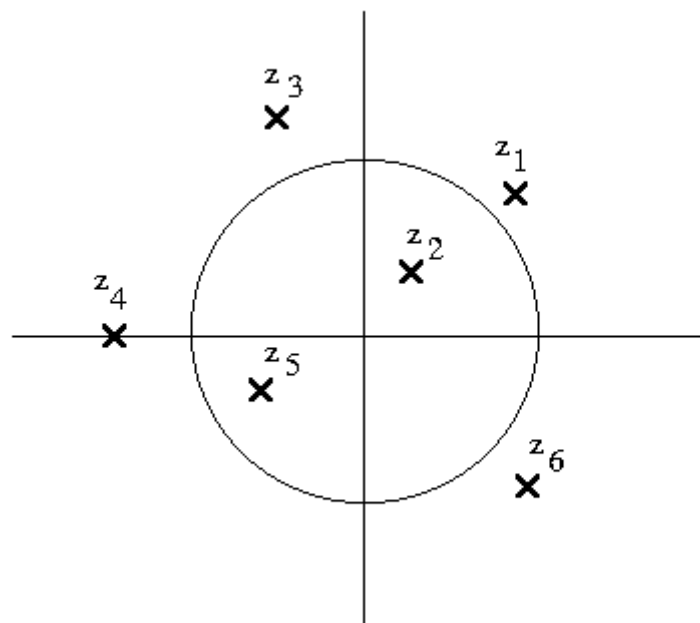
A (18) komplex polinomnak (N-1) gyöke van (a többszörös gyököket multiplicitásuk szerint számolva), ezért az alábbi módon írható

$$F_i(z)=I_{N-1}(z-z_1)(z-z_2)\dots(z-z_{N-1}) \quad (19)$$

vagyis

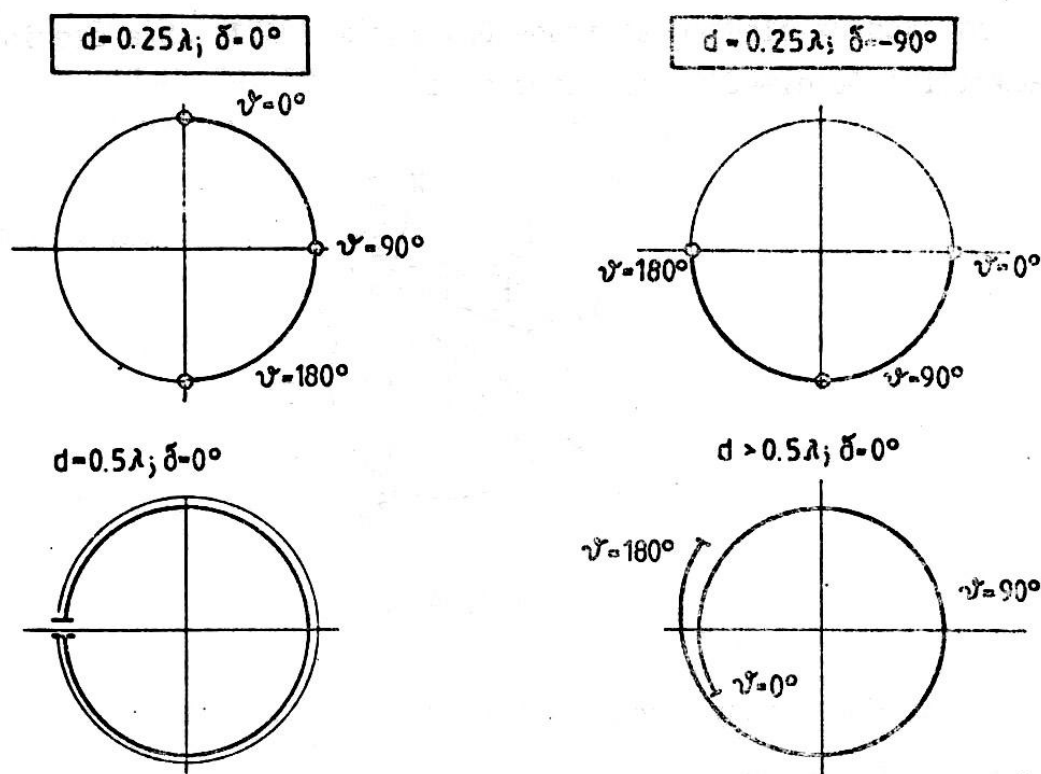
$$F_i(z)=I_{N-1} \prod_{k=1}^{N-1} (z-z_k)$$

Ha az I_k komplex számokat tetszőlegesen vesszük fel, akkor a $z_1, z_2, \dots, z_{N-1}$ gyökök elhelyezkedése a komplex számsíkon szintén tetszőleges lesz. (4. ábra)



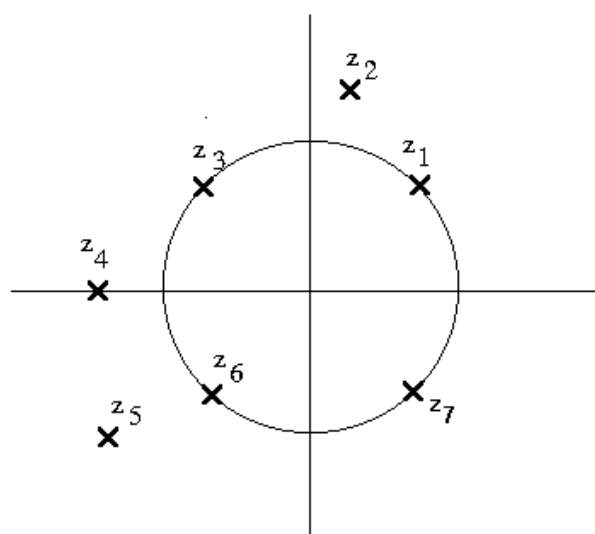
6.4. ábra

Ezzel szemben a z független változó mindig rajta lesz az egységsugarú körön, és ϑ függvényében a $\delta \pm \beta d$ látható tartományon mozog. A látható tartomány elhelyezkedésére az 5. ábra mutat néhány példát.



6.5. ábra

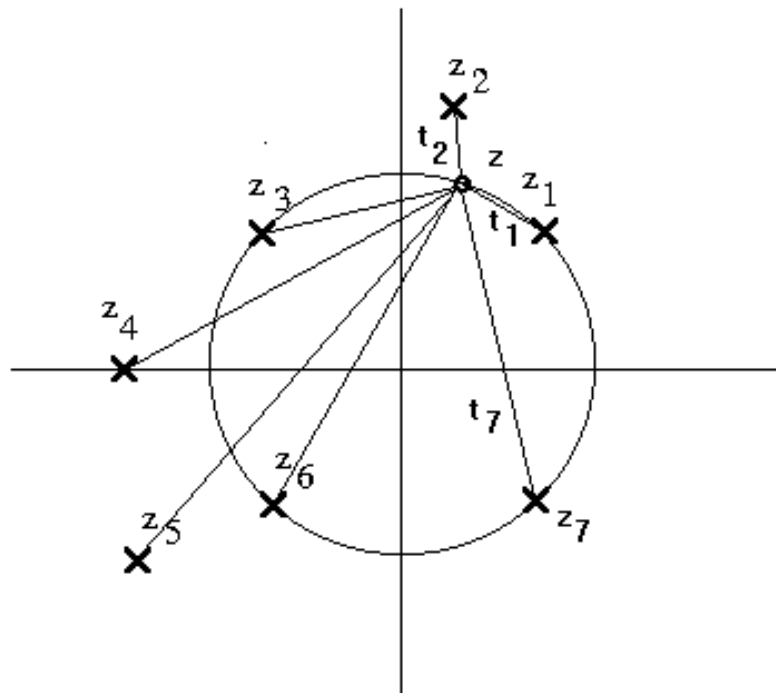
A fentiekből következik, hogy az $F_i(\vartheta)$ függvénynek csak azok lesznek gyökei, melyek a látható tartományra esnek. Vagyis a 6. ábra szerinti esetben, ha $\delta = 0$ és $d = \lambda/4$



6. ábra

csak z_1 és z_7 lesz $F_i(\vartheta)$ -nak is gyöke; ha $\delta=\pi/2$ és $d=\lambda/4$ akkor z_1 és z_3 ; míg ha $d=\lambda/2$ akkor δ -tól függetlenül z_1 , z_3 , z_6 és z_7 is.

A (20) képlet alapján az iránytényezőnek a 7. ábra szerinti geometriai értelmezése is lehetséges.



7. ábra

Vagyis az $F_i(z)$ iránytényező a z független változótól a gyökökhöz húzott húrok szorzata, azaz

$$F(z)=I_{N-1} \cdot t_1 \cdot t_2 \cdot \dots \cdot t_{N-1} \quad (21)$$

ahol

$$t_k=z-z_k$$

A 7. ábra jól szemlélteti a $|z|=1$ körön kívüli, de ahhoz közeli gyökök hatását. Eszerint ha a z független változó egy ilyen z_k gyök közelébe kerül, akkor ott a $(z-z_k)$ húr hossza minimális és ezért $F_i(z)$ -nek is minimuma van. További következmény, hogy ezen a helyen $F_i(z)$ változásának sebességét (ϑ függvényében) $(z-z_k)$ változásának sebessége határozza meg.

Intuitív úton az is belátható, hogy $F_i(z)$ maximuma annál a z értéknél lesz, amelyik a gyököktől a legtávolabb van, és két közeli gyök között, nagyjából középen helyi maximum (melléknyaláb) képződik.

Mindebből az is következik, hogy ha olyan antennarendszert akarunk készíteni, amely egy adott irányba a lehető legnagyobb intenzitással sugároz, a többi irányba pedig a lehető legkisebbsel, akkor a gyököket az egységsugarú körön kell elhelyezni úgy, hogy keskeny főnyalábot és kis melléknyalábot kapjunk.

Ha viszont adott alakú iránykarakterisztika előállítás a cél, például olyan, hogy valamelyik irányba a sugárzás kicsi, de nem zérus, akkor itt egy gyököt kell elhelyezni a $|z|=1$ körhöz közel, az adott mértékű beszívás érdekében.

3.4. A gyökök és együtthatók közötti összefüggések

Az iránytényező gyöktényező alakja tehát az antennasorok analíziséhez és szintéziséhez egyaránt hasznos. A realizáláshoz ugyanakkor az együtthatós alak kell, mert ez adja a beállítandó amplitudó és fáziseloszlást. A gyökök és együtthatók közötti összefüggés a matematikában jól ismert.

$$\begin{aligned}
 I_0 &= 1 \\
 I_1 &= -\left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} + \dots + \frac{1}{z_{N-1}} \right) \\
 I_2 &= -\left(\frac{1}{z_1 z_2} + \frac{1}{z_1 z_3} + \dots + \frac{1}{z_1 z_{N-1}} + \dots + \frac{1}{z_2 z_3} + \dots \right) \\
 I_{N-1} &= \frac{(-1)^{N-1}}{z_1 z_2 \dots z_{N-1}}
 \end{aligned} \tag{22}$$

Vagyis I_k az $1/z_i$ mennyiségekből az indexek ismétlődés nélkül képezhető k tényező szorzatok összege, szorozva $(-1)^k$ -val. Az együtthatók kiszámításához összeadandó tagok száma

Ez azt jelenti, hogy nagy elemszámú antennasor esetén az összeadandó tagok száma igen nagy lesz, például $N=20$ esetén a_{10} -et 92378 tag összegeként kell kiszámolni,

ahol inden tag tíz - általánosságban komplex - gyök szorzata. Ez az oka annak, hogy konkrét számításokhoz $N=5-6$ fölött a gyöktényező alak nem igen használatos.

A (22) képlet alapján az iránytényező gyökei és az azt realizáló antennasor gerjesztési együtthatói között bizonyítás nélkül az alábbi összefüggéseket célszerű megemlíteni.

- a./ Ha a gyökök konjugált komplex párokat alkotnak, akkor az együtthatók valóságosak. Ebből az is következik, hogy ha N páros, vagyis $(N-1)$ páratlan, akkor van legalább egy valós gyök.
- b./ Ha az iránytényezőben bármely z_k gyököt a $(z_k^*)^{-1}$ ún. tükörgyökkel helyettesítjük, akkor az iránytényező abszolútértéke csak egy valós szorzóval változik, vagyis a két iránytényező számunkra ekvivalens.
- c./ Ha egy előírt iránytényező minden gyöke rajta van az egységsugarú körön, akkor a b./ pont szerint ez csakis egy antennasorral realizálható.
- d./ Ha egy előírt iránytényezőnek q számú (egyszeres) gyöke nincs rajta az egységsugarú körön, akkor ez 2^q számú, olyan antennasorral realizálható, melyek gerjesztési együtthatói különböznek. Ugyanis a q számú gyök 2^q számú változatban helyettesíthető tükörgyökkel.
- e./ Ha minden gyök rajta van az egységsugarú körön, akkor az együtthatók a szélektől a közép felé haladva páronként azonos abszolút értékűek, vagyis

$$I_0=I_{N-1}; \quad I_1=I_{N-2}; \dots$$
- f./ Ha minden gyök rajta van az egységsugarú körön, vagy páronként egymásnak tükörgyökei, akkor az iránytényező fázisa - $\arg F_i(z)$ - ϑ függvényében lineárisan változik az egységsugarú kör bármely szakaszán, kivéve a gyököknél, melyeknél a fázis π -vel ugrik.

3.5. Egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasorok

Az egyenlő amplitudójú eset nemcsak a tárgyalás szempontjából egyszerű, hanem gyakorlati jelentősége is nagy, mivel a tápáramkörrel egyenlő mértékű teljesítményszórást viszonylag egyszerű megvalósítani.

Ha az amplitudók egyenlőek, akkor

$$F_i(z)=1+z+z^2+\dots+z^{N-1} \quad (23)$$

A (23) képlet mértani sorozat, melynek összege zárt alakban

$$F_i(z) = \frac{z^N - 1}{z - 1} \quad (24)$$

A számláló gyökei

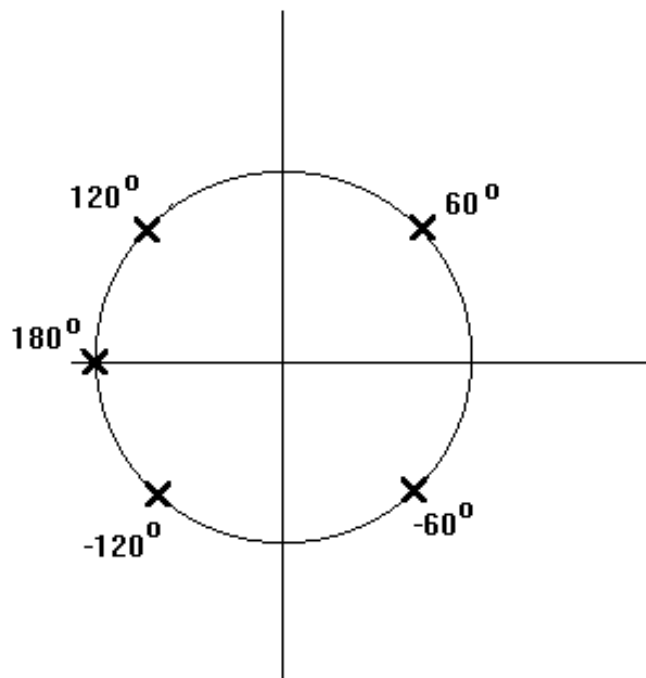
$$z_{ok} = e^{jk \frac{2\pi}{N}} \quad (25)$$

azaz

$$\Psi_{ok} = k \frac{2\pi}{N} \quad k=0,1,2,\dots,N-1 \quad (26)$$

E gyökök közül $z_{01}=1$ a nevezőnek is gyöke és ennél $F_i(z=1)=N$, vagyis itt van az iránytényező maximuma.

A 8. ábra egy $N=6$ elemű antennasor gyökeit mutatja.



8. ábra

Mivel N páros, ezért van egy valós gyök is, $z=-1$ -nél. Mint az ábrából is látható, a $z=1$ körül elhelyezkedő főnyalábot a $\Psi_o = \pm \frac{2\pi}{N} = \pm 60^\circ$ zérushelyek határolják.

A (24.) képlet némi átalakítás után

$$F_i(z) = z^{\frac{N-1}{2}} \frac{z^{N/2} - z^{-N/2}}{z^{1/2} - z^{-1/2}} \quad (27)$$

vagyis

$$F_i(\Psi) = e^{j\frac{N-1}{2}\Psi} \cdot \frac{\sin\left(N\frac{\Psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \quad (28)$$

A (28) képlet jobboldala első tagjának abszolútértéke egy, vagyis csak az iránytényező fázisát befolyásolja. Ezzel szemben a jobboldal második tagja valós.

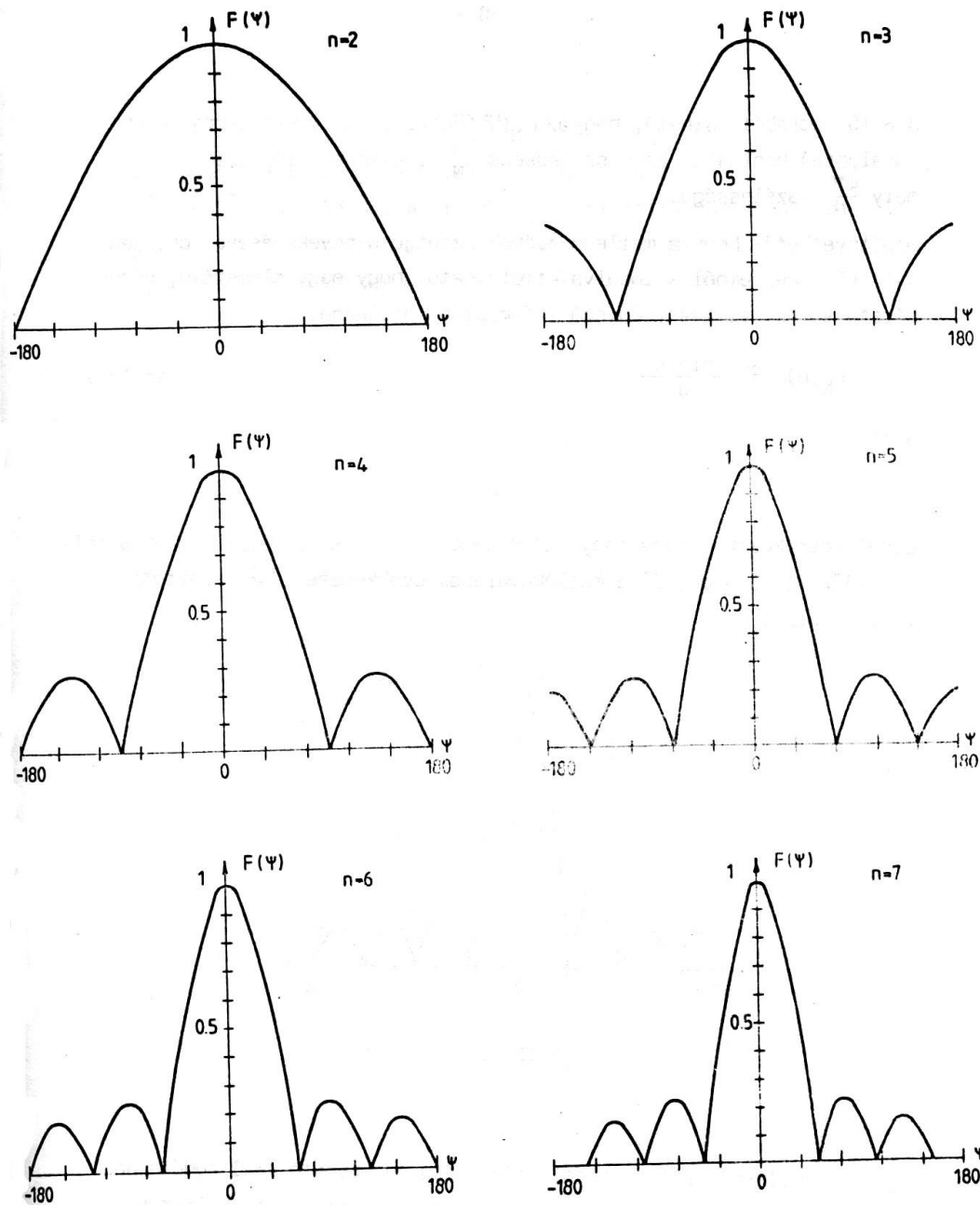
Ha az első tagot elhagyjuk, akkor ez egyenértékű azzal, hogy a referenciát a sor elejéről a közepére helyeztük át. Mivel a megmaradó tag valós, ezért az így kapott iránytényező fázisa független Θ -tól, ami összhangban van az előző szakasz d./ pontjában közöltekkel. Ezzel,

$$F_i(\Psi) = \frac{\sin\left(N\frac{\Psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \quad (29)$$

Mivel az iránytényező iránykarakterisztika jellegű függvény, ezért célszerű úgy módosítani, hogy maximális értéke éppen egy legyen. Ezzel az egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasor normalizált iránytényezője.

$$F_N(\Psi) = \frac{\sin\left(N\frac{\Psi}{2}\right)}{N\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \quad (30)$$

A normalizált iránytényezőt $N=2-7$ -re a 9. ábra mutatja.



9. ábra

A 9. ábrából látható, hogy az $F_i(\Psi)$ függvény $(N-1)$ szakaszra (nyalábra) bontható. Ezek szélessége $2\pi/N$, kivéve a főnyalábot, mely $4\pi/N$ szélességű.

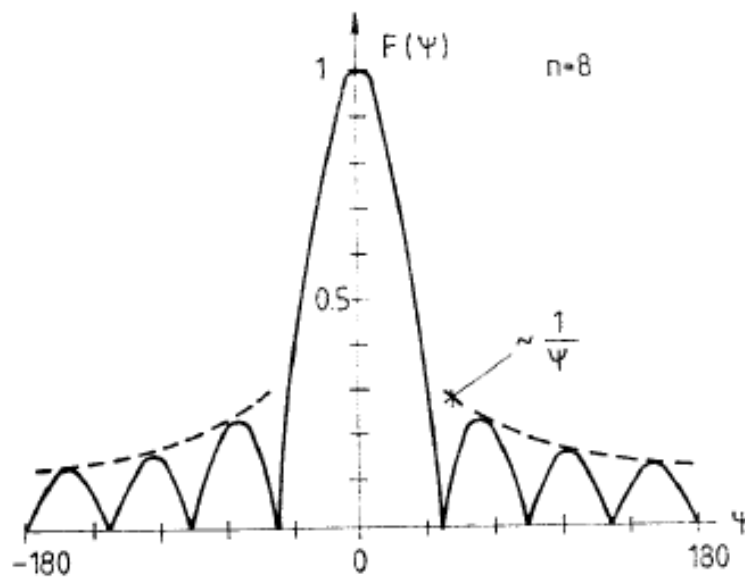
Megfigyelhető, hogy a melléknyalábok szintje N növekedésével csökken. A (30) képletből kiindulva kimutatható, hogy nagy elemszámú, véges méretű sornál az iránytényező a főnyaláb közelében.

$$F_N(u) \cong \frac{\sin u}{u} \quad (31)$$

ahol

$$u = N \frac{\Psi}{2}$$

Ebből következik, hogy nagy elemszám esetén az első melléknyaláb szintje $2/3\pi$ (-13.5 dB) és a melléknyalábok csökkenése $1/\Psi$ szerinti.



3.6. Egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasorok maximális megengedett elemtávolsága

A δ változtatásával nemcsak a főnyaláb irányát lehet beállítani, hanem az iránykarakterisztika alakja is számottevően változik. Ez utóbbi rendszerint nem kívánatos, és különösen hátrányos a kiugró melléknyaláb, ami annak a következménye, hogy noha a főnyaláb az $F_i(\Psi)$ függvény $\Psi=0$ körüli főnyalábja állítja elő, a látható tartomány másik szélé már belelóg a $\Psi=-2\pi$ vagy 2π -nél lévő főnyalábba. Az ilyen kiugró melléknyaláb elkerülhető, ha az elemtávolságot úgy választjuk meg, hogy a látható tartomány csak a $\pm 2\pi$ -nél lévő főnyaláb határoló zérushelyig érjen. Ennek feltétele haladóhullámú táplálás ($\delta = -\beta d \cos \vartheta_M$) esetén

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right) \leq \frac{N-1}{N} \frac{1}{1+|\cos \vartheta_M|} \quad (32)$$

3.8. Egyenlő távolságú antennasor változó amplitudó eloszlással

Az egyenlő amplitudójú antennasorokkal szerzett tapasztalataink azt mutatták, hogy az iránytényező alakját és a főnyaláb szélességét a sor paramétereinek megválasztásával a kívánalmaknak megfelelően be tudjuk állítani, de a melléknyalábokat d vagy δ beállításával nem lehetett az elemszám által meghatározott érték alá csökkenteni. A melléknyalábok szintjét, egyelőre intuitív úton, legegyszerűbben úgy csökkenthetjük, ha előállítunk egy, az egyenlő amplitudójú sor iránytényezője négyzetének megfelelő új sort. Eszerint

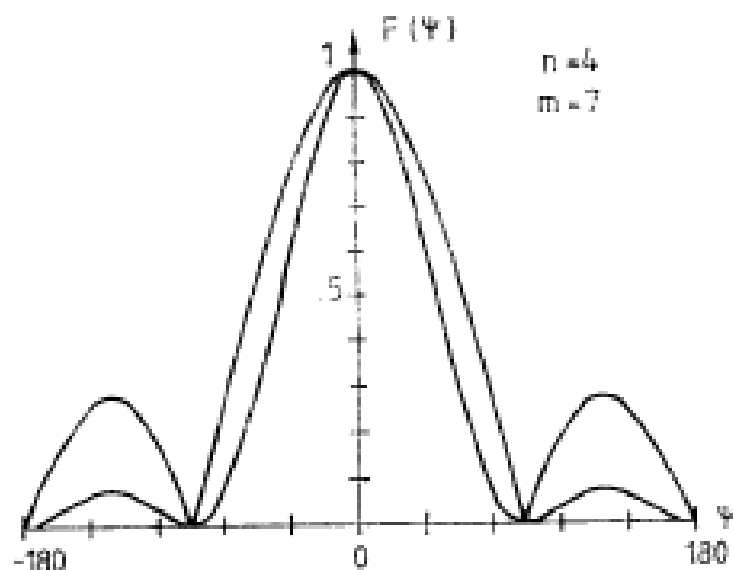
$$F_i(z) = (1+z+z^2+\dots+z^{N-1})^2 \quad (33)$$

Elvégezve a négyzetreemelést

$$F_i(z) = 1+2z+3z^2+\dots+Nz^{N-1}+\dots+2z^{2N-3}+z^{2N-2} \quad (34)$$

Mint látható, az új sor amplitudó eloszlása változó és a szélektől a közép felé haladva szimmetrikus. Ezt az 1;2;3;4...4;3;2;1 eloszlást háromszög eloszlásnak nevezzük. Az így létrehozott új sor elemszáma $M=2N-1$. Az iránytényező előállítási módjából következik, hogy az új iránytényezőnek $N-1$ számú kettős gyöke van.

