



2004-2006m. Bendrojo programavimo dokumento 2 prioriteto 5 priemonė
„Žmogiškųjų išteklių kokybės gerinimas mokslinių tyrimų ir inovacijų srityje“

Projektas

Fizinių mokslų II ir III studijų pakopų pertvarka, jas pritaikant prioritetinių MTEP sričių vystymui

Projekto numeris BPD2004-ESF-2.5.0-03-05/0012

Taikomoji elektrodinamika

Parengė Mindaugas Žilinskas

Vilnius 2006-2008

Šioje mokymo priemonėje pateikta medžiaga pagal telekomunikacijų programą studijuojantiems studentams, be klasikinių klausimų, kurie paprastai pateikiami, aprašant radijo bangų sklidimą laisvoje erdvėje, čia pateikta daug medžiagos, parengtos tarptautinės telekomunikacijų sąjungos (ITU) įvairių radijo ryšio tyrimų grupių, rekomendacijų ar pranešimų forma, taip pat įtraukti kai kurie tarptautiniai susitarimai dėl radijo stočių planavimo ar koordinavimo metodų ir principų. ITU rekomendacijos yra plačiai naudojamos sprendžiant tarptautinius stočių koordinavimo klausimus, naudojamos planuojant radijo ryšio tinklus ar radijo transliavimo stočių tinklus bei vertinant ryšio kokybę. Be radijo bangų sklidimo laisvoje erdvėje aprašymo metodu, čia pateikti taip pat ir matematiniai modeliai, įvertinantys atmosferos poveikį radijo bangų slopinimui. Parodyti elektromagnetinių bangų sklidimo jonosferoje ir įmagnetintuose feromagnetikuose (ferituose) panašumai.

Nagrinėjant radijo ryšį negalima apeiti radijo bangų išspinduliavimo klausimo bei jų priėmimo sąlygų nustatymo, taip susiduriama ir su antenų teorija, todėl čia trumpai pateikti ir jos pagrindiniai elementai būtini bendram vykstančių reiškinių supratimui.

Ribotoje šios mokymo priemonės apimtyje, siekta akcentuoti daugiau praktinius radijo ryšį nusakančių uždavinių sprendimo būdus.

TURINYS

1. Radijo bangos, jų diapazonai ir nacionalinė radijo dažnių lentelė	5 pusl.
2. Trumpo elektrinio dipolio elektrinis laukas Priedas: Be galo plonos srovės elemento vektorinis potencialas	7 pusl. 17 pusl.
3. Trumpo elektrinio dipolio spinduliavimo varža	19 pusl.
4. Antenos kryptingumas, trumpo elektrinio dipolio kryptingumo koeficientas	21 pusl.
5. Plonos antenos elektromagnetinis laukas	26 pusl..
6. Plonos antenos spinduliavimo varža	31 pusl.
7. Mažos kilpos antenos elektromagnetinis laukas	32 pusl.
8. Mažos kilpos antenos spinduliavimo varža	34 pusl..
9. Bėgančios bangos antenos elektromagnetinis laukas Priedas: Herzo vektorius	35 pusl. 41 pusl.
10. Spinduliavimo efektyvumas, efektinis antenos plotas ir ilgis	42 pusl.
11. Spinduolių sistemos	48 pusl.
12. Radijo triukšmai antenose	62 pusl.
13. Radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje virš plokščiojo paviršiaus Izotropinio spindulio lauko priklausomybė nuo atstumo	72 pusl.
14. Friso perdavimo formulė. Sklidimo nuostoliai laisvoje erdvėje, radaro formulė	59 pusl.
15. Frenelio zonos. Erdvės sritis apsprendžiančios radijo bangų sklidimą.	76 pusl.
16. Pagrindinės (arba pakankamosios) ir minimaliosios zonų nustatymas	81 pusl.
17. Radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje	82 pusl.
18. Žemės paviršiaus įtaka radijo bangų sklidimui vienalytėje atmosferoje	83 pusl.
19. Radijo bangų sklidimas virš plokščiojo paviršiaus 19.1 Silpimo koeficientas tiesioginio matavimo zonoje 19.2 Stiprinimas dėl antenos aukščio, efektinis antenos aukštis 19.3 Laukas artimoje zonoje 19.4 Radijo bangų sklidimas virš vandens paviršiaus	94 pusl. 94 pusl. 103 pusl. 105 pusl. 105 pusl.
20. Frenelio formulės	108 pusl.
21. Žemės kreivumo įtaka radijo bangų sklidimui	113 pusl.
22. Interferencinių formulių galiojimo ribos	119 pusl.
23. Reljefo įtakos įvertinimas radijo bangų sklidimui	120 pusl.
24. Radijo bangų difrakcija ant kliūčių 24.1 Kliūčių aproksimacija pleišto formos pavidalu 24.2 Kliūčių aproksimacija sferomis	124 pusl. 124 pusl. 127 pusl.
25. Žemės atmosfera ir jos elektromagnetiniai parametrai 25.1 Troposferos dielektrinė skvarba 25.2 Jonosferos dielektrinė skvarba 25.3 Nuostoliai troposferoje	134 pusl. 141 pusl. 143 pusl. 148 pusl.
26. Radijo bangos sklidimo trajektorija, jos radiusas 26.1 Radijo bangos sklidimo trajektorija ir radiusas troposferoje 26.2 Radijo bangos sklidimo trajektorija jonosferoje	154 pusl. 154pusl. 158pusl.
27. Efektyvusis žemės radiusas, refrakcijos rūšys	168 pusl.
28. Elektromagnetinių bangų sklidimas girotropinėse medžiagose	171 pusl.

28.1 Įmagnetintų feritų girotropija	171 pusl.
28.2 Įmagnetintos jonosferos girotropija	182 pusl.
29. Radijo transliavimo stočių aprėpties ir trukdžių zonos skaičiavimas	184 pusl.
29.1 Skaitmeninių televizinių stočių aptarnavimo zonų nustatymas	184 pusl.
29.2 UTB diapazono radijo stočių aprėpties zonos nustatymas	198 pusl.
30. Literatūra	200 pusl.

1. Radijo bangos, jų diapazonai ir nacionalinė radijo dažnių lentelė

Radijo bangos, pagal tarptautinės telekomunikacijų sąjungos (ITU) apibrėžimą, tai tokios elektromagnetinės bangos, kurios laisvai sklinda nedirbtinėje aplinkoje ir kurių dažnių juosta yra nuo 3KHz iki 3000 GHz, jos skirstomos į 9 diapazonus:

Eil. Nr.	Diapazonas	Bangos ilgis	dažnis	Dažnių diapazonas	Žymėjimas Lietuvių kalba	Žymėjimas Rusų kalba	Žymėjimas Anglų kalba
1	Miriametrinis	100-10(km)	3-30 (KHz)	Labai žemi	ЛЗД	OHЧ	VLF
2	Kilometrinis	10-1(km)	30-300(KHz)	Žemieji	ЗД	HЧ	LF
3	Hektometrinis	1km-100m	300-3000 (KHz)	Vidutiniai	ВД	СЧ	MF
4	Dekametris	100-10(m)	3-30 (MHz)	Aukštieji	AD	ВЧ	HF
5	Metris	10-1(m)	30-300(MHz)	Labai aukšti	LAD	СВЧ	VHF
6	Decimetrinis	1m-10cm	300-3000 (MHz)	Ultra aukšti	UAD	УВЧ	UHF
7	Centrimetrinis	10cm-1cm	3-30 (GHz)	Super aukšti	SAD	СВЧ	SHF
8	Milimetrinis	10-1(mm)	30-300 (GHz)	Ypač aukšti	YAD	КВЧ	EHF
9	Decimilimetrinis	1-0,1(mm)	300-3000 (GHz)	Hiper aukšti	HAD	ГВЧ	HHF

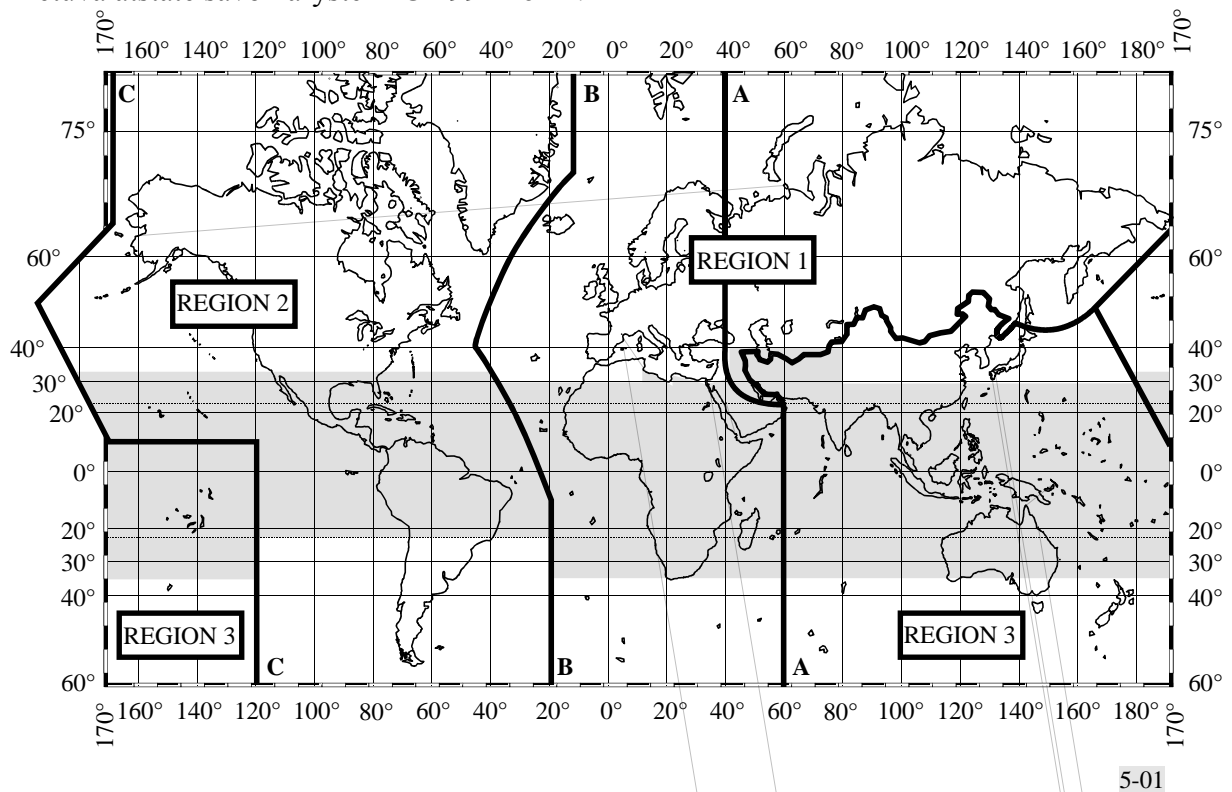
Radijo dažnių apatinę ribą apsprendžia šio diapazono elektromagnetinių bangų sklaidimo ypatybės; elektromagnetinės bangos sklisdamos atsispindi nuo jonosferos ir žemės paviršių, jų sklaidimas tampa panašus į elektromagnetinių bangų sklaidimą bangolaidžiuose. Atstumas tarp jonosferos sluoksnio, nuo kurio atsispindi radijo banga ir žemės ir nustato tą kritinį bangos ilgį, nuo kurio sklisdamos bangos jau pradeda toliau slopti. Dėl viršutinės 3000 GHz ribos jau nuo 2002 metų ITU vyksta diskusijos.

Radijo bangų panaudojimas radijo ryšio tarnyboms pateiktas ITU radijo reglamente ir nacionaliniame lygmenyje kiekvienos šalies nacionalinėje dažnių lentelėje, kuri iš esmės yra suderinta su ITU radijo dažnių paskirstymu.

Radijo dažnių panaudojimas radijo ryšio tarnyboms nustatomas ITU pasaulinėse radijo konferencijose ir pateikiamas ITU radijo reglamente (RR). Paprastai pagal RR nacionalinės administracijos sudaro nacionalines radijo dažnių lenteles. Lietuvos nacionalinę radijo dažnių lentelę pateikta šio skyriaus priede.

ITU ištakos prasidėjo 1865 gegužės 17 kai Paryžiuje buvo įkurta tarptautinė telegrafo sąjunga, ją tuo metu sudarė tik 20 valstybių. Tokios sąjungos įkūrimo būtinybę sąlygojo gausa egzistuojančių telegrafijos standartų ir tuo pačiu, šalys siekdamos perduoti signalą už šalies ribų turėjo sudaryti daugybę tarpvalstybinių sutarčių. Vien tik Prūsijos kunigaikštystė dėl skirtingų kaimyninėse valstybėse egzistuojančių standartų turėjo sudaryti 15 sutarčių. Kai 1896 m. buvo išrasta bevielė telegrafija, kuri buvo pritaikyta pirmiausiai naudoti jūrinėms reikmėms tik po 10 metų, buvo suprasta, kad reikalingas radijo dažnių harmonizavimas ir radijo srityje. 1906 metais surengta Berlyno radijo

telegrafijos konferencija, kurioje buvo priimta tarptautinė radijo telegrafijos konvencija, kuri ir laikoma RR atsiradimo pradžia. 1927 m. radijo telegrafijos konferencijoje pirmą kartą padalinti radijo dažniai įvairiom radijo ryšio tarnyboms; tokioms kaip: fiksuotoji (FS), judrioji (MS), transliavimo (BS), radijo mėgėjų (AMS), radijo navigacijos (RN) ir t.t. skirtinguose regionuose, žiūr. pav. 1. Pasaulis radijo dažnių naudojimo požiūriu sudalintas į tris regionus, žiūr.pav. 1, Europa priklauso pirmam regionui. 1932 Madrido konferencijoje apjungė telegrafiją ir radijo telegrafiją ir nuo 1934 01 01 pakeistas ITU pavadinimas kaip tarptautinės telegrafijos sąjungos į dabartinį - tarptautinės telekomunikacijų sąjungos. 1947 m. ITU tapo jungtinių tautų sudėtine dalimi, jos nariais šiai dienai yra - 193 valstybės ir beveik 800 sektorių narių, iš jų radijo sektoriuje 223 nariai (telekomunikacijų operatoriai), mokslo įstaigos ir standartizacijos institucijos. Lietuva atstatė savo narystę ITU 1991 10 12.



Pav. 1 radijo dažnių suskirstymas regionais

Radijo dažniai miriametrinio ir kilometrinio diapazonų naudojami daugiausiai jūrinėje tarnyboje. Pirmasis diapazonas gerai tinka ryšiui su povandeniniais laivais užmegzti. Kilometriniu diapazonu buvo taikomas transliavimo tarnyboje, tačiau dėl didelių energetinių sąnaudų tam jis jau nebetaikomas, naudojamas šis diapazonas sausumos ir jūrų judriosioms tarnyboms tarp nutolusių objektų bei radijo navigacijoje. Šis radijo bangų diapazonas harmonizuotas tarp trijų regionų ir naudojamas taip pat perduoti standartiniams laiko ir radijo dažnių signalams.

Harmonizuotos tarp trijų regionų radijo bangos hektometriniu diapazonu yra naudojamos transliavimo tarnyboje, tai vadinamoms „vidurinėms radijo bangoms“ bei jūrų judriajai tarnybai, oreivystės tarnyboms, radijo navigacijai, taip pat ir perduoti standartiniams

laiko ir radijo dažnių signalams. Neharmonizuoti šio diapazono dažniai naudojami sausumos jūdieji tarnybai.

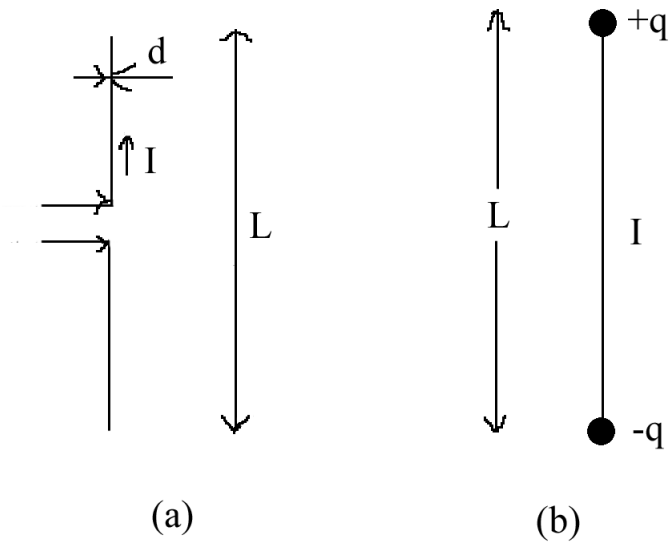
Dekametrisis diapazonas radijo bangos naudojamos intensyviau, tai radijo mėgėjų, transliavimo- „trumpųjų radijo bangų“ bei sausumos jūdieji tarnybos diapazonai. Metrisis diapazonas naudojamas gana intensyviai; tai jūdieji sausumos tarnybos, transliavimo tarnybos, kaip antai: „radijo FM diapazonas“, kuris prasideda nuo 87,5 MHz ir baigiasi 107,9 MHz, metrisis televizinis diapazonas 174-230 MHz, bei Lietuvoje iki 2012 m. spalio mėn. 29d. dar veikė keli 2 ir 4 TV kanalai (48 -52 MHz, 82-100 MHz), senas radijo „UTB“ diapazonas 64-73 MHz.

Decimetrisis diapazonas turi didžiausią komercinę šiuo metu vertę; čia veikia antros kartos GSM 900 ir 1800 MHz korinio ryšio stotys, trečios kartos korinio ryšio sistemos UMTS 2.1 GHz bei 900 MHz diapazonuose, ketvirtos kartos LTE bei LTE Advanced (agreguojančios kelias dažnių juostas į vieną ryšio kanalą) korinio ryšio sistemos - 800 MHz, 1800 MHz, 2300 -2400 MHz ir 2500 -2690 MHz diapazonuose, televizija - 470-790 MHz, 3.4-3.6 GHz diapazone veikia ir „Wimax“ technologijos įrenginiai, vietiniams bevielams plačiajuostės prieigos tinklams (LAN) skirta dažnių juosta 2400-2483 MHz . Dalis diapazono taip pat skirta ir radijo navigacijai bei sausumos jūdieji tarnybai, bei radijo mėgėjų tarnybai. Dėl mažo lietaus ir vandens garų slopinimo diapazonas naudojamas palydovinėms duomenų perdavimo bei transliavimo tarnyboms taip pat. Centimetrisis diapazonas dėl radijo bangų blogesnių sklaidimo sąlygų skiriamas daugiau stočių sujungimams tai radijo relinėms linijoms, tačiau šio diapazono apatinė dalis dar naudojama tai pačiai „Wimax“ technologijai, tai radijo dažniai nuo 3,6 -3,8 GHz, lokaliems tinklams (RLAN), veikiantiems 5,4 GHz diapazone , oreivystės tarnyboms, radijo navigacijai bei palydovinėms transliacijos tarnyboms. Milimetrisis diapazonas naudojamas sujungimams tarp atskyrų objektų, tai radijo relinėms linijoms, kurios Lietuvoje šiai dienai veikia iki 38GHz, įvairaus pobūdžio sensoriams, radijo navigacijai. Lietuvoje leista naudoti radijo radarus automobiliuose, veikiančius net 70 GHz diapazone. Šiuo metu Nacionalinėje dažnių lentelėje aukščiausia panaudotina radijo dažnių riba yra 275GHz.

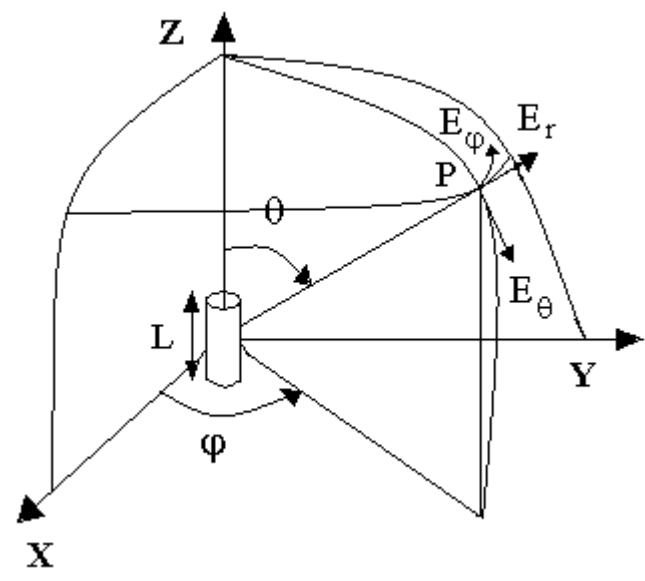
2. TRUMPO ELEKTRINIO DIPOLIO ELEKTROMAGNETINIS LAUKAS

Kiekvieną tiesinę anteną galima įsivaizduoti kaip trumpų elektrinių dipolių grandinę, sujungtą nuosekliai. Todėl dipolio laukas yra gana svarbus nagrinėjant tiesines antenas.

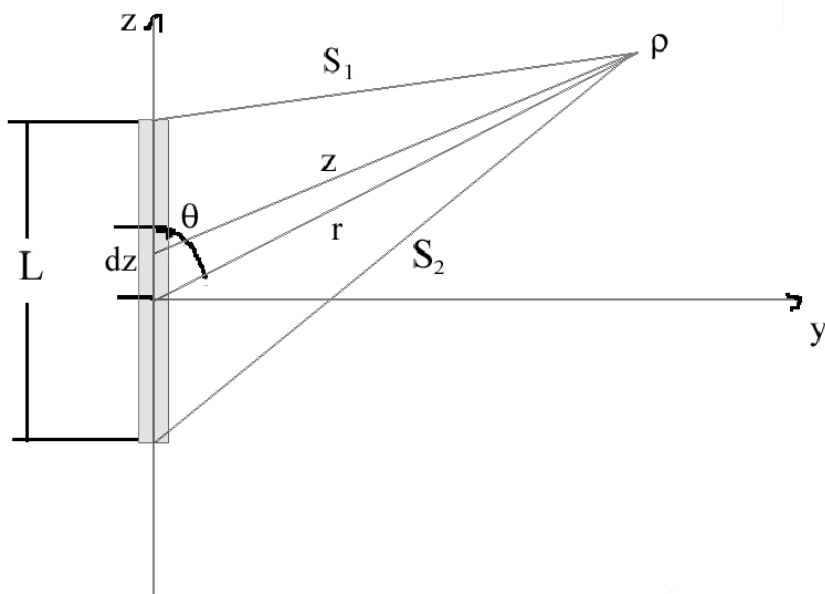
Tegul turim dipolį, tokį kaip 1a pav. Laikome, kad dipolio matmenys daug mažesni už bangos ilgį, t.y.; $L \ll \lambda$. Plokštelės dipolio galuose turi talpinę apkrovą. Trumpas dipolio ilgis duoda tokį rezultatą: srovė I yra pastovi išilgai viso dipolio. Laikome, kad dipoliui elektromagnetinis signalas paduodamas perdavimo linija, kuri pati nespinduliuoja ir į jos buvimą, kaip ir į spinduliuojimą nuo plokštelės galų, galima neatsižvelgti. Dipolio diametras $d \ll L$. Tada dipolį galime pavaizduoti taip kaip jis pateiktas 1b pav. Tai yra plonas laidininkas kurio ilgis L , jame srovė pastovi ir galuose yra taškiniai krūviai q .



1 pav. Elektrinis dipolis



2 pav. Trumpas elektrinis dipolis ir koordinačių sistema



3 pav. Elektrinis dipolis koordinačių sistemoje yz

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (1)$$

Tegul dipolio ašis sutampa su z ašimi (2 pav). Dipolį yra vakuume. Nagrinėjant antenas labai svarbus yra bangų sklidimo greitis. Taigi jei dipoliu teka srovė, tai srovės tekėjimas (jos buvimas) taške P bus pastebėtas ne iš karto, tam reikia tam tikro laiko, per kurį banga nusklinda atstumą r . Taigi turime vėlavimo efektą. Tada srovė užrašoma taip:

$$[I] = I_0 e^{i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)} \quad (2)$$

čia: $[I]$ - vėluojanti srovė, $\frac{r}{c}$ - laikas, reikalingas bangai nueiti atstumą r , I_0 – maksimali srovės vertė.

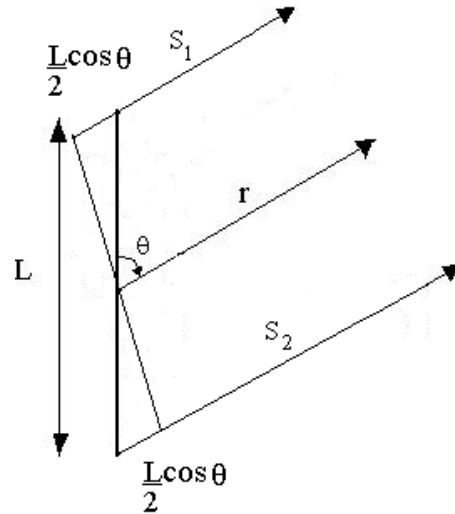
Taigi, ieškodami lauko, turime įsivesti ir tokius pačius potencialus su išraiškomis $t - \frac{r}{c}$. Todėl dipoliui, pavaizduotam 2 paveiksle, magnetinio lauko indukcijos vektorinis potencialas A_z turės tokią išraišką, žiūr.priedą 1:

$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{[I]}{s} dz;$$

(3)

$$\text{čia } [I] = I_0 e^{i\omega\left(t - \frac{s}{c}\right)}; \quad (3a)$$

s – atstumas nuo taško P iki taško ant dipolio.



4 pav. Trumpas elektrinis dipolis, kai $r \gg L$.

Jei atstumas nuo stebimo taško iki dipolio yra didesnis už jo ilgį, t.y. galioja sąlygos: $r \gg L$ ir $\lambda \gg L$, tada mes galime įrašyti $s=r$ ir neatsižvelgti į laukų fazių skirtumą, kuris kuriamas susidaro nuo skirtingų dipolio vietų. Tada iš (3) ir (3a) lygčių gauname:

$$A_z = \frac{\mu_0 L I_0 e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{4\pi r}. \quad (4)$$

Skaliarinis potencialas V randamas taip:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{[\zeta]}{s} d\tau; \quad (5)$$

čia:
$$[\zeta] = \zeta_0 e^{i\omega\left(t-\frac{s}{c}\right)} \quad (6)$$

ζ - krūvio tankis, $d\tau$ - be galo mažas tūrio elementas.

Kadangi krūviai yra sukoncentruoti dipolio galuose, gauname tokią potencialo išraišką:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{q}{s_1} - \frac{q}{s_2} \right]; \quad (7)$$

Čia krūvis q išreiškiamas taip:

$$[q] = \int [I] dt = I_0 \int e^{i\omega\left(t - \frac{s}{c}\right)} dt = \frac{[I_0]}{i\omega}. \quad (8)$$

Istatę (8) į (7) gauname:

$$V = \frac{I_0}{4\pi\epsilon_0 i\omega} \left[\frac{e^{i\omega\left(t - \frac{s_1}{c}\right)}}{s_1} - \frac{e^{i\omega\left(t - \frac{s_2}{c}\right)}}{s_2} \right]. \quad (9)$$

Kai $r \gg L$, galime laikyti kad s_1 ir s_2 yra lygiagretus vektoriumi r , t.y.: $r \parallel s_1 \parallel s_2$, taigi tada:

$$s_1 = r - \frac{L}{2} \cos \theta \quad (10)$$

$$s_2 = r + \frac{L}{2} \cos \theta \quad (11)$$

Išstatome lygtys (10) ir (11) į (9) ir gauname:

$$V = \frac{I_0}{4\pi\epsilon_0 i\omega} \left[\frac{s_2 e^{i\omega \left(t - \frac{r - \frac{L}{2} \cos \theta}{c} \right)} - s_1 e^{i\omega \left(t - \frac{r + \frac{L}{2} \cos \theta}{c} \right)}}{s_1 s_2} \right] =$$

$$= \frac{I_0 e^{i\omega \left(t - \frac{r}{c} \right)}}{4\pi\epsilon_0 i\omega} \left[\frac{e^{i\omega \frac{L}{2c} \cos \theta} \left(r + \frac{L}{2} \cos \theta \right) - e^{-i\omega \frac{L}{2c} \cos \theta} \left(r - \frac{L}{2} \cos \theta \right)}{r^2 - \frac{L^2}{4} \cos^2 \theta} \right]$$

Kai $r \gg L$, atmetame nari $\frac{L^2}{4} \cos^2 \theta$ kaip mažą ir pritaikome Eulerio formulę:

$$V = \frac{I_0 e^{i\omega \left(t - \frac{r}{c} \right)}}{4\pi\epsilon_0 i\omega r^2} \left[\left(r + \frac{L}{2} \cos \theta \right) \left(\cos \frac{\omega L}{2c} \cos \theta + i \sin \frac{\omega L}{2c} \cos \theta \right) - \left(r - \frac{L}{2} \cos \theta \right) \left(\cos \frac{\omega L}{2c} \cos \theta - i \sin \frac{\omega L}{2c} \cos \theta \right) \right] \quad (12)$$

Kai $\lambda \gg L$, tada:

$$\cos \frac{\omega L}{2c} \cos \theta = \cos \frac{\pi L}{\lambda} \approx 1; \quad (13)$$

$$\sin \frac{\omega L}{2c} \cos \theta \approx \frac{\omega L \cos \theta}{2c}, \quad (14)$$

Turint omenyje, kad:

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (15)$$

Istatę šiuos supaprastinimus, gauname:

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{I_0 e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon_0 i\omega r^2} \left[\left(1 + \frac{i\omega L}{2c} \cos\theta \right) \left(r + \frac{L}{2} \cos\theta \right) - \left(1 - \frac{i\omega L}{2c} \cos\theta \right) \left(r - \frac{L}{2} \cos\theta \right) \right] = \\
 &= \frac{I_0 e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon_0 i\omega r^2} \left[r + \frac{L}{2} \cos\theta + \frac{i\omega L r}{2c} \cos\theta + \frac{i\omega L^2}{4c} \cos^2\theta - r + \frac{L}{2} \cos\theta + \frac{i\omega L r}{2c} \cos\theta - \frac{i\omega L^2}{4c} \cos^2\theta \right] = \\
 &= \frac{I_0 e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon_0 i\omega r^2} \left[L \cos\theta + \frac{i\omega L r}{c} \cos\theta \right] = \frac{I_0 e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)} L \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 i\omega r^2} \left(1 + \frac{i\omega r}{c} \right) = \frac{I_0 L \cos\theta e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{i\omega r^2} + \frac{i\omega r}{i\omega r^2 c} \right)
 \end{aligned}$$

Taigi, galutinė skaliarinio potencialo išraiška:

$$V = \frac{I_0 L \cos\theta e^{i\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{1}{r} + \frac{c}{i\omega r^2} \right] \quad (16)$$

Ši lygtis išreiškia skaliarinį potencialą visoje erdvėje, o (4) lygtis – vektorinį potencialą trumpam dipoliui su tokiais apribojimais: $r \gg L$ ir $\lambda \gg L$. Šios lygtys išreiškia taško P potencialą kaip funkciją nuo r (skaičiuojant nuo dipolio centro, kampu θ , dipolio ilgio L ir srovės dipolyje). Elektrinis laukas, žinant vektorinį A ir skaliarinį V potencialus, gali būti randamas taip:

$$E = -i\omega A - \nabla V \quad (17)$$

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (18)$$

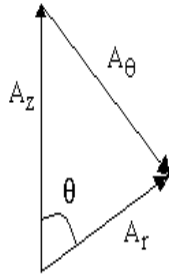
Vektorius E ir H nustatome polinėse koordinatėse.

$$\vec{A} = \vec{r} A_r + \vec{\theta} A_\theta + \vec{\phi} A_\phi, \quad (19)$$

Bet, kadangi dipolio vektorinis potencialas turi tik z komponentę, (žiūr. Priedą 1) tai: $A_\phi = 0$, o, žiūr. pav.2:

$$A_r = A_z \cos\theta \quad (20)$$

$$A_\theta = -A_z \sin\theta, \quad (21)$$



pav.2 elektrinio dipolio vektorinio potencialo komponentės

Iš pradžių randame 17 lygties antrąją dalį:

$$\nabla V = a_r \frac{\partial V}{\partial r} + a_\Theta \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \Theta} + a_\Phi \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial V}{\partial \Phi} \quad (22)$$

Elektrinis laukas išreiškimas taip:

$$\vec{E} = \vec{a}_r E_r + \vec{a}_\Theta E_\Theta + \vec{a}_\Phi E_\Phi \quad (23)$$

Taigi, iš lygčių 17, 19 ir 22 galime užrašyti:

$$E_r = -i\omega A_r - \frac{\partial V}{\partial r} \quad (24)$$

$$E_\Theta = -i\omega A_\Theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \Theta} \quad (25)$$

$$E_\Phi = -i\omega A_\Phi - \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial V}{\partial \Phi} \quad (26)$$

Bet $A_\Phi = 0$, ir 16 lygtyje V nepriklauso nuo Φ , taigi ir 26 lygties antras narys lygus 0, taigi $E_\Phi = 0$.