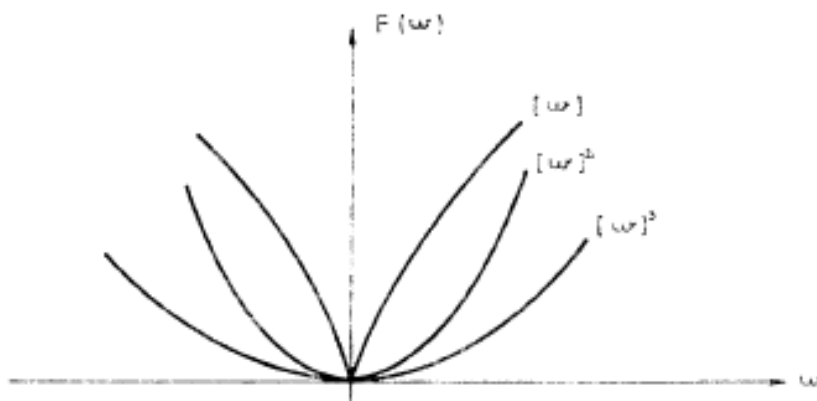
Az iránytényezőt egyenletes és háromszög eloszlásra $N=4$ ($M=7$) esetén a 11. ábra mutatja.



11. ábra

A háromszög eloszlás előállítási módjából következik, hogy a melléknyalábszint dB-ben kétszerese a generáló egyenlő amplitudójú sornak, vagyis nagy elemszám esetén tart -27 dB-hez. Mint a 11. ábrán is látható, az új sor főnyaláb szélessége is jóval kisebb. Itt azonban ne feledjük, hogy az új sor hossza közel kétszerese a réginek.

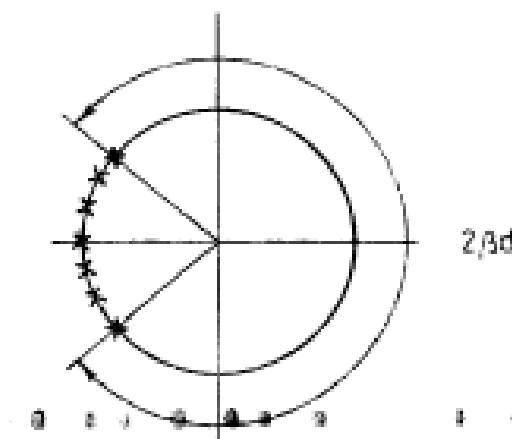
A háromszög eloszlású sor jó példa az iránytényező többszörös gyokei hatásának szemléltetésére is. Mint látható, az iránytényező alakja a zérusok közelében jó közelítéssel parabolikus. Ez az iránytényező gyöktényező alakjából is következik, ugyanis egy adott z_k gyök közelében $F_i(z)$ változását a $(z-z_k)$ tag határozza meg.



12. ábra

A többszörös gyök tehát a zérushelyek közelében ellaposítja az iránykarakterisztikát. Ez előnyös lehet olyankor, amikor például egy zavaró adót akarunk valamely irányból kiszűrni és nem szeretnénk, ha az antenna túl érzékeny lenne a beállításra.

Mivel az iránytényező melléknyalábjainak számát $F_i(\Psi)$ látható tartományba eső zérusai határozzák meg, ezért $F_i(\theta)$ egyetlen főnyalábból áll, ha minden zérust a látható tartományon kívül helyezünk el. (13. ábra)



13. ábra

Ha $d=\lambda/2$, akkor a melléknyalábok csak úgy kerülhetők el, ha minden gyök a $z=-1$ helyen van. Az iránytényező ekkor

$$F(z) = (1+z)^{N-1} \quad (35)$$

Ez a binomiális sor, melynek együtthatói

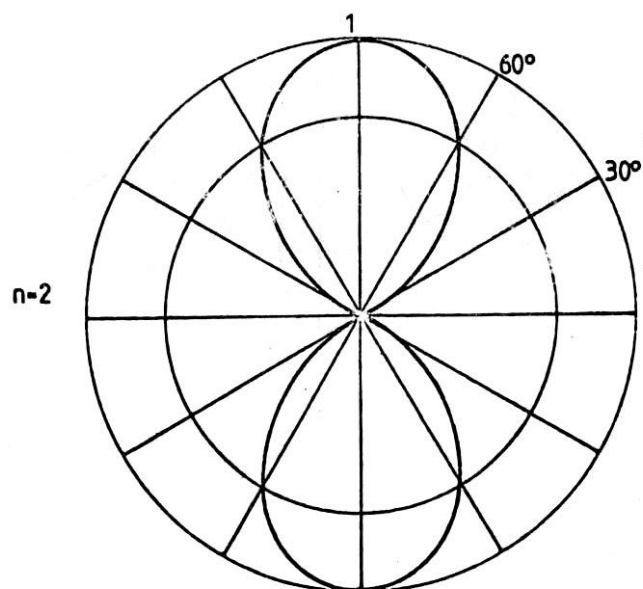
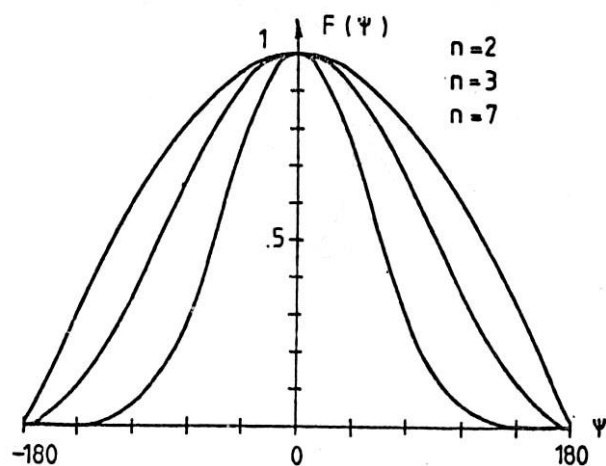
$$I_k = \frac{(N-1)!}{k!(N-1-k)!} \quad k=0,1,\dots,N-1 \quad (36)$$

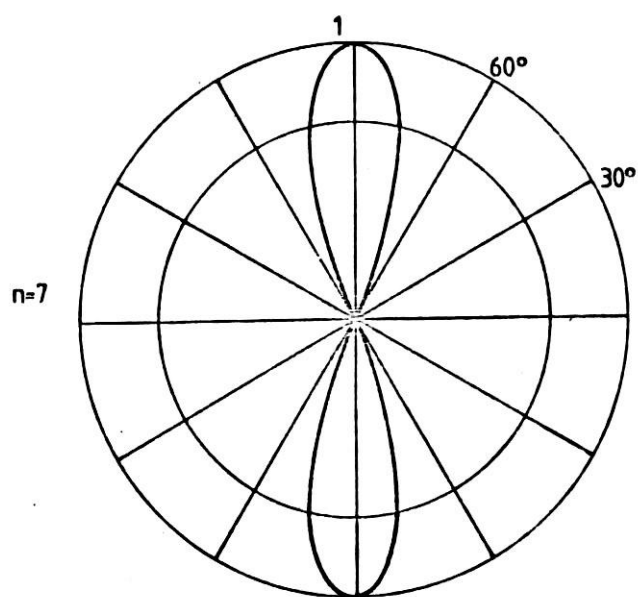
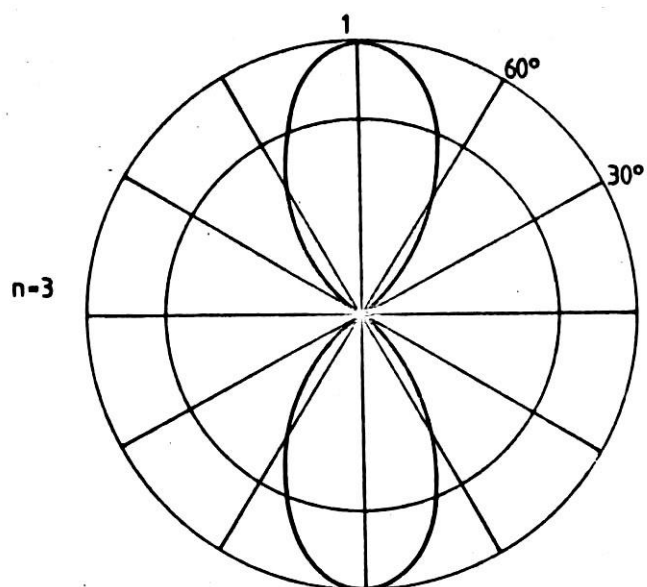
A binomiális sor együtthatóit legegyszerűbben a Pascal háromszögből határozhatjuk meg.

N	I_k			
1	1			
2	1	1		
3	1	2	1	
4	1	3	3	1

5	1	4	6	4	1
---	---	---	---	---	---

Mint látható, N növekedésével a sor amplitúdói közötti különbség rohamosan nő, és $N=7$ -nél a középső tag már 20-szorosa a szélsőnek. Az $F_i(\Psi)$ függvényt $N=2,3$ és 7 -re a 14. ábra mutatja, a megfelelő $F(9)$ függvény $d=\lambda/2$ esetén a 15. ábrán látható.





6.5. Egyenlő melléknyalábú antennasorok szintézise

6.5.1. Bevezetés

Mint azt a binomiális eloszlásnál és a háromszög eloszlásnál láttuk, a szélek felé csökkenő, szimmetrikus amplitudó eloszlású antennasorok melléknyalábja kisebb, mint az egyenlő amplitudójú soroké.

A melléknyalábok csökkenésének ára a főnyaláb kiszélesedése, vagyis az irányhatás csökkenése. E téren valamelyes javulás érhető el azzal, hogy a kisebb, távoli melléknyalábok szintjét megemeljük, és már intuitív úton is elvárható, hogy az egyenlő melléknyaláb szintet eredményező amplitudóeloszlás ebben az értelemben optimális, vagyis adott melléknyalábszinthez a legkeskenyebb főnyaláb tartozik. A feladat matematikai megfogalmazása nagyon hasonlít az elliptikus szűrőknél megismertekhez.

Ilyen optimális antennasort először Dolph dolgozott ki félhullámhossz távolságú oldalsugárzó antennasorokra és kimutatta, hogy ez a szintézisfeladat Csebisev polinomokkal valósítható meg, így az ilyen antennasorokat Dolph-Csebisev soroknak nevezik.

6.5.2. Dolph-Csebisev módszer. Az iránytényező felírása

Az egyenlő távolságú, szimmetrikus amplitudó eloszlású és progresszív fázis eloszlású antennasor $F(\Psi)$ iránytényezője felírható olyan véges Fourier sorral, mely csak cos-os tagokat tartalmaz.

Ha a sor elemeinek száma (N) páros, akkor

$$F(\Psi) = 2 \sum_{k=1}^M I_k \cos \left[(2k-1) \frac{\Psi}{2} \right] \quad (37)$$

ahol

$$M = \frac{N}{2}$$

I_k valós

Ha a sor elemeinek száma páratlan, akkor

$$F(\Psi) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k \cos \left[(2k) \frac{\Psi}{2} \right] \quad (38)$$

ahol

$$M = \frac{N-1}{2}$$

És most vezessünk be új változót. Legyen

$$x = \cos \left(\frac{\Psi}{2} \right)$$

akkor az iránytényező páros elemszám esetén

$$F(x) = 2 \sum_{k=1}^M I_k T_{2k-1}(x) \quad -1 \leq x \leq 1 \quad (39)$$

és páratlan elemszám esetén

$$F(x) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k T_{2k}(x) \quad -1 \leq x \leq 1 \quad (40)$$

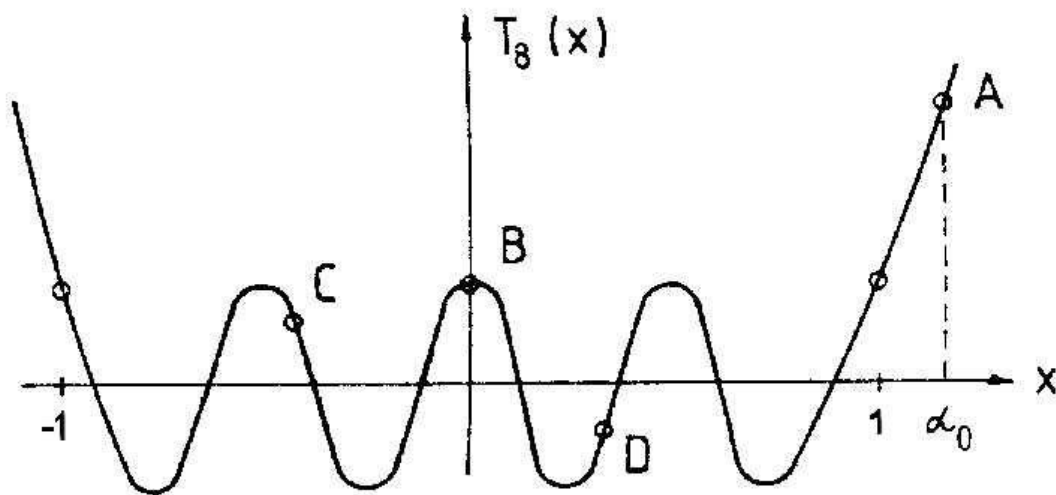
Vagyis az iránytényező felírható olyan elsőfajú Csebisev polinomok súlyozott összegeként, melyek legnagyobb rendszáma (N-1) és páros N esetén az összeg csak páratlan polinomokból áll, páratlan N esetén pedig csak párosakból.

A főirányban ($\Psi = 0; x = 1$) $T_k(1) = 1$, ezért a normalizálási képletek

$$F(1) = 2 \sum_{k=1}^M I_k \quad \text{ha } N=2M \text{ páros}$$

$$F(1) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k \quad \text{ha } N=2M+1 \text{ páratlan}$$

A (39) és (40) képlet a szakasz elején tett feltételek mellett teljesen általános iránytényezőt ír le. A Csebisev polinomok itt még nem adnak egyenlő nagyságú melléknyalábokat. A szintézis következő lépéséhez először nézzük meg a $T_8(x)$ Csebisev polinomot



Az ábrából látható, hogy a kívánt iránytényezőt egyetlen Csebisev polinommal is leírhatjuk, ha a főnyaláb leírásához felhasználjuk az $x > 1$ tartományt. Mivel az iránytényező (N-1)-edrendű polinom, ezért a keresett Csebisev polinom $T_{N-1}(u)$, ahol

$$u = \alpha_o x = \alpha_o \cos \frac{\Psi}{2} \quad (\alpha_o > 1)$$

és a főirányban

$$T_{N-1}(\alpha_o) = R \quad (R > 1)$$

A szintézis fő lépései

Az egyenletes hullámosságú iránytényező két legfontosabb paramétere a melléknyaláb elnyomás (R) és a főnyaláb szélessége a szomszédos zérushelyek között mérve. A Dolph-Chebisev sorok méretezése azt jelenti, hogy adott elemszám (N) mellett vagy a melléknyaláb elnyomást írjuk elő, vagy a főnyaláb szélességét, és ehhez meghatározzuk a gerjesztő amplitudókat.

Ha a főnyaláb kúpszöge (Θ_o) van megadva, akkor ebből először α_o -t határozzuk meg. Ehhez az első zérushely

$$u_{o1} = \cos\left(\frac{\pi}{2(N-1)}\right)$$

Másrészt

$$u_{o1} = \alpha_o x_{o1} = \alpha_o \cos \frac{\Psi_{o1}}{2} = \alpha_o \cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cos \vartheta_{o1}\right)$$

ahol, oldalsugárzó sor esetén $\vartheta_{o1} = 90 - \frac{\Theta_o}{2}$

Ezzel

$$\alpha_o = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2(N-1)}\right)}{\cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cos \vartheta_{o1}\right)}$$

A számítás legfontosabb lépése a gerjesztő amplitudók meghatározása. Ez a Chebisev polinomok súlyozott összegének $T_{N-1}(u)$ -val történő egyenlővé tételét jelenti és x azonos kitevőjű tagjait összehasonlítva együtthatóegyeztetést végzünk.

$$\sum_{k=1}^{N/2} I_k T_{2k-1}(x) = T_{N-1}(\alpha_o x)$$

A feladat megoldásának része még a melléknyaláb elnyomás (R) meghatározása. Ez α_o ismeretében $T_{N-1}(\alpha_o) = R$ kifejezéssel történik, amit átrendezve

$$R = \left[\left(\alpha_o + \sqrt{\alpha_o^2 - 1} \right)^{N-1} + \left(\alpha_o - \sqrt{\alpha_o^2 - 1} \right)^{N-1} \right]$$

Ha a melléknyaláb elnyomás van megadva, akkor α_o -t $T_{N-1}(\alpha_o) = R$ inverzéből számítjuk ki.

$$\alpha_o = \left[\left(R + \sqrt{R^2 - 1} \right)^{\frac{1}{N-1}} + \left(R - \sqrt{R^2 - 1} \right)^{\frac{1}{N-1}} \right]$$

Az amplitudókat ezután az előzőekhez hasonlóan határozzuk meg.

A feladat befejezéseként a főnyaláb szélességet kell még kiszámítani.

$$\cos \vartheta_{o1} = \frac{1}{\pi} \frac{d}{\lambda} \arccos \left[\frac{1}{\alpha_o} \cos \frac{\pi}{2(N-1)} \right]$$

$$\text{és } \Theta_o = 2(90^\circ - \vartheta_{o1})$$

A hiva definíciója többféle lehet, és attól függően, hogy melyiket választjuk, az approximáció teljesen eltérő megoldásokra vehethet.

A leggyakoribb feltétel a négyzetes átlaghiba

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} |f_D - f|^2 d\psi \quad (6.68)$$

melyet rendszerint akkor választunk, ha az előírást véges Fourier sorral közelítjük. Ez azonban nem tartalmaz megkötést a függvény egy adott pontjában fellépő hibára, és ez a toleranciaséma ugrásainál a realizált függvény oszcillációját okozza. Ez az oka annak, hogy gyakran a maximális eltérést, $\max. |f_D - f|$ -et írják elő, amihez az f bázis-függvényekre Csebisev polinomok adódnak. Itt jegyezzük meg, hogy az általában nem jelent egyenlő hullámosságu közelítést, csak akkor, ha a hiba egyetlen Csebisev polinommal felírható.

A realizálható függvények meghatározása után a szintézis következő lépése az antennarendszer paramétereinek (elemszám, távolság, amplitúdó, fázis) rögzítése. Mint korábban említettük, egy adott f függvény többféle gerjesztéssel is megvalósítható. A legkedvezőbb megoldás kiválasztásához további feltételeket támaszthatunk. Ez vonatkozhat a tolerancia érzékenységre, jósági tényezőre, vagy más jellemzőre. A szakasz további részében a felsorolt megoldások közül az előírt iránykarakterisztika szintézisét véges Fourier sorral végezzük.

6.4.3. Egyenlő távolságu, szimmetrikus amplitudó eloszlású antennasor iránytényezője

Az egyenlő távolságu antennasor iránytényezője a következő

$$F_i(z) = I_0 + I_1 z + I_2 z^2 + \dots + I_{N-1} z^{N-1} \quad (6.69)$$

Most tételezzük fel, hogy az elemszám páratlan, és helyezzük át a referencia pontot a sor első tagjáról a középsőre. Ekkor az irány-
tényező

$$F_i(z) = I_M z^{-M} + I_{M+1} z^{-M+1} + \dots + I_0 + \dots + I_{M-1} z^{M-1} + I_M z^M \quad (6.70.)$$

ahol

$$M = \frac{N-1}{2}$$

Ha a sor közepéhez képest szimmetrikusan elhelyezkedő elemek gerjesz-
tési állandói egymás konjugáltjai, akkor a (6.66) képlet a véges Fourier
sor komplex alakja, mely valós függvényt realizál.

Ugyanis, ha

$$I_0 = a_0; \quad I_{-k} = a_k - j b_k; \quad I_k = a_k + j b_k$$

akkor

$$F_i(\psi) = a_0 + 2 \sum_{k=1}^M (a_k \cos k\psi - b_k \sin k\psi) \quad (6.71)$$

vagy komplex alakban

$$F_i(\psi) = \sum_{k=-M}^{k=+M} I_k e^{jk\psi} \quad (6.72.)$$

Megjegyezzük, hogy ha N páros, akkor az eljárás teljesen hasonló, csak
az argumentum $(2k-1) \frac{\psi}{2}$.

6.4.4. Előírt iránytényező approximációja

Ha az előírt iránytényező a $-\pi \leq \psi \leq \pi$ tartományban adott (vagyis
 $d = \frac{\lambda}{2}$), akkor ez $e^{jk\psi}$ szerint sorbafejthető, vagyis

$$f_D = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} I_{Dk} e^{jk\psi} \quad (6.73.)$$

6.5. Egyenlő melléknyalábú antenasorok szintézise

6.5.1. Bevezetés

Mint azt a binomiális eloszlásnál és a háromszög eloszlásnál láttuk a szélek felé csökkenő, szimmetrikus amplitudó eloszlású antenasorok melléknyalábja kisebb, mint az egyenlő amplitudójú soroké.

A melléknyalábok csökkenésének ára a főnyaláb kiszélesedése, vagyis az irányhatás csökkenése. E téren valamelyes javulás érhető el azzal, hogy a kisebb, távoli melléknyalábok szintjét megemeljük, és már intuitív úton is elvárható, hogy az egyenlő melléknyaláb szintet eredményező amplitudóeloszlás ebben az értelemben optimális, vagyis adott melléknyalábszinthez a legkeskenyebb főnyaláb tartozik. A feladat matematikai megfogalmazása nagyon hasonlít az elliptikus szűrőknél megismerthez.

Ilyen optimális antenasort először Dolph [5] dolgozott ki félhullámhossz távolságú oldalsugárzó antenasorokra, és kimutatta, hogy ez a szintézisfeladat Csebisev polinomokkal valósítható meg, így az ilyen antenasorokat Dolph-Csebisev soroknak nevezik.

A Csebisev polinomok az ortogonális polinomok csoportjába tartoznak és rövid leírásuk az 1. Függelékben található.

6.5.2. Dolph-Csebisev módszer. Az iránytényező felírása

Az egyenlő távolságú, szimmetrikus amplitudó eloszlású, és progresszív fázis eloszlású antenasor $F(\Psi)$ iránytényezője a (6.72) képletből kiindulva felírható olyan véges Fourier sorral, mely csak cos-os tagokat tartalmaz.

Ha a sor elemeinek száma (N) páros, akkor

$$F(\Psi) = 2 \sum_{k=1}^M I_k \cos (2k-1) \frac{\Psi}{2} \quad (6.78)$$

ahol

$$M = \frac{N}{2}$$

$$I_k = \text{valós}$$

Ha a sor elemeinek száma páratlan, akkor

$$F(\Psi) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k \cos 2k \left(\frac{\Psi}{2}\right) \quad (6.79)$$

ahol

$$M = \frac{N-1}{2}$$

És most vezessünk be egy új változót. Legyen

$$x = \cos \frac{\Psi}{2} \quad (6.80)$$

akkor az 1. Függelék ismeretében az iránytényező páros elemszám esetén

$$F(x) = 2 \sum_{k=1}^M I_k T_{2k-1}(x) ; \quad (-1 \leq x \leq 1) \quad (6.81)$$

és páratlan elemszám esetén

$$F(x) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k T_{2k}(x) \quad (-1 \leq x \leq 1) \quad (6.82)$$

Vagyis az iránytényező felírható olyan elsőfajú Csebisev polinomok súlyozott összegeként, melyek legnagyobb rendszáma (N-1) és páros N esetén az összeg csak páratlan polinomokból áll, páratlan N esetén pedig csak párosakból.

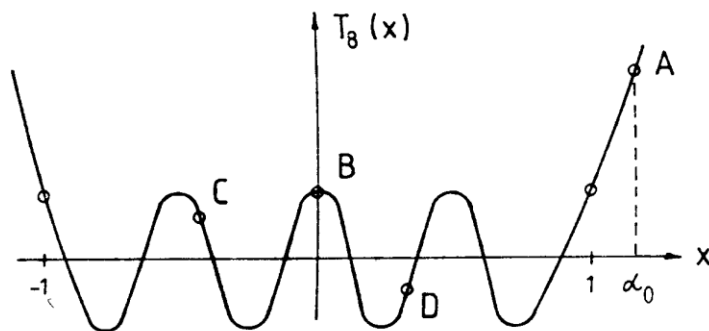
A (6.81) és (6.82) képletet vizsgálva megállapítható, hogy a főirányban ($\Psi = 0$; $x=1$) $T_k(1) = 1$, ezért a normalizálási képletek

$$F(1) = 2 \sum_{k=1}^M I_k ; \quad \text{ha } N = 2M \text{ páros} \quad (6.83)$$

és

$$F(1) = I_0 + 2 \sum_{k=1}^M I_k ; \text{ ha } N=2M+1 \text{ páratlan} \quad (6.84)$$

Itt megjegyezzük, hogy a (6.81) és (6.82) képlet a szakasz elején tett feltételek mellett teljesen általános iránytényezőt ír le. A Csebisev polinomok itt még nem adnak egyenlő nagyságu melléknyalábokat. A szintézis következő lépéséhez először nézzük meg 6.38. ábrát, mely a $T_8(x)$ Csebisev polinomot mutatja



6.38. ábra

Az ábrából látható, hogy a kívánt iránytényezőt egyetlen Csebisev polinommal is leírhatjuk, ha a főnyaláb leírásához felhasználjuk az $x > 1$ tartományt. Mivel a (6.81) és (6.82) képlet szerint az iránytényező $(N-1)$ -edrendű polinom, ezért a keresett Csebisev polinom $T_{N-1}(u)$, ahol

$$u = \alpha_0 x = \alpha_0 \cos \frac{\psi}{2} ; (\alpha_0 > 1) \quad (6.85)$$

és a főirányban

$$T_{N-1}(\alpha_0) = R ; (R > 1) \quad (6.86)$$

6.5.3. A Dolph-Chebisev módszer korlátai

A 6.38. ábra részletes vizsgálata alapján megállapítható, hogy $T_{N-1}(u)$ látható tartománya oldalsugárzó sor ($\delta=0$) és $d = \lambda/2$ esetén a B-A-B szakasz, $d > \lambda/2$ esetén a C-A-C szakasz és $d < \lambda/2$ esetén a D-A-D szakasz, vagyis az $F(\nu)$ iránytényezőt a $T_{N-1}(u)$ polinom jobboldalának kétszeres leképzésével kapjuk.

Ezzel kapcsolatban rá kell mutatnunk, hogy ha $d < \lambda/2$, akkor az $F(\nu)$ függvényben nem jelenik meg $T_{N-1}(u)$ minden zérusa, tehát lehet olyan másik $(N-1)$ -edrendű polinomot találni, amely ugyanilyen melléknyaláb szint mellett keskenyebb főnyalábot eredményez. Vagyis ha $d < \lambda/2$ akkor a Dolph-Chebisev módszer nem ad optimális megoldást.

Visszatérve a $T_{N-1}(u)$ polinom látható tartományának vizsgálatára, az is megállapítható, hogy ha $\delta = -\beta d$, vagyis orrsugárzó sort készítünk, akkor a látható tartomány csak akkor kerül el az $u < -1$ szakaszt, tehát csak akkor nem keletkezik kiugró melléknyaláb, ha $d < \lambda/4$, ami már a szupernyereségű tartományban van, vagyis egyéb hibái mellett igen toleranciaérzékeny megoldást eredményez. Ezért a Dolph-Chebisev módszer orrsugárzó sorok méretezésére nem használatos, de mindezek ellenére, különösen oldalsugárzó sorok szintéziséhez széles körben alkalmazzák. A továbbiakban mi is csak ezt a ($\delta=0$) lehetőséget vizsgáljuk.

6.5.4. A számítás főbb lépései

Az egyenletes hullámosságu iránytényező két legfontosabb paramétere a melléknyaláb elnyomás (R) és a főnyaláb szélessége a szomszédos zérus-helyek között mérve. A Dolph-Chebisev sorok méretezése azt jelenti, hogy adott elemszám (N) mellett vagy a melléknyaláb elnyomást írjuk elő, vagy a főnyaláb szélességét, és ehhez meghatározzuk a gerjesztő amplitudókat.

Ha a főnyaláb kúpszöge (θ_0) van megadva, akkor ebből először α_0 -t határozzuk meg. Ehhez az első zérushely az (F.27.) képlet alapján

$$u_{01} = \cos \frac{\pi}{2(N-1)}$$

Másrészt

$$u_{01} = \alpha_0 \cdot x_{01} = \alpha_0 \cos \frac{\psi_{01}}{2} = \alpha_0 \cos \left(\pi \frac{d}{\lambda} \cos \vartheta_{01} \right)$$

ahol, oldalsugárzó sor esetén $\vartheta_{01} = 90 - \frac{\theta_0}{2}$.

Ezzel

$$\alpha_0 = \frac{\cos \frac{\pi}{2(N-1)}}{\cos \left(\pi \frac{d}{\lambda} \cos \vartheta_{01} \right)} \quad (6.87)$$

A számítás legfontosabb lépése a gerjesztő amplitudók meghatározása. Ez úgy történik, hogy a (6.81) vagy (6.82) képletet egyenlővé tesszük $T_{N-1}(u)$ -val és x azonos kitevőjű tagjait összehasonlítjuk. Például páros N -re a (6.77) képlet felhasználásával

$$\sum_{k=1}^{\frac{N}{2}} I_k T_{2k-1}(x) = T_{N-1}(\alpha_0 x) \quad (6.88)$$

A (6.88) képlet megoldásának menetét a 9. Példában mutatjuk be.

A feladat része még a melléknyaláb elnyomás (R) meghatározása. Ez α_0 ismeretében a (6.82) képlettel történik, ahol $T_{N-1}(u)$ -t most célszerűen az (F.22) képlettel adjuk meg. Tehát

$$R = \frac{1}{2} \left[(\alpha_0 + \sqrt{\alpha_0^2 - 1})^{N-1} + (\alpha_0 - \sqrt{\alpha_0^2 - 1})^{N-1} \right] \quad (6.89)$$

Ha a melléknyaláb elnyomás van megadva, akkor α_0 -t a (6.89) képlet inverzéből számítjuk ki. Ez a levezetés mellőzésével

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \left[(R + \sqrt{R^2 - 1})^{\frac{1}{N-1}} + (R - \sqrt{R^2 - 1})^{\frac{1}{N-1}} \right] \quad (6.90)$$

Az amplitudókat ezután az előzőkhöz hasonlóan a (6.88) képletből határozzuk meg.

A feladat befejező részeként a főnyaláb szélességét kell még kiszámítanunk. A (6.87) képlet átrendezése után

$$\cos \vartheta_{01} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\lambda}{d} \right) \arccos \left[\frac{1}{\alpha_0} \cos \frac{\pi}{2(N-1)} \right] \quad (6.91)$$

és $\theta_0 = 2 (90 - \vartheta_{01})$.

9. Példa

Legyen az oldalsugárzó sor elemeinek száma $N = 8$, az elemek közötti távolság $d = \lambda/2$ és az előírt melléknyaláb-elnyomás 26 dB.

Határozza meg az amplitudó eloszlást, számítsa ki a főnyaláb kúpszögét és az irányhatást.

Megoldás:

$$R = \text{num log } 26 \text{ dB}$$

$$R = 20$$

Tehát a (6.86) képletből

$$T_7(\alpha_0) = 20$$

A (6.86) képletből

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \left[(20 + \sqrt{20^2 - 1})^{1/7} + (20 - \sqrt{20^2 - 1})^{1/7} \right]$$

$$\alpha_0 = 1,15$$

Az amplitudó-eloszlást úgy szokták megadni, hogy a legkisebb amplitudó 1 legyen. Az eloszlás tehát

$$1; \frac{4,56}{2,66}; \frac{6,82}{2,66}; \frac{8,25}{2,66}; \frac{8,25}{2,66}; \frac{6,82}{2,66}; \frac{4,56}{2,66}; 1$$

$$1; 1,7; 2,6; 3,1; 3,1; 2,6; 1,7; 1$$

Az első nullahely a (6,87) képletből

$$\cos \vartheta_0 = \frac{1}{\pi} 2 \cdot \arccos \left(\frac{1}{1,15} \cos \frac{\pi}{14} \right)$$

$$\cos \vartheta_0 = 0,3558$$

$$\vartheta_0 = 1,2069 \text{ rad}$$

$$\vartheta_0 = 69,15^\circ$$

$$\vartheta_{\max} = 90^\circ$$

A főnyaláb kúpszöge tehát

$$\underline{\theta_0 = 41,7^\circ}$$

Összehasonlítva az egyenlő amplitudójú sorral annak kúpszöge $\theta_0 = 29^\circ$, tehát a főnyaláb kiszélesedése jelentős.

Az irányhatás a (6.60) képlet alapján

$$D = \frac{\left(\sum_{k=0}^{N-1} |I_k| \right)^2}{\sum_{k=0}^{N-1} |I_k|^2}$$

$$\underline{D = 6,97}$$

Összehasonlítva az egyenlő amplitudójú sorral a megvilágítási hatások

$$\eta = 0,87.$$

10. Példa

Legyen az iránytényezőben a főnyaláb kúpszöge $\theta_0 = 35^\circ$, a sor elemeinek száma $N=8$ és az elemek közötti távolság $d = \lambda/2$. Számítsuk ki a melléknyaláb elnyomást és határozzuk meg az amplitúdó-eloszlást.

A (6.83) képletből

$$\alpha_0 = \frac{\cos \frac{\pi}{14}}{\cos(\frac{\pi}{2} \cos 72,5^\circ)} = \frac{0,9749}{0,8905}$$
$$\alpha_0 = 1,0948$$

Ebből

$$T_7(1,0948) = 9,1 = R$$

Tehát a melléknyaláb-elnyomás

$$a_M = 20 \lg R$$

$$a_M = 19,2 \text{ dB}$$

=====

Az amplitúdó-eloszlás meghatározásához szükséges egyenletrendszer

$$\begin{array}{ll} I_4 = \alpha_0^7 & I_4 = 1,89 \\ 16I_3 - 112I_4 = -112\alpha_0^5 & I_3 = 2,21 \\ 4I_2 - 20I_3 + 56I_4 = 56\alpha_0^3 & I_2 = 2,88 \\ I_1 - 3I_2 + 5I_3 - 7I_4 = -7\alpha_0 & I_1 = 3,17 \end{array}$$

A keresett amplitúdó-eloszlás tehát,

$$1; 1,7; 1,52; 1,68; 1,68; 1,52; 1,17; 1$$

2. A Csebisev polinomok származtatása

Az elsőfajú $T_n(x)$, és másodfajú $U_n(x)$ Csebisev polinomokat legegyszerűbben a $0 \leq t \leq \pi$ tartományban ortogonális $\{\cos nt\}$, illetve $\{\sin nt\}$ rendszerből jelölésváltoztatással származtathatjuk. Ugyanis

az

$$\int_0^{\pi} \cos mt \cdot \cos nt \, dt = \int_0^{\pi} \sin(m+1)t \sin(n+1)t \, dt = 0$$

($m \neq n$; $m, n = 0, 1, 2, \dots$)

ortogonalitási relációkból $\cos t = x$ helyettesítéssel adódik, hogy

$$\int_{-1}^1 T_m(x) T_n(x) (1-x^2)^{-\frac{1}{2}} dx = \int_{-1}^1 U_m(x) U_n(x) (1-x^2)^{-\frac{1}{2}} dx = 0 \quad (6)$$

($m \neq n$; $m, n = 0, 1, 2, \dots$)

ahol

$$T_m(x) = \cos m t = \cos (m \arccos x) \quad (7)$$

az elsőfajú Csebisev polinom

$$U_m(x) = \frac{\sin(m+1)t}{\sin t} = \frac{\sin[(m+1) \arccos x]}{\sin(\arccos x)} \quad (8)$$

a másodfajú Csebisev polinom.

A (6) képlet szerint a $T_n(x)$ elsőfajú Csebisev polinomok a $w(x) = (1-x^2)^{-\frac{1}{2}}$ súlyfüggvényre, az $U_n(x)$ másodfajú Csebisev polinomok a $w(x) = (1-x^2)^{-\frac{1}{2}}$ súlyfüggvényre ortogonálisak a $-1 \leq x \leq 1$ tartományban.

Ha $m=n$, akkor a normalizálási képletet kapjuk, mely

$$\int_{-1}^1 \frac{T_n^2(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx = \int_0^{\pi} \cos^2 nt \, dt = \begin{cases} \pi & \text{ha } n=0 \\ \pi/2 & \text{ha } n \neq 0 \end{cases} \quad (9)$$

illetve

$$\int_{-1}^1 \frac{U_m^2(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx = \int_0^{\pi} \sin^2(n+1)t \, dt = \pi/2; \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

$T_n(x)$ és $U_n(x)$ x -nek n -edfokú polinomjai, melyek felírhatók a Moivre képlet és a binomiális tétel alapján.

$$\begin{aligned} \cos nt + j \sin nt &= \cos^n t + j \binom{n}{1} \cos^{n-1} t \cdot \sin t - \\ &\quad - \binom{n}{2} \cos^{n-2} t \cdot \sin^2 t + \dots \end{aligned}$$

A valós és a képzetes részek összehasonlításával azt kapjuk, hogy

$$\cos nt = (\cos t)^n - \binom{n}{2} (\cos t)^{n-2} (1 - \cos^2 t) + \dots \quad (11)$$

$$\sin nt = \sin t \cdot \binom{n}{1} (\cos t)^{n-1} - \binom{n}{3} (\cos t)^{n-3} (1 - \cos^2 t) + \dots \quad (12)$$

Vagyis

$$T_n(x) = x^n - \binom{n}{2} x^{n-2} (1 - x^2) + \binom{n}{4} x^{n-4} (1 - x^2)^2 - \dots \quad (13)$$

$$U_n(x) = (n+1)x^n - \binom{n+1}{3} x^{n-2} (1 - x^2) + \binom{n+1}{5} x^{n-4} (1 - x^2)^2 - \dots \quad (14)$$

Speciálisan:

$$T_0(x)=1; T_1(x)=x; T_2(x)=2x^2-1; T_3(x)=4x^3-3x$$

$$U_0(x)=1; U_1(x)=2x; U_2(x)=4x^2-1; U_3(x)=8x^3-4x$$

A számunkra fontosabb $T_n(x)$ polinomok első 10 tagjának együtthatóit az I. Táblázatban adjuk meg a

$$T_n(x) = \sum_{m=0}^n C_m x^m$$

képletnek megfelelően. Az együtthatókat a $T_n(x)$ -nek megfelelő sorban találjuk a sor elején, a táblázat főátlója alatt. Pl. $T_6(x) = 32x^6 - 48x^4 + 18x^2 - 1$.

1. táblázat

Az elsőfajú Csebisev polinomok egyíthatói

	x^0	x^1	x^2	x^3	x^4	x^5	x^6	x^7	x^8	x^9	x^{10}	
T_0	1	1	1		3		10		35		126	T_0
T_1		1	1	3		10		35		126		T_1
T_2	-1		2	1	4		15		56		210	T_2
T_3		-3		4	1	5		21		84		T_3
T_4	1		-8		8	1	6		28		120	T_4
T_5		5		-20		16	1	7		36		T_5
T_6	-1		18		-48		32	1	8		45	T_6
T_7		-7		56		-112		64	1	9		T_7
T_8	1		-32		160		256		128	1	10	T_8
T_9		9		-120		432		576		256	1	T_9
T_{10}	-1		50		-400		1120		-1280		512	T_{10}
	x^0	x^1	x^2	x^3	x^4	x^5	x^6	x^7	x^8	x^9	x^{10}	

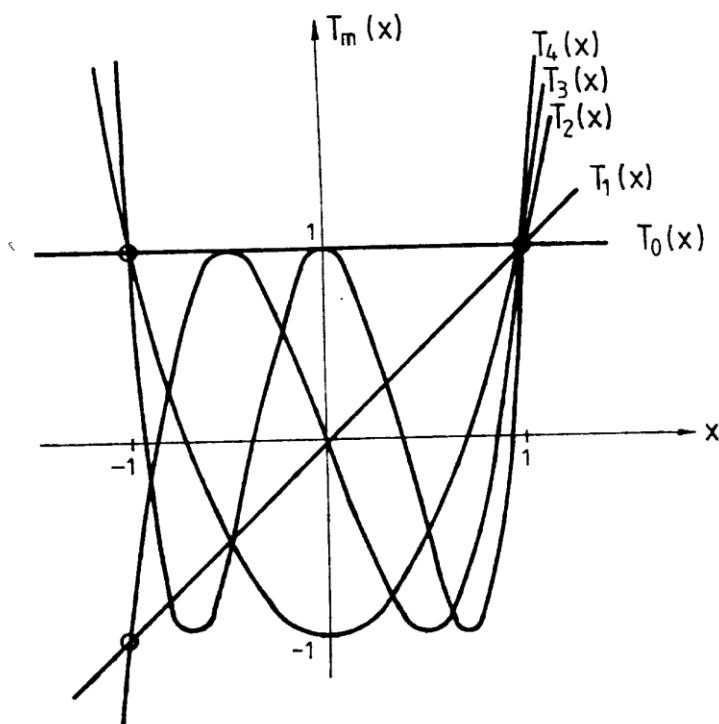
A táblázatban feltüntettük az

$$x^n = \frac{1}{C_n} \sum_{m=0}^n d_m T_m(x)$$

képlet együtthatóit is a táblázat főátlója fölött, az x^n -nek megfelelő oszlopban.

P1. $x^6 = \frac{1}{32} [10 T_0 + 15 T_2 + 6 T_4 + T_6]$

Az első öt függvényt az 1. ábrán grafikusan is megadtuk.



1. ábra

A Csebisev polinomok közvetlenül is előállíthatók (direkt előállítás) az alábbi képletekkel.

Páros indexű polinomokra, $n = 2N$ jelöléssel:

$$T_{2N}(x) = \sum_{k=0}^N (-1)^{N-k} \frac{N}{N+k} \binom{N+k}{2k} (2x)^{2k} \quad (20)$$

Páratlan indexű polinomokra, $n = 2N-1$ jelöléssel:

$$T_{2N-1}(x) = \sum_{k=1}^N (-1)^{N-1} \frac{2N-1}{2(N+k-1)} \binom{N+k-1}{2k-1} (2x)^{2k-1} \quad (21)$$

Végül, különösen az antennasorok számításához igen hasznos az alábbi direkt előállítás:

$$\begin{aligned} T_n(t) &= \cos nt = \frac{1}{2} (e^{jnt} + e^{-jnt}) = \frac{1}{2} [(e^{jt})^n + (e^{-jt})^n] = \\ &= \frac{1}{2} [(\cos t + j \sin t)^n + (\cos t - j \sin t)^n] \end{aligned}$$

$$T_n(x) = \frac{1}{2} [(x+j\sqrt{1-x^2})^n + (x-j\sqrt{1-x^2})^n]$$

és

$$T_n(x) = \frac{1}{2} [(x+\sqrt{x^2-1})^n + (x-\sqrt{x^2-1})^n] \quad (22)$$

A (22) képlet különösen akkor kényelmes, ha $|x| > 1$.

4. A Csebisev polinomokra vonatkozó további összefüggések

Az elsőfajú Csebisev polinomok deriváltja

$$\frac{d}{dx} T_n(x) = n U_{n-1}(x) \quad (23)$$

Antennasorok esetén két főiránynak kiemelt jelentősége van. Ha $\vartheta_M = 0^\circ$ vagy 180° , akkor a sor orrsugárzó. Haladóhullámu táplálás esetén ennek feltétele

$$\begin{aligned} \delta &= -\beta d & \text{ha} & \vartheta_M = 0^\circ \\ \text{és} & & & \\ \delta &= \beta d & \text{ha} & \vartheta_M = 180^\circ \end{aligned} \quad (6.28.)$$

Megjegyezzük, hogy orrsugárzó sor létesíthető nem haladóhullámu progresszív fáziseloszlással is. Ilyen például a később részletesebben is tárgyalandó Hansen-Woodyard féle feltétel, mely nagyobb ($N > 7$) elemszámra

$$\delta = -\beta d - \frac{\pi}{N} \quad ; \quad \left| \frac{\delta}{\beta d} \right| > 1 \quad (6.29.)$$

A másik antennasort oldalsugárzó sornak nevezzük. Ennek főiránya $\vartheta_M = 90^\circ$, melynek feltétele $\delta = 0$.

A δ progresszív fáziseltérést a továbbiakban az I_k gerjesztési állandókból kiemeljük és egyuttal bevezetjük az alábbi új változót.

$$\psi = \delta + \beta d \cos \vartheta \quad (6.30.)$$

Az új ψ változó fizikai jelentése: a sor két szomszédos eleme által előállított távoltéri térerősség közötti fáziskülönbség, melynek van a geometriából (βd) és a táplálásból (δ) adódó összetevője.

Ezzel az iránytényező képlete a következő lesz:

$$F_i(\psi) = \sum_{k=0}^{N-1} I_k e^{jk\psi} \quad (6.31.)$$

A (6.30.) transzformáció bevezetésével az iránytényező képletét δ -tól és d -től függetlenítjük, és egy általánosabb, 2π szerint periódikus függvénnyel, $F_i(\psi)$ -vel adjuk meg. Ez azonban azzal is jár, hogy minden konkrét esetben vizsgálnunk kell az $F_i(\psi)$ és az $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggést.

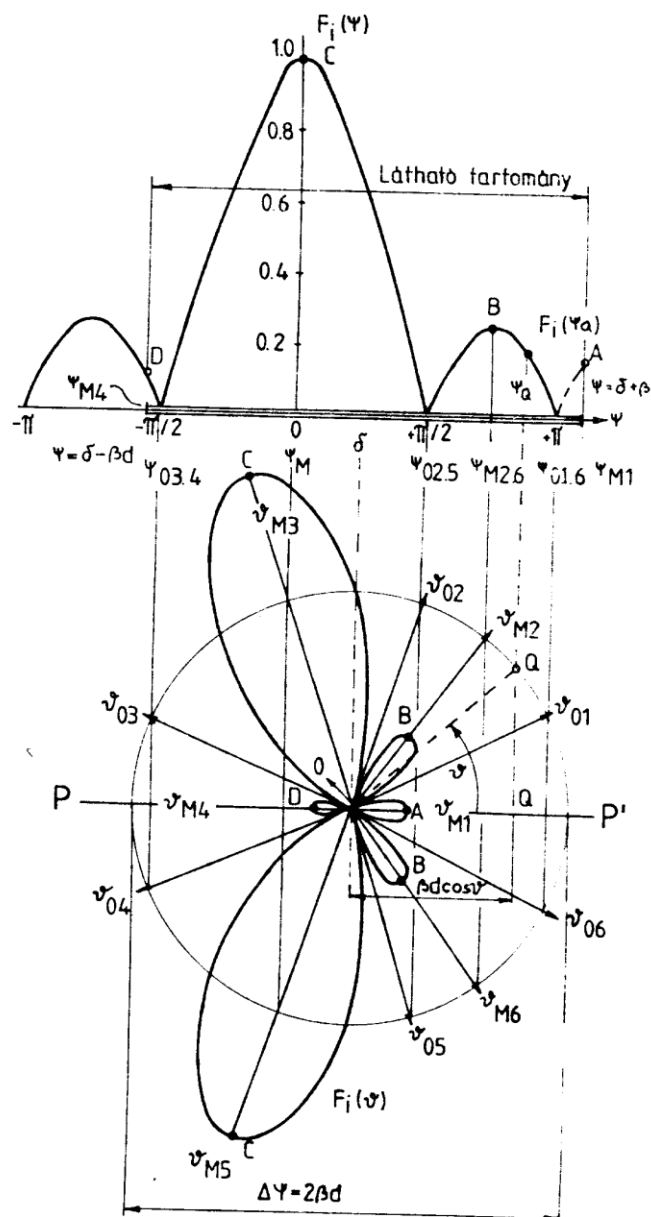
6.3.2. Az $F_i(\psi) \rightarrow F_i(\vartheta)$ transzformáció, ψ látható- és nem látható tartománya

A (6.13.) transzformáció bevezetésével elértük, hogy ugyanazon $F_i(\psi)$ függvényből δ és d más és más megválasztásával egész sor $F_i(\vartheta)$ állítható elő.

Az $F_i(\psi)$ és $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggés vizsgálata során az első kérdés az, hogy a fizikailag értelmezhető $\vartheta = 0-180^\circ$ tartománynak (az iránytényező a $\vartheta = 0^\circ$ tengelyre forgásszimmetrikus), ψ mely tartománya felel meg. A (6.13.) képlet szerint $\vartheta = 0$ -hoz $\psi(0) = \delta + \beta d$, $\vartheta = 90^\circ$ -hoz $\psi(90) = \delta$, és $\vartheta = 180^\circ$ -hoz $\psi(180) = \delta - \beta d$ tartozik.

A ψ változónak azt a tartományát, amely $\vartheta = 0-180^\circ$ -nak felel meg a ψ látható tartományának nevezzük. A fentiek szerint a látható tartomány szélessége $\overline{\psi} = 2\beta d$, közepe pedig δ .

Ha az elemek közötti távolság $d < \lambda/2$, akkor ψ -nek van nem látható tartománya is, míg ha $d > \lambda/2$, akkor $F_i(\vartheta)$ -ban $F_i(\psi)$ egyes szakaszai ismétlődnek. Az $F_i(\psi)$ és $F_i(\vartheta)$ közötti összefüggést legegyszerűbben grafikusán szemlélhetjük. Ehhez tételezzük fel, hogy a (6.30.) képletből $F_i(\psi)$ -et már kiszámítottuk és az grafikusán adott (6.3. ábra). Ezután a szerkesztés menete az ábráról már leolvasható.



6.3. ábra

VEVŐANTENNAK ZAJELLENŐZŐI

Bemvezetés

Egy rádiószekciókötetés legfontosabb jellemzője a kimeneten megjelenő jel-zaj viszony. A kimeneti zaj egyik részét a vevő termeli a másik részt a jellel együtt az antenna veszi. Ez utóbbit külső zajnak, vagy antennazajnak nevezzük. Az erősítésszárók fejlődésével a vevőzaj csökken, és ezért tal a antennazaj részaránya növekszik. Ezért különösen fontos, hogy felmérjük milyen tényezők határozzák meg az antenna által vett zajteljesítményt vagy az abból számítható antenna zajhőmértékletet.

1. A külső zajok forrásai

A szabad térben álló vevőantennát minden irányból zajszűrítés éri. A zajok eredete, intenzitásának térbeli és időbeli valamint spektrális eloszlása igen változatos. A legáltalánosabb csoportosítás szerint a külső zajok eredetük szerint lehetnek

- természetes (termikus, atmoszférikus, kozmikus) és
- mesterséges (vagy másnéven: ipari) zajok.