20 lygtį įstatome į 24 ir 21 lygtį į 25 ir gauname:

$$E_r = -i\omega A_z \cos \Theta - \frac{\partial V}{\partial r} \quad (27)$$

$$E_\Theta = i\omega A_z \sin \Theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \Theta} \quad (28)$$

Dabar sustatom A_r ir V reikšmes į lygtį 25 ir gauname:

$$\begin{aligned}
E_{\Theta} &= \frac{i\omega\mu_0 I_0 L \sin \Theta}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} + \frac{1}{r} \frac{I_0 L \sin \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{1}{r} + \frac{c}{i\omega r^2} \right] = \\
&= \frac{I_0 L \sin \Theta}{4\pi} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega\mu_0}{r} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0} + \frac{1}{r^2 \epsilon_0 c} + \frac{c}{i\omega\epsilon_0 c r^3} \right] = \frac{I_0 L \sin \Theta}{4\pi\epsilon_0} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{c^2 r} + \frac{1}{r^2 c} + \frac{1}{i\omega r^3} \right],
\end{aligned}$$

čia išnaudotas sąryšis: $\epsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$;

Apskaičiuojant E_z , pradžioje randame skaliarinio potencialo V išvestinę pagal r :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial V}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left(\frac{1}{r} + \frac{c}{i\omega r^2} \right) \right) = \\
&= -\frac{i\omega I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c^2} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left(\frac{1}{r} + \frac{c}{i\omega r^2} \right) + \frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{2c}{i\omega r^3} \right) = \\
&= -\frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{rc} + \frac{i\omega c}{i\omega c r^2} + \frac{1}{r^2} + \frac{2c}{i\omega r^3} \right] = -\frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{rc} + \frac{2}{r^2} + \frac{2c}{i\omega r^3} \right].
\end{aligned}$$

Užrašome elektrinio lauko E_r išraišką:

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{i\omega\mu_0 I_0 L \cos \Theta}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} + \frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi\epsilon_0 c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{rc} + \frac{2}{r^2} + \frac{2c}{i\omega r^3} \right] = \\
&= \frac{I_0 L \cos \Theta}{4\pi} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[-\frac{i\omega\mu_0}{r} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0} + \frac{i\omega}{r\epsilon_0 c^2} + \frac{2}{\epsilon_0 r^2 c} + \frac{2c}{\epsilon_0 c i\omega r^3} \right] = \\
&= \frac{I_0 L \cos \Theta}{2\pi\epsilon_0} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{1}{r^2 c} + \frac{1}{i\omega r^3} \right] \tag{30}
\end{aligned}$$

Skaičiuojame magnetinį lauką vektorinio potencialo rotorius polinėse koordinatėse išreiškiamas taip:

$$[\nabla A] = \frac{\vec{r}}{r \sin \Theta} \left[\frac{\partial \sin \Theta A_{\Phi}}{\partial \Theta} - \frac{\partial A_{\Theta}}{\partial \Phi} \right] + \frac{\vec{\Theta}}{r \sin \Theta} \left[\frac{\partial A_r}{\partial \Phi} - \frac{\partial (r \sin \Theta) A_{\Phi}}{\partial r} \right] + \frac{\vec{\Phi}}{r} \left[\frac{\partial (r A_{\Theta})}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \Theta} \right]; \tag{31}$$

Bet, $A_{\Phi} = 0$ todėl 1 ir 4 šios lygties nariai lygūs nuliui.

Iš 4 lygties bei 20 ir 21 lygčių matome, kad A_r ir A_Θ nepriklauso nuo Φ . Taigi antras ir trečias nariai 31 lygties irgi lygūs nuliui. Lieka tik paskutiniai du nariai, o tai reiškia, kad tik H_Φ komponentė nelygi nuliui.

Užrašome A_Θ išraišką, 4 ir 21 lygtys:

$$A_\Theta = -\frac{\mu_0 I_0 L}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \sin \Theta,$$

Tada:

$$\frac{\partial(rA_\Theta)}{\partial r} = \frac{i\omega\mu_0 I_0 L}{4\pi c} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \sin \Theta.$$

Analogiškai:

$$A_r = \frac{\mu_0 I_0 L}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \cos \Theta,$$

ir

$$\frac{\partial A_r}{\partial \Theta} = -\frac{\mu_0 I_0 L}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \sin \Theta$$

Sustatome šias išraiškas į 31 lygtį ir gauname:

$$[\nabla A] = \vec{\Phi} \frac{I_0 L \mu_0 \sin \Theta}{4\pi} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right],$$

Tada magnetinis laukas pagal 12 lygtį bus lygus:

$$|H| = H_\Phi = \frac{I_0 L \sin \Theta}{4\pi} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \left[\frac{i\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right], \quad (33)$$

ir $H_r = H_\Theta = 0$.

Taigi trumpo elektrinio dipolio elektromagnetinis laukas turi tik tris komponentes: E_r , E_Θ ir H_Φ , komponentės E_Φ , H_r ir $H_\Theta \equiv 0$.

Kai r labai didelis, galime neatsižvelgti į narius $\frac{1}{r^2}$ ir $\frac{1}{r^3}$ palyginus su $\frac{1}{r}$.

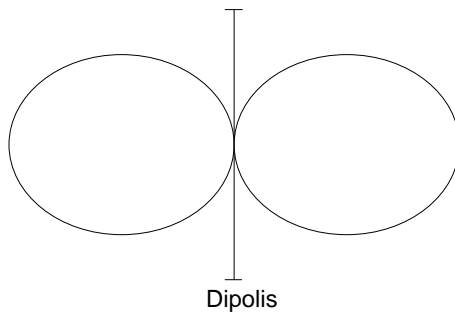
Tada tolیمasis laukas turės tik dvi komponentes: E_Θ ir H_Φ :

$$E_\Theta = \frac{i\omega I_0 L \sin \Theta}{4\pi \epsilon_0 c^2 r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} = \frac{i\beta I_0 L \sin \Theta}{4\pi \epsilon_0 cr} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \quad (34)$$

$$H_\Phi = \frac{i\omega I_0 L \sin \Theta}{4\pi cr} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} = \frac{i\beta I_0 L \sin \Theta}{4\pi r} e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \quad (35)$$

34 ir 35 lygčių santykis $\frac{E_{\Theta}}{H_{\Phi}} = \frac{1}{\epsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$ vadinamas laisvos erdvės impedansu.

Lygindami 34 ir 35 lygtis (E_{Θ} ir H_{Φ}) matome, kad elektrinio ir magnetinio lauko komponentės yra toje pačioje fazėje. Lauko pasiskirstymas proporcingas $\sin \Theta$ ir nepriklauso nuo Φ . Lauko pasiskirstymas pateiktas 5a pav.



5a pav. Trumpo elektrinio dipolio laukas

Artimojoje zonoje laukas turi dvi elektrinio lauko komponentes: E_{Θ} ir E_r , ir ryšys su H panašus kaip rezonatoriuje.

Tarpiniame atstume elektrinio lauko vektorius sukasi plokštumoje, lygiagrečioje bangos sklaidimo kryptiai, iš čia sąvoka kryžminis laukas („cross-field“).

Priedas

BE GALO PLONO SROVĖS ELEMENTO VEKTORINIS POTENCIALAS

Užrašome Maksvelo lygtis kompleksinėje formoje:

$$\text{rot} \dot{H} = \frac{\partial D}{\partial t} + j; \quad (1)$$

$$\text{rot} \dot{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\text{div} \dot{D} = \rho; \quad (3)$$

$$\text{div} \dot{B} = 0, \quad (4)$$

Laikom, kad elektromagnetiniai laukai kinta harmoniniu dėsniu, t.y. $E = E_0 e^{i\omega t}$, $H = H_0 e^{i\omega t}$, o $j = \sigma E + j_p$, kur j_p – pašalinės srovės tankio amplitudė. Tada įstatę į pirmąją Maksvelo lygtį gauname:

$$\operatorname{rot}\dot{H} = iw\varepsilon_a\dot{E} + \sigma\dot{E} + j_p = \varepsilon_a\left(1 - \frac{i\sigma}{w\varepsilon_a}\right)\dot{E} + j_p, \quad (5),$$

$\tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon_a\left(1 - \frac{i\sigma}{w\varepsilon_a}\right)$ - absoliuti kompleksinė dielektrinė skvarba,

Išreškiame elektrinį ir magnetinį laukus elektrinio lauko skaliarinių potencialu φ ir magnetinės indukcijos vektoriaus A potencialu:

$$\dot{B} = \operatorname{rot}\dot{A},$$

$$\dot{E} = -\operatorname{grad}\varphi - \frac{\partial\dot{A}}{\partial t},$$

Įstatę šias išraiškas į pirmą Maksvelo lygtį gauname:

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu_a} \operatorname{rot}\dot{A} = -\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_a \left(\operatorname{grad}\varphi + \frac{\partial\dot{A}}{\partial t} \right) + j_p - \sigma \left(\operatorname{grad}\varphi + \frac{\partial\dot{A}}{\partial t} \right), \quad (6)$$

Pasinaudoję vektorinės algebros formule: $\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{a} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{a} - \Delta\vec{a}$,

Gauname:

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}\dot{A} - \Delta\dot{A} = -\varepsilon_a\mu_a \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{grad}\varphi - \varepsilon_a\mu_a \frac{\partial^2}{\partial t^2} \dot{A} + \mu_a j_p - \mu_a\sigma \operatorname{grad}\varphi - \mu_a\sigma \frac{\partial\dot{A}}{\partial t}.$$

Pertvarkę šį reiškinių gauname:

$$\Delta\dot{A} - \varepsilon_a\mu_a \frac{\partial^2 \dot{A}}{\partial t^2} - \mu_a\sigma \frac{\partial\dot{A}}{\partial t} - \operatorname{grad}(\operatorname{div}\dot{A} + \varepsilon_a\mu_a \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \sigma\mu_a\varphi) = -\mu_a j_p. \quad (7)$$

Pritaikę Lorencio kalibruotės sąlygą:

$$\operatorname{div}\dot{A} + \varepsilon_a\mu_a \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \sigma\mu_a\varphi = 0.$$

Aplinkoje, kurioje $\sigma = 0$, gauname:

$$\Delta\dot{A} + k^2\dot{A} = -\mu_a j_p, \quad (8)$$

kur: $k = w^2\varepsilon_a\mu_a$.

Jei be galo mažą srovės elementą patalpinsime į koordinačių pradžią taip, kad srovės elemento kryptis sutaptų su z ašimi, tada vektorinis potencialas turės tik vieną z komponentę. Taškiniam šaltiniui potencialas A_z turi būti sferiškai simetris. Jei $I_z = 0$, visur išskyrus koordinačių pradžią, tada A_z tenkins tokią lygtį:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dA_z}{dr} \right) + k^2 A_z = 0. \quad (9)$$

Ši lygtis turi du sprendinius:

$$\frac{1}{r} e^{ikr}, \quad \frac{1}{r} e^{-ikr},$$

Tai išeinanti ir ateinanti bangos. Iš fizikinių samprotavimų atmetame ateinančią bangą, tada:

$$A_z = \frac{C}{r} e^{-ikr}, \quad (10)$$

C-konstanta. Ją randame, prilyginę $k = 0$, tada lygtis (8) transformuojama į Pواسano lygtį, kurios sprendinys yra toks:

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{j_z}{r} dV'$$

Kur: ' - reiškia integravimą apie šaltinį.

Jei pakeičiame $j_z dV'$ į Idz ir suintegravę gauname:

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \frac{IL}{r},$$

kur: L – trumpo srovės elemento ilgis.

Ir jei ją prilyginame (10) lygčiai, tada gauname, kad:

$$C = \frac{\mu}{4\pi} IL$$

Taigi be galo mažo srovės elemento magnetinio lauko vektorinis potencialas:

$$A_z = \frac{\mu IL}{4\pi r} e^{ikr}. \quad (11)$$

3. Trumpo elektrinio dipolio spinduliavimo varža

Randame trumpo elektrinio dipolio į aplinką išspinduliuojamą visą galią P, kuri lygi $I^2 R_r$, čia: I efektinė srovė, R_r – spinduliavimo varža. Tam integruojame sfera Pointingo vektorių, kuris aprašomas tolimosios zonos laukais.

Vidutinė Pointingo vektoriaus vertė:

$$S = \frac{1}{2} \text{Re}[EH^*], \quad (1)$$

kur: Re – realioji dalis, H^* -kompleksiškai jungtinis magnetinio lauko stiprumo vektorius.

Tolimojoje zonoje turime tik E_θ ir H_ϕ laukų komponentes, taigi tada Pointingo vektorius turi tik radialinę komponentę:

$$S_r = \frac{1}{2} \text{Re} E_\theta H_\phi, \quad (2)$$

Išnaudoję sąryšį 36, t.y.: $E_\theta = H_\phi Z = H_\phi \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, gauname, kad:

$$S_r = \frac{1}{2} \text{Re} Z H_\phi H_\phi^* = \frac{1}{2} |H_\phi|^2 \text{Re} Z = \frac{1}{2} |H_\phi|^2 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \quad (3)$$

Visa dipolio išspinduliuojama galia bus:

$$P = \iint S_r ds = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |H_\phi|^2 r^2 \sin \Theta d\Theta d\phi, \quad (4)$$

Išstatome H_ϕ lauko išraišką tolimojoje zonoje 35 ir įskaitę, kad $\beta = w/c$, gauname:

$$P = \frac{1}{32} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{\beta^2 I_0 L^2}{\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3 \Theta d\Theta d\phi, \quad (5)$$

Suintegruojame: $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3 \Theta d\Theta d\phi = -2\pi \int_0^\pi \sin^2 \Theta d \cos \Theta = -2\pi \int_0^\pi (1 - \cos^2 \Theta) d \cos \Theta = \frac{8\pi}{3}$.

Tada visa dipolio išspinduliuojama energija arba vidutinė galios vertė išeinanti iš sferos:

$$P = \frac{1}{12} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{\beta^2 I_0^2 L^2}{\pi}. \quad (6)$$

Jei nėra nuostoliu, tai išspinduliuojama energija bus lygi galiai teikiamai dipoliui, tada:

$$P = \left(\frac{I_0}{\sqrt{2}} \right)^2 R_r = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{\beta^2 I_0 L^2}{12\pi} = \frac{\pi Z I_0}{3} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2, \quad (7)$$

Taigi tada spinduliavimo varža bus lygi:

$$R_r = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{\beta^2 L^2}{6\pi}. \quad (8)$$

Vakuumui, kai: $\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\Omega = 120\pi$.

Istačius skaitines vertes gauname:

$$R_r = 80\pi^2 (L/\lambda)^2 = 790 L_\lambda^2, \text{ kur : } L_\lambda = (L/\lambda),$$

Jei $L_\lambda = 1/10$, tada $R_r = 7.9\Omega$, jei $L_\lambda = 0.01$, tada: $R_r = 0.08 \Omega$.

4. Antenos kryptingumas, stiprinimas, trumpo elektrinio dipolio kryptingumo koeficientas

Praktikoje nekryptinių, izotropinių spindulių nėra. Kiekviena antena, netgi paprasčiausia, spinduliuoja netolygiai į visas erdvės kryptis ir visada yra kryptis, kuria spinduliuojama maksimali energija.

Antenos kryptingumo koeficientas D susietas tiksliai su antenos geometrinėmis charakteristikomis, kurios apsprendžia jos spinduliavimo diagramą ir yra lygus izotropinės ir kryptinės antenų spinduliuojamų galių, sukuriančių priėmimo taške vienodą lauko stiprumą santykiui.

Kryptingumą galima apskaičiuoti ir fiksuojant paduodamą į abi antenas galią, t.y., turint lygias įėjimo galias. Tada antenos kryptingumas gali būti apibrėžiamas ir kaip energijos intensyvumo maksimalia antenos spinduliavimo kryptimi santykiu su vidutiniu intensyvumu arba su izotropinio spindulio intensyvumu ;

$$D = \frac{U_m(\theta, \varphi)}{U_0} = \frac{\text{maksimalus - spinduliavimo - intensyvumas}}{\text{vidutinis - spinduliavimo - intensyvumas}}. \quad (1)$$

Vidutinis spinduliavimo intensyvumas arba izotropinio spindulio intensyvumas apibrėžiama taip:

$$U_0 = \frac{P}{4\pi}, \quad (2)$$

čia: P – išspinduliuojama antenos galia, U_m ir U_0 energija skaičiuojama vatais į vienetinį radiano erdvinį kampą, dimensija W/rad^2 .

Tada iš 1 lygties, įvertinę 2 sąryšį gauname:

$$D = \frac{4\pi U_m(\theta, \varphi)}{P} = \frac{4\pi(\text{maksimalus - spinduliavimo - intensyvumas})}{\text{visa - išspinduliuojama - galia}} \quad (3)$$

Spinduliavimo intensyvumas priklauso nuo antenos spinduliavimo diagramos, bendru atveju:

$$U = U_a f(\theta, \varphi) \quad (4)$$

kur U_a – konstanta.

Maksimalus spinduliavimo intensyvumas tada:

$$U_m = U_a f(\theta, \varphi)_{\max}$$

Atskyrų atveju, kai $f(\theta, \varphi)_{\max} = 1$, tada $U_m = U_a$ ir

$$U = U_m f(\theta, \varphi) \quad (5)$$

Vidutinis spinduliavimo intensyvumas bus lygus:

$$U_0 = \frac{P}{4\pi} = \frac{\iint U_a f(\theta, \varphi) d\Omega}{4\pi} \quad (6)$$

čia: $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ erdvinio kampo elementas. Taigi tada kryptingumas D bus lygus:

$$D = \frac{U_m}{U_0} = \frac{U_a f(\theta, \varphi)_{\max}}{\iint \frac{U_a f(\theta, \varphi) d\Omega}{4\pi}} = \frac{4\pi f(\theta, \varphi)_{\max}}{\iint f(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (7)$$

Šią lygtį perrašome taip:

$$D = \frac{4\pi}{\frac{\iint f(\theta, \varphi) d\Omega}{f(\theta, \varphi)_{\max}}} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (8)$$

kur: Ω_A – yra spindulio plotas arba erdvinis kampas, kuris lygus:

$$\Omega_A = \frac{\iint f(\theta, \varphi) d\Omega}{f(\theta, \varphi)_{\max}} \quad (9)$$

Taigi:

$$D = \frac{U_m}{U_0} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (10)$$

Ir $4\pi U_0 = U_m \Omega_A \quad (11)$

Turint omeny 2 lygtį, gauname:

$$P = U_m \Omega_A \quad (12)$$

Taigi antenos spindulio plotas Ω_A yra toks erdvinis kampas per kurį galėtų būti išspinduliuojama visa energija kai galia spinduliuojama per vienetinį erdvinį kampą prilyginama maksimaliam spinduliavimo intensyvumui per spindulio plotą.

$$\Omega_A = \frac{4\pi U_0}{U_m} [\text{rad}^2] = 41253 \frac{U_0}{U_m} [\text{deg}^2] \quad *$$
 (13).

*- 4π steradianų = $4\pi(180/\pi)^2 = 41253$ laipsniai kvadrato, t.y. ant sferos yra 41253 laipsnių kvadrato.

Jei turime antenos diagramą, kurioje išreikštas tik vienas spinduliavimo diagramos lapelis ir diagrama turi sukimosi ašį apie šio lapelio pagrindinio spinduliavimo kryptį, tada, kai į galinį ir šoninius spinduliavimo diagramos lapeliais galima neatsižvelgti Ω_A užrašome taip:

$$\Omega_A \approx \theta_p \varphi_p$$
 (14)

Antenos kryptingumas D tada:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \approx \frac{4\pi}{\theta_p \varphi_p} \approx \frac{41000}{\theta_p^0 \varphi_p^0}$$
 (15),

čia: $\theta_p \varphi_p$ - antenos spinduliavimo diagramos lapelio pločiai pusės galios lygyje plokštumuose θ , φ . atitinkamai išreikšti radianais.

$\theta_p^0 \varphi_p^0$ - antenos spinduliavimo diagramos lapelio pločiai pusės galios lygyje plokštumuose θ , φ . atitinkamai išreikšti laipsniais.

Pieštuko formos diagramos antenai, kuriai $\varphi_p = \theta_p$,

$$D \approx \frac{4\pi}{\theta_p^2} \approx \frac{41000}{(\theta_p^0)^2}$$
 (16)

Ši formulė tinka antenoms, kurių pagrindinio lapelio plotis yra 1 laipsnis ir maži šalutiniai lapeliai nurodo, kad kryptingumas yra apie 41000 arba 46 dB, tai atitinka 1-2 decibelų paklaidą.

Siekiant įvertinti šalutinių lapelių poveikį bei kelis antenos spinduliavimo lapelius įvedami korekcijos faktoriai ir formulė atitinkamai modifikuojama:

$$D \approx \frac{41000 \varepsilon_M}{k_p \theta_p^0 \varphi_p^0}$$
 (17)

kur: $\varepsilon_M = \Omega_M / \Omega_A$ - spindulio efektyvumas, kuris didelėms antenoms lygus $0,75 \pm 0,15$, k_p - antenos diagramos faktorius, kuris vieno spinduliavimo diagramos lapelio atveju: $k_p = 1$.

Randame trumpo elektrinio dipolio kryptingumą.

Į dipolio magnetinio lauko komponentę H_φ įeina narys $\sin\Theta$, kuris ir nusako energijos pasiskirstymą tolimojoje zonoje, taigi skaičiuojant energijos srauto tankį, kurį išspinduliuoja dipolinė antena, integruodami sfera gauname:

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin^3 \Theta d\Theta d\varphi = 2\pi \cdot \frac{4}{3}.$$

Tada trumpo elektrinio dipolio kryptingumo koeficientas, pagal 10 lygtį bus lygus:

$$D = \frac{4\pi}{2\pi \frac{4}{3}} = \frac{3}{2}. \quad (18)$$

Antenos kryptingumas gali būti išreikštas ir kaip elektromagnetinės bangos galios tankis pasirinkta kryptimi santykis su izotropinės antenos kuriama galios srauto tankiu:

$$D = \frac{S(\theta, \alpha)}{S_{vid}} \quad (19)$$

čia: S_{vid} – izotropinio spindulio galios srauto tankis, $S(\theta, \alpha)$ – kryptinės antenos galios srauto tankis, kampai θ, α atskaitomi nuo maksimalios spinduliavimo krypties.

Paprastai kryptingumas išreiškiamas decibelais, šiuo atveju pridedama raidė „i“, t.y. žymima dBi, pabrėžiant, kad apskaičiuotas kryptingumas yra izotropinio spindulio atžvilgiu.

Kryptingumas bendru atveju gali būti nusakomas ne vien tik izotropinio spindulio atžvilgiu, taigi tuo atveju kryptingumas būtų suprantamas kaip elektromagnetinės bangos galios tankio maksimalia spinduliavimo kryptimi santykis su vidutiniu galios tankiu visomis kryptimis:

$$D = \frac{S_{max}}{\frac{1}{4\pi r^2} \oint_s [\vec{E}, \vec{H}^*]_{n,max} ds} = \frac{[\vec{E}, \vec{H}^*]_{n,max}}{\frac{1}{4\pi r^2} \oint_s [\vec{E}, \vec{H}^*]_{n,max} ds} \quad (20)$$

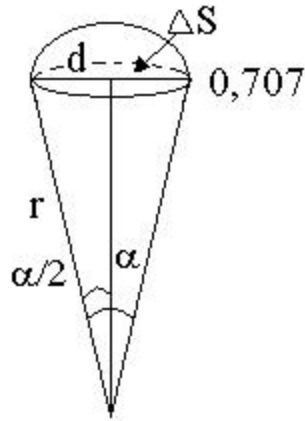
Jei turime elektrinio (ar magnetinio) lauko normuotas kryptingumo diagramą

$F(\theta, \alpha)$, čia: $F(\theta, \alpha) = \frac{|E_0(\theta, \alpha)|}{|E_0(0,0)|} \leq 1$, $E_0(\theta, \alpha)$ – elektrinio lauko stiprumas, esant

kampams θ, α , atstume r nuo perdavimo antenos, $E_0(0,0)$ elektrinio lauko stiprumas maksimalia spinduliavimo kryptimi, atstume r nuo perdavimo antenos, tada:

$$D = \frac{4\pi}{\oint_{4\pi} F^2(\Theta, \alpha) d\Omega} \quad (21)$$

Apskaičiuokime antenos kryptingumą, kurios pagrindinio lapelio plotis yra 0,1 rad. azimutalinėje ir meridianinėje plokštumuose, žiūr. Pav.1.



Pav. 1.

Pagrindinio lapelio plotis skaičiuojamas pagal elektromagnetinio lauko kryptingumo diagramos 0,707 lygį. Tam, kad taikant formulę 19 nustatyti kryptingumą reikia apskaičiuojame plotą į kurį spinduliuoja antena. Iš paveikslo matome, kad:

$$d/r = \operatorname{tg} \alpha/2 \approx \alpha/2.$$

Iš čia: $d = r\alpha/2; \Delta S = \pi r^2 \alpha^2 / 4.$

Ir tada: $S(\theta, \alpha) = P / \Delta S = 4P / \pi r^2 \alpha^2.$

$$S_{\text{vid}} = P_{\Sigma} / 4\pi r^2.$$

Tada, gautas $S(\theta, \alpha)$ ir S_{vid} . Reikšmes įstatę į formulę 19 gauname, kad:

$$D = 16/\alpha^2 = 1600 \approx 32 \text{ dBi}.$$

Taigi kryptingumo koeficientas D parodo, kiek kartu galima sumažinti spinduliuojamą galingumą, naudojant kryptiškai spinduliuojančias antenas, išlaikant tą pačią lauko stiprio vertę, nustatytame taške.

Tačiau kryptingumo koeficientas D neįvertina nuostolių antenoje, juos įvertina antenos stiprinimo koeficientas G , kuris yra susietas su kryptingumu D tokiu sąryšiu:

$$G = \eta D \quad (22),$$

kur: η – antenos naudingumo koeficientas. Antenos naudingumo koeficientas yra lygus spinduliuojamos ir visos galios paduodamos į anteną santykiui:

$$\eta = \frac{P_r}{P_A} = \frac{0.5 I_m^2 R_r}{0.5 I_m^2 R_A} = \frac{R_r}{R_A} = \frac{R_r}{R_r + R_N} \quad (23),$$

čia: R_r – antenos spinduliavimo varža, R_N – antenos nuostolių varža.
Atsižvelgę į formulę 19, gauname, kad:

$$G = D \frac{P_r}{P_A} = \frac{P_\Sigma}{P_A} \quad (24).$$

Taigi antenos stiprinimo koeficientas nurodo, kiek kartų galima sumažinti į kryptinę anteną paduodamą galią, palyginus su galia paduodama į izotropinę anteną, norint gauti vienodą elektrinio lauko stiprumą priėmimo taške.

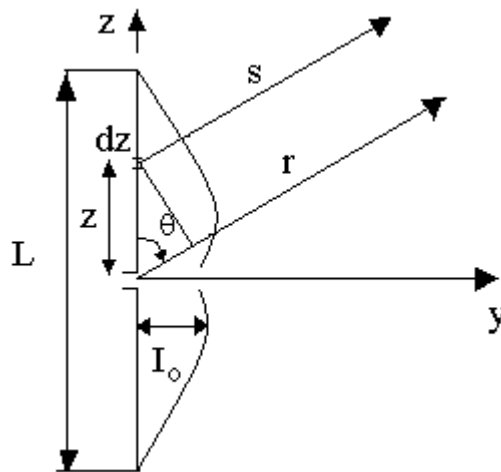
Antenos stiprinimo koeficientas G ir jos normuota kryptingumo charakteristika $F(\theta, \alpha)$ priklauso nuo antenos matmenų ir bangos ilgio λ santykio, kuo didesnis šis santykis tuo didesnis antenos stiprinimas.

Taigi antenos stiprinimą galima apibrėžti santykiu energijos srauto tankio spinduliavimu maksimalaus spinduliavimo kryptimi su vidutiniu spinduliavimu, kuris būtų jei būtų išspinduliuojama visa siųstuvo galia P .

$$G = \frac{[\vec{E}, \vec{H}^*]_{n, \max}}{\frac{1}{4\pi r^2} P} \quad (25)$$

5. Plonos antenos laukas

Laikome, kad įėjimo signalas į anteną paduodamas dvilaide linija centre antenos. Antena gali būti bet kokio ilgio, bet srovė pasiskirsčiusi pagal sinuso dėsnį. Toks artinys gerai realizuojamas kai antena plona, t.y. jos diametras mažiau nei $\lambda/100$.



Pav. 1 Simetrinė plona L ilgio antena.

Nustatysim tolimąjį lauką, simetrinės, plonos, ilgio L – kuriai signalas paduodamas į jos centrą. Tada srovė kokio nors antenos z taške s bus tokia:

$$[I] = I_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} \pm z \right) \right] e^{i\omega \left(t - \frac{r}{c} \right)} \quad (1)$$

kur: $\sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} \pm z \right) \right]$ - nusako srovės formą, I_0 – srovės amplitudė,

imame: $\frac{L}{2} + z$, kai $z < 0$ ir $\frac{L}{2} - z$, kai $z > 0$.

Galime laikyti, kad antena sudaryta iš daugelio sujungtų dipolių (be galo mažų), kurių ilgis dz . Laukas visos antenos gaunamas suintegravus lauką visų dipolių. Taigi tolimas laukas atstume s nuo dipolio dz bus toks:

$$dE_{\Theta} = \frac{i60\pi[I]\sin\Theta dz}{s\lambda}, \quad (2)$$

$$dH_{\varphi} = \frac{i[I]\sin\Theta dz}{2s\lambda}, \quad (3)$$

E_{Θ} išraiška gauta iš 2 skyriaus 34 lygties pakeitus: L į dz ir pasinaudojus sąryšiais: $\beta = 2\pi/\lambda$, $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ bei $Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$, analogiškai gaunama ir H_{φ} išraiška atitinkamai perrašius 2 skyriaus 35 lygtį.

Kadangi $E_{\Theta} = ZH_{\varphi} = 120\pi H_{\varphi}$, norint rasti tolimąjį lauką užtenka apskaičiuoti tik H_{φ} .

$$H_{\varphi} = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dH_{\varphi} \quad (4)$$

Sustatome 1 ir 3 lygtys į 4 lygtį:

$$H_{\varphi} = \frac{iI_0 \sin\Theta e^{i\omega t}}{2\lambda} \left\{ \int_{-\frac{L}{2}}^0 \frac{1}{s} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} + z \right) \right] e^{-i\omega \frac{s}{c}} dz + \int_0^{\frac{L}{2}} \frac{1}{s} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} - z \right) \right] e^{-i\omega \frac{s}{c}} dz \right\} \quad (5)$$

$\frac{1}{s}$ veikia tiek amplitudę tiek ir į fazę, tačiau esant dideliems atstumams galima laikyti, kad $r \equiv s$ poveikyje į amplitudę, t.y. galime neatsižvelgti į skirtumą tarp „ s “ ir „ r “ į įtaką amplitudei, bet skaičiuojant fazę turime tai įskaityti. Iš pav.1 gauname, kad:

$$s = r - z \cos\Theta \quad (6)$$

Lygtį 6 įstatome į 5 ir gauname:

$$H_{\varphi} = \frac{iI_0 \sin\Theta e^{i\omega \left(t - \frac{r}{c} \right)}}{2\lambda r} \left\{ \int_{-\frac{L}{2}}^0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} + z \right) \right] e^{i\omega \cos\Theta \frac{z}{c}} dz + \int_0^{\frac{L}{2}} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L}{2} - z \right) \right] e^{i\omega \cos\Theta \frac{z}{c}} dz \right\}$$

Įskaitant, kad: $\beta = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\frac{\beta}{4\pi} = \frac{1}{2\lambda}$ taigi:

$$H_\varphi = \frac{iI_0\beta \sin \Theta e^{i\omega\left(\frac{t-r}{c}\right)}}{4\pi r} \left\{ \int_{-\frac{L}{2}}^0 e^{i\beta z \cos \Theta} \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} + z \right) \right] dz + \int_0^{\frac{L}{2}} e^{i\beta z \cos \Theta} \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} - z \right) \right] dz \right\} \quad (7)$$

Gauta H_φ išraiška, kuriai rasti pritaikome lentelinį integralą:

$$\int e^{ax} \sin[c + bx] dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} [a \sin(c + bx) - b \cos(c + bx)], \text{ kur pirmam integralui:}$$

$$a = i\beta \cos \Theta; b = \beta; c = \beta \frac{L}{2}. \text{ Antram 7 lygties integralui } b = -\beta.$$

Tada pirmas integralas bus lygus:

$$\begin{aligned} & \frac{e^{i\beta z \cos \Theta}}{\beta^2 - \beta^2 \cos^2 \Theta} \left[i\beta \cos \Theta \sin \left(\frac{\beta L}{2} + \beta z \right) - \beta \cos \left(\frac{\beta L}{2} + \beta z \right) \right] \Big|_{-\frac{L}{2}}^0 = \\ & = \frac{1}{\beta^2 \sin^2 \Theta} \left[i\beta \cos \Theta \sin \frac{\beta L}{2} - \beta \cos \frac{\beta L}{2} \right] - \frac{e^{-i\frac{\beta L}{2} \cos \Theta}}{\beta^2 \sin^2 \Theta} [0 - \beta]. \end{aligned} \quad (8)$$

Antras integralas: ($b = -\beta$)

$$\begin{aligned} & \frac{e^{i\beta z \cos \Theta}}{\beta^2 \sin^2 \Theta} \left[i\beta \cos \Theta \sin \left(\frac{\beta L}{2} - \beta z \right) + \beta \cos \left(\frac{\beta L}{2} - \beta z \right) \right] \Big|_0^{\frac{L}{2}} = \\ & = \frac{e^{i\frac{\beta L}{2} \cos \Theta}}{\beta^2 \sin^2 \Theta} [0 + \beta \cos(0)] - \frac{1}{\beta^2 \sin^2 \Theta} \left[i\beta \cos \Theta \sin \frac{\beta L}{2} + \beta \cos \frac{\beta L}{2} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Sutraukiam panašius narius ir perrašome lauką:

$$\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{iI_0\beta \sin \Theta e^{i\omega\left(\frac{t-r}{c}\right)}}{4\pi r} \left[\frac{1}{\beta^2 \sin^2 \Theta} \left(\beta e^{-i\frac{\beta L}{2} \cos \Theta} - \beta \cos \frac{\beta L}{2} + \beta e^{i\frac{\beta L}{2} \cos \Theta} - \beta \cos \frac{\beta L}{2} \right) \right] = \\ &= \frac{iI_0 e^{i\omega\left(\frac{t-r}{c}\right)}}{2\pi r \sin \Theta} \left(\cos \left(\frac{\beta L}{2} \cos \Theta \right) - \cos \frac{\beta L}{2} \right) = \frac{i[I_0]}{2\pi r} \left[\frac{\cos \left(\frac{\beta L}{2} \cos \Theta \right) - \cos \frac{\beta L}{2}}{\sin \Theta} \right] \end{aligned} \quad 10$$

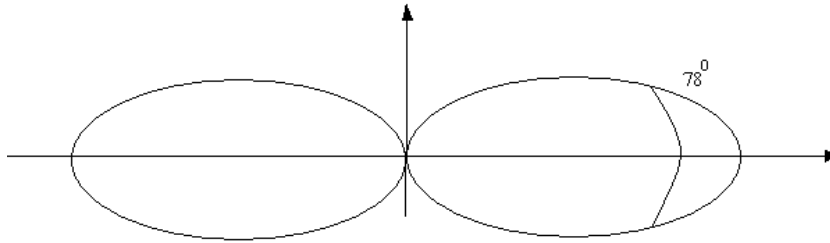
$$E_\Theta = \frac{i60[I_0]}{r} \left[\frac{\cos \left(\frac{\beta L}{2} \cos \Theta \right) - \cos \frac{\beta L}{2}}{\sin \Theta} \right] \quad (11)$$

Tai elektrinio lauko išraiška simetriškai žadinamai antenai, kurios ilgis L , antena plona, tiesi. Lauko formą apsprendžia skliaustuose esantis reiškinys. Fazinis antenos centras yra centre antenos, kadangi nėra fazių laukų išraiškoje.

Pateiksime elektrinio lauko išraiškas konkrečioms antenos ilgiams, pavyzdžiai: kol srovės amplitudė nepriklauso nuo ilgio:

1) $L = \frac{\lambda}{2}$, elektrinio lauko forma bus aprašoma tokia išraiška:

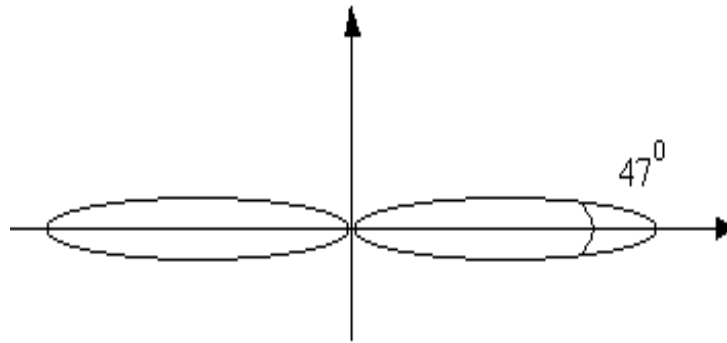
$$E = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$



Pav.2 pusės bangos ilgio plonos antenos spinduliavimo diagrama

2) Pilnos bangos antena $L = \lambda$, tada elektrinio lauko forma bus aprašoma tokia išraiška:

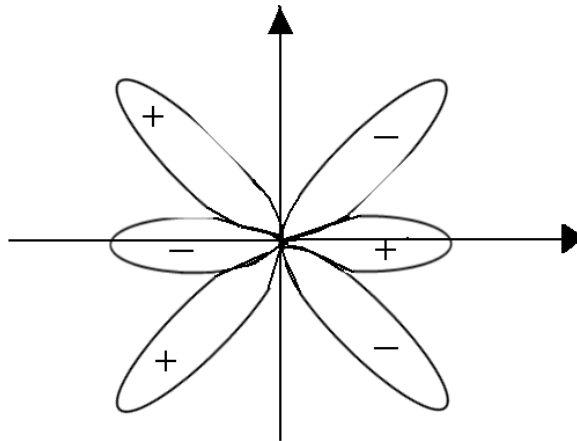
$$E = \frac{\cos(\pi \cos \Theta) + 1}{\sin \Theta}$$



Pav.3 viso bangos ilgio plonos antenos spinduliavimo diagrama

3) antena $L = \frac{3}{2} \lambda$, tada elektrinio lauko forma bus aprašoma tokia išraiška:

$$E = \frac{\cos\left(\frac{3}{2} \pi \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$



Pav.4 pusantros bangos ilgio plonos antenos spinduliavimo diagrama

Fazinis antenos centras yra antenos viduryje, ženklai „-“, ir „+“ nurodo santykinę fazės ženklą, kuris skiriasi per 180° . Visais trimis atvejais erdvinė antenos diagrama gaunama apsukus nurodytas diagramas apie antenos ašį.

6. Plonos antenos spinduliavimo varža

Analogiškai kaip ir trumpo elektrinio dipolio atveju skaičiuojame Pointingo vektoriaus integralą sferos paviršiumi, pakeisdami tik magnetinio lauko išraišką, šiuo atveju įstatome plonos antenos magnetinio lauko H_ϕ išraišką 5.10 lygtį, taigi:

$$P = \frac{1\sqrt{\mu}}{2\sqrt{\epsilon}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |H_\phi|^2 r^2 \sin \Theta d\Theta d\varphi = \frac{\sqrt{\mu}}{2 \cdot 4\pi^2 r^2} * I_0^2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{(\cos \frac{\beta L}{2} \cos \Theta - \cos \frac{\beta L}{2})^2 r^2 \sin \Theta d\Theta d\varphi}{\sin^2 \Theta} =$$

$$= 30 I_0^2 \int_0^\pi ((\cos \frac{\beta L}{2} \cos \Theta - \cos \frac{\beta L}{2})^2 / \sin \Theta) * d\Theta = \frac{1}{2} I_0^2 R_r \quad (1)$$

Tuomet:

$$R_r = 60 \int_0^\pi ((\cos \frac{\beta L}{2} \cos \Theta - \cos \frac{\beta L}{2})^2 / \sin \Theta) * d\Theta \quad (2)$$

Pakeičiam kintamąjį:

$$u = \cos \Theta; du = -\sin \Theta d\Theta, \quad (3)$$

tada:

$$R_r = 60 \int_{-1}^1 ((\cos \frac{\beta L u}{2} - \cos \frac{\beta L}{2})^2 / (1-u^2)^{1/2}) * du. \quad (4)$$

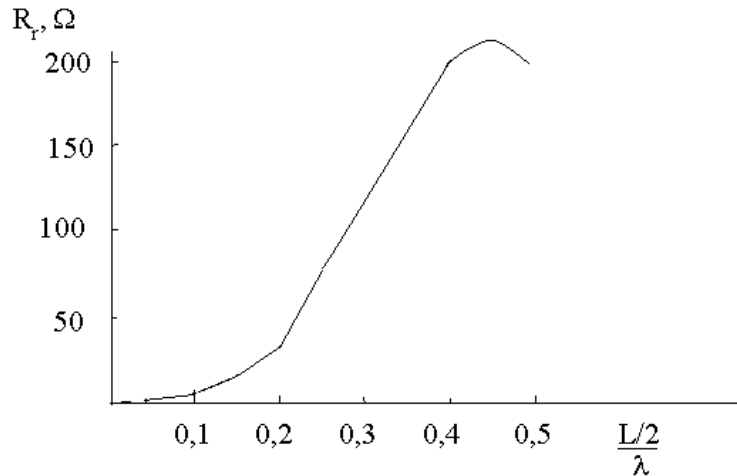
Įvedame kintamąjį $k = \beta L / 2$, tada gauname:

$$R_r = 60 \int_{-1}^1 ((\cos k u - \cos k)^2 / (1-u^2)^{1/2}) * du \quad (5).$$

Po pertvarkymų, suintegravus gaunama:

$$R_r = 60(c + \ln \beta L - ci \beta L) + 30(c + \ln \beta L / 2 - 2ci \beta L + ci 2\beta L) \cos \beta L + 30(\sin 2\beta L - 2si \beta L) \sin \beta L,$$

čia: $c=0.577$ - Eilerio konstanta, si , ci - integraliniai sinusai ir kosinusai



Pav.1 spinduliavimo varžos priklausomybė nuo bangos ilgio

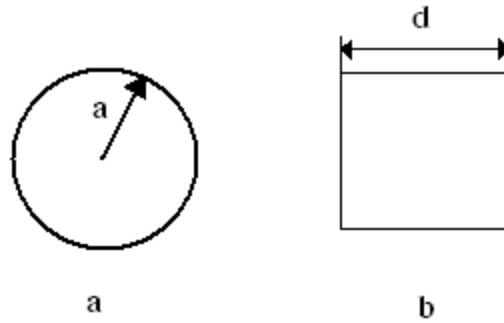
Kai turime: $L = \frac{\lambda}{2}$, t.y. pusės bangos vibratorių, tai jo spinduliavimo varža $R_r = 73.1 \Omega$,

o visos bangos ilgio vibratoriumi, $L = \lambda$, spinduliavimo varža $R_r = 200 \Omega$.

Kai $L=0.01\lambda$ gauname $R_r \approx 0,08 \Omega$, tai sutampa su anksčiau gauta trumpo elektrinio dipolio spinduliavimo varža, matome, kad spinduliavimo efektyvumas šiuo atveju yra labai mažas.

7. Mažos kilpos antena

Tegul turime mažą kilpą, kurios spindulys a , srovė yra pastovi ir vienodos fazės, kilpos spindulys žymiai mažesnis už bangos ilgį t.y. $a \ll \lambda$, žiūr.pav.1a. Pakeičiame kilpą į stačiakampį, kurio kraštinė d , srovė ir fazė išilgai visos nagrinėjamos antenos išlieka pastovios, žiūr.pav.1b.

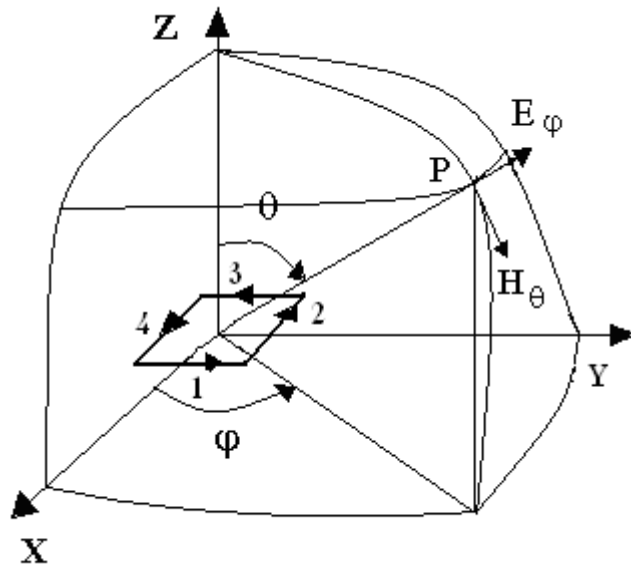


Pav.1 mažos kilpos antena

Tada kilpą galime nagrinėti kaip 4 trumpus dipolius. Parenkame dipolio kraštinės ilgį d tokį, kad abiejų figūrų plotai sutaptų, t.y.:

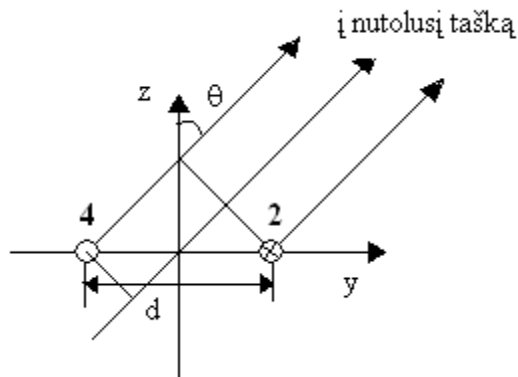
$$d^2 = \pi a^2. \quad (1)$$

Orientuojame kilpą taip, kaip parodyta 2 pav., tada tolimojo lauko elektrinė komponentė turi tik tokią dedamąją: E_φ (vietoje E_θ nagrinėtos pirmame skyriuje).



Pav.2 stačiakampė maža antena koordinačių sistemoje.

Tam, kad rasti tolimąjį lauką zy plokštumoje, užtenka nagrinėti tik du dipolius iš keturių, t.y. 2-ą ir 4-ą. Šių dipolių pjūvis yz plokštumoje pateiktas pav.3.



Pav.3 stačiakampės mažos antenos pjūvis zy plokštumoje

Plokštumoje zy dipoliai 2 ir 4 yra nekryptiniai, tai nuo jų sukuriamas laukas bus toks pat kaip ir nuo paprastų srovės šaltinių, čia nuo ketvirto dipolio signalas ateis pavėlavęs, o nuo antro atskubėjęs tam tikru laiku, atžvilgiu koordinatinių pradžių taško taigi, atsižvelgę į tai, kad dipoliuose srovės kryptis yra priešingos, gauname:

$$E_{\varphi} = E_{\varphi 0} e^{-ik\frac{d}{2}\sin\Theta} - E_{\varphi 0} e^{ik\frac{d}{2}\sin\Theta}, \quad (2)$$

čia: sistemos koordinatinių centras parinktas tarp dipolių, $E_{\varphi 0}$ - dipolio elektrinis laukas. Iš šios lygties, pritaikę Eulerio formulę gauname:

$$E_{\varphi} = -2iE_{\varphi 0} \sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \frac{d}{2} \sin\Theta\right), \quad (3)$$

„i“ - reiškia, kad suminis laukas turi fazės poslinkį per $\pi/2$ dipolio lauko atžvilgiu. Kai $\lambda \gg d$, tada: $\sin \varphi \approx \varphi$ ir lygtį 2 galima perrašyti taip:

$$E_{\varphi} = -iE_{\varphi 0} \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\Theta. \quad (4)$$

Į lygtį 4 įstatome trumpo elektrinio dipolio elektrinio lauko išraiškos 2.34 perrašytą 5.2, įskaitę, kad pasirinktoje plokštumoje narys su sinusu lygus 1, tada:

$$E_{\varphi} = \frac{60\pi [I] L}{r\lambda} \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\Theta \quad (5)$$

Tačiau: $L=d$, o dipolio plotas $A_d = d^2$, tada mažos kilpos antenos elektromagnetiniai laukai tolimojoje zonoje bus tokie:

$$E_{\varphi} = \frac{120\pi^2 [I] A_d}{r\lambda^2} \sin\Theta, \quad (6)$$

$$H_{\Theta} = \frac{E_{\varphi}}{120\pi} = \frac{[I]\pi A_d}{r\lambda^2} \sin \Theta. \quad (7).$$

8. Mažos kilpos antenos spinduliavimo varža

Analogiškai kaip ir trumpo elektrinio dipolio ar plonos antenos atvejais skaičiuojame Pointingo vektoriaus integralą sferos paviršiumi $S = \frac{1}{2} \text{Re}[EH^*]$, pakeisdami tik magnetinio lauko išraišką, šiuo atveju įstatydami mažos kilpos antenos magnetinio lauko H_{φ} išraišką 7.6, taigi visa antenos išspinduliuojama galia bus lygi:

$$\begin{aligned} P &= S_r ds = \frac{Z}{2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} |H_{\Theta}|^2 r^2 \sin \Theta d\Theta d\phi \\ &= 60\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2 \frac{\pi^2 [I]^2 r^2 \sin^3 \Theta d\Theta d\phi}{r^2} = \\ &= 120\pi^4 [I]^2 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2 \int_0^{\pi} \sin^3 \Theta d\Theta = 160\pi^4 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Ši išraiška lygi galiai pateiktai į anteną, t.y. : $P = \frac{I_0^2 \cdot R_r}{2}$. (2)

Sulyginę šias galias, lygtys 1 ir 2 gauname spinduliavimo varžą:

$$R_r = 320\pi^4 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2 \approx 31171 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2 \approx 31200 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2. \quad (3)$$

Kai kilpos skersmuo $a = \lambda/10$, tada: $R_r \approx 2.5\Omega$.

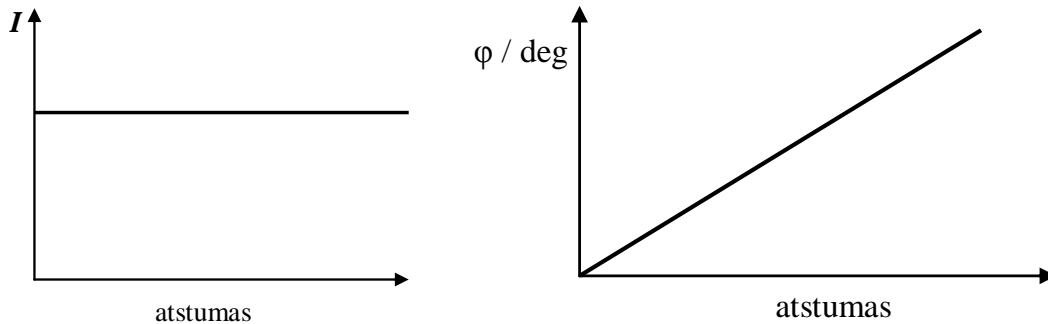
Jei kilpa turi n apvijų, tada jos spinduliavimo varža bus n^2 kartų didesnė ir lygi:

$$R_r \approx 31200 \left(\frac{nA_d}{\lambda^2}\right)^2. \quad (4)$$

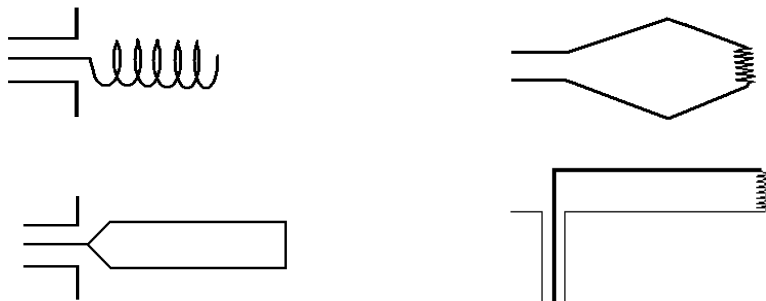
9 Bėgančios bangos antenos elektromagnetinis laukas

Laikoma, kad banga bėga plona antena, kurioje srovė pastovi. Prieš tai nagrinėjom sinusoidinį srovės pasiskirstymą, tai galėjo būti stovinčios bangos rezultatas, t.y. dviejų bangų, vienodu amplitudžių, sklindančių priešingomis kryptimis interferencijos rezultatas. Dabar nagrinėsime tik atvejį, kai viena banga bėga išilgai antenos.

Srovė pastovi išilgai antenos, o fazė kinta tiesiškai, žiūr.pav.1. Šios sąlygos yra labai svarbios, kadangi labai daug antenų galima aprašyti tokiomis bangomis. Pavyzdžiui vieno laidu antena, kurios galas apkrautas charakteringuoju impedansu.



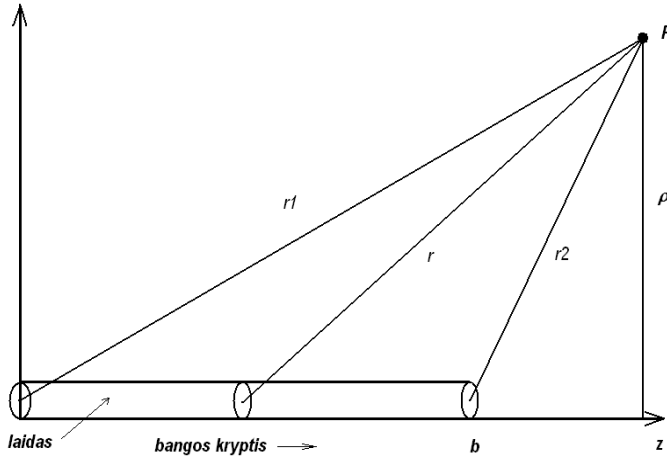
Pav.1 Bėgančios bangos antenos srovės ir fazės pasiskirstymas antenoje



Pav.2 Bėgančios bangos antenų tipai

Pirmu artutiniu bėgančias bangas galime nagrinėti ir išeinančią bangą, ilga spiralinė antena ir stora tiesinė antena, žiūr.pav.2. Šios antenos neapkrautos impedansu, bet jos elgiasi panašiai kaip ir apkrautos antenos. Taigi storos antenos turi tokį pat srovės pasiskirstymą kaip ir plonos antenos, kurių galuose yra suderintos apkrovos, jei jų laidininko diametras nėra per daug didelis. Tiesinių antenų bangos fazinis greitis sutampa su šviesos greičiu, bet fazinis greitis spiralinėje antenoje gali jau žymiai skirtis nuo šviesos greičio. Rezultatus, gautus bėgančio tipo antenoms galima taikyti spiralinio tipo antenoms, laikant, kaip jos sudarytos iš daugybės trumpų tiesinių elementų.

Pradėkime ieškoti išspinduliuojamo lauko, plonu laidininku bėgančios bangos. Tegul jo ilgis b lygiagretus z ašiai ir vienas galas yra koordinatinių sistemos viduryje (ρ, ζ, z) .



Pav. 3 Bėgančios bangos tiesinė antena

$$\text{kur: } [I] = I_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} - \frac{z_1}{v} \right) \quad (3)$$

čia z_1 taškas ant laidininko.

$$v = pc \quad (4)$$

Ir

$$p = \frac{v}{c} \quad (5)$$

p – reliatyvusis fazinis greitis.

Įstatome lygtį (3) į (2) ir į (1).

$$\text{Pažymim: } u = t - \frac{r}{c} - \frac{z_1}{v}; \quad r = \left[(z - z_1)^2 + \rho^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Tada:

$$\frac{du}{dz_1} = \frac{(z - z_1)2}{2 \left[(z - z_1)^2 + \rho^2 \right]^{\frac{1}{2}} c} - \frac{1}{v} = \frac{z - z_1}{rc} - \frac{1}{pc} = \frac{p(z - z_1) - r}{rpc} = \frac{p \left[(z - z_1) - \frac{r}{p} \right]}{rpc} = \frac{(z - z_1) - \frac{r}{p}}{rc}.$$

Tada:

$$dz_1 = \frac{rc}{z - z_1 - \frac{r}{p}} du \quad (7)$$

įstatome į 7 lygtį į 2 išraišką ir gauname:

Srovė turi tik z komponentę, taigi ir laukas turės tik H_ξ . ξ kryptis yra statmena lapui (\bullet) P (iš lapo).

Magnetinis laukas gali būti gautas iš Herco vektorių Π , žiūr. šio skyriaus priedą. Kadangi srovė turi tik z komponentę, Herco vektorius taip pat turi tik z komponentę.