2. Az antenna ekvivalens zajhőmértéklete

Noha, mint említettük, a zajok tulajdonságai igen eltérők, célszerű az antenna által vett zajteljesítményt egységesen megadni. Erre szolgál az antenna ekvivalens zajhőmértéklete T_A , melyet az alábbi képlettel definiálunk

$$P_{ZA} = kT_A \Delta f \quad (1)$$

ahol P_{ZA} az antennából kivehető zajteljesítmény, watt
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ watt sec/ K° , Boltzmann állandó
 Δf sávszélesség, Hz (ízf. B-vel másf. fogunk jelölni!)

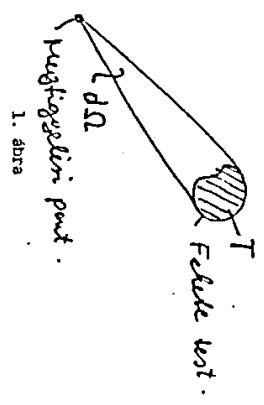
Az ekvivalens zajhőmértéklet itt azt jelenti, hogy az antennából, mint zajos kétbólyusból kivehető zajteljesítményt úgy leírhatjuk, mintha az egy T_A hőmértékletű ellenállással szoroznánk. Itt megjegyezzük, hogy az ellenállás zaj Nyquist tételé szerint a következő

$$P_z = hf \frac{1}{e} \Delta f \quad \text{watt} \quad (2)$$

$$\frac{hf}{e kT} - 1$$

ahol
 $h = 6,623 \cdot 10^{-34}$ joule.sec, Planck féle állandó
 f hőmértéklet, K°
 f frekvencia, Hz
 e elemi töltés, coulomb
 k Boltzmann állandó
 T hőmértéklet, K°
 Δf sávszélesség, Hz
 P_z a hőmértékletű ellenállás által keltett zajteljesítmény, watt

3. A vevőantennát körülvevő zajhőmértéklet ekvivalens hőmértéklete
 Ha egy véges méretű, T hőmértékletű fekete testet a megfigyelési ponttól d távolságra tartunk (1. ábra)



1. ábra

akkor a sugárzás intenzitása Planck törvénye szerint

$$dS = \frac{2 h f^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} d\Omega \quad \text{watt} \quad (3)$$

$$\frac{m^2 \cdot \text{Hz}}{K^\circ}$$

A (3) képletben a (2) képlettel hasonlóan szintén $h \ll \lambda$ -t vehető, ezzel

$$d\Omega = 2\pi \frac{1}{c^2} d\Omega; \quad (4)$$

Ez a Rayleigh-Jeans törvény, mely más alakban a következő

$$d\Omega = \frac{2\pi}{\lambda^2} d\Omega \quad (5)$$

A fizikusok az intenzitás helyett a fénysűrűséget használják. Ez definíciószerűen a $W_{\text{max}}(\lambda, \nu)$

$$B = \frac{d\Omega}{d\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda^2}; \quad \text{m}^2 \cdot \text{Hz} \cdot \text{steradian} \quad (6)$$

A nagyterjedési zárháttér ekvivalens hőmérséklet-feloszlását a (6) képlettel definiáljuk. Ezerint

$$B(\lambda, \nu) = \frac{2\pi}{\lambda^2} \cdot I(\lambda, \nu) \quad (7)$$

4. A vedőantenna ekvivalens zárhőmérséklete

4.1. Általános eset

A fekete test, és a legtöbb zárforrás sugárzása polarizált. Ez azt jelenti, hogy a terjedésre merőleges síkban az E vektor végpontja véletlen mozgást végez. Az E vektort tényleg ortogonális (pl. E_x és E_y vagy E_{HOC} és E_{HOC}) komponensekre bontva ezek korrelálatlanok lesznek, és az egyik komponens csak a teljesítménysűrűség felét hordozza. Mivel egy antennt rendszerint csak az egyik polarizációs komponens vételére készítik, ezért az antenna által Δf sávszélességben vett teljesítmény

$$P_{ZA} = \frac{1}{2} \int_{\Delta f} B(\lambda, \nu) \cdot A(\lambda, \nu) d\lambda d\nu; \quad \text{watt} \quad (8)$$

Vagyis a (7) képlet alapján

$$P_{ZA} = \frac{1}{2} \int_{\Delta f} \frac{2\pi}{\lambda^2} I(\lambda, \nu) d\lambda d\nu \quad (9)$$

A fennírtak alapján az ekvivalens hőmérséklet kifejezésével

A vedőantenna ekvivalens zárhőmérséklete tehát

$$T_A = \frac{1}{\lambda^2} \int_{\Delta f} A(\lambda, \nu) I(\lambda, \nu) d\lambda d\nu \quad (10)$$

Mivel $A = G \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi}$; és $G(\lambda, \nu) = G_{\text{max}} \cdot F^2(\lambda, \nu)$, ezért

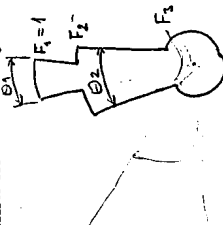
$$T_A = \frac{G_{\text{max}}}{4\pi} \int_{\Delta f} F^2(\lambda, \nu) I(\lambda, \nu) d\lambda d\nu \quad (11)$$

A (11) képlet azt jelenti, hogy a vett zárlétesítményt a zárlétesítmény ekvivalens hőmérsékletéből a teljesítményirányjelző karakterisztikával súlyozva kapjuk. Vagyis ha az antenna főirány "forró" pont felé néz, akkor T_A igen nagy lehet, ellenkező esetben igen kicsi is.

Ha az antenna veszteségmentes, akkor $G = 0$, és

$$T_A = \frac{G_{\text{max}}}{4\pi} \int_{\Delta f} F^2(\lambda, \nu) I(\lambda, \nu) d\lambda d\nu \quad (12)$$

Az antenna zárhőmérsékletének kiszámításához a mikrohullámú antennek az $F(\lambda, \nu)$ irányjelző karakterisztikáját a 2. ábra szerinti közelítő alakban szokták megadni.



2. ábra

A szakaszosan állandó iránykarakterisztika mellett rendelkezint az is feltételezhető, hogy a hálózati-hőmérséklet is szakaszosan állandó. Ert figyelembe véve a (12) képlet szerinti integrál az alábbi összeggel helyettesíthető

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N f_i^2 \cdot T_i \cdot \Delta\Omega_i \quad (13)$$

Itt nem árt tudni, hogy $\sum \Delta\Omega_i = 4\pi$, továbbá, hogy a 2. ábrán megadott öt paraméter (θ_1 ; θ_2 ; f_1 ; f_2 ; f_3) nem független egymástól, mivel

$$\oint_{4\pi} f^2(\psi, \varphi) d\Omega = \sum_{i=1}^N f_i^2 \Delta\Omega_i = \frac{4\pi}{\Omega_{\max}} \quad (14)$$

4.2. Állandó hőmérsékletű zárlattól

Ha $T(\psi, \varphi) = T$, akkor

$$T_A = T \frac{\Omega_{\max}}{4\pi} \oint_{4\pi} f^2(\psi, \varphi) d\Omega \quad (15)$$

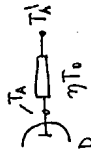
$$\text{és mivel } \oint_{4\pi} f^2(\psi, \varphi) d\Omega = \Omega_{\max} = \frac{4\pi}{\Omega_{\max}} \quad (16)$$

ezért, mint várható

$$T_A = T$$

4.3. Veszteséges antenna

Ha az antenna vesztesége nem elhanyagolható, akkor $G \cdot \eta D$. Ez felcserélhető úgy is mint egy veszteségmentes antenna és egy T_0 hőmérsékletű csillapító összekapcsolása.



Az eredő zajhőmérséklet a levezetés mellőzésével

$$T_A = T_A \eta + (1 - \eta) T_0 \quad (17)$$

ahol

T_A a veszteségmentes antenna zajhőmérséklete.

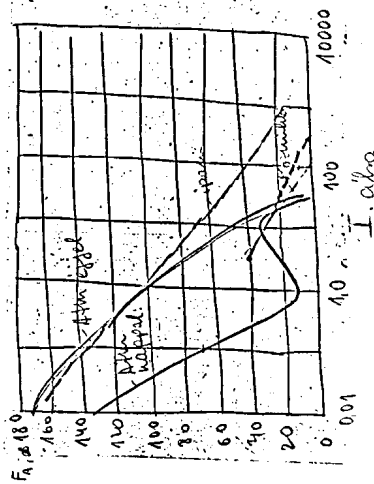
Vizsgáljuk egyszerűen belátható, hogy ez esetben ha $T_A > T_0$, akkor $T_A < T_0$; ha viszont $T_A < T_0$ akkor $T_A > T_0$. Vagyis a kis-zaj ($T_A < T_0$) antenna veszteségeit minimális értéken kell tartani. Ez különösen az úrtávközlésben fontos.

5. Az antenna zajtényezője

Alacsonyabb frekvenciákon, különösen mintegy 300-1000 KHz alatti antennazaj igen nagy. Ennek oka városban az ipari zaj, lakatlan területen pedig az atmoszférikus zaj, mely a csökkenő frekvenciával javuló terjedési körülmények miatt igen nagy (2000-4000 km sugarú) gyújtóterületről érkezik. Ezért célszerűbb az antenna zajhőmérséklete helyett az alábbi, antenna-zajtényezőt megadni.

$$F_A = 10 \lg \frac{T_A}{T_0} \quad (18)$$

Az antenna zajtényezőt 0,01 - 10000 KHz-ig a 3. ábra mutatja.



A 3. ábrával kapcsolatban megjegyezzük, hogy a kozmikus zajt a 30-300 MHz tartományban jó közelítéssel az alábbi képlet adja meg.

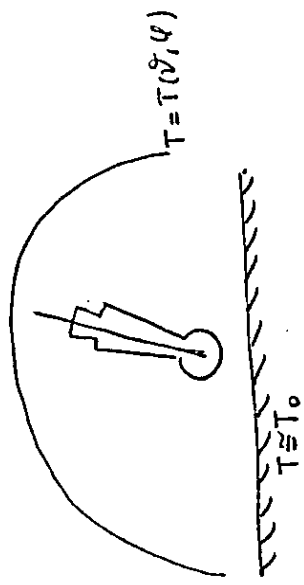
$$T_A = 290 \lambda^2 ; \text{°K} \quad (19)$$

Ez azt jelenti, hogy a kozmikus zaj 300 MHz-en ($\lambda = 1 \text{ m}$)

$$T_A = 290 \text{°K}, 3000 \text{ MHz-en } (\lambda = 0,1 \text{ m}) T_A = 2,9 \text{°K}.$$

6. A világűr felé irányított mikrohullámú antenna zajhőmérséklete

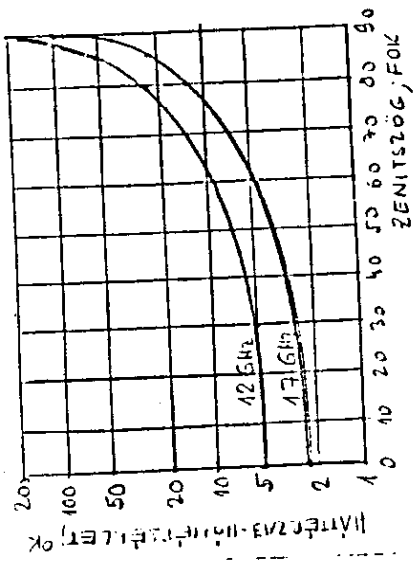
A világűr felé irányított keskeny nyalábú mikrohullámú antenna zaja jó közelítéssel két összetevőre bontható; a világűr felől vett zajra és a föld termikus sugárzásából származó zajra, melyet az antenna a melléknyalábokon keresztül vesz (4. ábra).



4. ábra

A világűr felől vett zaj fő forrása a kozmikus sugárzás, de mintegy 10 GHz felett egyre inkább figyelembe kell venni a levegőben lévő vízgőz és gázok elnyeléséből származó zajt is. Mivel közelebb áll az antenna főirányára a vízszinteshez, annál hosszabb utat tesz meg a beérkező hullám a levegőben, ezért annál nagyobb lesz az elnyelésből származó zaj.

Az antennt a vízszintes felé irányítva a zaj azért is nő, mert közeledünk a kb. 300°K hőmérsékletű föld felé. A világűr zajhőmérsékletét a zenittől mért szög függvényében 4,7 GHz-0- és 12 GHz-en az 5. ábra mutatja.



5. ábra

II. feladat

7. Gyakorló feladat
A DBS vételre ajánlott (WARC 77) egyéni vevőantenna nyeresége kb. 6-39 dB (pontosan 38,8 dB), forgásszimmetrikus iránykaraterisztikája a zajhőmérséklet-számításokhoz jól közelíthető a 2. ábra szerinti sémával, ahol $\theta_1 = 2^\circ$; $\theta_2 = 4^\circ$; $F_2 = 0,05$ (-26 dB) és $F_3 = 0,0071$ (-43 dB). Számítsuk ki az antenna zajhőmérsékletét, ha az antenna elevációs szöge 32° .

Megoldás:

A (14) képlet alkalmazásához az antenna iránykarakterisztikáját célszerű úgy felbontani, hogy ahol a zárlati egyenlet gyorsabban változik ott $\Delta \Omega$ kisebb legyen. Ezzerint egyetlen térszög-elem lesz a feldolgozó mutató 2π térszög tartomány és ezután a vízszintes felület a karakterisztikát egyre szélesedő övekre bontjuk, majd ezután külön számítjuk a B_1 szélességi fonyalbat és a B_2 szélességi üreges kup alakú melléknyalbat.

E számításnál nem követünk el nagy hibát, ha a karakterisztika f_1 értékü térszög tartományába a fonyalbat és a melléknyalbat térszög tartományát is beleszámítjuk.

Ezzel egy keskeny öv alakú térszög tartományok nagysága a következő

$$\Delta \Omega_i = 2\pi \cdot \Delta \theta_i \cdot \sin^2 \theta_i \quad ; \quad \text{szteradian}$$

ahol $\Delta \theta_i$ az öv szélessége radiánban.

A fonyalbat által elfoglalt térszög tartomány:

$$\Delta \Omega_{1,2} = \frac{6^2 \pi}{4} \quad ; \quad \text{szteradian}$$

A melléknyalbat által elfoglalt térszög tartomány

$$\Delta \Omega_{1,2} = \frac{(6^2 - 6^2) \pi}{4} \quad ; \quad \text{szteradian}$$

A fentiek alapján a számítások szükséges adatokat az I. táblázatban foglaljuk össze.

I. Táblázat

N	Zenitérzög, fok.	$\Delta \Omega_i$	$T_i, ^\circ K$	$\Delta \Omega_{1,2}$
1	0-45	1,8403	6	10,824
2	45-60	1,3013	8	10,410
3	60-70	0,9926	11	10,919
4	70-75	0,5228	16	8,365
5	75-80	0,5351	21	11,237
6	80-82	0,2166	28	6,065
7	82-84	0,2176	36	7,834
8	84-86	0,2185	50	10,925
9	86-88	0,2190	68	14,892
10	88-90	0,2193	90	19,737
11	90-180	6,2832	300	1884,0
12	Fonyalbat	9,57.10 ⁻⁴	8	7,65.10 ⁻³
13	Melléknyalbat	2,87.10 ⁻³	8	22,96.10 ⁻³

Az I. Táblázat és a (14) képlet alapján a karakterisztika egyes részletek hozzájárulása a következő

- $T_A(0-90^\circ) = 3,540^\circ K$
- $T_A(\text{fonyalbat}) = 4,9^\circ K$
- $T_A(\text{melléknyalbat}) = 0,04^\circ K$
- $T_A(90-180) = 60^\circ K$

Mint látható, az antenna zajhőmérsékletéhez döntően az irány-
karakterisztika föld felé néző 2. ü. terszög tartománya járul
hozzá. A mellékletnek igen csekély hozzájárulásból következik,
hogy a karakterisztika közelítésekor ezt el lehet hanyagolni.

A teljes zajhőmérséklet tehát

$$T_A = 68,48 \text{ } ^\circ\text{K}$$

=====

Az ilyen antennák zajhőmérsékletére $T_A = 100-150 \text{ } ^\circ\text{K}$ értéket
szoktak megadni. Ez a tápfelület-vesztesség figyelembevételével ki-
is adódik, ugyanis ha $a_f = 1/20$, akkor $\frac{1}{T} = 0,023$ és $C_1 = 1,0$
 $T_1 = 0,823 \cdot 68,48 + (1-0,823)300 = 56,4 + 53,1$

$$T_1 = 109,5 \text{ } ^\circ\text{K}$$

=====

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a világűr felé irányított
mikrohullámú antenna zajhőmérsékletét elsősorban az iránykarak-
terisztika föld felé néző tartománya és a tápfelület-vesztesség ha-
tározza meg. Ha például a hátrasugárzás nem 43 dB ($F_3 = 0,007$)
hanem 40 dB ($F_3 = 0,01$), akkor ez a 3 dB romlás további 60°K
zajhőmérséklet növekedést okoz.

VEVŐANTENNÁK ZAJJELLELLEMLÉZŐI

Bevezetés

Egy rádióösszeköttetés legfontosabb jellemzője a kimenetén megjelenő jel-zaj viszony. A kimeneti zaj egyik részét a vevő termeli, a másik részt a jellel együtt az antenna veszi. Ez utóbbit külső zajnak, vagy antennazajnak nevezzük.

Az erősítőeszközök fejlődésével a vevőzaj csökken, és ezáltal az antennazaj részaránya növekszik. Ezért különösen fontos, hogy felmérjük milyen tényezők határozzák meg, az antenna által vett zajteljesítményt vagy az abból számítható antenna zajhőmérsékletet.

1. A külső zajok forrásai

A szabad térben álló vevőantennát minden irányból zajsugárzás éri. A zajok eredete, intenzitásának térbeli és időbeli valamint spektrális eloszlása igen változatos. A legáltalánosabb csoportosítás szerint a külső zajok eredetük szerint lehetnek

- természetes (termikus, atmoszférikus, kozmikus) és
- mesterséges (vagy másnéven: ipari) zajok.

2. Az antenna ekvivalens zajhőmérséklete

Noha, mint említettük, e zajok tulajdonságai igen eltérőek, célszerű az antenna által vett zajteljesítményt egységesen megadni. Erre szolgál az antenna ekvivalens zajhőmérséklete T_A , melyet az alábbi képlettel definiálunk

$$P_{ZA} = kT_A \Delta f \quad (1)$$

ahol

P_{ZA} az antennából kivehető zajteljesítmény, [watt]

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ watt sec/K, Boltzmann állandó

Δf sávszélesség [Hz] (itt B-vel mást fogunk jelölni!)

Az ekvivalens zajhőmérséklet itt azt jelenti, hogy az antennából, mint zajos kétpólusból kivehető zajteljesítményt úgy tekintjük, mintha az egy T_A hőmérsékletű ellenállásból származna. Itt megjegyezzük, hogy az ellenállás zaj Nyquist tétele szerint a következő

$$P_z = hf \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \Delta f \quad [\text{watt}] \quad (2)$$

ahol

$h = 6.623 \cdot 10^{-23}$ [Joule.sec], Planck féle állandó

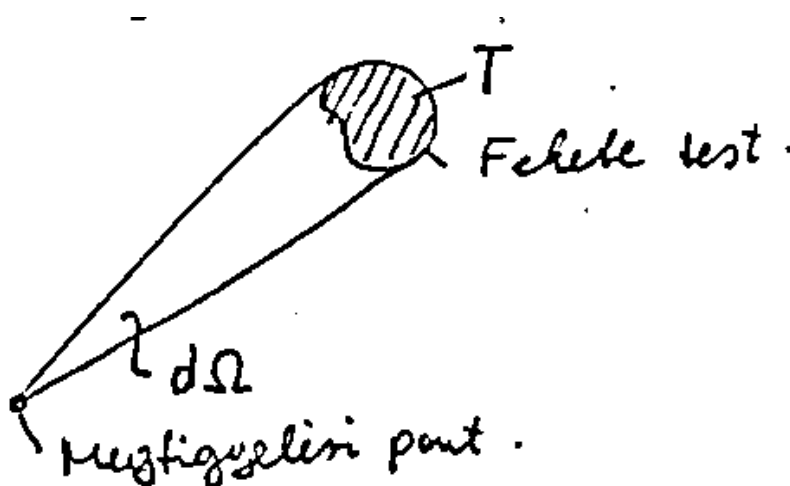
T hőmérséklet, [K]

f frekvencia, [Hz]

A hagyományos rádiófrekvenciákon $hf \ll kT$, ezért a (2) képlet helyett annak közelítése, (1) használható.

3. Az antennát körülvevő zajhátter ekvivalens hőmérséklete

Ha egy véges méretű, T hőmérsékletű fekete testet a megfigyelési pontból $d\Omega$ térszög alatt látunk (1. ábra)



1. ábra

akkor a sugárzás intenzitása Planck törvénye szerint

$$dS = \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} d\Omega \quad \frac{\text{watt}}{\text{m}^2 \text{Hz}} \quad (3)$$

A (3) képletben a (2) képlethez hasonlóan szintén $hf \ll kT$ vehető, ezzel ,

$$dS \cong \frac{2f^2 kT}{c^2} d\Omega \quad (4)$$

Ez a Rayleigh-Jeans törvény, mely más alakban a következő

$$dS \cong \frac{2kT}{\lambda^2} d\Omega \quad (5)$$

A fizikusok az intenzitás helyett a fényességet használják. Ez definíciószerűen a következő

$$B = \frac{dS}{d\Omega} = \frac{2kT}{\lambda^2} \left[\frac{\text{watt}}{\text{m}^2 \text{Hz}} \text{ szteradián} \right] \quad (6)$$

A fényesség megadja az egységnyi térszögben, egységnyi sávszélességben beeső teljesítménysűrűséget.

A nagykiterjedésű zajhátter ekvivalens hőmérsékleteloszlását a (6) képlet segítségével definiáljuk. Eszerint

$$B(\vartheta, \varphi) = \frac{2k}{\lambda^2} T(\vartheta, \varphi) \quad (7)$$

4. A vevőantenna ekvivalens zajhőmérséklete

4.1. Általános eset

A fekete test, és a legtöbb zajforrás sugárzása polarizálatlan. Ez azt jelenti, hogy a terjedésre merőleges síkban az E vektor végpontja véletlen mozgást végez. Az E vektort térben ortogonális (pl. E_x és E_y vagy E_{RHC} és E_{LHC}) komponensekre bontva ezek korrelálatlanok lesznek, és az egyik komponens csak a teljesítménysűrűség felét hordozza. Mivel egy antennát rendszerint csak az egyik polarizációs komponens vételére készítene, ezért az antenna által Δf sávszélességben vett teljesítmény

$$P_{ZA} = \frac{1}{2} \iint_{4\pi} B(\vartheta, \varphi) \cdot A_h(\vartheta, \varphi) \Delta f d\Omega \quad [\text{watt}] \quad (8)$$

Vagyis a (7) képlet alapján

$$P_{ZA} = \frac{k}{\lambda^2} \iint_{4\pi} A_h(\vartheta, \varphi) \cdot T(\vartheta, \varphi) \Delta f d\Omega \quad [\text{watt}] \quad (9)$$

A vevőantenna ekvivalens zajhőmérséklete tehát

$$T_A = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{4\pi} A_h(\vartheta, \varphi) \cdot T(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (10)$$

Mivel $A_h = G \frac{\lambda^2}{4\pi}$; és $G(\vartheta, \varphi) = G_{\max} F^2(\vartheta, \varphi)$, ezért

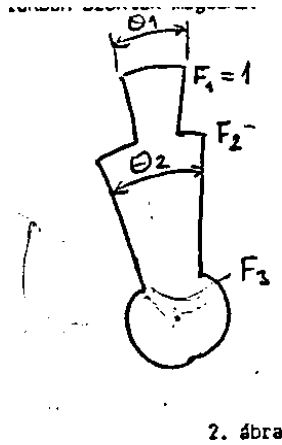
$$T_A = \frac{G_{\max}}{4\pi} \iint_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) \cdot T(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (11)$$

A (11) képlet azt jelenti, hogy a vett zajteljesítményt a zajhátter ekvivalens hőmérsékletéből a teljesítményiránykarakteristikával súlyozva kapjuk, vagyis ha az antenna főiránya "forró" pont felé néz, akkor T_A igen nagy lehet, ellenkező esetben igen kicsi is.

Ha az antenna veszteségmentes, akkor $G = D$, és

$$T_A = \frac{D_{\max}}{4\pi} \iint_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) \cdot T(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (12)$$

Az antenna zajhőmérsékletének kiszámításához a mikrohullámú antennák az $F(\vartheta, \varphi)$ iránykarakterisztikáját a 2. ábra szerinti közelítő alakban szokták megadni.



A szakaszosan állandó iránykarakterisztika mellett rendszerint az is feltételezhető, hogy a háttérzaj-hőmérséklet is szakaszosan állandó. Ezt figyelembe véve a (12) képlet szerinti integrál az alábbi összeggel helyettesíthető

$$T_A = \frac{D_{\max}}{4\pi} \sum F_i^2 \cdot T_i \cdot \Delta\Omega_i \quad (13)$$

Itt nem árt tudni, hogy $\sum \Delta\Omega_i = 4\pi$, továbbá, hogy a 2. ábrán megadott öt paraméter (Θ_1 ; Θ_2 ; F_1 ; F_2 ; F_3) nem független egymástól, mivel

$$\oint\limits_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) d\Omega = \sum_{i=1}^N F_i^2 \cdot \Delta\Omega_i = \frac{4\pi}{D_{\max}} \quad (14)$$

4.2. Állandó hőmérsékletű zajhátér

Ha $T(\vartheta, \varphi) = T$, akkor

$$T_A = T \frac{D_{\max}}{4\pi} \oint\limits_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (15)$$

és mivel

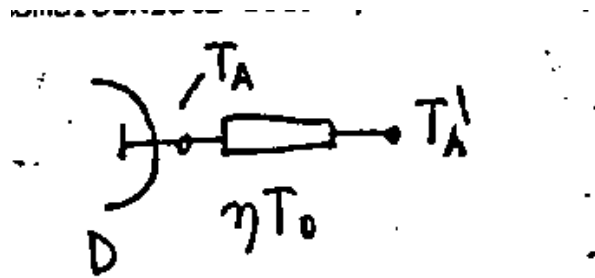
$$\oint\limits_{4\pi} F^2(\vartheta, \varphi) d\Omega = \Omega_A = \frac{4\pi}{D_{\max}} \quad (16)$$

ezért, mint várható

$$T_A = T$$

4.3. Veszteséges antenna

Ha az antenna vesztesége nem elhanyagolható, akkor $G = \eta D$. Ez felfogható úgy is mint egy veszteségmentes antenna és egy T_0 hőmérsékletű csillapító összekapcsolása.