Taigi cilindrinėje koordinačių sistemoje:

$$H_\xi = i\omega\epsilon [\nabla\Pi]_\xi = -i\omega\epsilon \frac{\partial\Pi}{\partial\rho} \quad (1)^*$$

*- žiūr. priedą.

Π yra Herco vektorius, įskaitantis vėlavimą:

$$\Pi_z = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon} \int_0^b \frac{|I|}{r} dz_1 \quad (2)$$

$$\Pi_z = \frac{I_0 c}{4\pi i \omega \varepsilon} \int_{u_1}^{u_2} \frac{r}{r} \frac{\sin \omega u}{z - z_1 - \frac{r}{p}} du. \quad (8)$$

Čia jau naujos integravimo ribos:

$$u_1 = t - \frac{r_1}{c}; \quad u_2 = t - \frac{r_2}{c} - \frac{b}{v}. \quad (9)$$

Lygtį (8) įstatome į (1):

$$H_\xi = -\frac{I_0 c}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{u_1}^{u_2} \frac{\sin \omega u}{z - z_1 - \frac{r}{p}} du \quad (10)$$

Apsiribojame tolimosios zonos laukų analize. Dideliuose atstumuose r , kai $r \gg b$ ir į dydį z_1 galime neatsižvelgti, taigi daliklis $z - \frac{r}{p}$ laikomas konstanta.

Tada suintegravę 10 lygtį gauname:

$$H_\xi = -\frac{I_0 c}{4\pi \omega} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{-\cos \omega u_2 + \cos \omega u_1}{z - \frac{r}{p}} \right] \quad (11)$$

Atliekame diferencijavimą atžvilgiui ρ , atsižvelgę į 6 lygtį, užrašome ribą u_1 , kai $z_1 = 0$:

$$u_1 = t - r_1/c, \quad r_1 = (z^2 + \rho^2)^{1/2}, \quad \frac{du_1}{d\rho} = -\frac{\rho}{cr_1}. \quad (12)$$

Analogiškai, kai $z_1 = b$:

$$u_2 = t - \frac{r_2}{c} - \frac{b}{v},$$

$$r_2 = ((b-z)^2 + \rho^2)^{1/2}, \quad \frac{du_2}{d\rho} = -\frac{\rho}{cr_2}, \quad (13)$$

ir:

$$\frac{\partial r}{\partial \rho} = \frac{\partial ((z-z_1)^2 + \rho^2)^{1/2}}{\partial \rho} = \frac{\rho}{r}. \quad (14)$$

Atliekame 11 lygties diferencijavimą, įskaitant gautas išraiškas 12-14:

$$H_{\xi} = \frac{I_0 c}{4\pi\omega} \frac{\left(z - \frac{r}{p}\right) \left(\frac{\rho\omega}{cr_2} \sin \omega u_2 - \frac{\omega\rho}{cr_1} \sin \omega u_1 \right) + \frac{\rho}{pr} (\cos \omega u_2 - \cos \omega u_1)}{\left(z - \frac{r}{p}\right)^2}, \quad (15)$$

Laikydami, kad tolimajai zonai $r_1 = r_2 = r$, gauname:

$$H_{\xi} = \frac{I_0 c \rho \omega}{4\pi\omega r c} \frac{\left(z - \frac{r}{p}\right) (\sin \omega u_2 - \sin \omega u_1) + \frac{1}{p\beta} (\cos \omega u_2 - \cos \omega u_1)}{\left(z - \frac{r}{p}\right)^2}, \quad (16)$$

Suprastinę, gauname:

$$H_{\xi} = \frac{I_0 \rho}{4\pi r} \left\{ \frac{\left[z - \frac{r}{p} \right] (\sin w u_2 - \sin w u_1) + \left[\frac{\lambda}{2\pi p} \right] (\cos w u_2 - \cos w u_1)}{\left(z - \frac{r}{p}\right)^2} \right\} \quad (17)$$

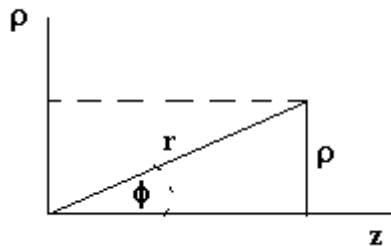
dideliuose atstumuose kur $\left| z - \frac{r}{p} \right| \gg \frac{\lambda}{2\pi p}$, tuo atveju kai $(\sin w u_2 - \sin w u_1) \neq 0$, tada

(12) užrašome taip:

$$H_{\xi} = \frac{I_0}{4\pi r} \frac{\sin \phi}{\cos \phi - \frac{1}{p}} (\sin w u_2 - \sin w u_1) \quad (18)$$

Ši lygtis gauta, kai buvo išpildyta sąlyga $r \gg b$,

$$\text{čia: } \frac{z}{r} = \cos \phi, \text{ o } \frac{\rho}{r} = \sin \phi \quad (19)$$

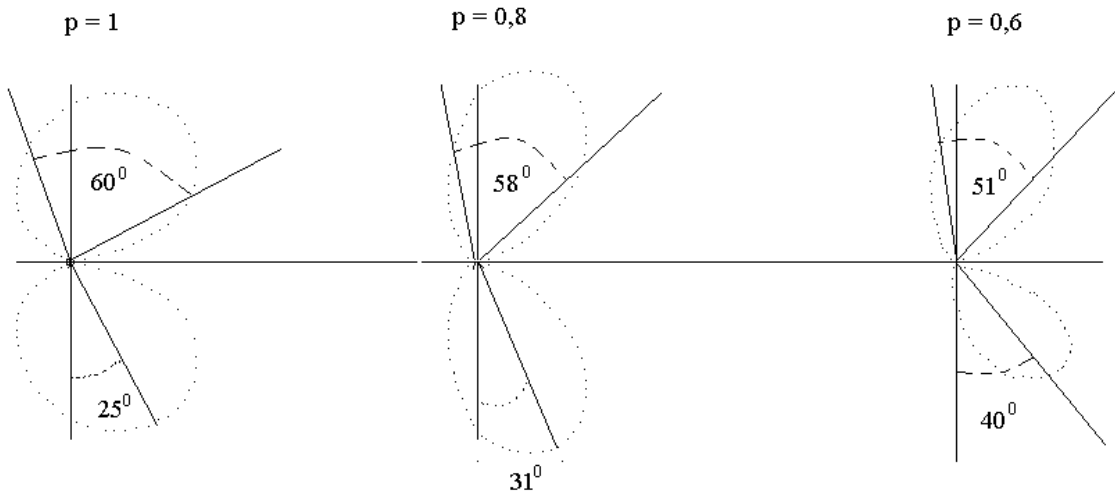


Pav.4 paaiškinimas 19 lygčiai

Pasinaudojam prieš tai gautomis u_1 ir u_2 išraiškėmis $u_1 = t - \frac{r_1}{c}$, $u_2 = t - \frac{r_2}{c} - \frac{b}{v}$ ir įrašę jas į (18) ir gauname magnetinio lauko diagramą, išnaudoję tolimajam laukui sąryšį tarp elektrinio ir magnetinio lauko 3.6, gauname elektrinio lauko diagramą tolimojoje zonoje.

Pateiksime kelis konkrečius pavyzdžius:

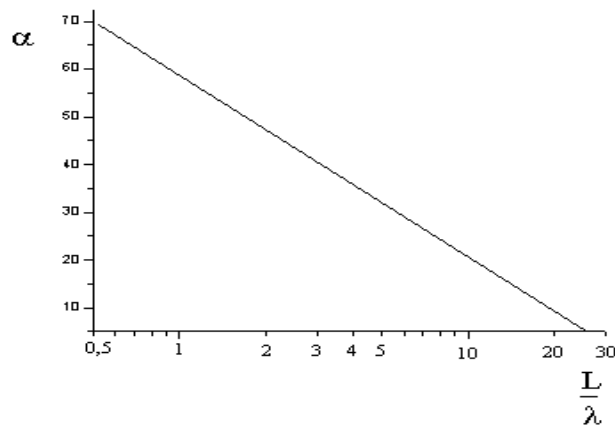
Tarkim turime $\frac{\lambda}{2}$ anteną ir $p = 1$ t.y. fazinis greitis lygus šviesos greičiui:



Pav.5 Tiesinės bėgančios bangos diagramos, esant skirtingiems bangos sklaidimo greičiams.

Matome, kad kampas $\tau = 25^\circ$ (kai $p = 1$), o stovinčios bangos antenai buvo $\tau = 0^\circ$ ir pusės galios lygyje diagramos plotis buvo 78° , žiūr. pav. 5.2. Nukrypimas į bėgančią bangą didėja, kai bangos sklaidimo greitis mažėja. Taip pat kai bangos sklaidimo greitis mažėja diagrama aštrėja.

Žemiau pateikta priklausomybė kampo τ nuo antenos ilgio, t.y. nuo santykio L/λ .



Pav.6 tiesinės bėgančios bangos antenos diagramos polinkio kampo priklausomybė nuo antenos ilgio.

PRIEDAS : Herzo vektorius

Elektrodinaminis potencialus A bei φ galima pakeisti vienu potencialu, tai Herzo elektriniu vektoriumi.

Tegul: $\varphi = -\text{div}\Pi$,

Irašome tokią skaliarinio potencialo išraišką į Lorencio kalibruotės sąlygą:

$$\text{div}\dot{A} + \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \sigma \mu_a \varphi = 0, \text{ gauname:}$$

$$\text{div}\dot{A} - \text{div} \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \sigma \mu_a \text{div}\Pi = 0,$$

arba:

$$\dot{A} = \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \sigma \mu_a \Pi.$$

Elektrinis Herzo vektorius tenkina lygtį:

$$\Delta \Pi - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} - \sigma \mu_a \frac{\partial \Pi}{\partial t} = -P_p.$$

Jei procesai harmoniniai ir nagrinėjama aplinką, kurioje nėra laidumo, tada:

$$A = i\omega \varepsilon_a \mu_a \Pi,$$

o,

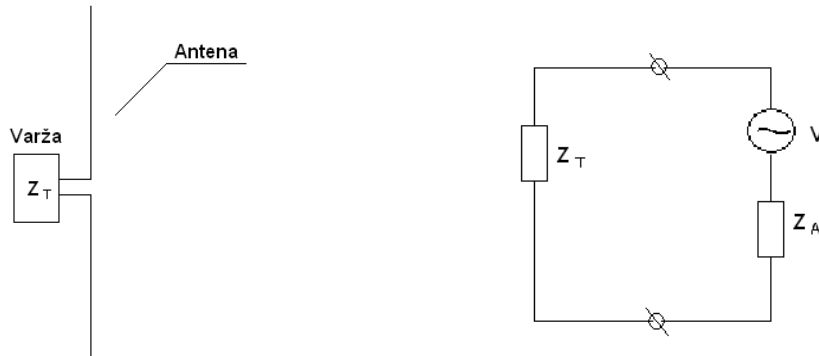
$$H = \frac{1}{\mu_a} \text{rot}A = i\omega \varepsilon_a \text{rot}\Pi.$$

Jei laukas nagrinėjamas cilindrinėje koordinačių sistemoje ir turi tik vieną komponentę, tada :

$$H_\zeta = i\omega [\nabla \Pi]_\zeta = -i\omega \varepsilon_a \frac{\partial \Pi}{\partial \rho}.$$

10. Spinduliavimo efektyvumas, efektinis antenos plotas

Tegul turime dipolinę anteną, kuri patalpinta į elektromagnetinį lauką. Antenoje, elektromagnetinės bangos indukuojama galia, kuri ir patenka į apkrovos impedansą Z_T . Antena gali būti pavaizduota tokia ekvivalentine schema:



Pav.1 ekvivalentinė antenos schema

kur: Z_A – antenos varža, Z_T – apkrovos impedansas, V – generatorius, kuris sukuria ekvivalentinę įtampą, įtampa sukuriamą praeinančios elektromagnetinės bangos, kuri ir sukuria srovę I .

$$I = \frac{V}{Z_T + Z_A}, \quad \text{kur: } Z_T = R_T + iX_T \text{ ir } Z_A = R_A + iX_A \quad (1)$$

$R_A = R_r + R_L$, kur: R_L - nuostolių, o R_r - spinduliavimo varža, įstatę varžų vertes gauname:

$$I = \frac{V}{\sqrt{(R_r + R_L + R_T)^2 + (X_A + X_T)^2}}, \quad (2)$$

Tada:

$$P = \frac{V^2 R_T}{(R_r + R_L + R_T)^2 + (X_A + X_T)^2} \quad (3)$$

Priėmimo anteną galime nagrinėti kaip tam tikrą barjerą bangos sklaidimo kryptimi, kuris sugeria dalį elektromagnetinės bangos energijos. Galios išsiskiriančios ant antenos

apkrovos impedanso P santykis su krintančios elektromagnetinės galios tankiu S ir yra antenos plotas.

$$\text{antenos plotas} - A = \frac{P[W]}{S \left[\frac{W}{m^2} \right]},$$

P – galingumas išsiskiriantis ant antenos apkrovos, S – Pointingo vektorius

Taigi tuomet:

$$A = \frac{V^2 R_T}{S} \cdot \frac{1}{(R_r + R_L + R_T)^2 + (X_A + X_T)^2} \quad (4)$$

Kai antenos ir apkrovos varžos yra suderintos antena geriausiai absorbuoja elektromagnetinę bangą, t.y. kai $\begin{cases} X_T = -X_A \\ R_T = R_L + R_r \end{cases}$, tokia antena priima signalą efektyviai ir tokios antenos plotas vadinamas efektyviu antenos plotu.
efektyvus plotas:

$$A_e = \frac{V^2}{4S(R_r + R_L)}. \quad (5)$$

Tada toks elektromagnetinės bangos sklidimo kelyje pastatytas absoliučiai juodas plokščias barjeras, kurio plotas A_e , sugeria tokią elektromagnetinės bangos galią:

$$P = S A_e .$$

Jei antena yra be nuostolių, tai $R_L = 0$ ir priimamas maksimalus signalas ir tada maksimalus efektyvus plotas:

$$A_{em} = \frac{V^2}{4SR_r} \quad (6)$$

Ši išraiška ir nurodo plotą iš kurio elektromagnetinės bangos energija yra paimama ir perduodama į apkrovą.

Turėjome, kad:

$$S = [EH^*] = \frac{E^2}{120\pi},$$

Tada įvertinę, kad $V = Ed$, gauname:

$$A_{em} = \frac{E^2 d^2 120\pi}{4E^2 R_r} = \frac{30\pi d^2}{R_r} \quad (7)$$

Antenos stiprinimo koeficientas $G = kD$,

kur: D - antenos kryptingumo koeficientas, k – antenos nuostoliu koeficientas arba efektyvumo faktorius: $0 \leq k \leq 1$.

$$k = \frac{R_r}{R_r + R_L} \quad (8).$$

Kai nuostolių nėra, tai antenos kryptingumas lygus stiprinimui: $D = G$.

Pagal antenos stiprinimo koeficiento apibrėžimą, kad tai galios tankio spinduliuojamo maksimalia kryptimi santykis su izotropinio (be ominių nuostolių) spinduliuojamo galios tankiu, kai antenos jėgimą paduodama abiem atvejais tokia pati galia, kai visa išspinduliuojama gauname:

$$G = \frac{\left[EH^*\right]_{\max}}{\frac{P}{4\pi r^2}} = \frac{|E|^2 4\pi r^2}{ZP} = \frac{|E|^2 r^2}{30P} \quad (9)$$

$$\text{čia: } P = [I]^2 R_r \quad (10)$$

Trumpo elektrinio dipolio atveju vietoje E įstatome trumpo elektrinio dipolio lauko išraišką iš lygties 2.34 ir turint omeny, kad:

$$\frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi.$$

$$\text{gauname: } E = \frac{i30\beta l [I] e^{ikr}}{r}$$

ir įstatę tai į 9 išraišką, gauname:

$$G = \frac{30^2 \beta^2 l^2 [I]^2 r^2}{30 [I]^2 R_r r^2} = \frac{30 \beta^2 l^2}{R_r} \Rightarrow R_r = \frac{30 \beta^2 l^2}{G} \quad (11)$$

įstatome spinduliuojamo varžos R_r išraišką į 7 lygtį A_{em} išraišką, gauname:

$$A_{em} = \frac{\pi \cdot d^2}{\beta^2 l^2} G = \frac{\lambda^2}{4\pi} \Rightarrow G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{em} \quad (12)$$

Efektiniu antenos plotu patogiu naudotis orientaciniams skaičiavimams. Daugelyje atveju: parabolinių, linzinių antenų, dipolinių anteninių gardelių antenų geometriniai matmenys susieti su efektiniu antenos plotu ir antenos stiprinimu tokiu santykiu:

$$A_{ef} = \chi S_a,$$

čia: χ - antenos ploto išnaudojimo koeficientas, S_a – antenos geometrinis plotas. Paprastai χ vertės keičiasi tarp 0.5-0.6.

Tiesinio vibratoriaus atveju naudojama taip pat efektinio ilgio sąvoka. Jei srovės pasiskirstymas vibratoriuje yra artimas sinusoidiniam, tai jo dalyse, kuriuose teka didžiausia srovė spinduliuos daugiausiai. Antenų teorijoje naudojama hipotetinė antena, kurioje srovė pasiskirsčiusi vienodai visame antenos ilgyje ir turi tą pačią fazę, antenos ilgis šiuo atveju L_e . Pakeičiame simetrinį vibratorių tokia ekvivalentine antena, kurios ilgis L_e . Ekvivalentinės antenos srovė lygi simetrinio vibratoriaus įėjimo srovei. Ekvivalentiškumo sąlyga yra abiejų antenų maksimalaus spinduliavimo kryptimi laukų lygybė. Taigi toks L_e , kuris tenkina aukščiau nurodytą sąlygą ir vadinamas efektiniu antenos ilgiu.

Antenų spinduliavimo efektyvumas priklauso nuo antenos nuostolių koeficiento k . Įstatę k reikšmę į antenos stiprinimo ir efektinio ploto sąryšį, gauname:

$$G = \frac{R_r}{R_r + R_L} \cdot \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} \quad (13).$$

Antenos, kurios ilgis yra mažos palyginus su bangos ilgiu, spinduliavimo varža R_r paprastai yra maža, o ominiai nuostoliai R_L gali būti žymus arba palyginami su spinduliavimo varža, tada antenos spinduliavimo efektyvumas yra mažas. Taigi dipolio arba mažos kilpos antenų efektyvumas yra mažas kai yra nuostoliai, pvz., jei $R_L = R_r$, $k=50\%$, tai reiškia, kad tik pusė energijos, kuri patenka į anteną yra išspinduliuojama, kita pusė pereina į šiluminę energiją ir kaitina anteną.

Panagrinėsime pavyzdį. Tegul kilpos perimetras L , kuris daug mažesnis už bangos ilgį, o srovė tekanti kilpa yra pastovi. Ominiai nuostoliai mažos kilpos bus tokie:

$$R_L = \frac{L}{\sigma \pi d \delta} = \frac{L}{d} \sqrt{\frac{f \mu_0}{\pi \sigma}}; \quad (14)$$

čia: d – laidininko diametras [m], L – kilpos ilgis [m], σ - medžiagos laidumas [Ω/m], δ - skin sluoksnio gylis, $\delta = \frac{1}{\sqrt{f \pi \mu \sigma}}$. Laikom, kad $\sigma \gg \omega \epsilon$.

Kilpos spinduliavimo varža: $R_r \approx 31200 \left(\frac{A_d}{\lambda^2} \right)^2$.

Kilpos induktyvinė varža kompensuojama talpine, todėl kilpos apkrovimo varža bus ominė:

$$R_r = R_r + R_L$$

$$I_r$$

$$k = \frac{1}{1 + \left(\frac{R_L}{R_r}\right)} \quad (15).$$

Varinės kilpos laidumas $\sigma = 5.7 \cdot 10^7 \Omega/\text{m}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ He/m}$, tada:

$$\frac{R_L}{R_r} = \frac{3430}{C^3 f^{3.5} d}, \quad (16)$$

čia : C- apskritiminės formos kilpos ilgis [m], f – dažnumas megahercais, mažoms kvadratinėms kilpoms, kurių ilgis l , L=4l, galima taikyti C=3.5l.

Vienai vario kilpai, kurios skersmuo 1 metras (C=π) ir vielos diametras 10 mm, spinduliavimo efektyvumas 1 MHz bus toks:

$$\frac{R_L}{R_r} = \frac{3430}{\pi^3 10^{-2}} = 11000, \quad (17)$$

$$k = \frac{1}{1 + 11000} = 9 \cdot 10^{-5}, \text{ (arba } -40.5 \text{ dB)}. \quad (18)$$

Esant dažnumui 10 MHz,

K= 0.22 (arba –6.6 dB).

Jei turime n apvijų , tada spinduliavimo varža R_r išauga n^2 kartų, o nuostolių R_L tik n kartu, taigi :

$$\frac{R_L}{R_r} = \frac{3430}{C^3 f^{3.5} n \cdot d} \quad (19)$$

ir antenos efektyvumas k auga, didėjant apvijų skaičiui n. Čia nebuvo atsižvelgiama į talpinį efektą tarp apvijų. Efektyvumas k išauga, jei įtraukiame ir feritinį strypą, t.y. apvijos užvyniojamos ant feritinio strypo. Tuo atveju spinduliavimo varža R_r lygi:

$$R_r = 31200 \cdot \mu^2 n^2 \left(\frac{A_d}{\lambda^2}\right)^2 \quad (20)$$

čia: μ - efektinė santykinė feritinio strypo skvarba. Paprastai, kadangi tai buna atviros struktūros (ne žiedai), tai dėl diamagnetizacijos efekto ši magnetinė skvarba yra mažesnė nei santykinė ferito magnetinė skvarba, pav., esant strypo ilgio ir skersmens santykiui 10, vietoje tipinės santykinės magnetinės skvarbos vertės 250, efektinė vertė tesiekia tik 50. Žinant bendrą varžą, galima apskaičiuoti sistemos kokybę Q bei juostos plotį Δf , pusės galios lygyje:

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_r + R_L + R_f} = \frac{f_0}{\Delta f_p} \quad (21)$$

kur: f_0 = centrinis dažnis, ω_0 –ciklinis dažnis, R_f - nuostoliai ferite,

$$R_f = 2\pi f \mu \frac{\mu_r''}{\mu_r'} \mu_0 n^2 \frac{a}{l} \quad (22)$$

čia: μ'' – menamoji ferito santykinė magnetinė skvarba, μ' – realioji ferito santykinė magnetinė skvarba, μ_0 – absoliutinė magnetinė skvarba, a – feritinio strypo skerspjūvio plotas, l – feritinio strypo ilgis.

Pavyzdys: feritinė antena, naudojama transliavimo signalų priėmimui turi 10 varinių apvijų, 1 mm skersmens apvyniotų ant strypo, kurio skersmuo 1 cm ir ilgis 10 cm. $\mu = 250$, $\mu'' = 2.5$, $\mu' = 50$, $f = 1$ MHz. Rasti antenos kokybę bei darbinės juostos plotį.

Šiuo atveju: $R_r = 1.91 \times 10^{-4} \Omega$, $R_f = 0.31 \Omega$, $R_L = 0.026 \Omega$, (padauginę iš apvijų skaičiaus n), tada: $\frac{(R_L + R_f)}{R_r} = 1790$ ir $k = 1/1790 = 5.6 \times 10^{-4}$.

Taigi tada: $Q = 162$, o $\Delta f = 6.17$ KHz.

Iš skaičiavimų matome, kad tokių antenų efektyvumas yra labai mažas, nesiekia 6%, taigi ar užtenka tokio mažo efektyvumo radijo stočių signalų priėmimui?

Paskaičiuojame tam stoties naudingo signalas / triukšmas santykį – S/N.

Pagal Frisso perdavimo formulę, galia priėmimo antenoje P_r lygi:

$$P_r = P_t \frac{A_{et} A_{er}}{r^2 \lambda^2} \quad [\text{W}], \quad (23)$$

čia: A_{et} – siųstuvo antenos efektinis plotas, A_{er} – imtuvo antenos efektinis plotas. Mažai kilpai kryptingumas $D = 3/2$. Turėjome sąryšius: $G = kD$, $G = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2}$ iš čia užrašome:

$$A_{er} = \frac{1.5 \lambda^2 k}{4\pi} \quad (24)$$

Skaičiuojant signalas/triukšmas santykį S/N, kuris lygus P_r/N , turint omeny, kad:

$$N = k_B T_s \Delta f \quad (25)$$

kur: k_B – Bolcmano konstanta, T_s – sistemos temperatūra, (tačiau šiems dažniams dominuoja dangaus temperatūra, todėl toliau ir imsime dangaus temperatūrą), matuojama Kelvinais, Δf – juostos plotis.

Tegul 1MHz dažnumu transliuojanti stotis veikia 10kW galingumu, naudoja nekryptinę anteną, imtuvo juostos plotis lygūs 10 KHz, o signalo priėmimas vykdomas už 100 km.

Laikant, kad spinduliavimo antena užima tik pusę sferos, jos kryptingumas $D = 2$, tada:

$$A_{et} = \frac{2 \lambda^2 k}{4\pi} \quad (26)$$

Imdami ankščiau gautą k vertę 5.6×10^{-4} , iš Frisso formulės (žiūr. skyrių 13) gauname, kad: $P_r = 1 \times 10^{-6}$ W.

Laikant, kad dangaus triukšmų temperatūra $T_s = 10^{10}$ K, gauname, kad:

$$N = 1.38 \times 10^{-23} \times 10^{10} \times 10^4 = 1.4 \times 10^{-9}.$$

Taigi: $S/N = 10^{-6} / 1.4 \times 10^{-9} = 714$ arba 28.5 dB.

Tokio signalas triukšmas santykio užtenka amplitudinės moduliacijos signalų priėmimui, taigi 6% antenos efektyvumas yra pakankamas AM transliacijos signalų priėmimui.

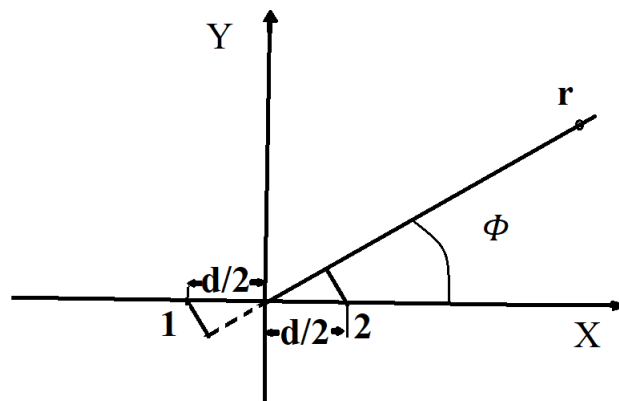
Tokio tipo antenos naudojamos mažuose radijo imtuvuose.

11. Spinduolių sistemos

Tegul turime du izotropinius šaltinius, kurių amplitudės vienodos ir fazės sutampa. Atstumas tarp šaltinių d , koordinatų pradžia simetrijos taške, žiūr. Pav. 1.

Tada taške \mathbf{r} iš pirmo šaltinio atėjęs signalas pavėluoja, kadangi turi nusklisti didesnį atstumą, padidėjusi ilgiu: $\frac{1}{2} d_r \cos(\Phi)$ iš antro signalas paskuba, atstumas sutrumpėja - $\frac{1}{2} d_r \cos(\Phi)$, čia d_r – atstumas tarp šaltinių, išreikštas radianais:

$$d_r = \frac{2\pi d}{\lambda} = \beta d.$$



Pav.1

Tada elektrinis laukas toli nuo šaltinių, atstumu r kampu Φ lygus:

$$E = E_0 e^{-\frac{i\psi}{2}} + E_0 e^{\frac{i\psi}{2}} \quad (1),$$

$\Psi = d_r \cos(\Phi)$; E_0 – lauko amplitudė atstumu r nuo šaltinio, perrašoma lygtis:

$$E = 2E_0 \left(\frac{e^{\frac{i\psi}{2}} + e^{-\frac{i\psi}{2}}}{2} \right) \quad (2),$$

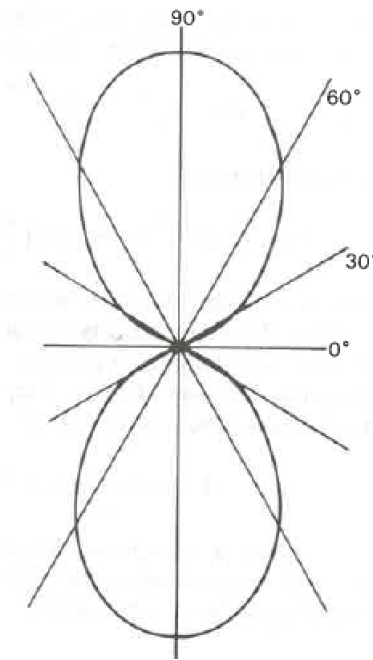
Panaudojus Eulerio formulę $e^{i\psi} = \cos\psi + i\sin\psi$ iš 2 lygties gauname; d_r

$$E = 2E_0 \cos \frac{\psi}{2} = 2E_0 \cos \left(\frac{d_r}{2} \cos\Phi \right) \quad (3)$$

Sunormuojame amplitudę: $2E_0 = 1$, tarkime jei $d = \frac{\lambda}{2}$, tada $d_r = \pi$ ir įstatę tai į 3 lygtį gauname:

$$E = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\Phi\right) \quad (4)$$

Tokio spindulio maksimalus spinduliavimas vyksta y ašies kryptimi, žiūr. Pav. 2. Pasukus apie x ašį gauname tą patį, tai yra gausime spurgą.