Az eredő zajhőmérséklet a levezetés mellőzésével

$$T_A' = T_A \eta + (1 - \eta) T_0 \quad (17)$$

ahol

T_A a veszteségmentes antenna zajhőmérséklete.

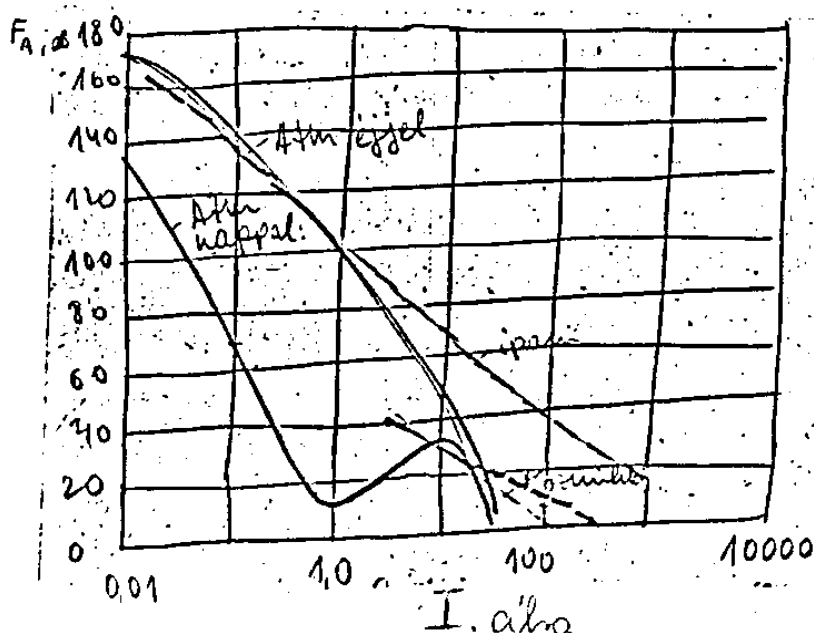
Viszonylag egyszerűen belátható, hogy ezesetben ha $T_A > T_0$; akkor $T_A' < T_A$; ha viszont $T_A < T_0$ akkor $T_A' > T_A$. Vagyis a kiszájú ($T_A < T_0$) antenna veszteségeit minimális értéken kell tartani. Ez különösen az űrtávközlésben fontos.

5. Az antenna zajtényezője

Alacsonyabb frekvenciákon, különösen mintegy 300-1000 MHz alatt az antennazaj igen nagy. Ennek oka városban az ipari zaj, lakatlan területen pedig az atmoszférikus zaj, mely a csökkenő frekvenciával javuló terjedési körülmények miatt igen nagy (2000-4000 km sugarú) gyűjtőterületről érkezik. Ezért célszerűbb az antenna zajhőmérséklete helyett az alábbi; antenna zajtényezőt megadni.

$$F_A = 10 \log \frac{T_A}{T_0} \quad [\text{dB}] \quad (18)$$

Az antenna zajtényezőt 0.01-10000 MHz-ig a 3. ábra mutatja.



3. ábra Antenna zajtényező

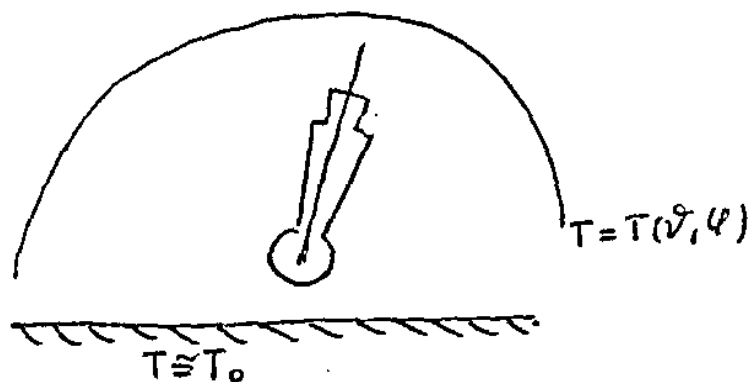
A 7. ábrával kapcsolatban megjegyezzük, hogy a kozmikus zajt a 30-300 MHz tartományban jó közelítéssel az alábbi képlet adja meg,

$$T_A = 290 \lambda^2 \quad [\text{K}] \quad (19)$$

Ez azt jelenti, hogy a kozmikus zaj 300 MHz-en ($\lambda = 1 \text{ m}$) $T_A = 290 \text{ K}$, 3000 MHz-en ($\lambda = 0.1 \text{ m}$) $T_A = 2.9 \text{ K}$.

6. A világűr felé irányított mikrohullámú antenna zajhőmérséklete

A világűr felé irányított keskeny nyalábú mikrohullámú antenna zaja jó közelítéssel két összetevőre bontható; a világűr felől vett zajra és a föld termikus sugárzásából származó zajra, amelyet az antenna a melléknyalábokon keresztül vesz (4. ábra).

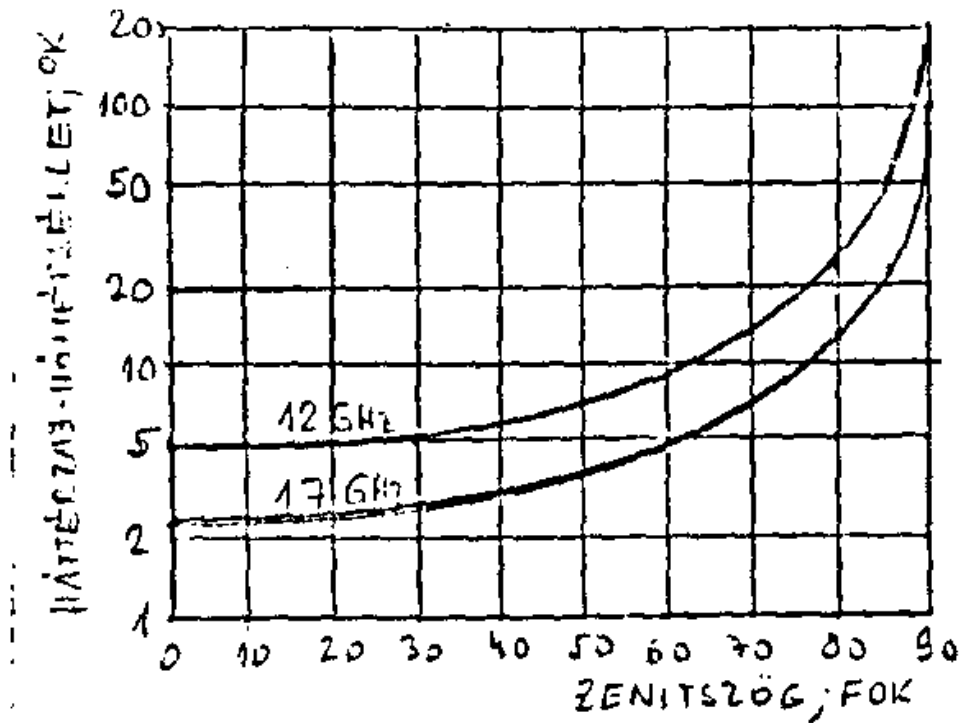


4. ábra

A világűr felől vett zaj fő forrása a kozmikus sugárzás, de mintegy 10 GHz felett egyre inkább figyelembe kell venni a levegőben lévő vízgőz és gázok elnyeléséből származó zajt is.

Minél közelebb áll az antenna főiránya a vízszinteshez, annál hosszabb utat tesz meg a beérkező hullám a levegőben, ezért annál nagyobb lesz az elnyelésből származó zaj.

Az antennát a vízszintes felé irányítva a zaj azért is nő, mert közeledünk a kb. 300 K hőmérsékletű föld felé. A világűr zajhőmérsékletét a zenittől mért szög függvényében 1.7 GHz-en és 12 GHz-en az 5. ábra mutatja.



5. ábra

II. rész

A Pocklington féle egyenlet redukált magfüggvénnyel

Egyenes dipólantennák árameloszlása és bemeneti impedanciája a Hallén féle, vagy a Pocklington féle integrálegyenlet megoldásával határozható meg. A jegyzetben a Hallén féle integrálegyenlet megoldását ismertettük a klasszikus módszerrel és a momentum módszer pontillesztéses változatával, melynél impulzus bázisfüggvényt alkalmaztunk.

Most a Pocklington féle egyenletet oldjuk meg a momentum módszer említett változatával. A Pocklington egyenletet a jegyzet (4. Fejezet) (100) képlete adja.

Eszerint

$$-j\omega\epsilon_0\mathbf{E}_i(z) = \left(\beta^2 + \frac{d^2}{dz^2}\right) \int_{-l}^{+l} \mathbf{I}(z')G(z, z')dz' \quad (1)$$

ahol

$\mathbf{E}_i(z)$ a gerjesztő függvény

$\mathbf{I}(z')$ a meghatározandó árameloszlás

$G(z, z')$ a magfüggvény

Az (1) egyenlet integro-differenciál egyenlet, melyben a gerjesztő térerősséget adóantenna esetén a táppontba iktatott feszültség hozza létre, vevőantenna esetén pedig $\mathbf{E}_i(z)$ a beeső térerősség antennával párhuzamos komponense.

A most megoldandó feladatban a (103) és (104) képlet szerinti redukált magfüggvénnyel dolgozunk. Ez vékony antenna ($\Omega \geq 10$) esetén elegendő pontosságot ad, ugyanakkor megtakarítható az egzakt magban (101) képlet szereplő integrálás, ami egyébként a számítási időt jelentősen megnövelné.

A redukált mag tehát

$$G(z, z') = \frac{e^{j\beta R}}{4\pi R} \quad (2)$$

ahol

$$R = \sqrt{(z - z')^2 + a^2} \quad \text{a forráspont és megfigyelési pont távolsága} \quad (3)$$

a az antenna sugara

A redukált mag használata olyan fizikai modell használatának felel meg, melynél az áram a z tengelyben lévő végtelen vékony szálaban folyik, a peremfeltételeket pedig az antenna felületén érvényesítjük. A redukált mag használatának további előnye az is, hogy ez nem szinguláris ha a forráspont és a megfigyelési pont egybe esik, ezáltal az integrálás egyszerűbb lesz.

A továbbiakban először a momentum módszert tekintjük át, valamivel általánosabban, mint ahogy az a jegyzetben szerepel, majd részletesen ismertetjük azt a változatot, mellyel egy rövid egyenes dipólus árameloszlását és bemeneti impedanciáját meghatározhatjuk.

A momentum módszer alapjai

A feladat általánosan az L lineáris operátorral felírt

$$LI=g \quad (4)$$

operátoregyenlet megoldása.

Az L operátor a Hallén féle integrálegyenletnél integráloperátor, a Pocklington féle egyenletnél pedig az alábbi integro-differenciáloperátor

$$L = \left(\beta^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \int_{-\ell}^{\ell} \dots G(z, z') dz' \quad (5)$$

A g gerjesztő függvény a Pocklington féle egyenletnél

$$g(z) = -j\omega\epsilon_0 E^i(z) \quad (6)$$

A momentum módszer lényege az, hogy az ismeretlen $I(z')$ függvényt egy véges, M elemű függvényhalmaz soraként állítjuk elő, azaz

$$I(z') \cong \hat{I}(z') = \sum_{m=1}^M a_m f_m(z') \quad (7)$$

ahol

$f_m(z')$ az ismert, m -edik bázisfüggvény

a_m az m -edik bázisfüggvény ismeretlen együtthatója.

A megoldás során feladatunk az, hogy adott M esetén az a együtthatókat úgy válasszuk meg, hogy a (7) képlet szerinti közelítés valamilyen norma szerint a legjobb legyen.

A (7) képletet a (4) képletbe helyettesítve, és felhasználva, hogy a lineáris műveletek sorrendje felcserélhető.

$$LI \cong L\hat{I} = L \sum_{m=1}^M a_m f_m = \sum_{m=1}^M a_m Lf_m \cong g \quad (8)$$

A (7) közelítés bevezetése miatt fellépő hiba

$$R(z, a_1, a_2 \dots a_M) = \left[\sum_{m=1}^M a_m Lf_m(z) \right] - g(z) \quad (9)$$

Mint látható, a hiba a z változó és az a_m együtthatók függvénye. Ez utóbbiakat a hibafeltételtől függően többféle módszerrel is meg lehet határozni [1]. Közülük az antennás gyakorlatban kettő terjedt el.

Az egyik módszer szerint előírhatjuk, hogy M számú, előre meghatározott pontban a hiba legyen zérus. Ekkor a (10) képletből az ismeretlen együtthatókra az alábbi, M egyenletből álló lineáris egyenletrendszert kapjuk.

$$\left[\sum_{m=1}^M a_m Lf_m(z_m) \right] - g(z_m) = 0 \quad (11)$$

E módszer neve kollokáció, vagy másnéven pontillesztés. Kollokációval tehát olyan a_m együtthatókat kapunk, melyek a keresett árameloszlást M számú pontban pontosan adják meg, de e pontok között a hiba tetszőleges lehet.

A másik módszer szerint legalább $N=M$ számú lineárisan független $w_n(z)$ súlyfüggvényt választunk, és előírjuk, hogy a $-\ell \leq z \leq +\ell$ tartományon (az antenna mentén) a súlyozott hibák legyenek zérussal egyenlőek, vagyis

$$\int_{-\ell}^{\ell} w_n^*(z) R(z, a_1, a_2 \dots a_M) dz = 0 \quad (12)$$

ahol $*$ komplex konjugáltat jelent.

A súlyfüggvényeket úgy kell megválasztani, hogy (12) értelmezve legyen.

Ha $N=M$, akkor M számú egyenletből álló lineáris egyenletrendszert kapunk, melyből a keresett a_m együtthatók meghatározhatók. A (12) képlet a lineáris algebra nyelvén belső szorzat, vagyis

$$\int_{-\ell}^{\ell} w_n^*(z) R(z, a_1, a_2 \dots a_M) dz = \langle R, w_n \rangle \quad (13)$$

A súlyfüggvények módszere tehát így írható

$$\langle R, w_n \rangle = 0 \quad n=1,2,\dots,M \quad (14)$$

azaz

$$\left\langle \left(\sum_{m=1}^M a_m Lf_m \right) - g, w_n \right\rangle = 0 \quad n=1,2,\dots,M \quad (15)$$

Ebből a lineáris algebra szabályai szerint az alábbi képletet kapjuk

$$\sum_{m=1}^M a_m \langle Lf_m, w_n \rangle = \langle g, w_n \rangle \quad n=1,2,\dots,M \quad (16)$$

mely mátrix alakban a következő

$$\underline{\underline{\mathbf{K}}} \underline{\mathbf{a}} = \underline{\mathbf{g}} \quad (17)$$

ahol

$$K_{m,n} = \langle Lf_m, w_n \rangle \quad m=1,2,\dots,M \quad n=1,2,\dots,M \quad (18)$$

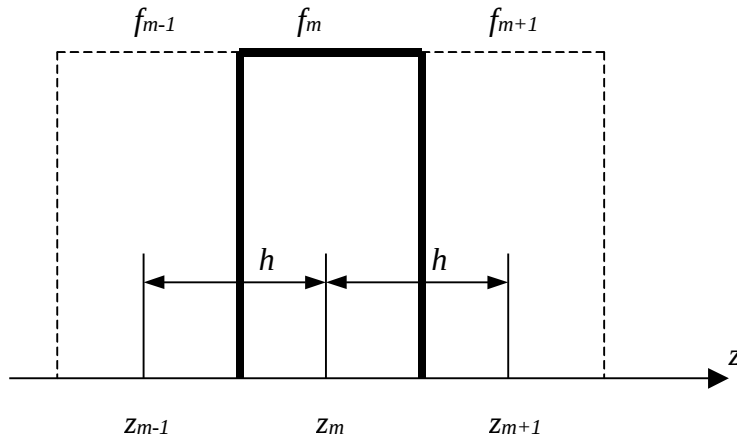
$$g_n = \langle g, w_n \rangle \quad (19)$$

$$\underline{\mathbf{a}}^T = [a_1; a_2; \dots; a_M] \quad (20)$$

Bázisfüggvények és súlyfüggvények

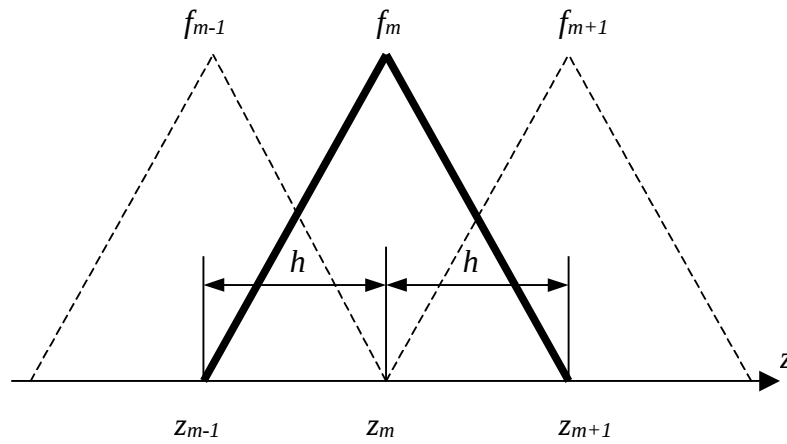
Az $f_m(z)$ bázisfüggvények lehetnek z teljes tartományán (most $-\ell \leq z \leq +\ell$) vagy résztartományán értelmezett függvények. A teljes tartományú bázisfüggvények gyakran szinusz és koszinusz függvények, vagy polinomok, esetleg ezek kombinációja. A résztartományú bázisfüggvényeket viszonylag gyakrabban alkalmazzák ezért itt most csak ezekkel foglalkozunk.

A három leggyakrabban alkalmazott bázisfüggvény az impulzus-, a lineáris-, és a szinusz-függvény. Ezeket az 1-3. ábrákon mutatjuk be és a (21-23) képletekkel adjuk meg.



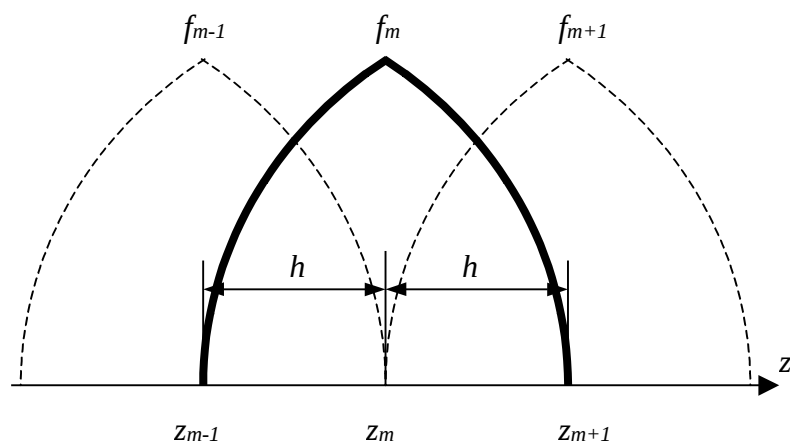
1. ábra Impulzus bázisfüggvény

$$f_m(z) = \begin{cases} 1 & \text{ha } \left(z_m - \frac{h}{2}\right) \leq z \leq \left(z_m + \frac{h}{2}\right) \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (21)$$



2. ábra Háromszög bázisfüggvény

$$f_m(z) = \begin{cases} \frac{z - z_{m-1}}{z_m - z_{m-1}} & \text{ha } z_{m-1} \leq z \leq z_m \\ \frac{z_{m+1} - z}{z_{m+1} - z_m} & \text{ha } z_m \leq z \leq z_{m+1} \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (22)$$



3. ábra Szinuszos bázisfüggvény

$$f_m(z) = \begin{cases} \frac{\sin[\beta(z - z_{m-1})]}{\sin[\beta(z_m - z_{m-1})]} & \text{ha } z_{m-1} \leq z \leq z_m \\ \frac{\sin[\beta(z_{m+1} - z)]}{\sin[\beta(z_{m+1} - z_m)]} & \text{ha } z_m \leq z \leq z_{m+1} \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (23)$$

Súlyfüggvénynek rendszerint a bázisfüggvényként ismertetett három függvényt alkalmazzák. Ha a bázisfüggvények és a súlyfüggvények azonosak, akkor e súlyfüggvény módszert Galerkin módszernek nevezzük. A Galerkin módszernél a $\mathbf{K}$ mátrix szimmetrikus.

Megjegyezzük, hogy ha a súlyfüggvénynek a $w_n = \delta(z - z_n)$ Dirac delta függvényt választunk, akkor a kollokáció (pontillesztés) módszere besorolható a súlyfüggvények módszerébe.

A következőkben a Pocklington féle egyenletet impulzus bázisfüggvényekkel, kollokáció alkalmazásával oldjuk meg.

Pontillesztés adóantenna esetén

A (18) képlet alapján pontillesztésnél a $\mathbf{K}$ mátrix egy eleme a következő

$$K_{m;n} = \langle L f_m; w_n \rangle = \int_{-\ell}^{+\ell} \left(\beta^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \int_{-\ell}^{+\ell} f_m(z') G(z; z') dz \Big] \delta(z - z_n) dz \quad (24)$$

Elvégezve az első integrálást

$$K_{m;n} = \left(\beta^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \bigg|_{z=z_n} \int_{-l}^{+l} f_m(z') G(z_n; z') dz' \quad (25)$$

A (25)-ben a második deriváltat numerikusan, centrális differencia formulával (M3.4) állítjuk elő a következő képlet szerint

$$\frac{d^2}{dz^2} \alpha(z) \bigg|_{z_n} = \frac{\alpha(z_{n-1}) + \alpha(z_{n+1}) - 2\alpha(z_n)}{h^2} \quad (26)$$

ahol

$$h = (z_{n+1} - z_n)$$

A (25) és (26) képletek alapján

$$K_{m;n} = \beta \int_{z_m - \frac{h}{2}}^{z_m + \frac{h}{2}} G(z_n; z') dz' + \frac{1}{h^2} \int_{z_m - \frac{h}{2}}^{z_m + \frac{h}{2}} [G(z_{n-1}; z') + G(z_{n+1}; z') - 2G(z_n; z')] dz' \quad (27)$$

A (27) képletből látható, hogy $K_{m;n}$ értéke csak $(z_n - z_m)$ -től függ, melyben a z_n értékek a pontillesztés helyeit, a z_m értékek pedig a bázisfüggvények résztartományainak középpontjait jelentik.

Ha a résztartományokat és az illesztési pontokat egyenletesen osztjuk el akkor a mátrix elemei csak $(n-m)$ -től függenek. Könnyen belátható, hogy az ilyen mátrix egyetlen sorával, vagy oszlopával jellemezhető, és a többi sorban, vagy oszlopban ezek az elemek ciklikusan ismétlődnek az alábbi általános struktúra szerint

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} t_0 & t_1 & t_2 & t_3 \\ t_1 & t_0 & t_1 & t_2 \\ t_2 & t_1 & t_0 & t_1 \\ t_3 & t_2 & t_1 & t_0 \end{bmatrix} \quad (28)$$

Az ilyen mátrixot szimmetrikus Töplitz mátrixnak [2] nevezzük, s ciklikus tulajdonságát kihasználva a vele való műveletek száma és a szükséges tárkapacitás jelentősen csökkenthető.

Hátra van még a belső szorzat meghatározása az egyenletrendszer gerjesztő függvényével. Tételezzük fel, hogy antennánk adóantenna, melyet $z=z_k$ -nál d szélességű résben $E_i(z=z_k)=U_0/d$ térerősséggel gerjesztünk. A többi helyen a térerősség zérus. Vegyük fel az illesztőpontokat úgy, hogy a k -adik a rés közepére essen, vagyis

$$w_k(z) = \delta(z - z_k) \quad (29)$$

Így a (6) és (19) képletek alapján a $\mathbf{g}$ vektor egyetlen nem zérus eleme a következő

$$g_k = -j\omega\epsilon_0 \langle E_i(z), w_k(z) \rangle \quad (30)$$

Az állandók összevonásával és a (29) képlet behelyettesítésével

$$g_k = -j \frac{U_0}{60d\lambda} \quad (31)$$

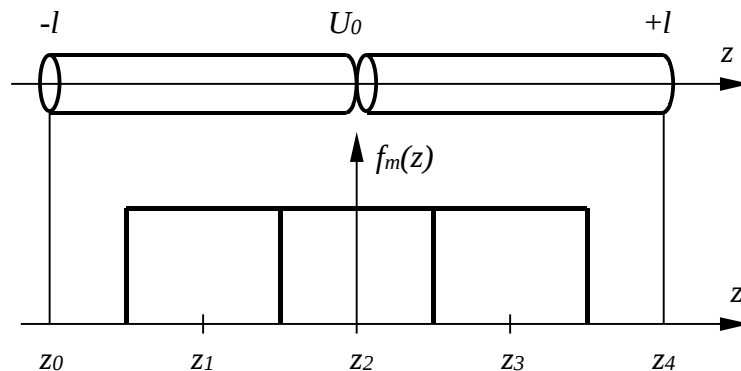
Itt jegyezzük meg, hogy ebben az esetben nem megengedett a gerjesztés $E_i(z) = U_0\delta(z)$, u.n. delta generátoros megadása, mert ehhez a pontillesztést nem lehet elvégezni.

A feladat és megoldása

Egy dipólantenna hossza $2\ell = 10$ m, átmérője $2a = 5$ mm.

Határozza meg az antenna bemeneti impedanciáját $f = 3$ MHz-en.