Pav. 2

2. Du priešingų fazių izotropiniai spinduliai.

Tada iš analogijos ankščiau aprašytam atvejui turėsime tokį lauką atstume \mathbf{r} nuo šaltinių:

$$E = E_0 e^{\frac{i\psi}{2}} - E_0 e^{-\frac{i\psi}{2}} \quad (5),$$

Vėl pritaikom šiai lygčiai Eulerio formulę ir gauname:

$$E = 2iE_0 \sin\frac{\psi}{2} = 2iE_0 \sin\left(\frac{d_r}{2} \cos\Phi\right) \quad (6),$$

Šiuo atveju \cos keičiamas \sin , ir „i“ reiškia, kad suminio lauko fazė pasukta 90 laipsnių kampu šaltinio atžvilgiu, taigi sunormavus: $2iE_0 = 1$ ir kai $d = \frac{\lambda}{2}$, gauname:

$$E = \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\Phi\right) \quad (7)$$

Maksimali spinduliavimo kryptis kai:

$$\frac{\pi}{2} \cos \Phi_m = \pm(2k + 1) \frac{\pi}{2}, \text{ kur: } k=0,1,2,3\dots, \quad (8)$$

kai $k=0$, $\cos \Phi = \pm 1$ ir $\Phi_m = 0$ arba 180 laipsnių.

Toje kryptyje, kur spinduliavimas lygus nuliui, tenkinama tokia sąlyga:

$$\frac{\pi}{2} \cos \Phi_0 = \pm k \pi, \text{ kur: } k=0,1,2,3\dots \quad (9)$$

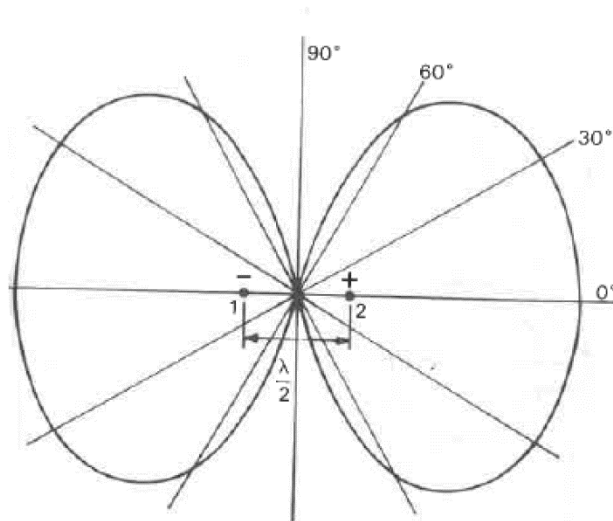
kai $k=0$; $\Phi_0 = \pm 90$ laipsnių.

Pusės galios spinduliavimo kryptis bus tokia:

$$\frac{\pi}{2} \cos \Phi = \pm(2k + 1) \frac{\pi}{4} \quad (10)$$

kai $k=0$, $\Phi = \pm 60$; ± 120 laipsnių.

Apie x ašį gauname spurgą. Max spinduliavimo kryptis išilgai x ašies, žiūr. Pav.3.



Pav.3

3.Fazių skirtumas tarp spindulių $\pm \frac{\pi}{4}$

Iš 1 šaltinio signalas vėluoja 45 laipsniais, iš 2 šaltinio skuba 45 laipsniais, tada suminis elektrinis laukas:

$$E = E_0 e^{-i\left(\frac{d_r \cos \Phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} + E_0 e^{i\left(\frac{d_r \cos \Phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \quad (11)$$

Pritaikę Eulerio formules 11 lygčiai, gauname:

$$E = 2E_0 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{d_r}{2} \cos \Phi\right) \quad (12)$$

Sunormuojame amplitudę: $2E_0 = 1$ ir jei $d = \frac{\lambda}{2}$, tada elektrinio lauko spinduliavimo diagrama:

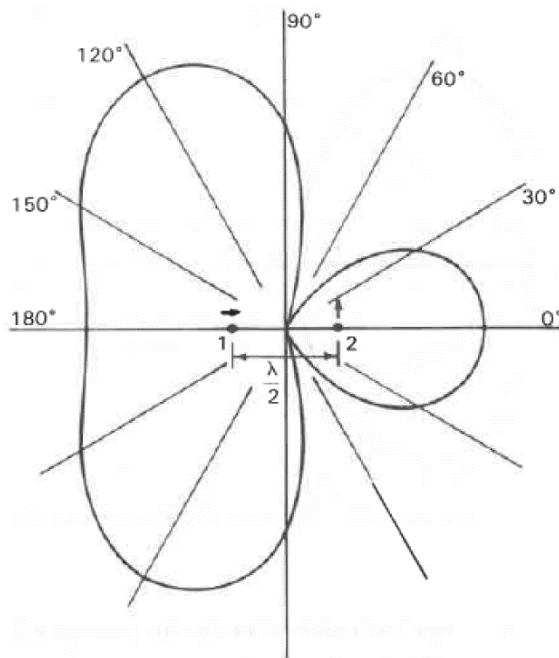
$$E = \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \cos \Phi\right) \quad (13)$$

spinduliavimo diagrama simetriška x ašiai. Įdomu pastebėti, kad lauko vertės sutampa ties 0 ir 180 laipsnių kampais. Spinduliavimo maksimumas gaunamas kai:

$$\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \cos \Phi_m = \pi k \quad (14)$$

kai $k=0$, $\frac{\pi}{2} \cos \Phi_m = -\frac{\pi}{4}$, tada: $\Phi_m = 120$ ir 240 laipsnių.

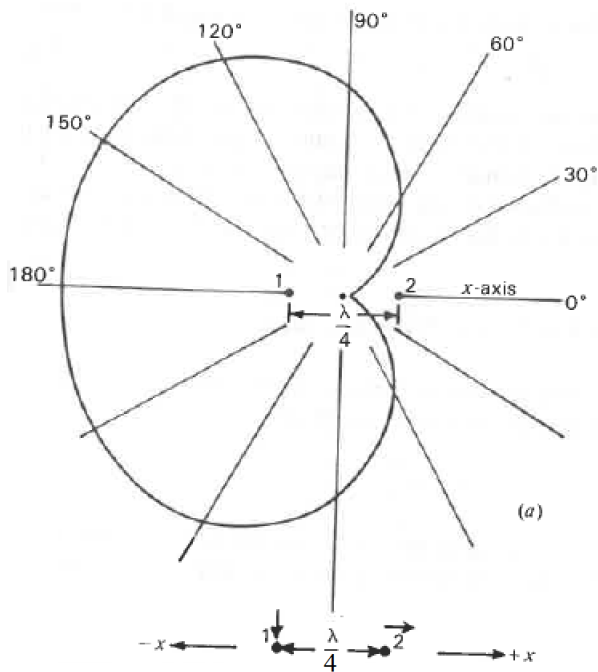
Spinduliavimo diagrama tokios spindulių sistemos pavaizduota pav. 4.



Pav.4

Jei atstumas tarp šaltinių sumažinamas iki $\frac{\lambda}{4}$, tada diagrama elektrinio lauko bus tokia, žiūr.pav. 5:

$$E = \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos \Phi\right) \quad (15)$$



Pav.5

4. Bendras atvejis: du spinduoliai, kurių lygios amplitudės ir bet koks fazių skirtumas.

δ – fazių skirtumas tarp spinduolių, tada:

$$\psi = d_r \cos \Phi + \delta \quad (16)$$

Toks užrašas reiškia, kad antras šaltinis aplenkia pirmą šaltinį faze δ .

Jei paimejume matuoti viską simetrijos centro atžvilgiu gautume iš 1 šaltinio signalas

ateina pavėlavęs faze : $-\frac{\psi}{2}$, iš 2 šaltinio paskuba faze : $+\frac{\psi}{2}$ ir suminis laukas tada bus toks:

$$E = E_0 e^{-\frac{i\psi}{2}} + E_0 e^{\frac{i\psi}{2}} = 2E_0 \cos \frac{\psi}{2} \quad (17)$$

Tada sunormavus gauname:

$$E = \cos \left(\frac{\psi}{2} \right) \quad (18)$$

Prieš tai gauti pavyzdžiai yra atskiri atvejai. 1 atvejis – kai fazių skirtumas tarp šaltinių

$\delta=0$ laipsnių, 2 atvejis kai $\delta=180$ laipsnių, 3 atvejis – $\delta=90$ laipsnių.

Neizotropiniai vienodų amplitudžių spinduoliai.

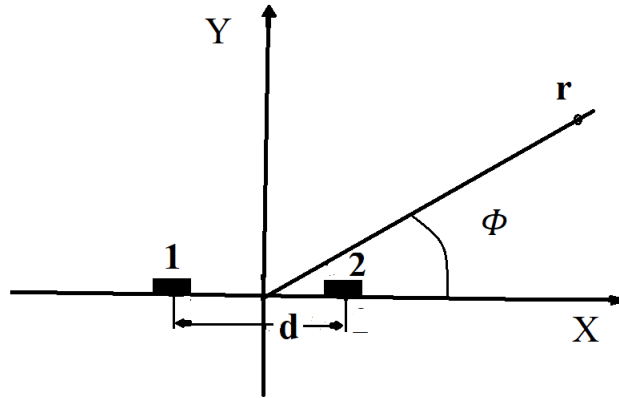
Diagramų daugybos principas

Tegul spinduliavimo šaltinių lygios amplitudės.

1.1 Tegul turime atvejį 4, kuriame kiekvieno šaltinio lauko diagrama:

$$E_0 = E'_0 \sin\Phi \quad (19)$$

tai gali būti diagrama trumpo dipolio, orientuoto lygiagrečiai x ašiai, žiūr. pav.6.



Pav. 6

Tada 19 išraišką įstatome į 17 lauko išraišką ir sunormuojame $2E'_0=1$, gauname:

$$E = \sin\Phi \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) \quad (20)$$

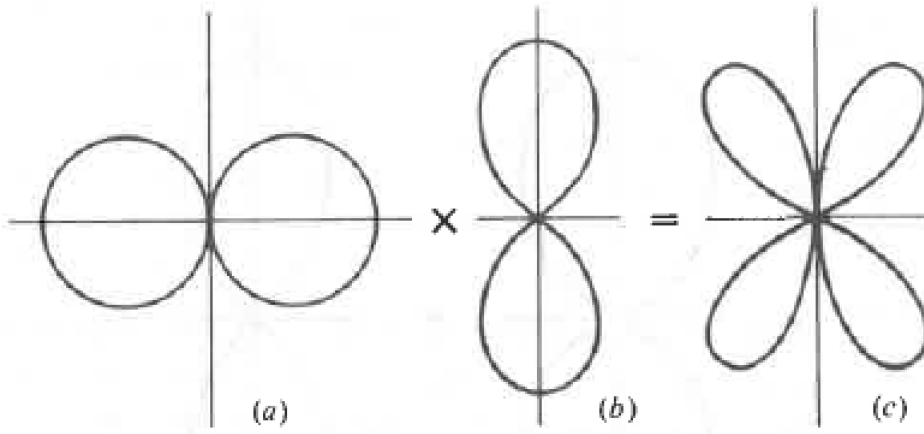
kur $\psi = d_r \cos\Phi + \delta$.

Taigi kelių neizotropinių vienodų amplitudžių spindulių diagrama yra lygi vieno iš jų diagramai padaugintai iš kelių izotropinių spindulių diagramos.

Pavyzdys: Du identiški spinduliai atstumu d vienas nuo kito, kurių diagrama $\sin\Phi$ (du dipoliai), tegul $d = \frac{\lambda}{2}$, fazių skirtumas tarp jų $\delta = 0$, tada:

$$E = \sin\Phi \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\Phi\right) \quad (21)$$

Atskiros kiekvieno dauginamojo elemento diagramos ir bendra jų sandaugos diagrama parodytos pav. 7a, 7b ir 7c.

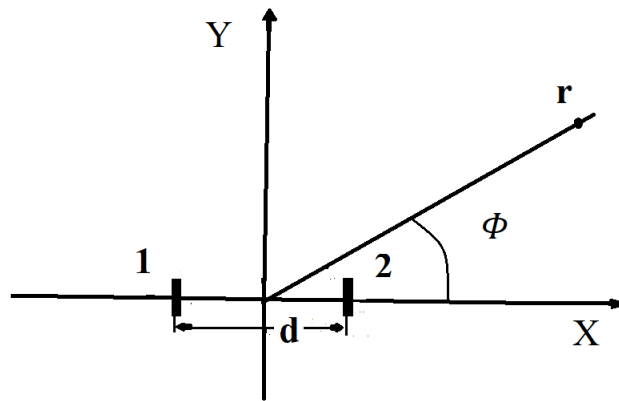


Pav. 7

2. Ta pati situacija: $d = \frac{\lambda}{2}$, fazių skirtumas $\delta = 0$, bet

$$E_0 = E'_0 \cos \Phi \quad (22)$$

t.y. kai dipoliai vertikaliai orientuoti, lygiagretūs y ašiai, žiūr. Pav. 8.

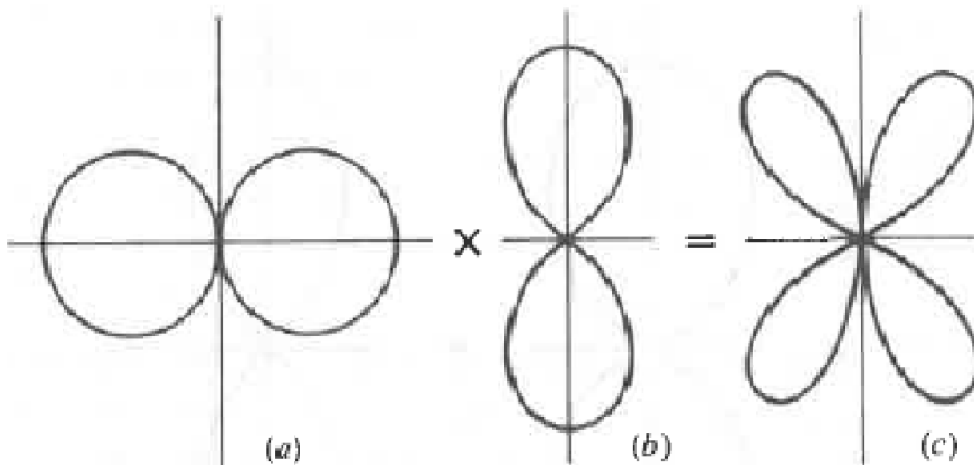


Pav.8

Maksimalus spinduliavimas individualių šaltinių yra kai $\Phi = 0$, kai pats individualus šaltinis spinduliuoja 0, kai spinduliavimo kampas $\Phi = 90$ laipsnių. Bendras laukas:

$$E = \cos \Phi \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \Phi \right) \quad (23)$$

Atskiros kiekvieno dauginamojo elemento diagramos ir bendra jų sandaugos diagrama parodytos pav. 9a, 9b ir 9c.



Pav.9

Taigi diagramų daugybos principą galime taikyti, kiek norima kartų, projektuojant dideles gardeles, laikant kiekvieną mažą gardelę neizotropiniu spinduliu.

3. Tiesinė n izotropinių šaltinių, lygių amplitudžių sistema.

Tada laukas toli nuo tokios n lygių spindulių sistemos išdėstytos vienoje linijoje, žiūr.

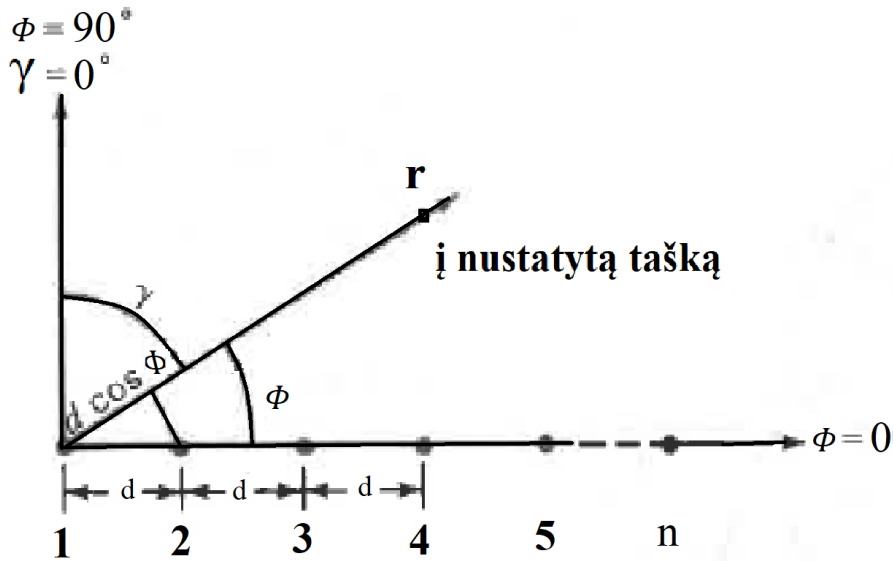
Pav. 10 bus toks:

$$E = 1 + e^{i\psi} + e^{i2\psi} + e^{i3\psi} + \dots + e^{i(n-1)\psi} \quad (24)$$

Kur - Ψ fazių skirtumas tarp gretimų šaltinių.

$$\Psi = \frac{2\pi d}{\lambda} (\cos(\Phi + \delta)) = d_r \cos(\Phi + \delta) \quad (25)$$

δ – fazių skirtumas tarp gretimų šaltinių, t.y. 2-o atžvilgiu 1, 3-io atžvilgiu 2 ir t.t.



Pav.10

Visų šaltinių amplitudės lygios. 1-as šaltinis yra atskaitos taškas, taigi elektrinis laukas nuo 2 šaltinio ateina anksčiau faze ψ nei iš 1 šaltinio, laukas iš 3 šaltinio ateina greičiau faze 2ψ nei iš 1 šaltinio. (24) lygtį padauginam iš $e^{i\psi}$

$$E e^{i\psi} = e^{i\psi} + e^{i2\psi} + e^{i3\psi} + \dots + e^{i(n)\psi} \quad (26)$$

Dabar iš (24) atimam (26) lygtį ir padalinam iš $(1 - e^{i\psi})$, gauname:

$$E - E e^{i\psi} = 1 - e^{in\psi} \quad (27)$$

Išsireiškiame elektrinį lauką E:

$$E = \frac{1 - e^{in\psi}}{1 - e^{i\psi}} \quad (28)$$

Perrašome 28 lygtį išskeldami iš skaitiklio ir vardiklio $e^{in\psi/2}$ ir $e^{i\psi/2}$ atitinkamai ir pritaikę Eilerio formulę gauname:

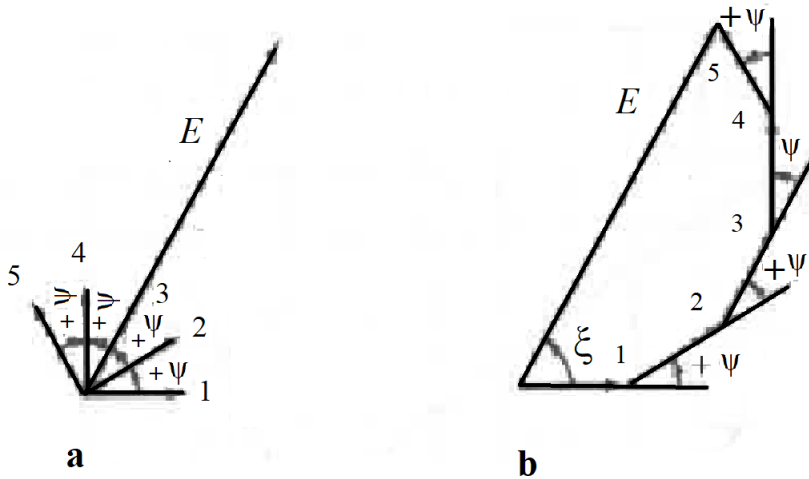
$$E = \frac{\sin(\frac{n\psi}{2}) e^{i(n-1)\psi/2}}{\sin(\frac{\psi}{2})} \quad (29)$$

Šioje lygtyje eksponentė rodo fazės poslinkį, atžvilgių nuo pirmojo taško. Jei paimtume atskaitos tašką centre, tai 29 lygtis įgaus tokį pavidalą, žiūr. Pav.11:

$$E = \frac{\sin(\frac{n\psi}{2})}{\sin(\frac{\psi}{2})} \quad (30)$$

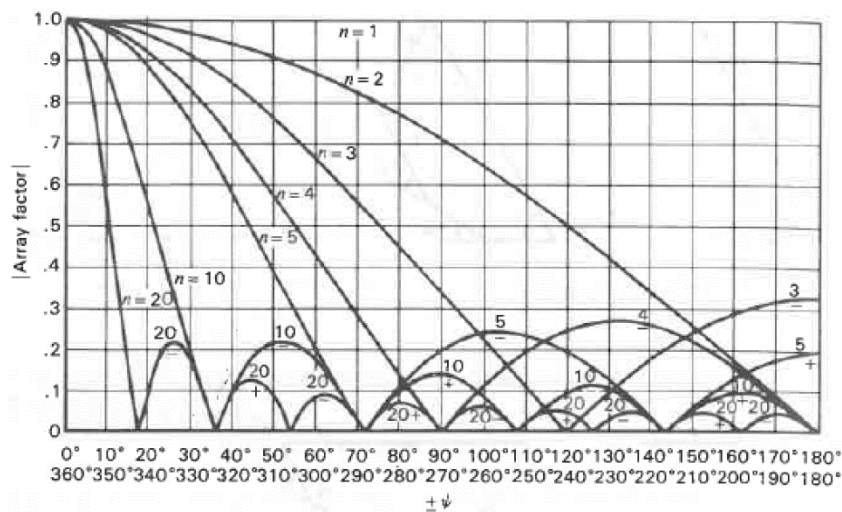
Kai $\psi = 0$, lygtis tampa neapibrėžta ir turime E ieškoti kaip ribos, taigi kai $\psi = 0$, $E \rightarrow n$, taigi tai maksimali vertė, kurią gali pasiekti elektrinis laukas $E_{\max} = n$, tada sunormavus E gauname:

$$E = \frac{1}{n} \frac{\sin(\frac{n\psi}{2})}{\sin(\frac{\psi}{2})} \quad (31)$$



Pav. 11

Elektrinio lauko diagramos išreikštos 31 formule, priklausomybė nuo spinduolių skaičiaus parodyta pav. 12, kaip matome, augant spinduolių skaičiui pagrindinio lapelio plotis greitai mažėja.



Pav. 12

Panagrinėkime konkrečius atvejus kai keičiant spindulių fazę keičiasi tokios tiesinės spindulių grandinės spinduliavimo kryptis:

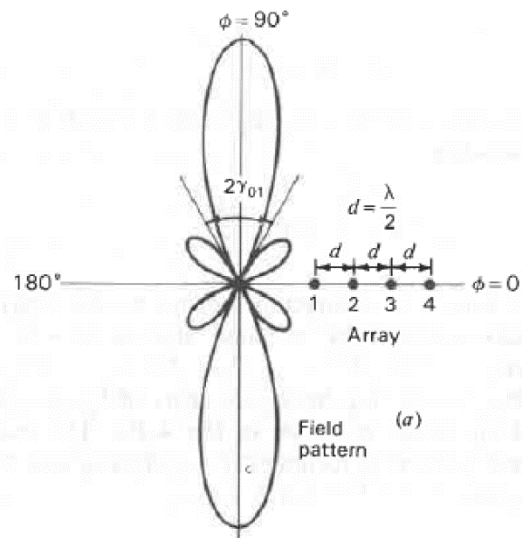
1 atvejis: N šaltinių turi tą pačią fazę, t.y. $\delta = 0$, tada $\psi = d_r \cos \Phi$,
kai $\psi = 0$, tada:

$$\Phi = (2k+1)\pi/2, \text{ kur } k=0,1,2,3,\dots,$$

Taigi maksimalus elektrinis laukas bus kai:

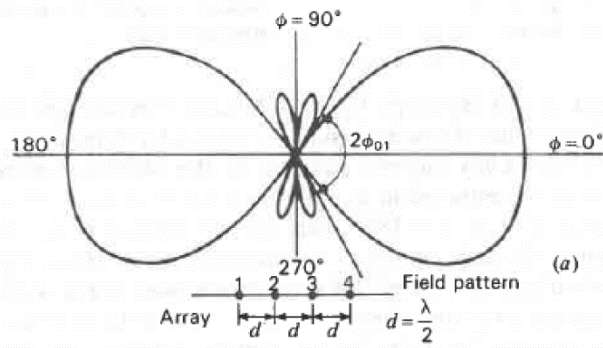
$$\Phi = \pi/2, 3\pi/2.$$

Jei atstumas tarp šaltinių lygus $\lambda/2$ ir turime 4 šaltinius, elektrinio lauko diagramą turėsime tokią:



Pav.13

2 atvejis: Jei norime, kad spinduliavimas vyktų išilgai spindulių grandinės (kai $\phi = 0^\circ$), tada $\psi = d_r \cos \Phi + \delta$. Maksimalus spinduliavimas pasiekiamas kai $\psi = 0$, (žiūr. formulę 31). Jei reikalaujame, kad spinduliuotų išilgai grandinės ašies, t.y. kai $\phi = 0^\circ$, ganeime, kad $\delta = -d_r$, reiškia, kad fazių skirtumas tarp gretimų spindulių turi būti lygus 180° , kai $d = \lambda/2$ (jei būtų $d = \lambda/4$, fazių skirtumas turėtų būti lygus 90°). Šiuo atveju elektrinio lauko diagrama atrodys taip, žiūr. pav. 14.



Pav.14

3 atvejis: Laisvai pasirinkta spinduliavimo kryptis. Tegul tiesinė spinduolių sistema turi spinduliuoti kryptimi ϕ_1 , kuri nelygi $k\pi/2$, kur: $k=0,1,2,3\dots$,

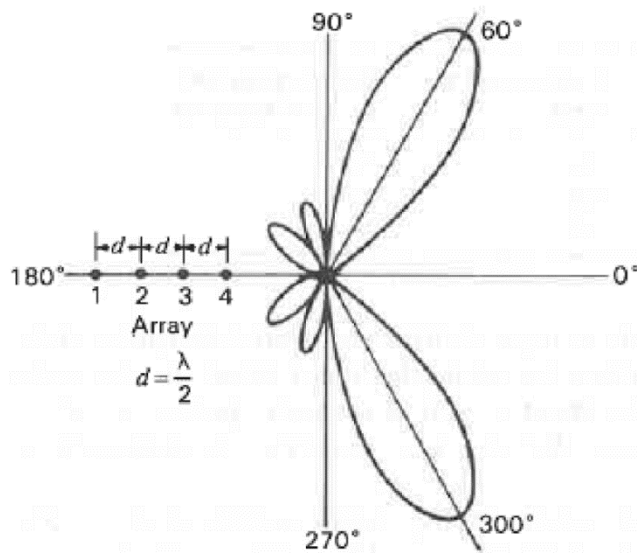
$$\text{tada } \psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos\phi + \delta = d_r \cos\Phi + \delta.$$

Maksimalaus spinduliavimo kryptimi $\psi = 0$, tada: $d_r \cos\Phi_1 + \delta = 0$.

Keičiant δ galima valdyti spinduliavimo kryptį, t.y. galimas skanavimas.

Tegul $n=4$, $d=\lambda/2$ ir tegul norime, kad spinduliuotų kryptimi $\Phi = 60^\circ$,

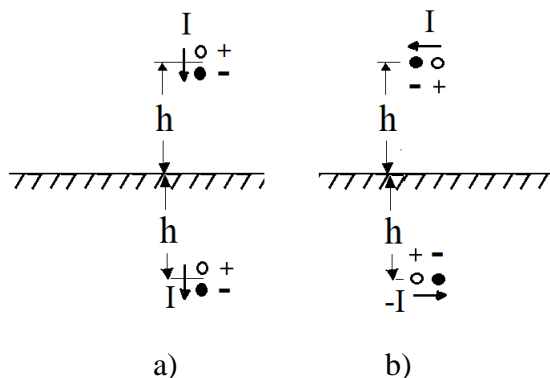
tada $\delta = -\pi/2$, žiūr. Pav. 15.



Pav. 15

4. Žemės įtaka spinduliavimo diagramoms

Žemės įtaka pasireiškia tuo, kad į priėmimo tašką ateina dvi bangos, viena tiesioginė, kita atsispindėjusi nuo žemės paviršiaus. Plačiame radijo dažnių diapazone žemės laidumą galima laikyti geru laidininku, todėl atspindžio koeficientas bus artimas vienetui. Taigi jei elektrinis dipolis (du priešingų fazių spinduliai) yra patalpintas vertikaliai virš žemės paviršiaus ar kito laidaus paviršiaus, esant dideliame jo elektriniam laidumui, turėsime veidrodį spindulių atspindį, kaip tai parodyta pav. 16 a., matome, kad šiuo atveju srovės kryptys tiek dipolio tiek ir jo atspindžio yra tokios pačios. Jeigu gi dipolis patalpintas lygiagrečiai žemės paviršiui, tai jo atspindys turės priešingą srovės fazę, kaip tai parodyta pav. 16 b.



Pav.16

Taigi dipoliui esant statmenai orientuotam žemės atžvilgiu, fazės skirtumas su atspindėtų dipoliu bus lygus 0, (žiūr. pav.16a) ir kai dipolis orientuotas lygiagrečiai žemės paviršiui, jais tekančių srovių fazės skirtumas lygus π , žiūr. pav.16b. Taigi aukštyje h patalpintam dipoliui virš idealiai laidžios plokštumos (žemės paviršiaus) elektrinio dipolio kryptingumo charakteristikos skaičiavimas tolygus dviejų dipolių, nutolusių vienas nuo kito atstumu $2h$ sinfazinių ir priešingų fazių skaičiavimui. Taigi kai dipolis statmenas plokštumai tokios sistemos daugiklis: $f_{sys} = \cos\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos\theta\right)$.