Megoldás



4. ábra

Az antenna végén az áram elemi fizikai megfontolások alapján zérus. Ennek biztosítására egy-egy illesztő pontot veszünk fel, ahol $f(z)=0$, tehát a $\mathbf{K}$ mátrix mérete

3x3. A (28) képlet alapján, feltételezve, hogy a mátrixot az első oszlopával adjuk meg a K mátrix a következő

$$\underline{\underline{\mathbf{K}}} = \begin{bmatrix} K_{11} & K_{21} & K_{31} \\ K_{21} & K_{11} & K_{21} \\ K_{31} & K_{21} & K_{11} \end{bmatrix} \quad (32)$$

Az első oszlop elemei a (27) képlet alapján az alábbi módon írhatók fel

$$\begin{aligned} K_{11} &= \frac{1}{h^2} [s_0 + s_2 + (h^2 \beta^2 - 2)s_1] \\ K_{21} &= \frac{1}{h^2} [s_1 + s_3 + (h^2 \beta^2 - 2)s_2] \\ K_{31} &= \frac{1}{h^2} [s_2 + s_4 + (h^2 \beta^2 - 2)s_3] \end{aligned}$$

ahol

$$s_m = \int_{z_m - \frac{h}{2}}^{z_m + \frac{h}{2}} G(z_1; z') dz', \quad m = 0; 1; 2; 3; 4$$

$$z_m = -1 + m h$$

$$G(z_1; z') = \frac{e^{-j\beta \sqrt{(z_1 - z')^2 + a^2}}}{4\pi [(z_1 - z')^2 + a^2]^{1/2}}$$

(33,34,3

5,36,37,38)

A (36) képlet felírásánál figyelembe vettük, hogy az egyenletes felosztás miatt, (37) és (38) alapján

$$\int_{z_m - \frac{h}{2}}^{z_m + \frac{h}{2}} G(z_n; z') dz' = \int_{z_{m+p} - \frac{h}{2}}^{z_{m+p} + \frac{h}{2}} G(z_{n+p}; z') dz'$$

(39)

ahol

p tetszőleges nemnegatív egész szám (ebben a példában $m+p \neq 0$ és $m+p \neq 4$)

Az integrálokat numerikusan kiszámítva a kapott eredményeket az I. táblázatban foglaljuk össze.

Megjegyezzük, a (38) képletet gyakran 4π osztó nélkül írják fel. Ebben az esetben a kapott S_m értékek és g_k (31) szerinti értéke is 4π -vel szorzandó.

I. Táblázat

S_0	$0,086445-j0,012446$
S_1	$1,09914-j0,012494$
S_2	$0,086445-j0,012446$
S_3	$0,038707-j0,012295$
S_4	$0,023889-j0,012040$

Mint látható, $S_0=S_2$, ami a (36)-(38) képlet alapján belátható, ugyanis z_0 és z_2 a z_1 -re szimmetrikusan helyezkedik el.

A mátrix elemeit a II. Táblázatban tüntettük fel.

II. Táblázat

K_{11}	$-0.3197-j3.291 \cdot 10^{-5}$
K_{21}	$0.1547-j3.283 \cdot 10^{-5}$
K_{31}	$5.421 \cdot 10^{-5}-j3.259 \cdot 10^{-5}$

A gerjesztő vektor nem zérus komponense a 4. ábra szerint a g_2 , mely a (31) képletből $U_0=1$ Volt feszültség és $d=h$ választással

$$g_2=-j6.667 \cdot 10^{-5}$$

Megoldva a $\underline{\mathbf{K}}\underline{\mathbf{a}}=\underline{\mathbf{g}}$ egyenletrendszert a keresett $\underline{\mathbf{a}}$ vektor komponenseire a III. Táblázat szerinti eredményt kapjuk.

III. Táblázat

az együtthatók Amperben

a_1	$2.34 \cdot 10^{-7}+j1.96 \cdot 10^{-4}$
a_2	$3.078 \cdot 10^{-7}+j3.98 \cdot 10^{-4}$
a_3	$2.34 \cdot 10^{-7}+j1.96 \cdot 10^{-4}$

A bemeneti impedancia

$$Z_{be} = \frac{U_{be}}{I_{be}} = \frac{U_0}{a_2} = \frac{1}{a_2}$$

melyből

$$Z_{be}=1.94-j2513 \Omega$$

Ellenőrzésül, a valós rész meghatározására használhatjuk a sugárzási ellenállás

$$R_s = R_{be} = 80\pi^2 \left(\frac{\ell}{\lambda} \right)^2$$

képletét, melyből

$$R_{be}=1.97 \, \Omega$$

a képzetes részt pedig kiszámíthatjuk a hosszegységre jutó statikus kapacitás

$$C_A' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{\ell^2}{3a^2}\right)} \cong \frac{28}{\ln\left(\frac{\ell}{a}\right) - 0.55} \quad [\text{pF/m}]$$

képlete segítségével, melyből

$$X_{be}=-j2757 \, \Omega$$

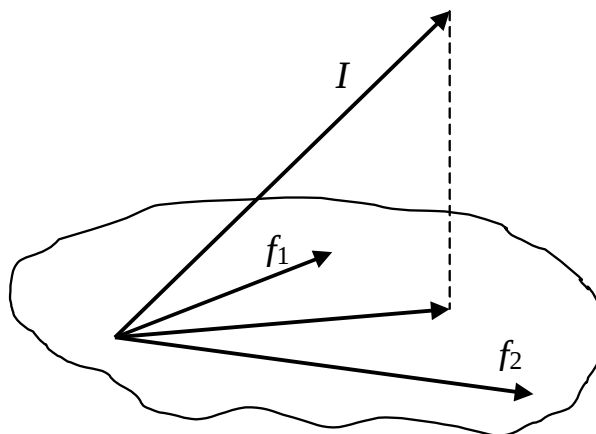
Mint látható, a valós rész esetén az egyezés egészen jó, a képzetes rész esetében is majdnem elfogadható. Természetesen a felbontás növelésével a pontosság gyorsan javul.

Irodalom

- [1] Korn-Korn: Matematikai kézikönyv műszakiaknak, Műszaki Könyvkiadó, 1975.
- [2] Rózsa Pál: Lineáris algebra és alkalmazásai, Műszaki Könyvkiadó, 1974.

Melléklet

A Galerkin módszer



Projekció alkalmazása lineáris altéren történő közelítéshez

Numerikus integrálás Gauss kvadraturával

A kvadrátúraformulák általános használhatóságához az általánosság korlátozása nélkül első lépésként végezzünk el az x integrálási változó

$$x = \frac{b+a}{2} + \frac{b-a}{2}c$$

lineáris transzformációját. Ennek felhasználásával bármely (a,b) intervallumon vett integrál felírható a $(-1,+1)$ tartományon vett integrállal.

$$\int_a^b \varphi(x)dx = \frac{(b-a)}{2} \int_{-1}^{+1} \varphi(c)dc$$

A továbbiakban ezért elegendő a $(-1,+1)$ integrálok közelítésével foglalkozni. Írjuk fel az integrálközelítő összeget

$$\int_{-1}^{+1} \varphi(x)dx \cong \sum_{i=1}^N w_i \varphi(c_i)$$

alakban, ahol a w_i súlyok és c_i mintavételi helyek egyelőre ismeretlenek. Ezen együtthatók meghatározására írjuk elő, hogy a kvadrátúraformula az integrált pontosan adja meg a $\varphi(x)=x^k$ alakú függvényekre.

$$\int_{-1}^{+1} x^k dx = \sum_{i=1}^N w_i c_i^k \quad k=0,1,2,\dots,M$$

Ílymódon $M+1$ egyenletből álló nemlineáris egyenletrendszer írható fel a súlyokra és mintavételi helyekre. Az ismeretlenek száma ezért $2N$.

A nemlineáris egyenletrendszer egyértelműen megoldható, ha $M+1=2N$.

$$\int_{-1}^{+1} x^0 dx = \int_{-1}^{+1} 1 dx = 2 = \sum_{i=1}^N w_i = w_1 + w_2$$

$$\int_{-1}^{+1} x^1 dx = 0 = \sum_{i=1}^N w_i c_i = w_1 c_1 + w_2 c_2$$

$$\int_{-1}^{+1} x^2 dx = \frac{2}{3} = \sum_{i=1}^N w_i c_i^2 = w_1 c_1^2 + w_2 c_2^2$$

$$\int_{-1}^{+1} x^3 dx = 0 = \sum_{i=1}^N w_i c_i^3 = w_1 c_1^3 + w_2 c_2^3$$

Az (M2.2) nemlineáris egyenletrendszert megoldva a w_1, w_2 , súlyokra és c_1, c_2 mintavételi pontokra

$$w_1 = w_2 = 1$$

$$c_1 = -\frac{1}{\sqrt{3}} \text{ és } c_2 = +\frac{1}{\sqrt{3}}$$

értékeket kapunk.

Magasabbrendű differenciálás centrális differenciaformulákkal

A magasabbrendű differenciálhányadosokat a Taylor sorfejtés felhasználásával fejezhetjük ki véges differenciaformulákkal. Ehhez írjuk fel egy tetszőleges $\varphi(x)$ függvény Taylor sorát az $x + \Delta x$ ill. $x - \Delta x$ helyen.

$$\varphi(x + \Delta x) = \varphi(x) + \frac{d}{dx} \varphi \Big|_z \Delta x + \frac{1}{2!} \frac{d^2}{dx^2} \varphi \Big|_z \Delta x^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3}{dx^3} \varphi \Big|_z \Delta x^3 + \dots \quad (\text{M3.1})$$

$$\varphi(x - \Delta x) = \varphi(x) - \frac{d}{dx} \varphi \Big|_z \Delta x + \frac{1}{2!} \frac{d^2}{dx^2} \varphi \Big|_z \Delta x^2 - \frac{1}{3!} \frac{d^3}{dx^3} \varphi \Big|_z \Delta x^3 + \dots \quad (\text{M3.2})$$

Az (M3.1) és (M3.2) közelítéseket a harmadrendű tagokig végezve és a két egyenletet összeadva

$$\varphi(x + \Delta x) + \varphi(x - \Delta x) \cong 2\varphi(x) + \frac{d^2}{dx^2} \varphi \Big|_z \Delta x^2 \quad (\text{M3.3})$$

Végül az (M3.3)-ból fejezzük ki $d^2 \varphi / dx^2 \Big|_z$ -et

$$\frac{d^2}{dx^2} \varphi \Big|_z \cong \frac{\varphi(x + \Delta x) + \varphi(x - \Delta x) - 2\varphi(x)}{\Delta x^2} \quad (\text{M3.4})$$

Az előzőekhez hasonlóan fejezhetőek ki a magasabbrendű differenciálhányadosok is.

1. Feladat

A cél a veszteséges tápvonalakon terjedő feszültség hullámok amplitudójának valamint az állóhullámarány változásának bemutatása egy feladat megoldásával.

Egy $Z_o=75\Omega$ hullámmellenállású, $l=30$ m hosszú tápvonal lezáró ellenállása $R_L=150\Omega$, hosszegységre eső csillapítása $\alpha=0.2$ dB/m.

Határozzuk meg az állóhullámarányt a tápvonal bemenetén!

a./ Kiszámítjuk a tápvonal bemenetén a haladó és a reflektált hullámok amplitudóját, majd ebből az r állóhullámarányt.

Legyen a beeső hullám komplex csúcserőértékének amplitudója a tápvonal bemenetén 1

$$(|U_{oh}| = 1)$$

Ekkor a lezáráson

$$U_{lh} = U_{oh} \cdot e^{-\gamma l}$$

ahol $\gamma = \alpha + j\beta$

így a haladó hullám $\alpha \cdot l = 0.2 \text{ dB/m} \cdot 30 \text{ m} = 6 \text{ dB}$ -t csillapodik a lezárásig. A

lezáráson a haladó hullám amplitudója

$$|U_{lh}| = 0.5$$

A lezárás reflexiós tényezője

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_o}{R_L + Z_o} = \frac{150 - 75}{150 + 75} = \frac{1}{3}$$

A reflektált hullám amplitudója a lezáráson

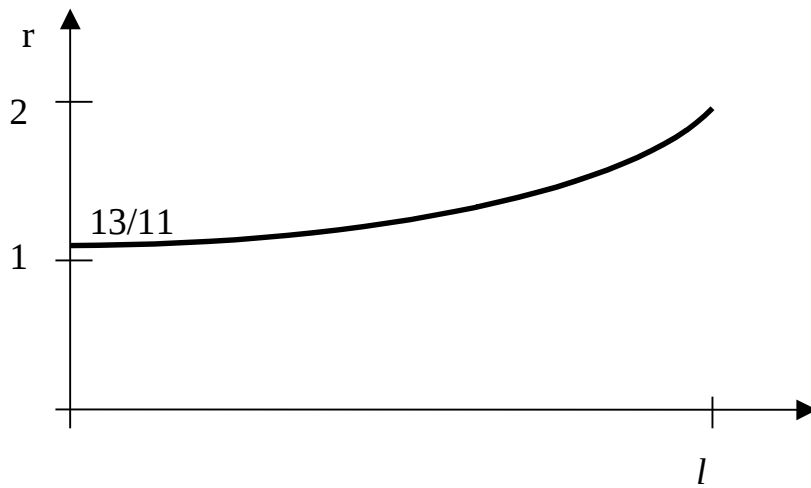
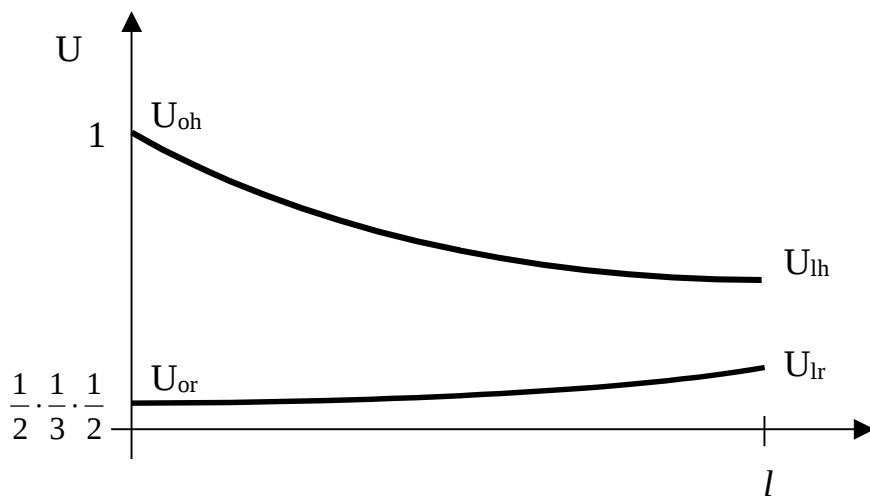
$$|U_{lr}| = |U_{lh}| \Gamma_L = 0.5 \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{6}$$

A tápvonal bemenetére visszajutó reflektált hullám amplitudója (a tápvonalon ismét 6 dB-t csillapodik)

$$|U_{or}| = \frac{1}{6} \cdot 0.5 = \frac{1}{12}$$

A tápvonal bemenetén az állóhullámarányt ezután a haladó és reflektált hullámok amplitudóiból kapjuk

$$r_{be} = \frac{|U_{oh}| + |U_{or}|}{|U_{oh}| - |U_{or}|} = \frac{1 + 1/12}{1 - 1/12} = 13/11 = 1.18$$



$$\Gamma_{be} = \Gamma_L \cdot e^{-2\gamma l}$$

$$|\Gamma_{be}| = |\Gamma_L| \cdot e^{-2\alpha^N l} = |\Gamma_L| \cdot 10^{\frac{2 \cdot l \cdot \alpha^{dB}}{20}} = \frac{1}{12}$$

$$r = \frac{1 + |\Gamma_{be}|}{1 - |\Gamma_{be}|} = 1.18$$

2. Feladat

Egy $2l=10\text{m}$ hosszúságú dipólantennára az antenna tengelyéhez képest $\vartheta=60^\circ$ irányból $f=15\text{ MHz}$ frekvenciájú, $E=5\text{ mV/m}$ eff. térerősségű, lineárisan polarizált hullám esik. Az antenna és a hullám E vektora egy síkban vannak. Az antenna soros veszteségi ellenállása a bemeneten $1.8\ \Omega$.

a./ Számítsa ki az antennából kivehető maximális hatásos teljesítményt.

b./ Határozza meg a bemeneti impedanciát az antennához csatlakozó $L=15\text{ m}$ hosszúságú, $Z_0=75\Omega$ hullámmellenállású kábel végén.

Megoldás:

a./ A beeső jel hullámhossza

$$\lambda = \frac{300}{f} = 20\text{m}$$

Az antenna elektromos hossza

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{5}{20} = 0.25$$

Az antenna irányhatása főirányban

$$D=1.64$$

Az antenna sugárzási ellenállása

$$R_S=73.2\ \Omega$$

Az antenna hatásfoka

$$\eta = \frac{R_S}{R_V + R_S} = \frac{73.2}{73.2 + 1.8} = 0.976$$

Az antenna nyeresége főirányban

$$G = D \cdot \eta = 1.64 \cdot 0.976 = 1.60$$

Az antenna hatásos felülete főirányban

$$A_h = G \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1.6 \cdot \frac{20^2}{4\pi} = 50.93\text{m}^2$$

A beeső teljesítménysűrűség

$$S = \frac{E^2}{120\pi} = \frac{(5 \cdot 10^{-3})^2}{120\pi} = 6.63 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2$$

A kivehető teljesítmény főirányban

$$P_{V\max} = A_h \cdot S = 50.93 \cdot 6.63 \cdot 10^{-8} = 3.38 \cdot 10^{-6} \text{ W} = 3.38 \mu\text{W}$$

Az antenna iránykarakterisztikája

$$F(\vartheta) = \frac{\cos(\beta l \cos \vartheta) - \cos \beta l}{(1 - \cos \beta l) \sin \vartheta}$$

Esetünkben $\beta l = 90^\circ$

$$F(\vartheta) = \frac{\cos(90^\circ \cos \vartheta)}{\sin \vartheta}$$

Ebből

$$F(\vartheta = 60^\circ) = \frac{\cos(90^\circ \cdot 0.5)}{\sqrt{3}/2} = \frac{\cos 45^\circ}{\sqrt{3}/2} = \frac{\sqrt{2}/2}{\sqrt{3}/2} = \sqrt{\frac{2}{3}}$$

A teljesítmény csökkenése a főiránytól való eltérés miatt

$$\frac{P_V}{P_{V\max}} = F^2(\vartheta) = \frac{2}{3}$$

Ebből

$$P_V = \frac{2}{3} \cdot 3.38 = 2.25 \mu W$$

b./

A tápvonal elektromos hossza

$$L/\lambda = 15/20 = 0.75 \quad \beta L = 90^\circ$$

A bemeneti impedancia

$$Z_{be} = Z_o \frac{Z_A + jZ_o \tan \beta L}{Z_o + jZ_A \tan \beta L} = \frac{Z_o^2}{Z_A}$$

3. Feladat

Egy dipólantenna hossza $2l=7.2\text{m}$, melybe a 25 MHz frekvenciájú adó 50W teljesítményt táplál.

Az adó és az antenna között automatikus hangoló áramkör van, mely az antenna reaktanciáját kihangolja. A kihangoló áramkör soros veszteségi ellenállása az antenna bemenetére vonatkoztatva 8Ω .

a./ Számítsa ki az antenna által előállított maximális térerősséget az adóantennától 10 km távolságra.

b./ Hányszor nagyobb az antenna térerőssége a veszteségmentes izotróp antenna térerősségéhez képest (ugyanakkora betáplált teljesítményt feltételezve).

Megoldás

a./

A kisugárzott jel hullámhossza:

$$\lambda = \frac{300}{f^{MHz}} = \frac{300}{25} = 12m$$

Az antenna elektromos hossza:

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{3.6}{12} = 0.3$$

$$\beta l = 2\pi \frac{l}{\lambda} = 108^\circ$$

Az antenna sugárzási ellenállása az áramhasra vonatkoztatva:

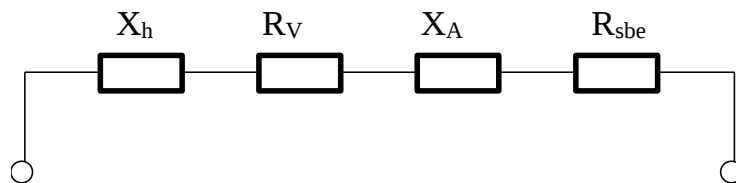
$$R_{sá} = 120\Omega$$

Mivel $\beta l < 120^\circ$ ezért az árameloszlás szinuszosnak vehető, és

$$R_{sbe} = \frac{R_{sá}}{\sin^2 \beta l} = \frac{120}{0.9046}$$

$$R_{sbe} \cong 132.66\Omega$$

Az antenna helyettesítő képe az adó felől nézve



ahol

$$X_h = -X_A$$

$$R_v = 8\Omega$$

$$R_{sbe} = 132.66\Omega$$

A teljes betáplált teljesítmény

$$P_{be} = I_{be}^2 (R_v + R_{sbe})$$

Ebből

$$I_{be} = \sqrt{\frac{P_{be}}{R_v + R_{sbe}}} = \sqrt{\frac{50}{8 + 132.66}} \cong 0.6A$$

Egy lineáris antenna térerőssége

$$E(\vartheta) = j60I_m \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{\cos(\beta l \cos \vartheta) - \cos \beta l}{\sin \vartheta}$$

Mivel $l/\lambda < 0.625$, ezért a maximális térerősség $\vartheta = 90^\circ$ -nál van, vagyis

$$|E_{\max}| = \frac{60I_m}{r}(1 - \cos \beta l)$$

Az áramhasban mért áramot a bemeneti áramból számíthatjuk ki az árameloszlás ismeretében.

$$I(z') = I_m \sin \beta(l - |z'|)$$

ebből $z'=0$ helyettesítéssel a bemeneti áram

$$I_{be} = I_m \sin \beta l$$

Ebből

$$I_m = \frac{I_{be}}{\sin \beta l}$$

A maximális térerősség

$$|E_{\max}| = \frac{60I_{be}}{r} \cdot \frac{1 - \cos \beta l}{\sin \beta l}$$

Ellenőrző kérdések

A Hertz-féle dipólus

Mit nevezünk a Hertz-féle dipólus közeltéri térerősségének és milyen összetevői vannak?

Írja fel a Hertz-féle dipólus irányhatását!

Írja fel a Hertz-féle dipólus sugárzási ellenállását!

Milyen hosszú egy $2l$ hosszúságú, hullámhosszhoz képest rövid dipólussal sugárzási ellenállás szempontjából ekvivalens Hertz-féle dipólus?

Az antennákkal kapcsolatos fogalmak

Egy antenna hatásos hossza és hatásos felülete milyen arányban van egymással?

Mi az antenna iránykarakterisztikájának definíciója?

Az irányhatás vagy a nyereség számítható-e ki az iránykarakterisztikából?

Mi az amplitudó és mi a teljesítmény iránykarakterisztika?

Mi az iránydiagram és milyen iránydiagramokat ismer?

Mi a 3 dB-es irányélességi szög?

Mi az irányhatás?

Huzalantennák

Írja fel a hajlított monopól bemeneti impedanciájának értékét $l=0.25\lambda$ antennára.

Rajzolja fel a lineáris antennák bemeneti impedanciájának helygörbéjét két különböző karcsúsági tényezőjű antennára.

Rajzolja fel a hullámhosszhoz képest kisméretű keretantenna iránykarakterisztikáját a keret helyzetének feltüntetésével.

Mekkora a Z_{12} kölcsönös impedancia értéke két – egymásra merőleges, egymás távolterében elhelyezett $l=\lambda/4$ hosszúságú – dipólantenna között.

Írja fel a Z_{12} kölcsönös impedanciát két – egymástól d távolságban elhelyezett, l_1 ill. l_2 félhosszúságú, párhuzamos – dipólantennára.

Rajzoljon ekvivalens helyettesítő antenna elrendezést egy 120° –os sarokreflektor előtt elhelyezett dipólantennára a tükörkép antenna áramok bejelölésével.

Síkreflektor előtt elhelyezett dipólra rajzolja fel az irányhatás ill. nyereség változását a reflektor-dipól távolság függvényében.

Igaz-e, hogy az egyenes dipólantenna hosszát kétszeresére növelve hatásos hossza is kétszereződik?

Írja fel az egyenes dipólantenna árameloszlásának képletét.

Rajzoljon fel egy varsaantennát és írja fel milyen célra alkalmazható.

A reflektorfalat párhuzamos, vízszintes vezetékekből készítjük. Milyen hullámot reflektál a fal, ha körösen polarizált síkhullám esik rá?

Rajzolja fel a haladóhullámú vezeték iránykarakterisztikáját $L=4\lambda$ hosszra!

Hogyan készítik el a rombuszantenna lezáró impedanciáját?

Aperturaantennák

Mi a megvilágítási függvény?

Milyen kapcsolat van a megvilágítási függvény és az iránykarakterisztika között az aperturaantennáknál?

Mi korlátozhatja egy forgásparaboloid reflektor antenna alkalmazhatóságának felső frekvenciahatárát?

Mi a blokkolás hatása az iránykarakterisztikára a forgásparaboloid antennáknál?

Írja fel a túlsordulási hatásfokot forgásparaboloid reflektor antennákra.

Mi a négyzetes fázishiba hatása az apertura antennáknál?

Írja fel egy tetszőleges alakú és tetszőleges gerjesztésű apertura sugárzási terét.

Mi korlátozhatja egy forgásparaboloid reflektor antenna alkalmazhatóságának felső frekvenciahatárát?

Mit nevezünk ideális aperturának és miért?

Írja fel egy forgásparaboloid reflektor antennára a blokkolási hatásfok képletét.

Antennarendszerek

Mi az antennarendszerek leírásánál használt Ψ változó fizikai jelentése?

Egyenlő távolságú sugárzósornál mi az orrsugárzás feltétele?

Melyik antennasor iránytényezőjének nagyobb a főnyaláb szélessége? Azonos elemtávolságú, 6 elemű egyenlő amplitudójú oldalsugárzó soré, vagy 9 elemű háromszög eloszlású oldalsugárzó soré?