Kai dipolis lygiagretus idealaus laidumo plokštumai, sistemos daugiklis

$$f_{sys}(\varphi) = \sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda} \cos\varphi\right).$$

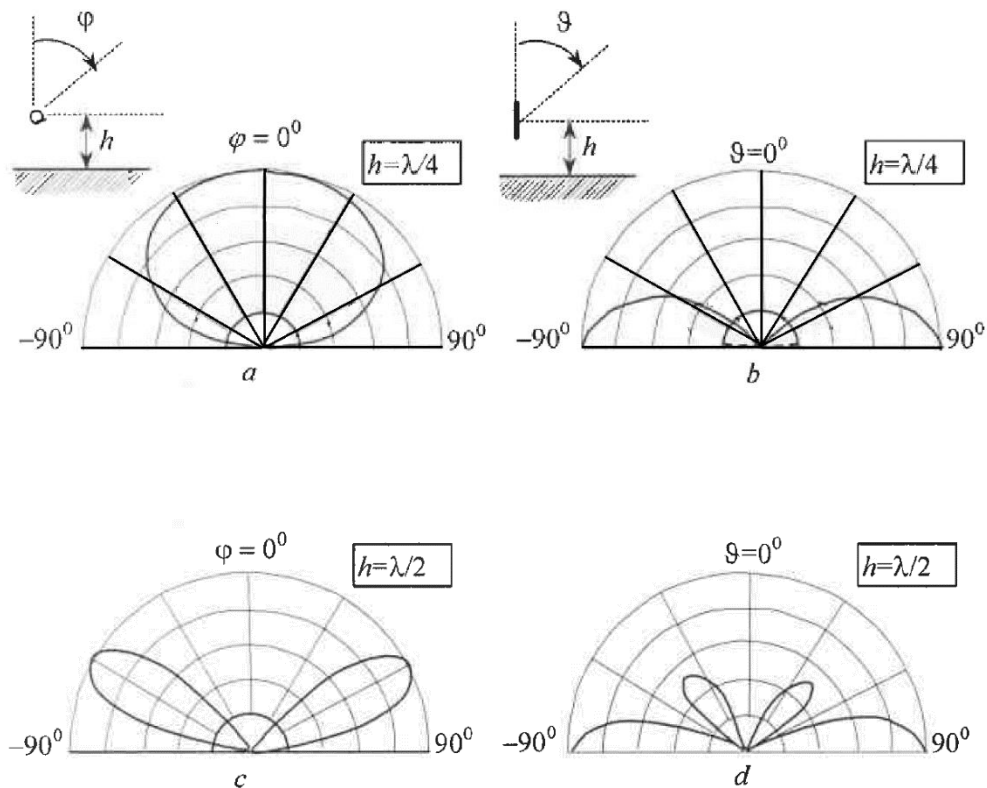
Tada gauname, kad kai elektrinis dipolis statmenas idealiojo laidininko plokštumai jo kryptingumo charakteristika bus tokia:

$f(\varphi) = 1; f(\theta) = \sin\theta \cos(2\pi \frac{h}{\lambda} \cos\theta)$, žiūr. Pav.17 b.

Kai dipolis lygiagretus plokštumai tada: $f(\varphi) = 1 * \sin(2\pi \frac{h}{\lambda} \cos\varphi)$ ir plokštumoje išilgai dipolio: $f(\theta) = \sin\theta$, žiūr. pav. 17a.

Kaip matome iš piešinio 17, kai dipolis statmenas paviršiui, jo kryptingumo diagrama susiaureja, pagrindinis lapelis priglunda prie plokštumos, t.y. maksimalaus spinduliavimo kryptis sutampa su liestine laidininko paviršiui.

Tuo tarpu kai dipolis lygiagretus paviršiui, jo spinduliavimo diagrama “atitrūksta” nuo paviršiaus. Pav. 17 c ir d, pateiktos kryptingumo diagramos kai dipoliai išdėstyti atstumu $h=\lambda/2$, matome, kad diagramos lapeliai tampa siauresni, bet atsiranda papildomų lapelių skaičius, lygus sveikam ketvirčių bangų skaičiui.



Pav.17

Dipolio esančio virš idealiojo laidininko plokštumos kryptingumo koeficientas ir spinduliavimo varža išauga dvigubai: $D=3$; ir $R_{sp} = 160\pi r^2 (\frac{h}{\lambda})^2$.

12. Radijo triukšmai antenose

Priimamo signalo kokybę apsprendžia signalo ir triukšmų galių santykis P_s/P_{tr} imtuvo įėjime. Yra nepriimta naudoti priėmimo sistemas su mažesniais vidiniais triukšmais nei išoriniai. Kad to išvengti reikia žinoti triukšmų šaltinius. Triukšmas arba trukdžiai gali būti kuriamieji ir atsitiktiniai, jie gali būti dvejų tipų:

1. Vidiniai (šiluminės prigimties, sąlygoti elektronų judėjimo antenos ir maitinimo linijų laidininkuose, izoliatoriuose ir panašiai)
2. Išoriniai (juos antena priima iš aplinkos, tai: elektros išlydžiai atmosferoje, magnetinės audros, šiluminis žemės, troposferos bei jonosferos spinduliavimas, kosminių kūnų spinduliavimas, pramoninių ir transporto elektrinių įtaisų kibirkščiavimas, elektros perdavimo linijų triukšmai ir kiti. Triukšmų ir trukdžių šaltiniai skiriasi, tačiau jų keliamų virpesių spektro sudėtis ir poveikis panašūs. Todėl jie vertinami vienu parametru - antenos ekvivalentinė temperatūra – T_A , matuojama Kelvinais.

Bet kokiame pasyviame dipolyje šiluminių triukšmų šaltinių sukuriamos elektros jėgos (evj) vidutinė kvadratinė reikšmė \overline{E}_{tr}^2 apskaičiuojama pagal Naikvisto formulę:

$$\overline{E}_{tr}^2 = 4kT_0R_d\Delta f \quad (1)$$

\overline{E}_{tr}^2 - vidutinė kvadratinė evj vertė, kuri atsiranda ant pasyvaus dipolio gnybtų, kurio temperatūra T_0 ir aktyvinė varža R_d , Δf – pralaidumo juostos plotis, kuriame registruojami šiluminiai triukšmai, $k= 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K- Bolcmano konstanta. Jei prie dipolio prijungime suderintą apkrovą, tai joje išsiskirs tokia vidinių triukšmų galia:

$$P_{tr.vid.} = \frac{\overline{E}^2}{4R_d} = kT_a\Delta f \quad (2)$$

Čia T_a – triukšmų ekvivalentinė temperatūra.

Tarkime antena kartu su jungiančiąja linija yra pasyvus dipolis, kurios šiluminių nuostolių varža $R_N = R_A - R_r$,

kur: R_A - aktyvinė antenos varža, R_r - antenos spinduliavimo varža, tada:

$$\overline{E}_{tr}^2 = 4kT_{0a}\Delta fR_N = 4kT_{0a}\Delta f(R_A - R_r),$$

čia: T_{0a} - antenos fizinė temperatūra.

Prijungus prie antenos imtuvą, kurio įėjimo varža yra suderinta su antenos varža, imtuvo įėjimo grandinėje išsiskirs tokia vidinių triukšmų galia:

$$P_{tr.vid.} = \frac{\overline{E}^2}{4R_A} = kT_{0a}\Delta f(1-\eta) \quad (3)$$

Čia: η – antenos ir jungiamosios linijos naudingumo koeficientas $\eta = \frac{R_r}{R_A}$.

Tuomet sulyginę lytys 3 ir 2, gauname antenos vidinių triukšmų ekvivalentinę temperatūrą:

$$T_v = T_{0a}(1-\eta) \quad (4)$$

Iš pastarosios lygties matosi, kad antenos triukšmų ekvivalentinė temperatūra, sąlygota vidinių triukšmų mažėja, mažėjant fizinei antenos temperatūrai ir padidinus jos naudingumo koeficientą. Fizinės temperatūros sumažinimas galimas jos elementus (maitinimo linijas, fiderius, atšakotuvus) patalpinus į žemos temperatūros aplinką, pvz. kriostatą. η - didinamas, mažinant fiderių ilgius, užtikrinant trakto suderinamumą, stengiantis išvengti bereikalingų apkrovų, suderinimo transformatorių ar kitų sudedamųjų elementų.

Išorinių triukšmų galia sąlygojama žaibų išlydžio, elektros aparatų įjungimo bei išjungimo (industriniai trukdžiai), automobilinės užvedimo sistemos, saulės, mėnulio bei žvaigždžių spinduliavimo (kosminiai trukdžiai), žemės šiluminio spinduliavimo, atmosferos spinduliavimo pagal fluktuacijų pobūdį panaši į vidinių triukšmų galia, todėl priimta, kad išorinių triukšmų galia bus išreiškiama taip:

$$P_{tr.išor} = kT_{iš} \Delta f \quad (5)$$

Tuomet visa antenos triukšmų temperatūra bus lygi :

$$T_a = T_v + T_{iš} \quad (6)$$

Išorinių triukšmų temperatūra randama iš juodojo kūno spinduliavimo dėsnio (Planko dėsnio), laikant, kad visi šaltiniai išsidėstę tolygiai ant sferos, gaubiančios anteną. Laikome, kad tokios sferos spindulio dydis daug didesnis už atstumą iki antenos tolimosios zonos, t.y. tenkinama sąlyga $R > \frac{2L^2}{\lambda}$, kur: L- maksimalus antenos dydis, λ - elektromagnetinės bangos ilgis. Tarkime, kad išorinių šaltinių spinduliuojami triukšmai yra tapatus įkaitintos absoliučiai juodos sferos paviršiaus spinduliuojamiems šiluminiais virpesiams. Šiluminis spinduliavimas sąlygotas chaotinių šiluminių krūvio nešėjų judėjimų kūnuose. Šio proceso rezultate kūno paviršius plačiame spektre spinduliuoja fliktuacines elektromagnetines bangas. Tada iki skaistinės temperatūros T_s įkaitintas sferos paviršius į jos centrą spinduliuoja f dažnio trukdžių elektromagnetinę bangą, kurios spinduliavimo juostos plotis Δf . Tokios elektromagnetinės bangos kuriamas energijos srauto tankis Π_{tr} , tenkantis erdvinio kampo vienetui, kai bangos ilgis yra lygus λ , pagal Planko dėsnį išreiškiamas taip:

$$\Pi_{tr} = \frac{2hf}{\lambda^2} \frac{\Delta f}{e^{\frac{hf}{kT_s}} - 1} \left[\frac{W}{m^2} \right],$$

Čia: $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ J s -Planko konstanta.

Sustačius konstantų reikšmes į eksponentės rodiklį ir pareikalavus sąlygos, kad rodiklis būtų mažesnis už vienetą, tai bus išpildoma kai $f \ll 2 \cdot 10^{10} T_s$, tada nagrinėjamas bus tik radijo bangų diapazonas, tada:

$h f \ll k T_s$ ir eksponentę paskleidę eilute ir apsiribodami tik pirmaisiais dviem nariais:

$e^\alpha \approx 1 + \alpha$ gauname:

$$\Pi_{tr} = \frac{2kT_s \Delta f}{\lambda^2} \quad (7)$$

kuri vadinama Relėjaus-Džinsio formule.

Tada sferos centre patalpintoje antenoje, prie kurios prijungta suderinta apkrova, apkrovėje išskiria tokią išorinių triukšmų galią:

$$P_{tr.išor} = \frac{1}{2} \oint_{4\pi} \Pi_{tr} S_{ef} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega \quad (8)$$

Čia: daugiklis 1/2 sąlygotas tuo, kad įkaitinto kūno spinduliuojamos trukdžių poliarizacijos yra įvairios, o laikoma, kad antena priima tiesiškai poliarizuotą bangą, todėl antena priims tik pusę trukdžių galios, $d\Omega = \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi$ - erdvinio kampo elementas, $F(\theta, \varphi)$ – antenos kryptingumo diagrama, pagal elektrinį lauką. Į pastarąją lygtį

įstatę 7 išraišką ir turint omenyje, kad antenos kryptingumas $G = \frac{4\pi S_{ef}}{\lambda^2}$ ir $G = D\eta$,

gauname:

$$P_{tr.išor} = \frac{k\Delta f G}{4\pi} \int_{4\pi} F^2(\Theta, \varphi) T_s(\Theta, \varphi) d\Omega,$$

Prilyginę pastarąją lygtį 5 gauname antenos ekvivalentinę triukšmų temperatūrą, sąlygotą išorinių triukšmų:

$$T_{is} = \frac{G}{4\pi} \int_{4\pi} F^2(\Theta, \varphi) T_s(\Theta, \varphi) d\Omega \quad (9)$$

Taigi iš pastarosios lygties seka, kad antenos triukšmų temperatūra priklauso nuo jos kryptingumo diagramos ir orientacijos erdvėje.

Jei skaistinė temperatūra tolygiai pasiskirsčiusi dangaus skliaute, t.y. $T_s(\theta, \varphi) = T_s$, bei atsižvelgus į tai kad:

$$D = \frac{4\pi}{\oint_{4\pi} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega}, \text{ gausime:}$$

$$T_{is} = \frac{G}{D} T_s = \eta T_s \quad (10)$$

Tada visa antenos triukšmų temperatūra lygi:

$$T_a = T_v + T_{is} = (1-\eta)T_{a0} + \frac{G}{4\pi} \int_{4\pi} F^2(\Theta, \varphi) T_s(\Theta, \varphi) d\Omega. \quad (11)$$

Taigi triukšmu temperatūra tada priklauso tik nuo antenos naudingumo koeficiento ir dangaus skliaute, esančių trukdžių šaltinių skaitinės temperatūros. Iš 9 lygties seka, kad turint siaurakryptes antenas, galima išmatuoti dangaus skliaute, esančių trukdžių šaltinių skaitinės temperatūras. Jei antenos kryptingumo diagramos lapelis labai siauras ir nėra šalutinių lapelių, tada:

$$\lim F^2(\Theta, \varphi) = \frac{4\pi}{D} \delta(\Theta - \Theta_0, \varphi - \varphi_0),$$

Čia: θ_0, φ_0 – antenos spinduliavimo diagramos pagrindinio lapelio maksimalaus spinduliavimo kryptis, tada iš 9 lygties gauname:

$$T_{is} = \eta \int_{4\pi} \delta(\Theta - \Theta_0, \varphi - \varphi_0) T_s(\Theta, \varphi) d\Omega = \eta T_s(\Theta_0, \varphi_0). \quad (12)$$

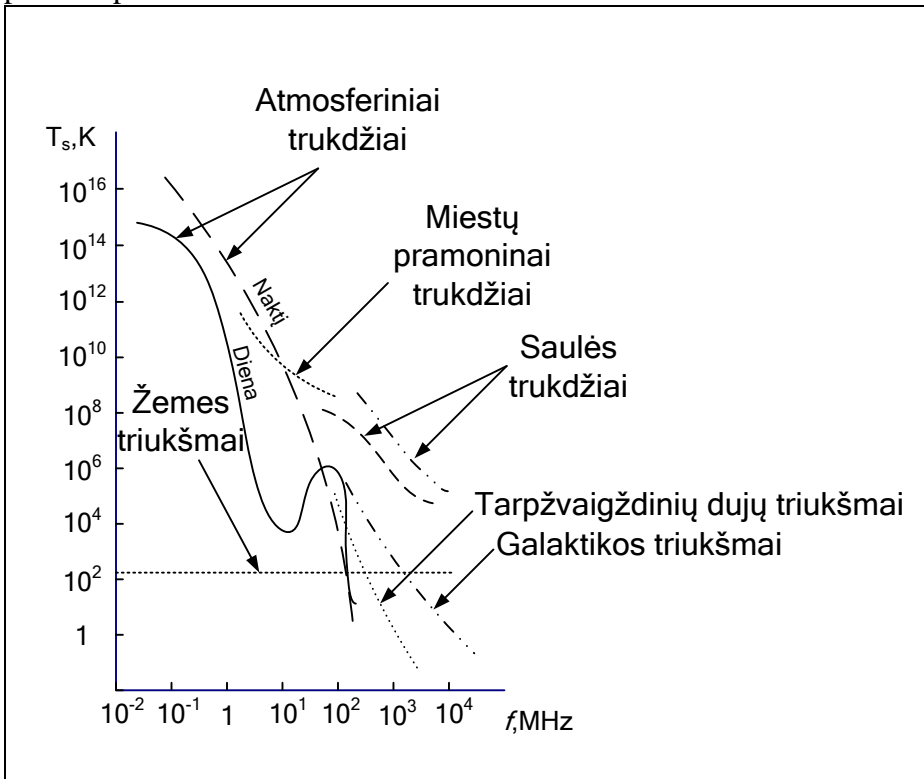
Taigi, tokiu būdu radijo astronomijoje, turint siaurakryptes antenas, nustatomos dangaus kūnų arba kaž kurios tai kosminės erdvės skaitinės temperatūros.

Pats didžiausias radijo teleskopas su “judančiu” pilnu veidrodžiu yra Green Bank Nacionalinės Radijo Astronomijos Observatorijos (NRAO) radijo teleskopas Vest Virdžinijoje (JAV). Jo skersmuo 100 m. Arecibo observatorijoje Puerto Rike ir NASA Goldstone observatorijoje Kalifornijoje naudojamos 70 metrų skersmens antenos tolimų saulės sistemos objektų, esančių toliau nei Saturnas tyrimams.

Tiriant galaktikų sudėtį, stebimas jonizuoto vandenilio atomo spinduliavimas dažniu 1420.406 MHz, judant galaktikom dėl Doplerio efekto stebima vandenilio H linijos raudonasis poslinkis diapazone nuo 1400 iki 1430 MHz. Radijo bangų diapazone yra stebime gana daug linijų, kurios suteikia informaciją apie galaktikos sudėtį, tai: Deuterio linija - 327,384 MHz (tiriama nuo 322 iki 328 MHz), hidroksido (OH), (^{18}OH , ^{17}OH) spektrinės linijos – 1665, 1667, 1612 ir 1720 MHz, formaldehidų (H_2CO) – 4829,66 MHz, Metiladino (CH) – 3263,794 MHz, anglies monoksido (CO) linija ties -115.271 GHz, dažnių diapazone 100 -102 GHz stebimas linijos CO raudonasis poslinkis, 200-300 GHz stebimos įvairių izotopų $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ ir $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ linijos, kurios labai svarbios mūsų galaktikos ir tolimų galaktikų tyrimams, dažnių diapazonas nuo 217-231 GHz suteikia informaciją apie visatą, kai jai buvo tik 100 000 metų ir radijo astronomijoje šiuo metu analizuojamos spektrinės linijos beveik iki 1000 GHz (vandens garų linija – 987,927 GHz).

Ideali be nuostolių antena, kuri yra termodinaminėje pusiausvyroje su aplinka, triukšmų nekuria. Tokia antena veikia kaip idealus transformatorius, kuris aplinkos elektromagnetinio lauko energiją (tame tarpe ir radijo triukšmų) transformuoja į elektrinės srovės energiją.

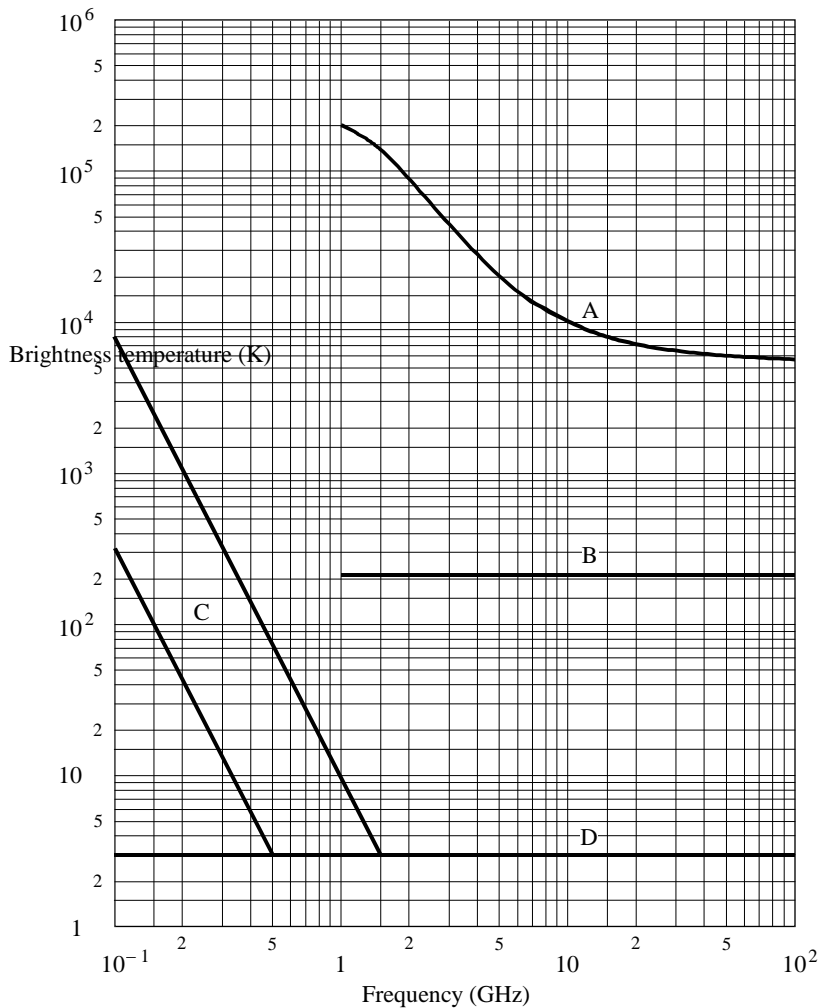
Unikalių antenų triukšmų temperatūra, panaudojant kriogeninę įrangą gali siekti $2-3^0$ K, mikrobangių antenų, virš 100 GHz - iki 20^0 K.
 Kokybinė skaitinės temperatūros priklausomybė nuo dažnio, sąlygota įvairių šaltinių pateikta pav. 1.



Pav. 1 Skaistinės temperatūros dažninė priklausomybė, sąlygota įvairių trukdžių šaltinių.

Pav. 2 parodyta dažninė priklausomybė skaistinės temperatūros, kuria sąlygoja kai kurių kosminių kūnų spinduliavimas: A kreivė – ramios saulės, B- mėnulio, C- galaktikos triukšmas, D- kosmoso mažiausias triukšmas (juodo kūno spinduliavimas).

FIGURE 2
Extra-terrestrial noise sources



A: quiet Sun } diameter ~ 0.5°
 B: Moon }
 C: range of galactic noise
 D: cosmic background

0372-12

Antenos fiderio (maitintuvo) įtaka antenos triukšmų temperatūrai.

Dažniausiai dėl konstruktyvinių sumetimų antena jungiasi su imtuvo įėjimų fideriu (maitintuvų). Kaip gerai žinoma iš ilgujų linijų teorijos, fiderio naudingumo koeficientas η_f , matuojamas perduodant energija link antenos, lygus:

$$\eta_f = \exp(-kl(Z^2 + R_A^2)/(R_A Z)),$$

kur: k , Z ir l – fiderio specifinis slopinimas, bangine varža ir ilgis.

Dėl nuostolių fideryje ir su to surištais šiluminiais triukšmais suderintoje apkrovoje išsiskiria triukšminė galia:

$$P_f = (1 - \eta_f) k T_f \Delta f,$$

kur T_f - fiderio fizikine temperatūra. Analogiškai, kaip ir su temperatūra T_0 galima surasti, kad suminė triukšmų temperatūra realios antenos, įskaitant fiderio nuostolius ir jo šiluminius triukšmus lygi:

$$T_{\text{sum}} = \eta \eta_f T_{is} + (1 - \eta) \eta_f T_0 + (1 - \eta_f) T_f. \quad (13)$$

Literatūroje dažnai pateikiama išorinių triukšmų koeficiento F_a , arba išorinių triukšmų faktoriaus f_a priklausomybės nuo radijo dažnio. Turi būti nagrinėjamas visos priėmimo sistemos triukšmų faktorius f , kuris apima tiek išorinių triukšmų tiek ir įvairius triukšmus sąlygotus: antenos nuostoliais, perdavimo linijos nuostoliais. Išorinių triukšmų faktorius apibrėžiamas taip:

$$f_a = \frac{P_{is}}{k T_0 \Delta f} \quad (14),$$

Kur: T_0 – etaloninė temperatūra, paprastai prilyginama 290 K .

Matome, kad išorinių triukšmų faktorius yra lygus: $f_a = \frac{T_{is}}{T_0}$.

Išorinių triukšmų koeficientas: $F_a = 10 \log f_a$.

Paskaičiavus 11 lygties logaritmą ir sustačius vertes, ši lygtis dažnai naudojama tokia pavidale: $\bar{P}_{is} = F_a + B - 204$ [W],

čia: $B = 10 \log \Delta f$ ir $10 \log k T_0 = -204$.

Visos priėmimo sistemos triukšmų faktorius f priėmimo antenos įėjime, kai nėra pašalinių atspindžių yra toks:

$$f = f_a + (f_c - 1) + l_c (f_r - 1) + l_t (f_r - 1),$$

kur: f_c – triukšmų faktorius sąlygotas antenos nuostoliais: $f_c = 1 + (l_c - 1)(T_c/T_0)$,

f_r - triukšmų faktorius sąlygotas antenos perdavimo linijos nuostoliais: $f_r = 1 + (l_r - 1)(T_r/T_0)$,

f_r – imtuvo triukšmų faktorius,

l_c – nuostoliai antenoje (galių santykis įėjime ir išėjime),

l_t – antenos perdavimo linijos nuostoliai (galia įėjime/galia išėjime),

T_c – antenos faktinė temperatūra,

T_t - perdavimo linijos faktinė temperatūra.

Kai aplinkos temperatūra tokia pat kaip antenos ir perdavimo linijos tai:

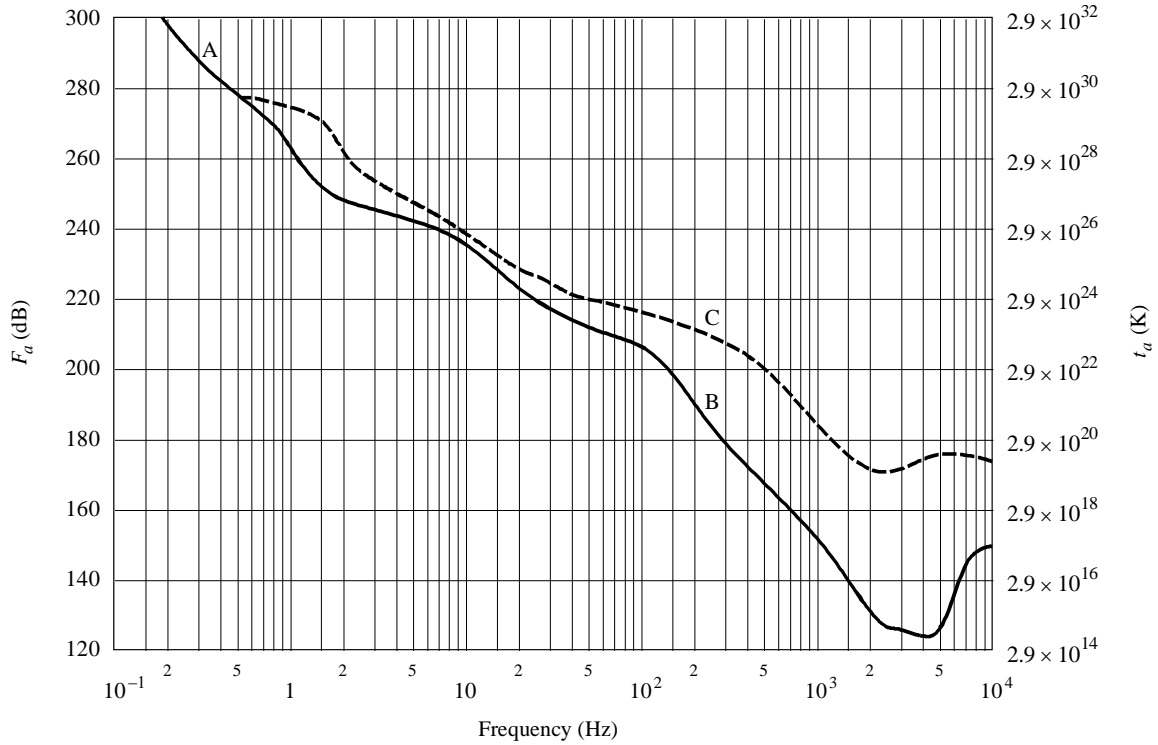
$$f = f_a - 1 + f_c f_t f_r.$$

Žemiau pateikta dalis tarptautinės telekomunikacijų sąjungos (ITU) tyrimų grupės parengtos rekomendacijos ITU-R P.372-8, kurioje pristatyta išorinių triukšmų koeficiento F_a priklausomybė bei antenos triukšmų temperatūros nuo radijo dažnio dažnių plačiame diapazone, išskaidant jį į tris mažesnius diapazonus: 1- diapazone nuo 0.1Hz iki 10KHz, pateikta F_a priklausomybė sąlygota įvairių šaltinių: A kreivė – atmosferos

mikropulsacijos, B kreivė – atmosferos mažiausias galimas poveikis, C kreivė – atmosferos didžiausias galimas poveikis.