Egy antennasor amplitudóeloszlása szimmetrikus. Hol helyezkednek el az iránytényező zérusai?

Adja meg a kiugró melléknyalábok elkerülésének feltételét $N=9$ elemű, háromszög eloszlású antennasorra.

Írja fel egy egyenlő távolságú, szimmetrikus amplitudó eloszlású és progresszív fázis eloszlású antennasor iránytényezőjét Csebisev polinomok segítségével.

Írja fel egy egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasor normalizált iránytényezőjét.

Rajzolja fel egy $N=6$ elemű egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasor $F(\Psi)$ iránytényezőjét.

Azonos elemszám esetén melyik antennasornak nagyobb a főnyaláb szélessége: binomiális sor, háromszög eloszlású antennasor.

Írja fel egyenlő távolságú antennasorra a haladóhullámú progresszív fáziskülönbséget ϑ_M főirány esetén.

Az egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú, 5 elemű oldalsugárzó antennasor középső elemének gerjesztő amplitudóját kétszeresére növelik. Hogyan változik az antennasor melléknyaláb elnyomása?

Rajzolja fel egy $N=5$ elemű egyenlő távolságú, egyenlő amplitudójú antennasor $F(\Psi)$ iránytényezőjét.

Hogyan határozható meg a fő sugárzási irány, ha $\left| \frac{\delta}{\beta d} \right| > 1.0$?

Hullámterjedés

Hogyan definiálják a törésmutató indexet.

Mi az a MUF?

Milyen magasságtartományban jöhet létre troposzférikus szórás?

Mit nevezünk Brewster szögnek?

Milyen polarizációjú térerősséget alkalmazunk felületi hullámú terjedésnél és miért?

A földi atmoszférában a refrakció miatt bekövetkező irányszögeltérés függőleges vagy vízszintes kilövés esetén nagyobb-e?

Kismértékű talajegyenetlenség esetén hogyan módosul a kétutas hullámterjedés térerőssége a távolság függvényében és miért?

Rajzolja fel késél diffrakció esetére a térerősséget az akadály benyúlásának függvényében!

Milyen a magasságfüggése a törésmutató indexnek normál atmoszférában?

Mi a szakaszcsillapítás?

Mekkora teljesítménysűrűséget hoz létre egy G nyereségű antenna tőle d távolságban?

Írja fel a szabadtéri csillapítás képletét!

A szakaszcsillapítást általában milyen csillapítások módosítják a szabadtéri csillapításhoz képest?

Írja fel a vevő bementére számított teljes zajhőmérsékletet!

Írja fel szabadtéri terjedés esetére az elektromos térerősség képletét!

Rajzolja fel a talajreflexió tényező abszolút értékének és fázisának beesési szög függését a kétféle polarizációra!

Mit nevezünk Brewster szögnek?

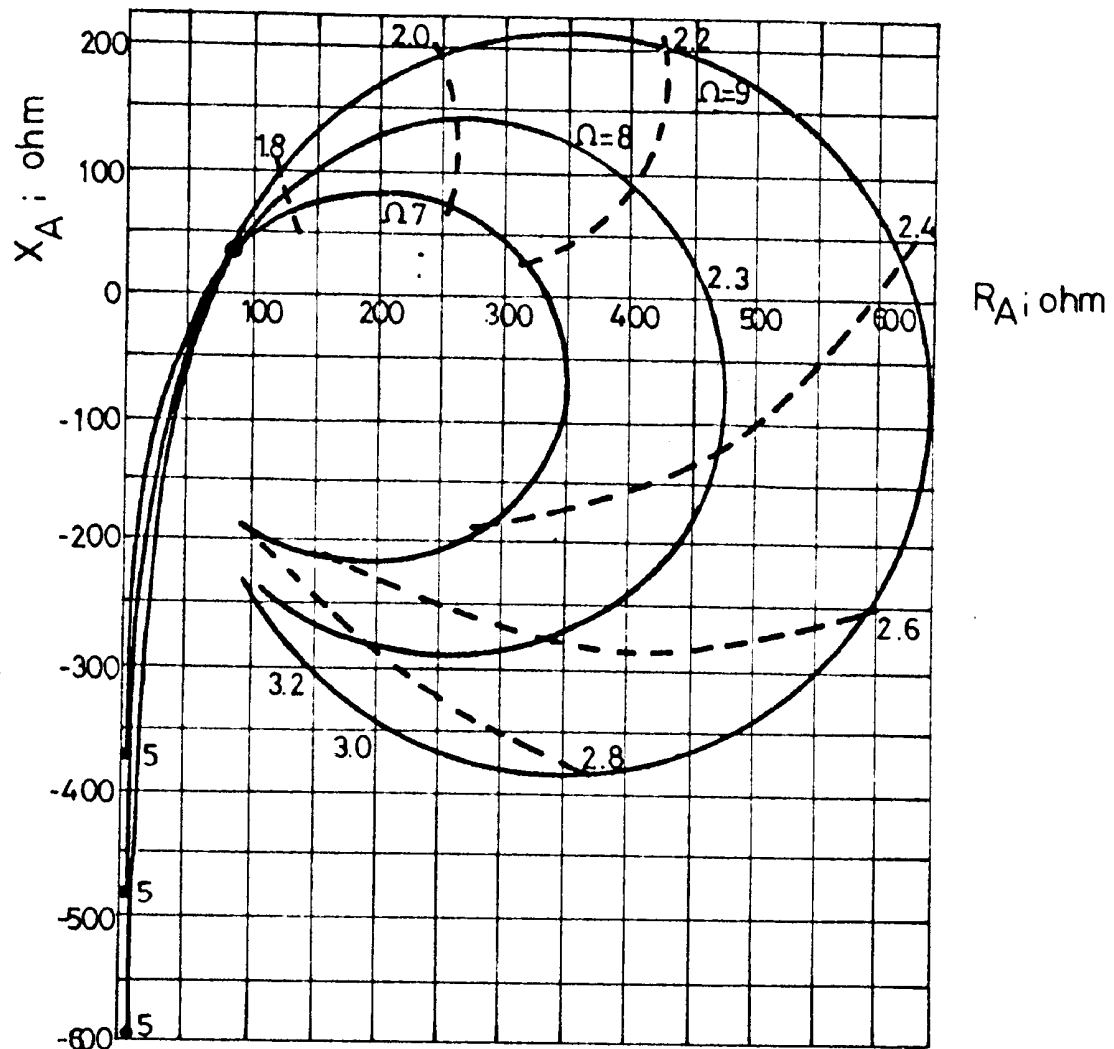
Mely kritériummal dönthetjük el, hogy egy talajreflexió diffúz-e?

Mit jelent a spekuláris ill. diffúz reflexió?

Feladatok

F1. Egy dipólantenna $Z_0=200\ \Omega$ ellenállású szimmetrikus tápvonalhoz kapcsolódik. Határozza meg milyen frekvenciatartományban teljesül a tápvonalon az állóhullámarányra <2.0 feltétel.

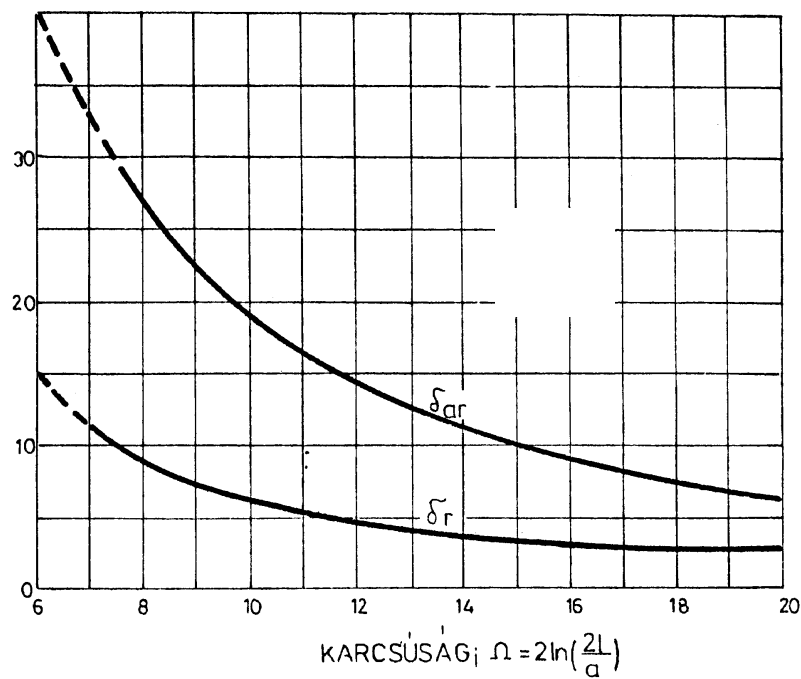
A dipól félhossza 0.5 méter, körkeresztmetszetű rúdból készül, melynek átmérője 3.66 cm.



F2. Egy rezonáns dipólt kell tervezni.

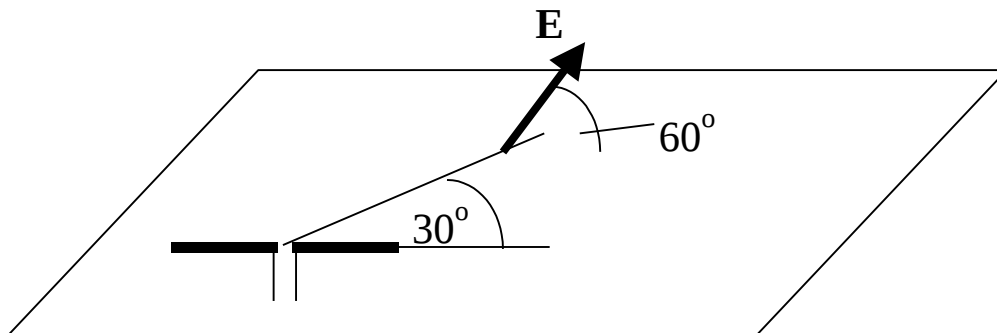
Az üzemi frekvencia 75 MHz, a gyártáshoz felhasznált fémrúd átmérője 2 cm.

Mekkorára választaná a dipól hosszát?



x	ln(x)
1	0.00
2	0.69
3	1.10
4	1.39
5	1.61
10	2.30
20	3.00
30	3.40
40	3.69
50	3.91
60	4.09
70	4.25
80	4.38
90	4.50
100	4.61
110	4.70
120	4.79
130	4.87
140	4.94
150	5.01
175	5.16
200	5.30
250	5.52
300	5.70
350	5.86

F3. Egy dipólantennára a tengelyéhez képest 30 fokos szögben síkhullám érkezik az ábra szerint. A dipólantenna teljes hossza 1 m, a működési frekvencia 60 MHz.



Mekkora feszültség mérhető az antenna kapcsain, ha $|\mathbf{E}|=1$ V/m?

F4. Határozza meg az antennasor gerjesztési együtthatóit a következő feltételek teljesítésére.

Az oldalsugárzó sornak nulliránya van a sor tengelyéhez képest mért 60° és 120° irányban.

Az elemek közti távolság $\lambda/4$.

Határozza meg a szükséges elemszámot.

Számolja ki a gerjesztési együtthatókat.

F5. Egy 5 elemű, egyenlő távolságú antennasor elemeit az alábbi áramokkal gerjesztjük:

$$1 \cdot e^{-j4\pi/3}, \quad 2 \cdot e^{-j2\pi/3}, \quad 3, \quad 2 \cdot e^{+j2\pi/3}, \quad 1 \cdot e^{+j4\pi/3}$$

Az elemek távolsága $\lambda/2$.

Határozza meg

a./ A fő sugárzási irányt.

b./ A főnyalábot határoló valamelyik nullirányt.

Az adóantenna hatásos hossza

A vevőantenna hatásos hosszát tetszőleges polarizációra $U_{\vec{u}} = \left| \vec{E}_i \cdot \vec{l}_{eff}^* \right|$ képlettel,

lineáris polarizációra az $l_{eff} = \frac{U_{\vec{u}}}{E_i}$ képlettel definiáljuk.

Az adóantenna hatásos hosszát szintén definiálják. A definíció lényege az, hogy a vizsgált antenna távoltagei térerősségének képletét a Hertz féle dipólus távoltageének analógiájára az alábbi alakban írjuk fel.

$$\vec{E}(\vec{r}) = j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} I(0) \cdot \vec{h}(\vartheta, \varphi)$$

ahol

$I(0)$ az antenna bemeneti árama

$\vec{h}(\vartheta, \varphi)$ az adóantenna hatásos hossza.

A $\vec{h}(\vartheta, \varphi)$ vektor komponensei általános polarizáció esetén komplex számok.

Az antenna vektoriális iránykarakterisztikáját felhasználva

$$\vec{h}(\vartheta, \varphi) = h_e \vec{F}(\vartheta, \varphi)$$

ahol

$\vec{r}(\vartheta; \varphi)$ a normalizált vektoriális iránykarakterisztika
 h_e a hatásos hossz a főirányban.

Egy $2l$ hosszúságú lineáris dipólanterna esetén a (8) és (35) képletből

$$h_e = \frac{1}{I(0)} \int_{-l}^{+l} I(z') dz' \quad (37)$$

Dahelyettesítve a közelítő, szinuszos árameloszlást, a (9) és (13) képlet alapján

$$h_e = \frac{2}{I(0)} \int_0^l I(0) \frac{\sin \beta(l-z')}{\sin \beta l} dz' \quad (38)$$

Eszerint egy félhullámu dipólus hatásos hossza λ/π , vagyis mintegy 64 %-a a tényleges hosszának.

4.2.6. A hatásos hosszak egyenlősége

Ebben a szakaszban a reciprocitási tétel felhasználásával bebizonyítjuk, hogy egy antennát adásra, majd vételre használva a hatásos hosszak megegyeznek.

A reciprocitási tétel kimondja, hogy (reciprok áramkörben) két kapcsolópár között a transzfer impedanciák egyenlőek.

Legyen az egyik kapcsolópár a lineáris dipólanterna bemenete, a másik az antenna keresztmetszete a z' helyen (4.8. ábra) Adás esetén a be-

Síkhullámú terjedés

Maxwell-egyenletek szinuszos időfüggésre

$$\text{rot}\mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad ()$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad ()$$

$$\text{div}\mathbf{E} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad ()$$

$$\text{div}\mathbf{H} = 0 \quad ()$$

Áram és forrásmentes térre, levegőben (ϵ_0, μ_0):

$$\text{rot}\mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\mathbf{E} \quad ()$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad ()$$

Alkalmazzuk a () egyenletre a rot operátort:

$$\text{rotrot}\mathbf{H} = \text{graddiv}\mathbf{H} - \nabla^2\mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\text{rot}\mathbf{E} = j\omega\epsilon_0(-j\omega\mu_0\mathbf{H}) = \omega^2\epsilon_0\mu_0\mathbf{H} \quad ()$$

A $\text{graddiv} \equiv 0$ kihasználva és a ∇^2 operátort a $\mathbf{H}$ vektorra alkalmazva és a három komponens egyenletet felírva kapjuk az alábbi homogén Helmholtz-egyenletet:

$$\mathbf{e}_x \frac{\partial^2}{\partial x^2}(\mathbf{H}) + \mathbf{e}_y \frac{\partial^2}{\partial y^2}(\mathbf{H}) + \mathbf{e}_z \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\mathbf{H}) + \omega^2\epsilon_0\mu_0\mathbf{H} = 0 \quad ()$$

A három komponens egyenlet pedig:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \omega^2\epsilon_0\mu_0 H_x = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \omega^2\epsilon_0\mu_0 H_y = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \omega^2\epsilon_0\mu_0 H_z = 0$$

Az ()-() egyenleteket elégítsük ki az alábbi megoldással:

$$H_x = H_z = 0$$

$$H_y = H_y^0 \cdot e^{-j\beta z}$$

A () kifejezéseket helyettesítsük a () egyenletekbe:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 H_y = H_y^0 (-j\beta)^2 e^{-j\beta z} + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 H_y^0 e^{-j\beta z} = 0$$

A () kifejezés a () egyenlet alapján akkor megoldás, ha

$$\beta^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$$

Az (I) Maxwell egyenletből pedig az elektromos térerősséget fejezzük ki:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \text{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad ()$$

$$\mathbf{E} = \frac{-\mathbf{e}_x}{j\omega\varepsilon_0} H_y^0 (-j\beta) e^{-j\beta z} = E_x \mathbf{e}_x \quad ()$$

Az elektromos és mágneses térerősségek kifejezéséből látszik, hogy azok egymásra merőlegesek, ha hányadosukat kiszámítjuk, akkor pedig

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi$$

tehát hányadosuk 120π , és azonos fázisúak.

Színusz árameloszlású dipólus távoltéri térerőssége

$$\begin{aligned}
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \int_{-l}^{+l} I(z') e^{j\beta z' \cos \vartheta} dz' = j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \int_{-l}^{+l} I_m \sin[\beta(l-|z'|)] e^{j\beta z' \cos \vartheta} dz' \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\int_{-l}^0 \sin[\beta(l+z')] e^{j\beta z' \cos \vartheta} dz' + \int_0^{+l} \sin[\beta(l-z')] e^{j\beta z' \cos \vartheta} dz' \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\int_0^{+l} \sin[\beta(l-z')] e^{-j\beta z' \cos \vartheta} dz' + \int_0^{+l} \sin[\beta(l-z')] e^{j\beta z' \cos \vartheta} dz' \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\int_0^{+l} \sin[\beta(l-z')] [e^{j\beta z' \cos \vartheta} + e^{-j\beta z' \cos \vartheta}] dz' \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\int_0^{+l} \frac{e^{j\beta l} \cdot e^{-j\beta z'} - e^{-j\beta l} \cdot e^{j\beta z'}}{2j} [e^{j\beta z' \cos \vartheta} + e^{-j\beta z' \cos \vartheta}] dz' \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \frac{1}{2j} \left[\begin{aligned} &e^{j\beta l} \int_0^{+l} e^{j\beta z'(\cos \vartheta - 1)} + e^{-j\beta z'(\cos \vartheta + 1)} dz' - \\ &- e^{-j\beta l} \int_0^{+l} e^{j\beta z'(\cos \vartheta + 1)} + e^{-j\beta z'(\cos \vartheta - 1)} dz' \end{aligned} \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \frac{1}{2j} \left[\int_0^{+l} 2j \sin[\beta l - \beta z'(\cos \vartheta - 1)] + 2j \sin[\beta l - \beta z'(\cos \vartheta + 1)] dz' \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\frac{-\cos[\beta l + \beta z'(\cos \vartheta - 1)]}{+\beta(\cos \vartheta - 1)} \Big|_0^l + \frac{-\cos[\beta l - \beta z'(\cos \vartheta + 1)]}{-\beta(\cos \vartheta + 1)} \Big|_0^l \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \left[\frac{-\cos[\beta l \cos \vartheta] + \cos[\beta l]}{+\beta(\cos \vartheta - 1)} + \frac{-\cos[-\beta l \cos \vartheta] + \cos[-\beta l]}{-\beta(\cos \vartheta + 1)} \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \cdot \\
 &\cdot \left[\frac{\{-\cos[\beta l \cos \vartheta] + \cos[\beta l]\} \cdot [-(\cos \vartheta + 1)] + \{-\cos[-\beta l \cos \vartheta] + \cos[-\beta l]\} \cdot [(\cos \vartheta - 1)]}{-\beta(\cos^2 \vartheta - 1)} \right] \\
 E_{\vartheta} &= j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \vartheta \cdot I_m \cdot \left[\frac{2\{\cos[\beta l \cos \vartheta] - \cos[\beta l]\}}{\beta \sin^2 \vartheta} \right] \\
 E_{\vartheta} &= j 60 \frac{e^{-j\beta r}}{r} I_m \cdot \left[\frac{\{\cos[\beta l \cos \vartheta] - \cos[\beta l]\}}{\sin \vartheta} \right]
 \end{aligned}$$

3.5. A vevőantenna hatásos felülete és hatásos hossza

A vevőkészülék számára a vevőantenna aktív kétpólus, melynek van belső impedanciája (Z_A), üresjárási feszültsége és kivehető maximális hatásos teljesítménye. A vevőantennát azok a konverziós tényezők jellemzik, melyek a beeső hullám és a tápvonalban terjedő hullám között létesítenek kapcsolatot. Az áramköri gyakorlatnak megfelelően e tényezők tükrözhetnek teljesítményszemléletmódot és feszültségszemléletmódot.

3.5.1. Hatásos felület

A vevőantenna egyik jellemzője a hatásos felület, mely teljesítményszemléletmódot tükröz és definíciószerűen

$$A_h = \frac{P_v}{S} \quad (3.28)$$

ahol P a vevőantennából kivehető maximális hatásos teljesítmény
 S a beeső teljesítménysűrűség.

A (3.28) definíciónál feltételezzük; hogy a vevőantenna és a beeső hullám között polarizációillesztés van, vagyis egyszerűen szólva az antenna olyan hullámot vesz, mint amelyet adóantennaként is kisugározna.

Az antenna hatásos felülete m^2 dimenziójú jellemző, melynek általában nincs köze az antenna fizikai felületéhez. Ez alól az apertúra-antennák kivételt jelentenek, ezeknél ugyanis a hatásos felület és a fizikai felület hányadosa az apertúrahatásfok, azaz

$$\eta_A = \frac{A_h}{A_{geom}} \quad (3.29)$$

ahol A_{geom} az apertúra fizikai felülete vagy nyílásfelülete.

A gyakorlatban $\eta_A = 0.9-0.8$.

A reciprocitás tételével bizonyítható, hogy egy antenna nyeresége és hatásos felülete között az alábbi összefüggés áll fenn

$$\frac{G}{A_h} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad (3.30)$$

A (3.30) képlet ismeretében egy (reciprok) antennát elegendő az egyik paraméterrel leírni és ez rendszerint az antennanyereség.

3.5.2. A vevőantenna hatásos hossza

A vevőantenna másik jellemzője feszültség-szemléletmód eredménye, ez a hatásos hossz; mely lineáris polarizációra

$$l_{eff} = \frac{U_{\ddot{u}}}{E} \quad (3.31)$$

ahol U a vevőantenna sarkain megjelenő üresjárási feszültség
 E a beeső térerősség.

A (3.31) definíciónál is feltételezzük, hogy a vevőantenna és a beeső hullám között polarizációillesztés van.

3.5.3. Komplex vektoriális hatásos hossz

Ha a beeső hullám elliptikusan polarizált, akkor a (3.31) definíció nem alkalmazható, mert a hullámot vektoramplitúdó írja le. A vevőantenna sarkain megjelenő üresjárási feszültség amplitúdója ebben az esetben

$$U_{\ddot{u}} = \left| \overline{E}_i \cdot \vec{l}_{eff}^* \right| \quad (3.32)$$

ahol $\overline{E}_i$ a beeső hullám komplex vektoramplitúdója

$\bar{l}_{eff}^*$ a vevőantenna komplex vektoriális hatásos hossza.

A vevőantenna és a beeső hullám ortogonálisak, ha $|\bar{E}_i| \neq 0, |\bar{l}_{eff}| \neq 0$ és $U_{\bar{u}} = 0$.

A vevőantenna komplex vektoriális hatásos hossza egyrészt arányossági tényező a vett üresjárási feszültség és a beeső térerősség között, másrészt kifejezi a vevőantenna polarizációját is. Egy vevőantenna polarizációja annak a hullámnak a polarizációja, amelyet adóantennaként sugározna ki, azaz ,

$$\bar{l}_{eff} = l_{eff} \cdot \bar{p}_A = l_n \bar{e}_n + l_x \bar{e}_x \quad (3.33)$$

ahol

$\bar{p}_A = p_n \bar{e}_n + p_x \bar{e}_x$ az antenna polarizációs vektora

$l_n = l_{eff} p_n$ és $l_x = l_{eff} p_x$

$l_{eff} = |\bar{l}_{eff}|$

A (3.32) képlet segítségével definiálhatjuk a polarizáció-illesztési tényezőt is.

$$\eta_p = \frac{|\bar{E}_i \cdot \bar{l}_{eff}^*|^2}{|\bar{E}_i|^2 \cdot |\bar{l}_{eff}|^2} \quad (3.34)$$

Ha a vevőantenna és a hullám ortogonálisak, akkor $\eta_p = 0$, ha a polarizáció illesztett, akkor $\eta_p = 1$.

Ugyanis a Schwarz egyenlőtlenség értelmében

$$\eta_p \leq 1$$

A (3.3) képlet alapján

$$\bar{E}_i = E_i \cdot \bar{p}_i \quad (3.35)$$

ahol $\bar{p}_i$ a beeső hullám polarizációs (egység) vektora.

A (3.33) és (3.35) képletből

$$\eta_p = |\bar{p}_i \cdot \bar{p}_A^*|^2 \quad (3.36)$$

A fentiek felhasználásával a vevőantenna komplex vektoriális hatásos hossza

$$\bar{l}_{eff} = \frac{U_{\bar{u}}}{E} \frac{1}{\sqrt{\eta_p}} \bar{p}_A \quad (3.37)$$

3.6. A vevőantenna ekvivalens zajhőmérséklete

A vevőantenna a szabad térből nemcsak a hasznos jelet veszi, hanem diszkrét spektrumú és diszkrét irányokból érkező zavaró jeleket - azaz interferenciát - és széles spektrumú, nagy kiterjedésű forrásból érkező zajokat is. E zajok fizikai eredete a frekvenciasávától és az antenna telepítési helyétől függően igen sokféle lehet (pl. lakatlan területen légköri zaj, városban gépjárművek gyújtászavara és elektromos berendezések zavara). E tényezők függvényében az antennából - mint zajos kétpólusból - kivehető zajteljesítmény is széles határok között változik.