FIGURE 1

F_a , minimum and maximum, versus frequency (0.1 to 10^4 Hz)

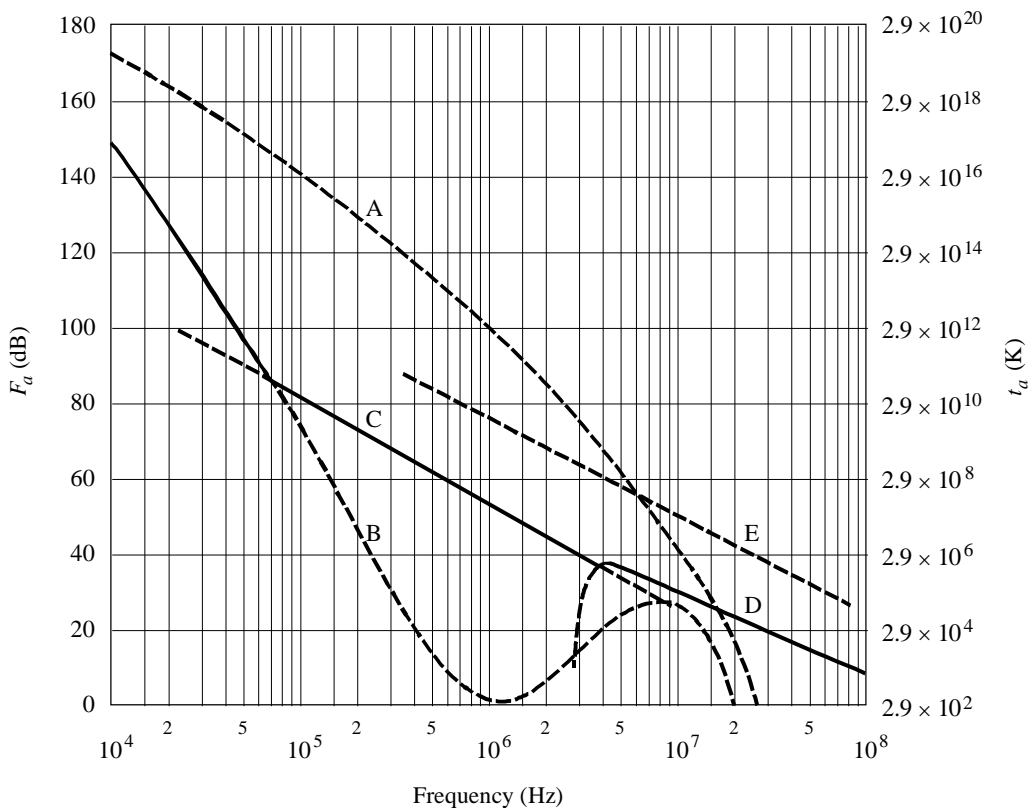


A: micropulsations
 B: minimum value expected of atmospheric noise
 C: maximum value expected of atmospheric noise

0372-01

2- parodyta išorinių triukšmų koeficiento F_a priklausomybė nuo dažnio dažnių diapazone nuo 10KHz iki 100MHz, sąlygota įvairių šaltinių: atmosferos poveikio – A ir B kreivės, skirtingoms jų poveikio tikimybėms: 0,5% ir 99,5 % laiko intervalams, C- industrinių trukdžių poveikis, ramioje gyvenamoje vietovėje, D- galaktikos triukšmai, E- industrinių trukdžių poveikis, vidutinio triukšmingumo vietovėje.

FIGURE 2
 F_a versus frequency (10^4 to 10^8 Hz)

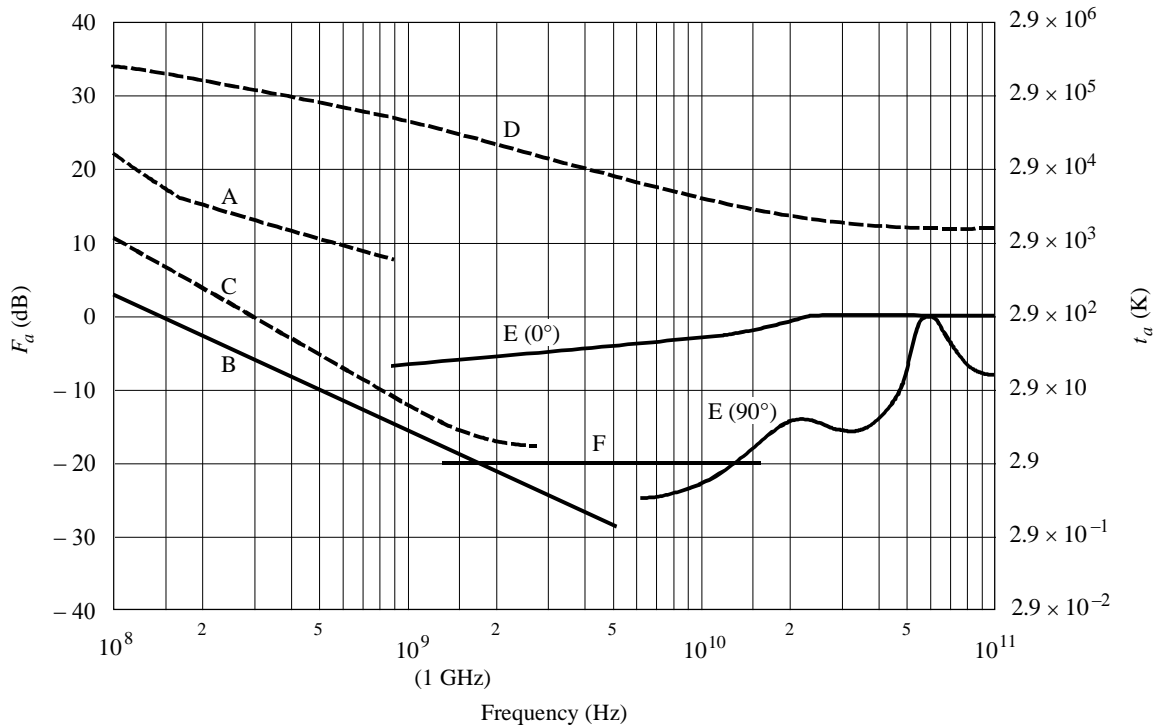


- A: atmospheric noise, value exceeded 0.5% of time
- B: atmospheric noise, value exceeded 99.5% of time
- C: man-made noise, quiet receiving site
- D: galactic noise
- E: median business area man-made noise
- minimum noise level expected

0372-02

3- parodyta išorinių triukšmų koeficiento F_a priklausomybė nuo dažnio dažnių diapazone nuo 100MHz iki 100GHz, sąlygota įvairių šaltinių: A kreivė - industrinių trukdžių poveikis, vidutinio triukšmingumo vietovėje, B - galaktikos triukšmai, C- galaktikos triukšmai, matuoti su labai siaurakryptę anteną link galaktikos centro, E- dangaus triukšmo temperatūrą sąlygota deguonies ir vandens garų absorbcijos, F- kosmoso mažiausias triukšmas (juodo kūno spinduliavimas).

FIGURE 3
 F_a versus frequency (10^8 to 10^{11} Hz)



- A: estimated median business area man-made noise
 - B: galactic noise
 - C: galactic noise (toward galactic centre with infinitely narrow beamwidth)
 - D: quiet Sun ($\frac{1}{2}^\circ$ 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

0372-03

Kaip matome iš pateiktų piešinių, žemuose dažniuose (iki kelių šimtų kHz) dominuoja atmosferiniai triukšmai, didele dalimi sąlygoti žaibų išlydžiais ekvatoriuje. Dažniuose iki 300-1000 MHz dominuoja kosminiai triukšmai, kuriuos sudaro Galaktikos ir atskirų taškinių šaltinių (saulė, mėnulis, atskiros žvaigždės ir žvaigždynai) spinduliavimas. Pats galingiausias radijo triukšmų šaltinis – saulė. Dažniuose, kuriuose elektromagnetinės bangos slopsta žemėje arba atmosferoje, pasireškia šių terpių šiluminis (triukšminis) spinduliavimas (jei terpė radijo bangoms yra skaidri, ji šiluminių triukšmų nespinduliuoja, nors jos fizikinė temperatūra gali būti ir labai aukšta). Gamtinius radijo triukšmus pašalinti negalima. Taigi žemų dažnių srityje (iki 1MHz) vyrauja atmosferos trukdžiai, o miestuose pramoniniai trukdžiai. Kosminiai trukdžiai šiame diapazone žemės nepasiekia, dėl absorbcijos jonosferoje. pastarieji dar vadinami industriniais triukšmais.

Industrinių triukšmų šaltinių yra be galo daug. Pagrindiniai iš jų tai impulsiniai maitinimo blokai/šaltiniai. Šiais laikais praktiškai kiekvienas maitinamas iš

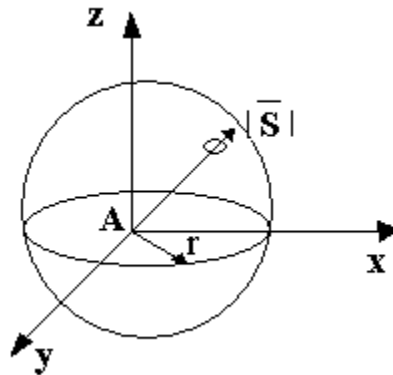
elektros tinklo įrenginys (o tai televizoriai, imtuvai, kompiuteriai ir t.t. ir t.t.) savo sudėtyje turi tokį bloką. Situacija kiek palengvina tą aplinkybę, kad pagrindinai spinduliuoja elektros laidinis tinklas, prie kurio prijungtas maitinimo šaltinis, o jį galima žymiai sumažinti įjungus šį šaltinį į tinklą per žemų dažnių filtrą.

13. Radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje. Izotropinio spindulio lauko priklausomybė nuo atstumo.

Pradžioje panagrinėsime elektromagnetinių bangų sklidimą laisvoje neapribotoje, be laisvų krūvių erdvėje. Tegul taške A, patalpintas izotropinis spinduolis, aplinkos elektriniai parametrai: $\varepsilon = 1, \mu = 1$, žiūr.pav. 1. Rasime atstume r nuo taško A elektrinio lauko stiprumą E_0 . Elektromagnetinės bangos galingumas $|\bar{S}|$, tenkantis sferos ploto vienetui, t.y. vidutinė per periodą Pointingo vektoriaus vertė:

$$|\bar{S}| = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (1),$$

čia: P – galia, kurią spinduliuoja spinduolis arba galia, kuri paduodama į spinduolį, kai nėra nuostolių antenoje.



Pav. 1 izotropinis spinduolis sferinėje koordinačių sistemoje

$|\bar{S}|$ - kryptis sutampa su energijos sklidimo kryptimi. Savo ruožtu:

$$|\bar{S}| = [\vec{E}_0 \vec{H}_0] \quad (2),$$

Kadangi vektoriai E_0 ir H_0 vieni kitam statmeni, tai esant harmoniniam lauko kitimui laiko atžvilgiu:

$$|\bar{S}| = |\vec{E}_0| |\vec{H}_0| \quad (3),$$

Čia $|\vec{E}_0||\vec{H}_0|$ efektinės vektorių \vec{E}_0 , \vec{H}_0 vertės.

Esant pakankamai dideliems atstumams nuo spindulio, kuris spinduliuoja sferinę bangą, mažame priėmimo antenos plote galima laikyti banga plokščia, o tada, pagal lygtį 2,36:

$$\frac{|\vec{E}_0|}{|\vec{H}_0|} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi, (\Omega) \quad (4),$$

Išstatę 4 lygtį į 3 gauname:

$$|\vec{S}| = \frac{|\vec{E}_0|^2}{120\pi} \quad (5).$$

Sulyginame 1 ir 5 lygtis ir gauname tokią elektrinio lauko priklausomybę nuo atstumo:

$$|\vec{E}_0| = \frac{\sqrt{30P}}{r} \quad (6).$$

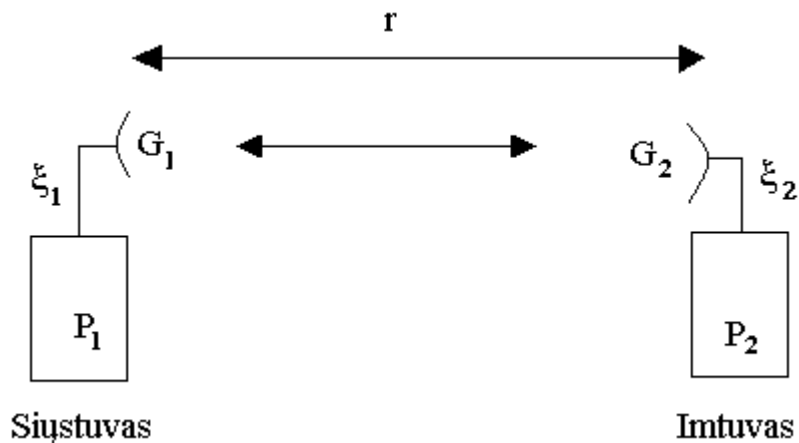
Tačiau, jei vis antena turi kryptingumą, tai tada:

$$|E_0|(\theta, \alpha) = \frac{\sqrt{30PG}}{r} F(\theta, \alpha) \quad (7)$$

kur: $F(\theta, \alpha)$ – antenos elektrinio lauko spinduliavimo diagrama.

14. Frisso perdavimo formulė. Sklidimo nuostoliai laisvoje erdvėje , radaro formulė

Tegul turime perdavimo liniją kaip pavaizduota pav. 1, pažymime: siųstuvo galingumą P_1 , siųstuvo antenos stiprinimo koeficientą G_1 , perduodamos energijos nuo siųstuvo iki antenos nuostoliai ξ_1 , priėmimo antenos stiprinimo koeficientas G_2 , energijos perdavimo nuostoliai iš antenos į imtuvą ξ_2 , atstumas tarp siųstuvo ir imtuvo r .



Pav. 1 signalo perdavimo schema

Radio banga nusklidusi atstumą r imtuve indukuoja galią P_2 .

Tam, kad nustatyti signalo galingumą priėmimo antenos įėjime reikia padauginti Pointingo vektorių priėmimo antenos padėties taške iš antenos darbinio ploto arba efektyvaus antenos ploto. Maksimalus efektinis antenos plotas A_{em} sus stiprinimo

koeficientu susietas sąryšiu 10.12 : $A_{em} = \frac{\lambda^2 G}{4\pi}$.

Laikant, kad priėmimo antena randasi tolimojoje zonoje ir jei antena orientuota pagal maksimalią spinduliavimo kryptį į priėmimo tašką, gauname tokią Pointingo vektoriaus vertę priėmimo taške:

$$|\bar{S}| = \frac{P_1 G_1 \eta_1}{4\pi r^2} \quad (1),$$

Tolimoji zona dar nustatoma tokiu sąryšiu:

$$R_{tol.zonz} = \frac{2L^2}{\lambda} \quad (2),$$

kur: L – maksimalus antenos matmuo, λ – bangos ilgis.

Tada indukuojamas radio signalo galingumas imtuvo įėjime bus lygus:

$$P_2 = |\bar{S}| S_{Am2} \xi_2 = \frac{P_1 G_1 \xi_1 G_2 \xi_2 \lambda^2}{16\pi^2 r^2} \quad (3).$$

Kartais būna patogiau išreikšti imtuve indukuotą galią ne antenų stiprinimais, o antenos efektyviais plotais, kadangi jie susieti su antenos geometriniais matmenimis, tada:

$$P_2 = P_1 \frac{A_{em1} \xi_1 A_{em2} \xi_2}{r^2 \lambda^2} \quad (4),$$

Bei įtampa imtuvo įėjime, kai suderintos priėmimo antenos ir imtuvo apkrovos varžos:

$$U_2 = \sqrt{P_2 R_{iejimo}} = \frac{\lambda \sqrt{P_1 G_1 \xi_1 G_2 \xi_2 R_{iejimo}}}{4\pi r} \quad (5)$$

arba:

$$U_2 = \frac{\sqrt{P_1 S_{D1} \xi_1 S_{D2} \xi_2 R_{iejimo}}}{r \lambda} \quad (6).$$

Šios formulės dar vadinamos Friso perdavimo formulėmis. Jos buvo paskelbtos dar 1946 m. H.T.Friss „Bell telephone“ laboratorijos darbuotojo.

Tegul nuostoliai perdavimo linijose į antenas lygūs nuliui, tada lygtį 3 perrašysime taip:

$$P_2 = P_1 G_1 G_2 \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2 \quad (7)$$

Narys $\left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2$ ir nusako nuostolius laisvoje erdvėje. Išreiškus decibelais lygtį 7 gauname:

$$10\log\left(\frac{P_1}{P_2}\right) = 20\log\left(4\pi r/\lambda\right) - 10\log G_1 - 10\log G_2 \quad (8).$$

Pirmasis narys ir nusako nuostolius laisvoje erdvėje. Įstačius skaitines vertes, šis narys bus lygus:

$$\text{FSL} = 21.98 + 20\log(r/\lambda) \quad (9),$$

o išreiškus radijo dažnį gigaherzais ir atstumą kilometrais:

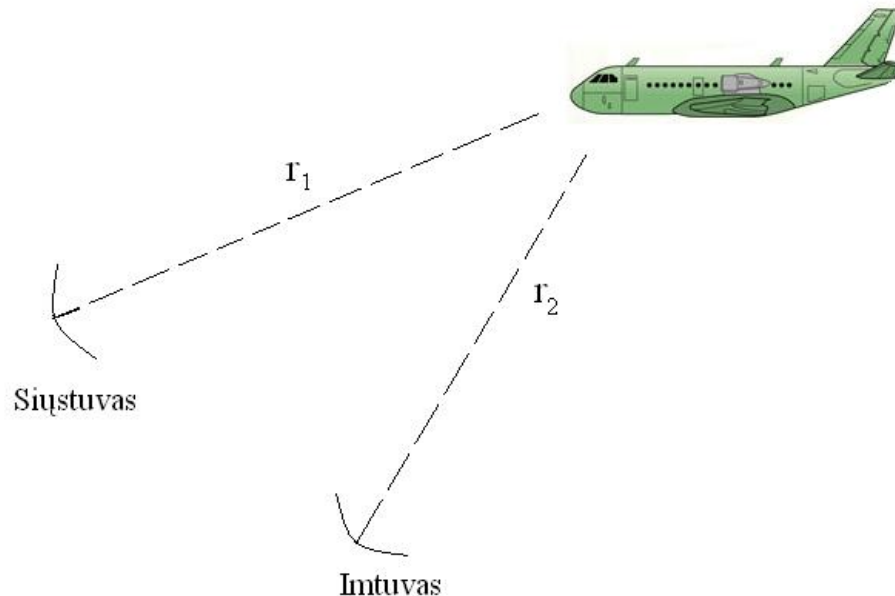
$$\text{FSL} = 92.45 + 20\log r_{\text{km}} + 20\log f_{\text{GHz}} \quad (10).$$

Radaro formulė.

Jei turime siųstuvą, imtuvą ir objektą, nuo kurio atsispindi radijo bangos taip kai parodyta pav. 2, tai energijos srauto tankis atspindžio taške nuo šio objekto, pagal 1 formulę bus toks:

$$|\bar{S}_k| = \frac{P_t G_t(\theta_t, \varphi_t)}{4\pi r_1^2} \quad (11)$$

kur: P_t – galia siuntimo antenoje, G_t – siuntimo antenos stiprinimas, r_1 – atstumas iki objekto.



Pav. 2 Dvigubas radaras ir taikiny

Daugeliu atveju radarai perduoda ir priima signalą ta pačia antena, tada: $r_1 = r_2$. Nėra žinoma kaip bus išsklaidyta elektromagnetinės bangos energija, paprastumo dėlei laikoma, kad kritusi į objektą elektromagnetinė banga bus išsklaidyta izotropiškai. Elektromagnetinės bangos galia, kuri bus objekto taške bus lygi:

$$P_s = \sigma_s |\bar{S}_k| \quad (12)$$

čia: σ_s - objekto skerspjūvio plotas.

Tada, laikant, kad objektas perspinduliuoja elektromagnetinę energiją tolygiai į erdvę, energijos srauto tankis prieš radaro priėmimo anteną bus lygus:

$$|\bar{S}_p| = \frac{P_s}{4\pi r_2^2} = \frac{P_t G_t(\theta_t, \varphi_t) \sigma_s}{(4\pi r_1 r_2)^2} \quad (13)$$

Ne visa elektromagnetinės bangos energija atspindėta nuo objekto ir kritusi į priėmimo anteną gali būti priimta, nes pasikeitus poliarizacijai bus priimta ta dalis, kuri atitinka tos antenos poliarizaciją, pav. išsklaidyta banga gali turėti tiek vertikalią tiek ir horizontalią poliarizaciją, kai tuo tarpu priėmimo antena priims tik horizontalią lauko dedamąją. Jeigu apsiribosime tik ta išsklaidytos elektromagnetinės bangos dalimi, kuri priėmimo antenoje sukuria srovę, tai su tam tikru tikslumu, galima sakyti, kad objekto skerspjūvis lygus radaro antenos skerspjūviui ir tada:

$$|\bar{S}_p| = \frac{P_t G_t(\theta_t, \varphi_t) \sigma_r}{(4\pi r_1 r_2)^2} \quad (14)$$

Tada galia išsiskirianti antenos apkrovoje bus lygi:

$$P_{im} = \frac{P_t G_t(\theta_t, \varphi_t) A_{im}(\theta_r, \varphi_r) \sigma_r}{(4\pi r_1 r_2)^2} \quad (15)$$

Tuo atveju, kai siuntimo ir perdavimo antena yra toje pačioje vietoje, 15 formulė perrašoma taip:

$$P_{im} = \frac{P_t G_t(\theta, \varphi) A_{im}(\theta, \varphi) \sigma_r}{(4\pi r)^2} \quad (16)$$

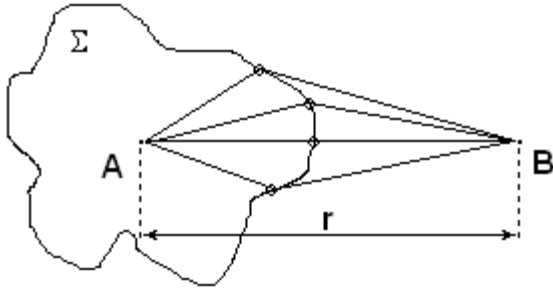
Daugeliu atveju radaruose naudojama ta pati antena perduoti ir priimti signalą, tada:

$$P_{im} = \frac{P_t G^2(\theta, \varphi) \lambda^2 \sigma_r}{(4\pi)^3 r^4} \quad (17)$$

15. Frenelio zonos. Erdvės sritis apsprendžiančios radijo bangų sklidimą.

Sklindant radijo bangoms erdvėje, skirtingos erdvės sritys skirtingai veikia į elektromagnetinio lauko formavimą priėmimo taške. Tam, kad nustatyti erdvės sritį, kuri apsprendžia bangų sklidimą, išnaudosime Hiuigenso-Frenelio principą, žinomą iš banginės optikos.

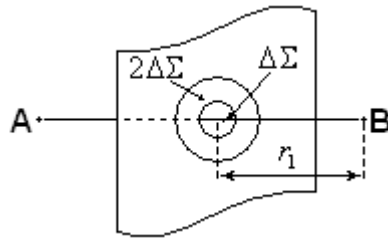
Tegul turim tašką A, kuriame patalpintas spinduolis, reikia rasti elektrinio lauko stiprumą \vec{E} taške B, kuris yra atstume r nuo taško A.



Pav.1 Signalo perdavimo schema

Spindulį taške A apgaubsime paviršiumi Σ , žiūr. pav. 1. Pagal Hiuigenso-Frenelio principą, kiekvieną tašką ant šio paviršiaus galima nagrinėti kaip antrinių bangų spinduliavimo tašką, o laukas taške B bus vektorinė suma visų šių taškų. Kiekvienas šių taškų turi savo kryptingumo diagramą, o jos spinduliavimo maksimumas sutampa su paviršiaus normale taške Σ .

Panagrinėsime labiau akivaizdų pavyzdį kaip taške B formuojamas laukas, tai radijo bangų difrakcija pro apvalią angą begaliniame metaliniame ekrane, žiūr. pav.2. Įsivaizduokime, kad paviršius Σ apgaubiantis spindulį A praeina pro ekraną.

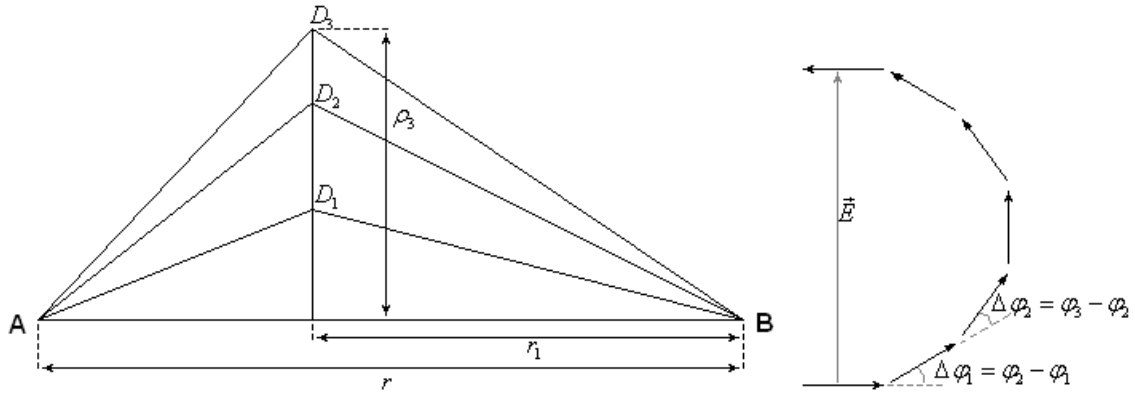


pav.2 difrakcija pro metalinio ekrano angą

Tegul elektrinio lauko stiprumas mažėja atvirkščiai proporcingai atstumui, todėl antriniai spinduliavimo taškai, be galo nutolę nuo ašies AB nedarys įtakos į lauko formavimąsi taške B, pagrindinę įtaką darys taškai esantys arti tiesės AB.

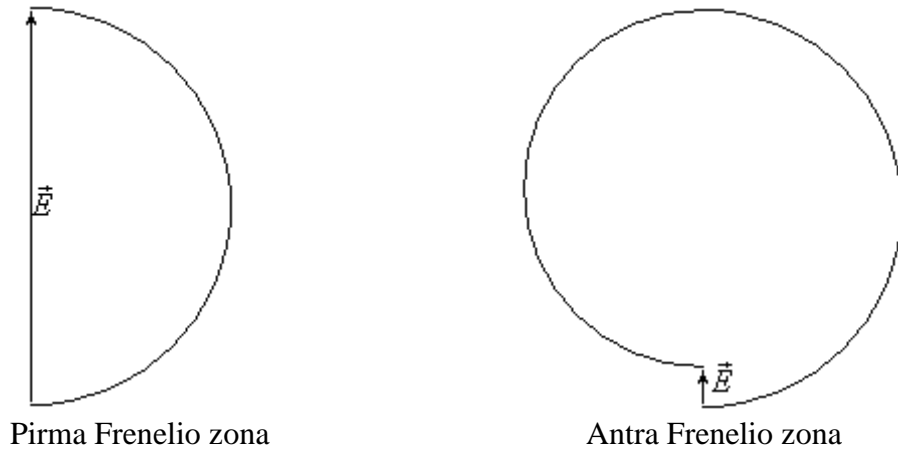
Jei ekrane skylės nebus, tai elektrinis laukas taške B bus lygus nuliui. Ekrane padarome apvalią ertmę, kurios plotas $\Delta\Sigma$ ir spindulys $\rho = \sqrt{\pi \cdot \Delta\Sigma}$. Dėl antrinių šaltinių išspinduliavimo, esančių ant paviršiaus $\Delta\Sigma$, taške B atsiras tam tikras lauko stiprumas $\Delta\vec{E}_1$, kurio modulis $|\Delta\vec{E}_1|$ ir fazė φ_1 . Padidinus ertmės plotą iki $2\Delta\Sigma$, dėl antrinių šaltinių esančių ant antro žiedo $2\Delta\Sigma$, taške B atsiras nauja lauko stiprumo $\Delta\vec{E}_2$ dedamoji, modulis $|\Delta\vec{E}_2|$ ir fazė φ_2 arba $\Delta\varphi_1 = \varphi_2 - \varphi_1$. Akivaizdu, kad $\varphi_2 > \varphi_1$. Plotą padidinus iki $3\Delta\Sigma$ gausime lauko stiprumą $\Delta\vec{E}_3$, kurio modulis $|\Delta\vec{E}_3|$ ir fazė φ_3 arba $\Delta\varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_2$.

Galiausiai gauname vektorinę diagramą pavaizduota pav. 3.



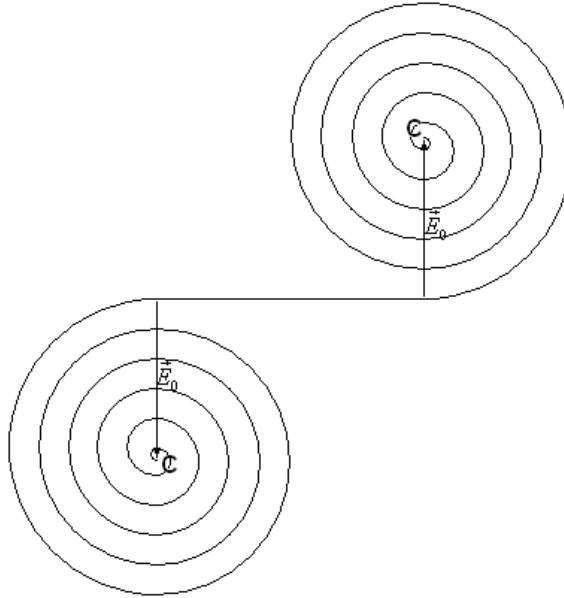
Pav. 3 Spinduliavimo pro ekraną schema, elektrinio lauko diagrama

Esant dar didesnei ertmei, antriniai spinduliavimo šaltiniai jau turės priešingą fazę, nei signalo atėjusio tiesia linija iš taško A, t.y. $ADB - AB = \frac{\lambda}{2}$. Ertmė, kuriai esant išpildoma ši sąlyga vadinama pirmąja Frenelio zona. Atstojamasis lauko stiprumas taške B gaunamas pats didžiausias. Didinat ertmę laukas taške B pradeda mažėti, nes antrinių spinduliavimo šaltinių laukų fazės bus priešingų ženklų. Kai $ADB - AB = \lambda$ - gauname antrą Frenelio zoną, žiūr. Pav.4.



Pav. 4 Elektrinio lauko diagramos

Taip didinant ertmę gauname spiralę. Atstojamasis laukas turės osciliuojantį charakterį. Spirale, vadinama dar Korniu spirale užsisuka apie tašką C. Vektorius \vec{E}_0 sujungiantis spiralės pradžių su tašku C lygus laukui be ekrano, žiūr. Pav. 5.