A vevőantenna ekvivalens zajhőmérséklete a zajok keletkezésének fizikai mechanizmusától függetlenül kivehető zajteljesítményt adja meg az alábbi képlet szerint

$$P_{ZA} = k T_A B \quad (3.38)$$

ahol $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ joule/ K_0

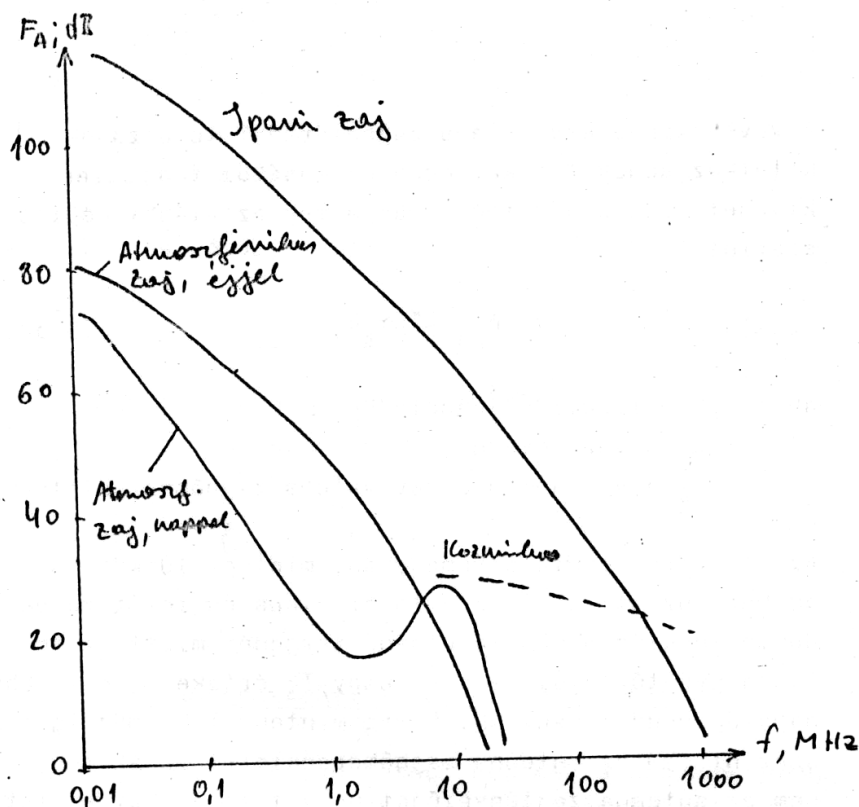
B sávszélesség, Hz

T_A a vevőantenna ekvivalens zajhőmérséklete, K^0

Az alsó frekvenciatartományban, mintegy 10 kHz és 30 MHz között, ahol az atmoszférikus és ipari zajok dominálnak és a nagytávolságú terjedés miatt az antenna gyűjtőterülete igen nagy T_A értéke T_0 -nál több nagyságrenddel nagyobb. Ezért mintegy 1000 MHz-ig rendszerint nem az antenna zajhőmérsékletét adják meg, hanem az antenna zajtényezőjét, melyet az alábbi képlettel definiálnak:

$$F_A = 10 \lg \frac{T_A}{T_0} \quad (3.39)$$

Az antenna zajtényezőjét néhány tipikus esetre a 3.7. ábrán adjuk meg tájékoztatólag.



3.7. ábra

1. Feladat

A cél a veszteséges tápvonalakon terjedő feszültség hullámok amplitudójának valamint az állóhullámarány változásának bemutatása egy feladat megoldásával.

Egy $Z_o=75\Omega$ hullámmellenállású, $l=30$ m hosszú tápvonal lezáró ellenállása $R_L=150\Omega$, hosszegységre eső csillapítása $\alpha=0.2$ dB/m.

Határozzuk meg az állóhullámarányt a tápvonal bemenetén!

a./ Kiszámítjuk a tápvonal bemenetén a haladó és a reflektált hullámok amplitudóját, majd ebből az r állóhullámarányt.

Legyen a beeső hullám komplex csúcserőértékének amplitudója a tápvonal bemenetén 1

$$(|U_{oh}| = 1)$$

Ekkor a lezáráson

$$U_{lh} = U_{oh} \cdot e^{-\gamma l}$$

ahol $\gamma = \alpha + j\beta$

így a haladó hullám $\alpha \cdot l = 0.2 \text{ dB/m} \cdot 30 \text{ m} = 6 \text{ dB}$ -t csillapodik a lezárásig. A

lezáráson a haladó hullám amplitudója

$$|U_{lh}| = 0.5$$

A lezárás reflexiós tényezője

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_o}{R_L + Z_o} = \frac{150 - 75}{150 + 75} = \frac{1}{3}$$

A reflektált hullám amplitudója a lezáráson

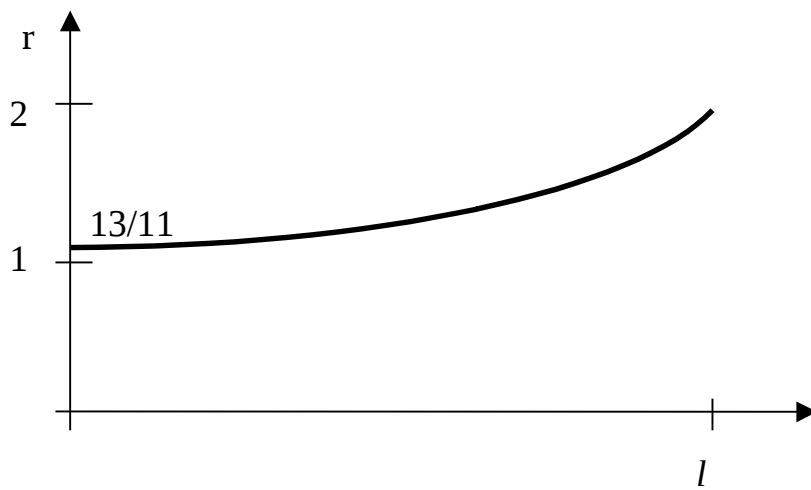
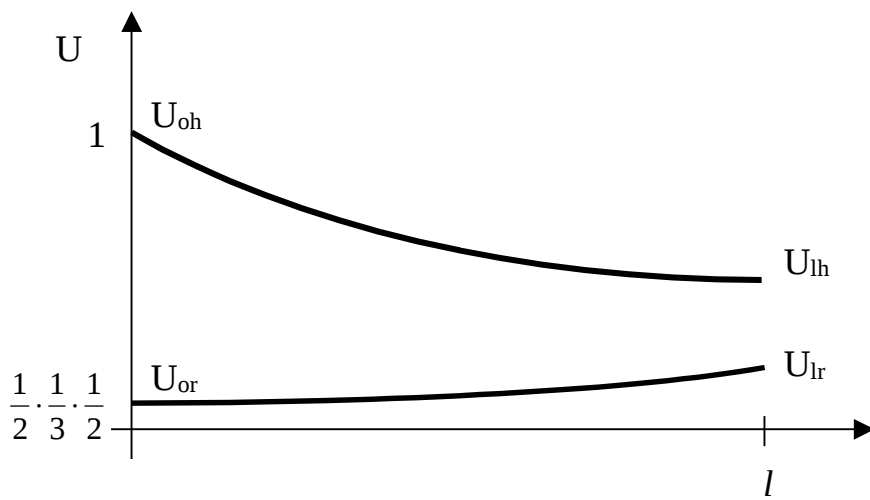
$$|U_{lr}| = |U_{lh}| \Gamma_L = 0.5 \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{6}$$

A tápvonal bemenetére visszajutó reflektált hullám amplitudója (a tápvonalon ismét 6 dB-t csillapodik)

$$|U_{or}| = \frac{1}{6} \cdot 0.5 = \frac{1}{12}$$

A tápvonal bemenetén az állóhullámarányt ezután a haladó és reflektált hullámok amplitudóiból kapjuk

$$r_{be} = \frac{|U_{oh}| + |U_{or}|}{|U_{oh}| - |U_{or}|} = \frac{1 + 1/12}{1 - 1/12} = 13/11 = 1.18$$



$$\Gamma_{be} = \Gamma_L \cdot e^{-2\gamma l}$$

$$|\Gamma_{be}| = |\Gamma_L| \cdot e^{-2\alpha^N l} = |\Gamma_L| \cdot 10^{\frac{2 \cdot l \cdot \alpha^{dB}}{20}} = \frac{1}{12}$$

$$r = \frac{1 + |\Gamma_{be}|}{1 - |\Gamma_{be}|} = 1.18$$

2. Feladat

Egy $2l=10\text{m}$ hosszúságú dipólantennára az antenna tengelyéhez képest $\vartheta=60^\circ$ irányból $f=15\text{ MHz}$ frekvenciájú, $E=5\text{ mV/m}$ eff. térerősségű, lineárisan polarizált hullám esik. Az antenna és a hullám E vektora egy síkban vannak. Az antenna soros veszteségi ellenállása a bemeneten $1.8\ \Omega$.

a./ Számítsa ki az antennából kivehető maximális hatásos teljesítményt.

b./ Határozza meg a bemeneti impedanciát az antennához csatlakozó $L=15\text{ m}$ hosszúságú, $Z_0=75\Omega$ hullámmellenállású kábel végén.

Megoldás:

a./ A beeső jel hullámhossza

$$\lambda = \frac{300}{f} = 20\text{m}$$

Az antenna elektromos hossza

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{5}{20} = 0.25$$

Az antenna irányhatása főirányban

$$D=1.64$$

Az antenna sugárzási ellenállása

$$R_S=73.2\ \Omega$$

Az antenna hatásfoka

$$\eta = \frac{R_S}{R_V + R_S} = \frac{73.2}{73.2 + 1.8} = 0.976$$

Az antenna nyeresége főirányban

$$G = D \cdot \eta = 1.64 \cdot 0.976 = 1.60$$

Az antenna hatásos felülete főirányban

$$A_h = G \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1.6 \cdot \frac{20^2}{4\pi} = 50.93\text{m}^2$$

A beeső teljesítménysűrűség

$$S = \frac{E^2}{120\pi} = \frac{(5 \cdot 10^{-3})^2}{120\pi} = 6.63 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2$$

A kivehető teljesítmény főirányban

$$P_{V\max} = A_h \cdot S = 50.93 \cdot 6.63 \cdot 10^{-8} = 3.38 \cdot 10^{-6} \text{ W} = 3.38 \mu\text{W}$$

Az antenna iránykarakterisztikája

$$F(\vartheta) = \frac{\cos(\beta l \cos \vartheta) - \cos \beta l}{(1 - \cos \beta l) \sin \vartheta}$$

Esetünkben $\beta l = 90^\circ$

$$F(\vartheta) = \frac{\cos(90^\circ \cos \vartheta)}{\sin \vartheta}$$

Ebből

$$F(\vartheta = 60^\circ) = \frac{\cos(90^\circ \cdot 0.5)}{\sqrt{3}/2} = \frac{\cos 45^\circ}{\sqrt{3}/2} = \frac{\sqrt{2}/2}{\sqrt{3}/2} = \sqrt{\frac{2}{3}}$$

A teljesítmény csökkenése a főiránytól való eltérés miatt

$$\frac{P_V}{P_{V\max}} = F^2(\vartheta) = \frac{2}{3}$$

Ebből

$$P_V = \frac{2}{3} \cdot 3.38 = 2.25 \mu W$$

b./

A tápvonal elektromos hossza

$$L/\lambda = 15/20 = 0.75 \quad \beta L = 90^\circ$$

A bemeneti impedancia

$$Z_{be} = Z_o \frac{Z_A + jZ_o \tan \beta L}{Z_o + jZ_A \tan \beta L} = \frac{Z_o^2}{Z_A}$$

3. Feladat

Egy dipólantenna hossza $2l=7.2\text{m}$, melybe a 25 MHz frekvenciájú adó 50W teljesítményt táplál.

Az adó és az antenna között automatikus hangoló áramkör van, mely az antenna reaktanciáját kihangolja. A kihangoló áramkör soros veszteségi ellenállása az antenna bemenetére vonatkoztatva 8Ω .

a./ Számítsa ki az antenna által előállított maximális térerősséget az adóantennától 10 km távolságra.

b./ Hányszor nagyobb az antenna térerőssége a veszteségmentes izotróp antenna térerősségéhez képest (ugyanakkora betáplált teljesítményt feltételezve).

Megoldás

a./

A kisugárzott jel hullámhossza:

$$\lambda = \frac{300}{f^{MHz}} = \frac{300}{25} = 12m$$

Az antenna elektromos hossza:

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{3.6}{12} = 0.3$$

$$\beta l = 2\pi \frac{l}{\lambda} = 108^\circ$$

Az antenna sugárzási ellenállása az áramhasra vonatkoztatva:

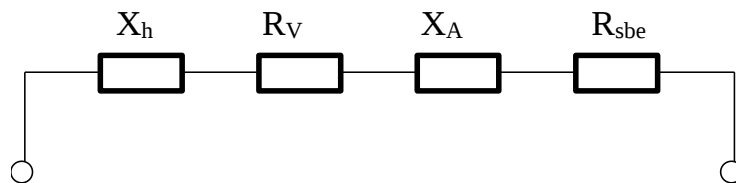
$$R_{sá} = 120\Omega$$

Mivel $\beta l < 120^\circ$ ezért az árameloszlás szinuszosnak vehető, és

$$R_{sbe} = \frac{R_{sá}}{\sin^2 \beta l} = \frac{120}{0.9046}$$

$$R_{sbe} \cong 132.66\Omega$$

Az antenna helyettesítő képe az adó felől nézve



ahol

$$X_h = -X_A$$

$$R_v = 8\Omega$$

$$R_{sbe} = 132.66\Omega$$

A teljes betáplált teljesítmény

$$P_{be} = I_{be}^2 (R_v + R_{sbe})$$

Ebből

$$I_{be} = \sqrt{\frac{P_{be}}{R_v + R_{sbe}}} = \sqrt{\frac{50}{8 + 132.66}} \cong 0.6A$$

Egy lineáris antenna térerőssége

$$E(\vartheta) = j60I_m \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{\cos(\beta l \cos \vartheta) - \cos \beta l}{\sin \vartheta}$$

Mivel $l/\lambda < 0.625$, ezért a maximális térerősség $\vartheta = 90^\circ$ -nál van, vagyis

$$|E_{\max}| = \frac{60I_m}{r}(1 - \cos \beta l)$$

Az áramhasban mért áramot a bemeneti áramból számíthatjuk ki az árameloszlás ismeretében.

$$I(z') = I_m \sin \beta(l - |z'|)$$

ebből $z'=0$ helyettesítéssel a bemeneti áram

$$I_{be} = I_m \sin \beta l$$

Ebből

$$I_m = \frac{I_{be}}{\sin \beta l}$$

A maximális térerősség

$$|E_{\max}| = \frac{60I_{be}}{r} \cdot \frac{1 - \cos \beta l}{\sin \beta l}$$

4.2.5. Az adóantenna hatásos hossza

A vevőantenna hatásos hosszát tetszőleges polarizációra a (3.32) képlettel definiáljuk. Lineáris polarizáció esetén a (3.31) képlet használatos.

Az adóantenna hatásos hosszát szintén definiálják. A definíció lényege az, hogy a vizsgált antenna távolféle térerősségének képletét a Hertz féle dipólus távolterének analógiájára az alábbi alakban írjuk fel.

$$\vec{E}(\vec{r}) = j \frac{60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} I(0) \cdot \vec{h}(\vartheta, \varphi) \quad (35)$$

ahol $I(0)$ az antenna bemeneti árama
 $\vec{h}(\vartheta, \varphi)$ az adóantenna hatásos hossza.

A (35) képlet felírásánál feltételeztük, hogy az antenna tetszőleges polarizációjú hullámot állít elő. Ezért a $\vec{h}(\vartheta, \varphi)$ vektor komponensei komplex számok.

Az antenna vektoriális iránykarakteristikáját felhasználva

$$\vec{h}(\vartheta, \varphi) = h_e \cdot \vec{F}(\vartheta, \varphi) \quad (36)$$

ahol

$\vec{F}(\vartheta, \varphi)$ a normalizált vektoriális iránykarakterisztika,

h_e a hatásos hossz a főirányban.

Egy $2l$ hosszúságú lineáris dipólantenna esetén a (8) és (35) képletből

$$h_e = \frac{1}{I(0)} \int_{-l}^{+l} I(z') dz' \quad (37)$$

Behelyettesítve a közelítő, szinuszos árameloszlást, a (9) és (13) képlet alapján

$$h_e = \frac{2}{I(0)} \int_0^l I(0) \frac{\sin[\beta(l-z')]}{\sin \beta l} dz'$$

$$h_e = \frac{\lambda}{\pi} \frac{(1 - \cos \beta l)}{\sin \beta l} \quad (38)$$

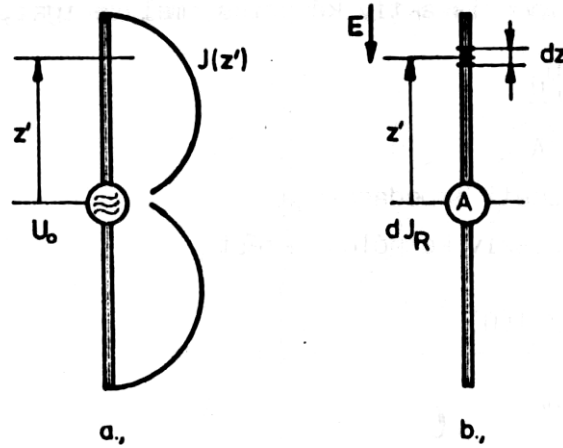
Eszerint egy félhullámú dipólus hatásos hossza λ/π , vagyis mintegy 64 %-a a tényleges hosszának.

4.2.6. A hatásos hosszak egyenlősége

Ebben a szakaszban a reciprocitási tétel felhasználásával bebizonyítjuk, hogy egy antennát adásra, majd vételre használva a hatásos hosszak megegyeznek.

A reciprocitási tétel kimondja, hogy (reciprok áramkörben) két kapocspár között a transzfer impedanciák egyenlőek.

Legyen az egyik kapocspár a lineáris dipólantenna bemenete, a másik az antenna keresztmetszete a z' helyen (4.8. ábra) Adás esetén a bemenetre U_0 feszültséget adva a z' helyen $I(z')$ áram folyik.



4.8 ábra

Ha ugyanezt az antenntát vételre használjuk és az antennával párhuzamosan beeső térerősség $E(z')$, akkor ez a z' helyen, az antenna dz' elemi szakaszán $E(z')dz'$ feszültséget indukál, mely felfogható úgy, mint a z' helyen beiktatott zérus belső ellenállású generátor. Ha az antenna.bemenetét most rövidre zárjuk, akkor a bemeneten az $E(z')dz'$ indukált feszültség hatására dI_R áram folyik.

A reciprocitási tétel értelmében .

$$\frac{U_0}{I(z')} = \frac{E(z')dz'}{dI_R} \quad (39)$$

Ebből

$$dI_R = \frac{E(z')}{U_0} I(z') dz' \quad (40)$$

MUF, LUF, and FOT - The Basics of the Maximum Usable Frequency

There are two definitions for the abbreviation, "MUF." The International Telecommunications Union ITU-R (Recommendation P.373-7 10/1995, in force) recommends two definitions for MUF:

1. Operational MUF (or just MUF) is the highest frequency that would permit acceptable operation of a radio service between given terminals at a given time under specific working conditions (antennas, power, emission type, required S/N ratio, and so forth), and,
2. Basic MUF, being the highest frequency by which a radio wave can propagate between given terminals by ionospheric propagation alone, independent of power.

The difference in frequency between operational MUF and basic MUF is in practice from ten to thirty-five percent. In most prediction software and in amateur radio and shortwave listening references the MUF refers to the first definition. On each day of the month at a given hour, there is a maximum observed frequency (MOF) for a mode. The median of this distribution is called the MUF. In other words, the MUF is the frequency for which ionospheric support is predicted on 50% of the days of the month, i.e. 15 days out of 30 days. So on a given day communications may or may not succeed on the frequency marked as the MUF.

To ensure a good communication link between two locations, the operating frequency is typically chosen below the predicted MUF. A commonly used formula for finding the optimal operating frequency for a given path is to calculate between 80 to 90% of the MUF. Depending on what model you use for determining MUF and OMF, this percentage of usable days may be 50% or 90%. VOACAP uses 50%, for example. Synonyms for the optimal operating frequency are FOT (frequency of optimum traffic), OTF (optimum traffic frequency or optimum transmission frequency), and OMF (optimum working frequency).

So, as an example, if you find that the MUF is 23 MHz on a day with a Smoothed Sunspot Number of 130, over a path between you and some far off point, you would find the OMF as between 18.4 MHz and 20.7 MHz. You might be able to work 15 meters to that distant point. Most likely, you would find better conditions on 17 meters.

There are more factors involved in finding the "right" frequency to use between two points. These include absorption by lower regions (like the D layer), the "take off angle" of the radio signal from the originating antenna, and so forth.

The ionosphere is made up of several regions. The ionosphere is that part of the atmosphere, extending from about 70 to 500 kilometers, in which ions and free electrons exist in sufficient quantities to reflect and/or refract electromagnetic waves. These regions are the F2 region (250 to 400 km above the Earth), the F1 region (160 to 250 km), the E region (95 to 130 km), and the D region (50 to 95 km), under which is the Troposphere and so forth.

When a radio signal (an electromagnetic wave) propagates into the ionosphere, it might be absorbed, attenuated, refracted, or it might shoot right through and out into space. If a signal makes it through the lower regions, a redirection will occur for those signals whose frequencies are at or below a "critical" frequency (that being the frequency just below those that punch through the F regions and out into space). The redirection is a bending by a complex process involving

reflection and refraction. Depending on the angle of the radio wave (or, "angle of incidence") as it enters the region where it is redirected, the signal will be "reflected" back to the Earth at some variably distant point. Think of a flashlight beam that you shine at a mirror. When you shine on the mirror straight on, you have the beam of light coming almost straight back at you, but if you angle the light beam, the reflected light will move further away from you. The amount of radio wave bending depends on the extent of penetration (which is a function of frequency), the angle of incidence, polarization of the wave, and ionospheric conditions, such as the ionization density.

The Lowest Usable Frequency (LUF) is that frequency in the HF band at which the received field intensity is sufficient to provide the required signal-to-noise ratio for a specified time period, e.g., 0100 to 0200 UTC, on 90% of the undisturbed days of the month. The amount of energy absorbed by the lower regions (D region, primarily) directly impacts the LUF. If a signal at 5 MHz is totally absorbed by the D region, but a signal at 6 MHz makes it through without a lot of loss, and the E or F layer refracts the 6 MHz signal, the LUF will be near that 6 MHz part of the spectrum. The MUF might be 12 MHz. The OWF (optimum working frequency) will be somewhere between 6 and 12 MHz, probably around 10 MHz.

Frequency of Optimum Transmission (FOT): In the transmission of radio waves via ionospheric reflection, the FOT is the highest effective frequency (or best working frequency) for a given path that is predicted to be usable for a specified time for a percentage of the days of the month.

(for more information, here are a few references to check out:

Docu2

Radio-Electronics.Com

Critical Frequency, LUF, and MUF

When looking at ionospheric propagation, there are several frequencies that are important, and are often mentioned. These include the Critical Frequency, the Lowest Useable Frequency (LUF), and the Maximum Usable Frequency (MUF). Their definitions are at the centre of determining which frequencies will provide the optimum performance.

Critical Frequency

This is an important figure that gives an indication of the state of the ionosphere. It is obtained by sending a signal pulse directly upwards. This is reflected back and can be received by a receiver on the same site as the transmitter. The pulse may be reflected back to earth, and the time measured to give an indication of the height of the layer. As the frequency is increased a point is reached where the signal will pass right through the layer, and on to the next one, or into outer space. The frequency at which this occurs is called the critical frequency.

The equipment used to measure the critical frequency is called an ionosonde. In many respects it resembles a small radar set, but for the HF bands. Using these sets a plot of the reflections against frequency can be generated. This will give an indication of the state of the ionosphere for that area of the world

LUF

As the frequency of a transmission is reduced further reflections from the ionosphere may be needed, and the losses from the D layer increase. These two effects mean that there is a frequency below which communication between two stations will be lost. In fact the Lowest Usable Frequency (LUF) is defined as the frequency at below which the signal falls below the minimum strength required for satisfactory reception.

From this it can be seen that the LUF is dependent upon the stations at either end of the path.

Their antennas, receivers, transmitter powers, the level of noise in the vicinity, and so forth all affect the LUF. The type of modulation used also has an affect, because some types of modulation can be copied at lower strengths than others. In other words the LUF is the practical limit below which communication cannot be maintained between two particular stations.

If it is necessary to use a frequency below the LUF then as a rough guide a gain of 10dB must be made to decrease the LUF by 2 MHz. This can be achieved by methods including increasing the transmitter powers, improving the antennas, etc..

MUF

When a signal is transmitted over a given path there is a maximum frequency that can be used. This results from the fact that as the signal frequency increases it will pass through more layers and eventually travelling into outer space. As it passes through one layer it may be that communication is lost because the signal then propagates over a greater distance than is required. Also when the signal passes through all the layers communication will be lost.

The frequency at which communication just starts to fail is known as the Maximum Usable Frequency (MUF). It is generally three to five times the critical frequency, dependent upon the layer being used and the angle of incidence.

Optimum frequencies

To be able to send signals to a given location there are likely to be several different paths that can be used. Sometimes it may be possible to use either the E or the F layers, and sometimes a signal may be reflected first off one and then the other. In fact the picture is rarely as well defined as it may appear from the textbooks. However it is still possible to choose a frequency from a variety of options to help making contact with a given area.

In general the higher the frequency, the better. This is because the attenuation caused by the D layer is less. Although signals may be able to travel through the D layer they may still suffer significant levels of attenuation. As the attenuation reduces by a factor of four for doubling the frequency in use this shows how significant this can be.

Also by increasing the frequency it is likely that a higher layer in the ionosphere will be used. This may result in fewer reflections being required. As losses are incurred at each reflection and each time the signal passes through the D layer, using a higher frequency obviously helps.

When using the higher frequencies it is necessary to ensure that communications are still reliable. In view of the ever-changing state of the ionosphere a general rule of thumb is to use a frequency that is about 20% below the MUF. This should ensure that the signal remains below the MUF despite the short-term changes. However it should be remembered that the MUF will change significantly according to the time of day, and therefore it will be necessary alter the frequency periodically to take account of this.