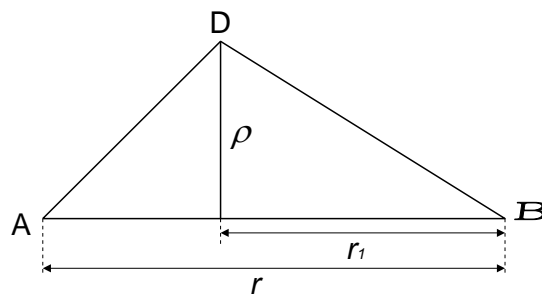
Pav. 5. Elektrinio lauko diagrama, Kornijų spiralė

Užrašysime minimumų ir maksimumų sąlyga priėmimo taške B:

$$ADB - AB = n \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

kai: n – nelyginis gaunami maksimumai,
 n – lyginis - minimumai.

Ši sąlyga nustato Frenelio zonas.



Pav. 6 Spinduliavimo pro metalinį ekraną schema

Nustatysime Frenelio zonų radiusus. Iš 6 pav. Randame ADB.

$$ADB = \sqrt{\rho_n^2 + r_1^2} + \sqrt{\rho_n^2 + (r - r_1)^2} \quad (2)$$

Išstatome (2) lygtį į (1) ir įskaitome, kad $AB = r$, gauname:

$$\sqrt{\rho_n^2 + r_1^2} + \sqrt{\rho_n^2 + (r - r_1)^2} - r = n \frac{\lambda}{2} . \quad (3)$$

Praktikoje visada $r \gg \lambda$ ir $r_1 \gg \lambda$, todėl šaknis skleidžiame eilutėm, paliekant tik pirmuosius du narius. Panariui pertvarkome taip, iškelę r_1 ir $(r-r_1)$ iš šaknies:

$$(I n.) \quad \sqrt{\rho_n^2 + r_1^2} = r_1 \sqrt{1 + \frac{\rho_n^2}{r_1^2}} = r_1 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_n}{r_1} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\rho_n}{r_1} \right)^4 + \dots \right] = r_1 + \frac{1}{2} \frac{\rho_n^2}{r_1};$$

(II n.)

$$\sqrt{\rho_n^2 + (r-r_1)^2} = (r-r_1) \sqrt{1 + \frac{\rho_n^2}{(r-r_1)^2}} = (r-r_1) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_n}{r-r_1} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\rho_n}{r-r_1} \right)^4 + \dots \right] = (r-r_1) + \frac{1}{2} \frac{\rho_n^2}{(r-r_1)}$$

Šiuos reiškinius įstatome į (3) lygtį ir gauname:

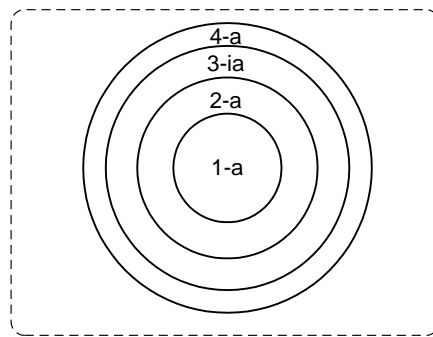
$$\begin{aligned} r_1 + \frac{1}{2} \frac{\rho_n^2}{r_1} + r - r_1 + \frac{1}{2} \frac{\rho_n^2}{(r-r_1)} - r &= n \frac{\lambda}{2}; \\ \rho_n^2 \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r-r_1} \right) &= n\lambda; \\ \rho_n^2 \left(\frac{r-r_1+r_1}{r_1(r-r_1)} \right) &= n\lambda; \\ \rho_n &= \sqrt{\frac{n\lambda r_1(r-r_1)}{r}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Tokiu būdu 1-oji Frenelio zona ekrano plokštumoje bus apskritimas, kurio radiusas:

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{\lambda r_1(r-r_1)}{r}} \quad (5)$$

Visų zonų plotai ekrano plokštumoje yra vienodi.

$$\Delta \Sigma_F = \frac{n\lambda r_1(r-r_1)}{r} \quad (6)$$



Pav.7 Frenelio zonos ekrano plokštumoje

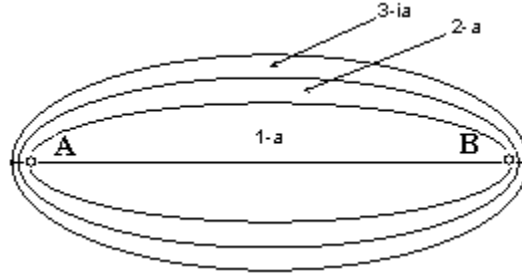
Kai $r \rightarrow \infty$, o r_1 – baigtinis,

$$\rho_n \rightarrow \sqrt{n\lambda r_1}, \quad (1.2.7)$$

$$\Delta \Sigma_F \rightarrow n\lambda r_1. \quad (1.2.8)$$

Kai $r \rightarrow \infty$, gauname taip vadinamą Fraunhoferio difrakciją – plokščios bangos difrakciją pro ekraną su kiauryme.

Keičiant r , pagal formulę (4) Frenelio zonų radiusai ρ_n kis, ir brėžinio plokštumoje gausime elipsoidus su židiniais taške A ir taške B, žiūr. Pav. 8.

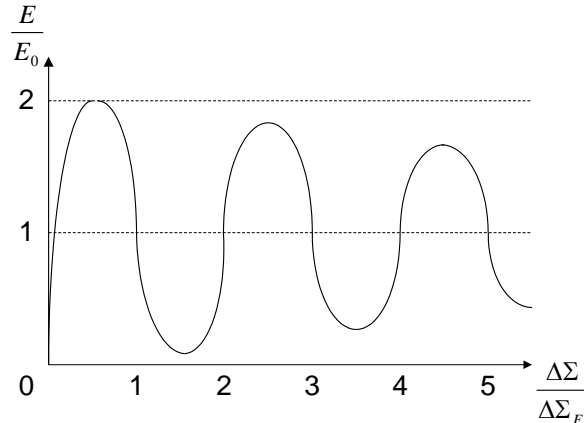


Pav. 8 Elipsės, atitinkančios Frenelio zonas

16. Pagrindinės (arba pakankamosios) ir minimaliosios zonų nustatymas

Elektrinio lauko osciliacijas, atsirandančias didėjant kiaurymės plotui ekrane, vaizduoja vektorinė diagrama pav. 5, pateiksime lauko osciliacijas labiau vaizdingiau, t.y.

atvaizduosime E/E_0 santykį atžvilgių kiaurymės santykinio ploto $\frac{\Delta\Sigma}{\Delta\Sigma_F}$, žiūr. Pav. 1.



Pav.1 santykio E/E_0 priklausomybė nuo santykinio ekrano angos pločio $\Delta\Sigma/\Delta\Sigma_F$.

čia: E_0 – elektrinio lauko stiprumas be ekrano,

E – elektrinio lauko stiprumas su ekranu, kai kiaurymės plotas $\Delta\Sigma$,

$\Delta\Sigma_F$ – kiaurymės plotas, esant Frenelio 1-oji zona.

Laukas turi osciliuojantį charakterį, kuris mažėja didėjant santykiui $\frac{\Delta\Sigma}{\Delta\Sigma_F}$.

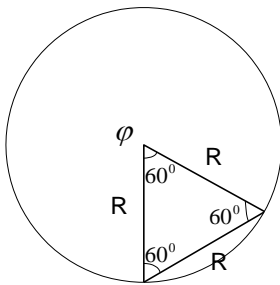
Tai paaiškinama tuo, kad didėjant plotui, mažėja įtaka toliau esančių antrinių šaltinių ($E \sim 1/r$).

Kai $\frac{\Delta\Sigma}{\Delta\Sigma_F} = 8 \div 12$, osciliacijų amplitudė siekia ne daugiau 20%. Tokio ploto kiaurymė ir vadinama **pakankamoja zona** ekrano plokštumoje. Šios zonos radiusas:

$$\rho_p = \sqrt{(8 \div 12) \frac{\lambda r_1 (r - r_1)}{r}}. \quad (1)$$

Minimali zona ekrano plokštumoje nustatoma iš sąlygos $\frac{E}{E_0} = 1$.

Kadangi pirmoji spiralė vektorinėje diagramoje yra beveik apskritimas, tai:

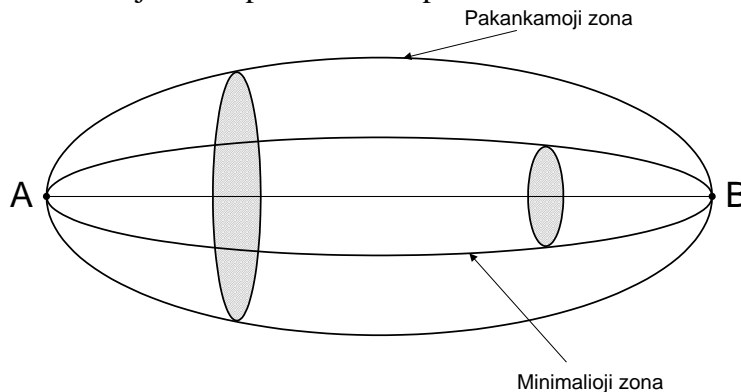


$$\varphi = 60^\circ = \frac{\pi}{3}, \quad \text{t.y.} \quad \frac{\Delta\Sigma}{\Delta\Sigma_F} = \frac{1}{3},$$

Todėl
$$\rho_{\min} = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{\lambda r_1 (r - r_1)}{r}}. \quad (2)$$

Tai atitinka
$$ADB - AB = \frac{\lambda}{6}, \quad (\text{žiūr. pav. 14. 6}).$$

Pakankamoji ir minimalioji zonos pavaizduotos pav. 2.



Pav. 2 Pakankamoji ir minimalioji zonos bangai sklindant laisvoje vienalytėje erdvėje

Kai $\lambda \rightarrow 0$, gauname tieses, tai jau geometrinė optika.

17. Radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje

Laisvoje erdvėje sklindančios radijo bangos lauko amplitudė mažėja tik dėl to, kad bangos fronto sferiškai plečiasi, o bangos fazė kinta, keičiantis nueitam atstumui.

Realiose sąlygose radijo bangų sklidimas iš esmės skiriasi nuo bangų sklidimo laisvoje erdvėje, dėl to, kad egzistuoja skiriamoji riba: žemė-atmosfera, dėl to, kad egzistuoja atmosferos ir žemės paviršiaus elektrodinaminių parametrų nehomogeniškumai. Realiose sąlygose elektromagnetinio lauko amplitudė gali mažėti ne tik dėl sferinio bangos fronto augimo, bet ir dėl elektromagnetinės bangos absorbcijos atmosferoje, (jonosferoje) žemės paviršiuje, dėl bangų interferencijos, sąlygotos atspindžių nuo įvairių skiriamųjų ribų. Lygiai taip pat ir radijo bangos fazės kitimas gali turėti sudėtingesnį charakterį.

Tam, kad įskaityti žemės paviršiaus įtaką, įvairius atmosferos nehomogeniškumus į radijo bangos sklidimą, įvedamas laisvos erdvės silpimo koeficientas V arba tiesiog silpimo koeficientas. Taigi V - tai santykis elektrinio lauko stiprumo E , atstume r nuo perdavimo antenos, kai banga sklinda realiomis sąlygomis ir elektrinio lauko E_0 , tame pačiame taške, t.y. esant tam pačiam atstumui r , kai banga sklinda laisvojoje erdvėje:

$$V = \frac{\bar{E}}{\bar{E}_0} = |V| e^{iarcV} \quad (1)$$

Koeficientas V priklauso nuo daugelio faktorių: atstumo, antenų aukščių, bangos ilgio ir poliarizacijos, trasos reljefo, atmosferos struktūros ir kitų faktorių.

Tada elektrinio lauko stiprumas bendru atveju bus lygus:

$$\bar{E} = |\bar{E}_0| |V| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r + arcV} \quad (2)$$

kur: $|E_0| = \frac{\sqrt{30PG\zeta}}{r}$, ζ - anteninių kabelių nuostolių koeficientas.

Daugeliu atveju koeficientas modulis $V \leq 1$, bet kartais, esant tam tikroms interferencijos sąlygoms $V \geq 1$.

Tada ir Frisso perdavimo formules, kaip pav. 13.3 reikia atitinkamai modifikuoti:

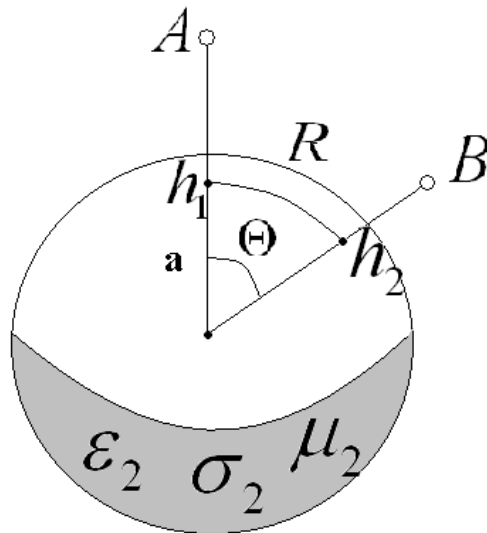
$$P_2 = |\bar{S}| S_{Am2} \zeta_2 = \frac{P_1 G_1 \xi_1 G_2 \xi_2 \lambda^2}{16\pi^2 r^2} |V|^2 \quad (3)$$

18. Žemės paviršiaus įtaka radijo bangų sklidimui vienalytėje atmosferoje

Laikome, kad radijo bangų difrakcija vyksta apie apvalų lygų sferinį žemės paviršių, esant vienalyčiai atmosferai, t.y. laikoma, kad ϵ_{oro} ir μ_{oro} visur vienodas, o laidumas $\sigma = 0$.

Pirmą kartą toks uždavinys buvo spręstas dar 1918 m., kai Vatsonas gavo skaitines išraiškas. V. A. Fokas 1945-1948 m. gavo difrakcinius sprendinius tinkamus skaitmeninei analizei.

Sąlyga, kad žemės atmosfera yra vienalytė yra didelė idealizacija, kadangi atmosferos vienalytiškumas gali gana žymiai keisti bangų sklaidimą išilgai žemės paviršiaus. Bet ateityje bus galima įsivesti atitinkamas pataisas, kurios įvertins atmosferos nevienalytiškumą.



Pav.1 Iliustracija matematiniam modeliui dėl radijo bangų sklaidimo virš apvalaus žemės paviršiaus aprašyti

Žemės ir jos paviršiaus parametrai: $\epsilon_2, \sigma_2, \mu_2 = 1, a = 6370km$, čia: a - žemės rutulio spindulys.

Atmosferos parametrai: $\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1 = 0$.

Perdavimo antena A patalpinta aukštyje h_1 virš žemės paviršiaus. Reikia nustatyti lauko stiprumą B punkte, kuris yra virš žemės paviršiaus aukštyje h_2 ir atstume $R = a\Theta$ nuo perdavimo taško, R skaičiuojama pagal sferos lanką, žiūr. pav. 1.

Perdavimo antena gali būti vertikalus arba horizontalus elektrinis dipolis. Pirmu atveju turėsime difrakciją vertikalios poliarizacijos radijo bangų. Antru atveju – horizontalios poliarizacijos. Tokia aproksimacija tinka, kai atstumas yra daug didesnis už antenos matmenys, o kryptingumas ir antenos stiprinimas gali būti įskaityti daugikliais, lygiai kaip ir nagrinėjant bangų sklidimą laisvoje erdvėje.

Išėities lygtis – Maksvelo. Priklausomybė nuo laiko – harmoninė funkcija $e^{i\omega t}$

$$\text{rot } \vec{H} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon' \vec{E} \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = i\omega\mu_0 \vec{H} \quad (2)$$

Ir kitos lygtys: $\text{div } \vec{E} = 0$ ir $\text{div } \vec{H} = 0$,

išpildomos tapačiai, kadangi $\text{div rot } E = 0$ ir $\text{div}(rot H) = 0$;

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega} = \varepsilon + i60\sigma\lambda, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \quad (3)$$

sferinėje koordinatų sistemoje vektoriaus rotorius skaičiuojamas taip:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{A} = & \left\{ \frac{1}{\rho \sin \Theta} \left[\frac{\partial A_\Theta}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial \Theta} (A_\varphi \sin \Theta) \right] \right\} \vec{e}_s + \left\{ \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial A_\rho}{\partial \Theta} - \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\Theta) \right] \right\} \vec{e}_\varphi + \\ & + \left\{ \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\varphi) - \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial A_\rho}{\partial \varphi} \right] \right\} \vec{e}_\Theta \end{aligned} \quad (4)$$

Pradėsime nagrinėti nuo vertikalaus elektrinio dipolio. Toks spinduolis priėmimo lauke sukuria tik E_r , E_Θ ir H_φ . Dėl laukų simetrijos atžvilgio spinduolio ašies: $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$.

Iš pirmosios Maksvelo lygties:

$$-\frac{1}{\rho \sin \Theta} \left[\frac{\partial}{\partial \Theta} (H_\varphi \sin \Theta) \right] \vec{e}_\rho + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\varphi) \right] \vec{e}_\Theta = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon' (\vec{E}_\rho \vec{e}_\rho + \vec{E}_\Theta \vec{e}_\Theta)$$

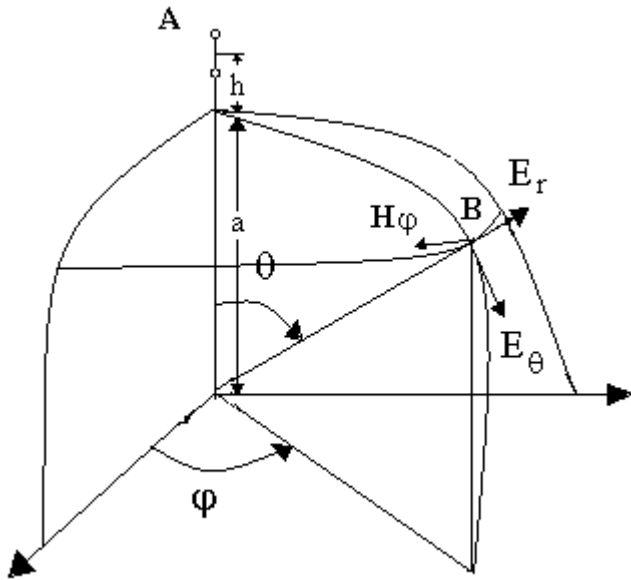
$$E_\rho = -\frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} (H_\varphi \sin \Theta) \quad (5)$$

$$E_\Theta = \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} \frac{\partial}{\partial \Theta} (\rho H_\varphi) \quad (6)$$

Iš 2 Maksvelo lygties:

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial E_\rho}{\partial \Theta} - \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\Theta) \right] \vec{e}_\varphi = i \omega \mu_0 H_\varphi \vec{e}_\varphi$$

$$H_\varphi = -\frac{i}{\omega \mu_0 \rho} \left[\frac{\partial E_\rho}{\partial \Theta} - \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\Theta) \right] \quad (7)$$



Pav.2 Spinduliuojantis vertikalus elektrinis dipolis virš apvalaus žemės paviršiaus.

kai $\varepsilon' = 1$ - turime laukų sąryšius ore, kai $\varepsilon' = \varepsilon'_r$ - laukų sąryšiai žemėje.

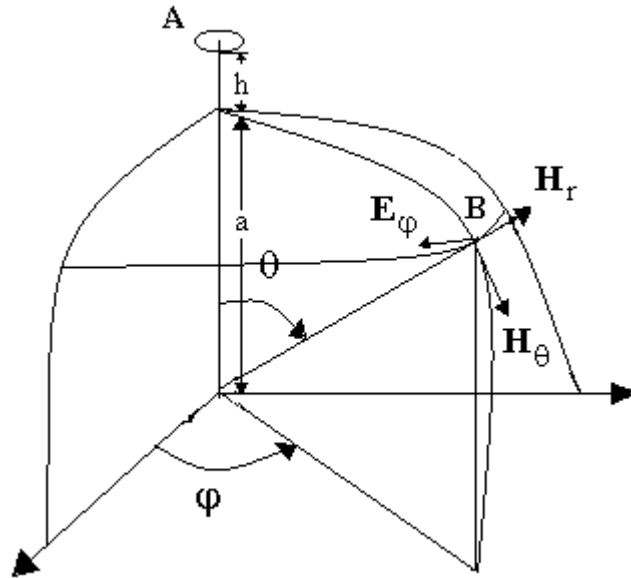
Laukai apibrėžti sąryšiais (5 – 7) skiriamojame riboje oras – žemė turi tenkinti kraštinės sąlygas, kad tangentinės elektrinio ir magnetinio lauko komponentės lygios, t.y.:

$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$, $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$, kai: $|\varepsilon'_r| \gg 1$ išpildomos apytikslės Ščiukino-Leontovičiaus kraštinės sąlygos:

$$\frac{E_\tau}{H_\tau} = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon'_r}} \quad (8)$$

kur ε'_r - žemės kompleksinė skvarba, o $\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon'_r}}$ - žemės paviršiaus impedansas.

Tegul turime kilpą arba vertikalus magnetinį dipolį, kai pavaizduota pav. 3.



Pav.3 Spinduliuojantis vertikalus magnetinis dipolis virš apvalaus žemės paviršiaus.

Tada turime tokias elektromagnetinių laukų komponentes:

$H_\rho, H_\Theta, H_\varphi$, dėl simetrijos dipolio ašies atžvilgiu $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$. Iš (4) ir (12) lygčių

gauname:

$$H_\rho = \frac{i}{\omega \mu_0 \rho \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (E_\varphi \sin \Theta) \quad (9)$$

$$H_\Theta = -\frac{i}{\omega \mu_0 \rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\varphi) \quad (10)$$

$$H_\varphi = \frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_r \rho} \left[\frac{\partial H_\rho}{\partial \Theta} - \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\Theta) \right] \quad (11)$$

Išraiškas (5) ir (6) įstatome į (7):

$$\begin{aligned}
H_\varphi = & -\frac{i}{\omega\mu\rho} \left[\frac{\partial}{\partial\Theta} \left(-\frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho \sin\Theta} \frac{\partial}{\partial\Theta} (H_\varphi \sin\Theta) \right) - \frac{\partial}{\partial\rho} \left(\frac{i\rho}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} \frac{\partial}{\partial\rho} (\rho H_\varphi) \right) \right] \\
& - \omega\mu_0\rho H_\varphi = \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} \left[\frac{\partial}{\partial\Theta} \left(\frac{1}{\sin\Theta} \frac{\partial}{\partial\Theta} (H_\varphi \sin\Theta) \right) + \rho \frac{\partial^2}{\partial\rho^2} (\rho H_\varphi) \right] \\
& - \omega^2\varepsilon_0\varepsilon'\mu_0\rho^2 H_\varphi = \frac{\partial}{\partial\Theta} \left(\frac{1}{\sin\Theta} \frac{\partial}{\partial\Theta} (H_\varphi \sin\Theta) \right) + \rho \frac{\partial^2}{\partial\rho^2} (\rho H_\varphi),
\end{aligned}$$

Taigi gauname diferencialinę lygtį H_φ magnetinio lauko komponentei:

$$\frac{\partial}{\partial\Theta} \left(\frac{1}{\sin\Theta} \frac{\partial}{\partial\Theta} (H_\varphi \sin\Theta) \right) + \rho \frac{\partial^2}{\partial\rho^2} (\rho H_\varphi) + \frac{\omega^2}{c^2} (\rho H_\varphi) = 0 \quad (12)$$

$$\text{čia: } c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} .$$

Lygtis (12) vadinama Helmholtco banginė lygtimi.

Kraštinė sąlyga 8 bus išpildyta, kai laikome, kad : $E_\tau = E_\Theta$ ir $H_\tau = H_\varphi$, o E_Θ

išraiška pateikta 6 lygtyje. Tada išdiferencijavę, gauname:

$$E_\Theta = \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} \frac{\partial}{\partial\rho} (\rho H_\varphi) = \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'} \frac{\partial H_\varphi}{\partial\rho} + \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} H_\varphi . \quad (13)$$

Pagal Ščiukino- Leontovičiaus sąlygą turime:

$$E_\Theta = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon'_r}} H_\varphi .$$

Įstatome šią elektrinio lauko išraišką į 13 lygtį:

$$\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon'_r}} H_\varphi + \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'\rho} H_\varphi + \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon'} \frac{\partial}{\partial\rho} (H_\varphi) = 0 \quad (14)$$

Riboje, kai $\rho = a$, padauginę abi lygties puses iš $\frac{a\omega\varepsilon_0}{i}$ gauname, kad magnetinio lauko komponentė H_φ riboje turi tenkinti tokią kraštinę sąlygą:

$$\left(1 - i \frac{\omega a}{c\sqrt{\varepsilon'_r}} \right) H_\varphi + a \frac{\partial H_\varphi}{\partial\rho} = 0 \quad (15)$$

Analogiškai iš lygčių 9, 10 ir 11 gausime ir vertikaliai magnetiniam dipoliui banginę lygtį:

$$\frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} (E_\varphi \sin \Theta) \right) + \rho \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} (\rho E_\varphi) + \frac{\omega^2}{c^2} \rho^2 E_\varphi = 0 \quad (16)$$

E_φ turi tenkinti (8) kraštines sąlygas:

$$\left(1 - i \frac{\omega a \sqrt{\epsilon_r'}}{c} \right) E_\varphi + a \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho} = 0 \quad (17)$$

Matome, kad tiek vertikaliai, tiek ir horizontaliai poliarizacijai banginės lygtys 14 ir 16 yra vienodos savo forma, tik skiriasi kraštinės sąlygos 15 ir 17. Todėl galima perrašyti šias lytis viena, su skirtingomis kraštinėmis sąlygomis:

$$\frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} (A_\varphi \sin \Theta) \right] + \rho \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} (\rho A_\varphi) + \frac{\omega^2}{c^2} \rho^2 A_\varphi = 0 \quad (18)$$

$A_\varphi = H_\varphi$ - vertikaliai elektriniam dipoliui, taikant kraštinę sąlygą 14.

$A_\varphi = E_\varphi$ - Vertikaliai magnetiniam dipoliui taikant kraštinę sąlygą 16.

Ši lygtis yra tiksli, toliau darome prielaidas: bangos sklidimo ilgis R yra daug mažesnis už žemės radiusą a , t.y. $R \ll a$, o tai reiškia, kad: $\theta \ll \pi/2$, tada: $\sin \theta \approx \theta$.

Įvedame lauko silpimo koeficientą V tokiu būdu:

$$A_\varphi = C_\varphi \frac{e^{ikR}}{R} V \quad (19)$$

čia: $R = a\theta$, $k = 2\pi/\lambda$. C_φ - konstanta, kuri nepriklauso nuo kampo θ ir ρ , kurią apsprendžia tik spinduliavimo galingumas. Kompleksinis dydis V įskaito bangos amplitudės ir fazės pokytį bangai sklindant pagal žemės paviršių atstumu R , palyginus su bangos sklidimu laisvoje erdvėje tuo pačiu atstumu R . Įstačius sąryšį 19 į 17 ir laikant, kad $\sin \theta \approx \theta$ gauname:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \Theta^2} + \left(i \frac{4\pi}{\lambda} a - \frac{1}{\Theta} \right) \frac{\partial V}{\partial \Theta} - i \frac{2\pi}{\lambda \Theta} V + \rho^2 \frac{\partial^2 V}{\partial \rho^2} + 2\rho \frac{\partial V}{\partial \rho} + \frac{4\pi^2}{\lambda} (\rho^2 - a^2) V = 0 \quad (20)$$

Įvedus bedimensinius dydžius x , y :

$$x = \frac{a\Theta}{R'} = \frac{R}{R'} \quad R' = \sqrt[3]{\frac{a^2 \lambda}{\pi}} \quad (21)$$

$$y = \frac{\rho - a}{h'} = \frac{h}{h'} \quad h' = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{a\lambda^2}{\pi^2}} \quad (22)$$

$$m_0 = \sqrt[3]{\frac{\pi a}{\lambda}} \quad (23)$$

Taigi lygtyje 20 pereiname nuo kintamųjų θ, φ prie x, y, m . pertvarkę lygtį gauname:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4m_0^2} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \left(i - \frac{1}{4m_0^2 x} \right) \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{i}{2x} V + \left(1 + \frac{y}{2m_0^2} \right) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \\ + \frac{1}{m_0^2} \left(1 + \frac{y}{2m_0^2} \right) \frac{\partial V}{\partial y} + y \left(1 + \frac{y}{4m_0^2} \right) V = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

Darome prielaidą, kad antenos aukštis daug mažesnis už žemės spindulį, t.y. $h \ll a$ ir $y \ll 2m_0^2$, ir atstumas tarp dviejų nagrinėjamų taškų R daug didesnis už bangos ilgį, t.y. $R \gg \lambda$ ir $x \gg \frac{1}{4} m_0^2$. Todėl šioje lygtyje atmetame narius su $\frac{1}{m_0^2} \ll 1$. Po to lieka tik:

$$i \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{i}{2x} V + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + yV = 0 \quad (25)$$

Taikom kintamųjų atskyrimo metodą, laikom, kad:

$$V = X(x)f(y) \quad (26)$$

Atskiriame narius priklausančius tik nuo x ir tik nuo y ir prilyginame juos konstantai $-t$, gauname:

$$-\frac{i}{X} \frac{dX}{dx} + \frac{i}{2x} = \frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dy^2} + y = t \quad (27)$$

Iš šios lygties gauname:

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dx} - \left(it - \frac{1}{2x} \right) X = 0 \\ \frac{d^2 f}{dy^2} + (y - t)f = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

Pirmosios lygties sprendinys yra toks:

$$X(x) = \sqrt{x}e^{ix} \quad (29)$$

Antroji lygtis turi du sprendinius Eiri funkcijų pavidale:

$$\begin{aligned} f_1(y) &= \omega_1(t-y) \\ f_2(y) &= \omega_2(t-y) \end{aligned} \quad (30)$$

Tam, kad būtų tenkinama spinduliavimo sąlyga, turi būti imama išeinanti banga, tai tokia banga, kuriai sklindant nuo šaltinio didėja fazė. Eiri funkcijų asimptotika duoda tokias jų vertes:

$$\begin{aligned} w_1(t-y) &= \frac{e^{\frac{i\pi}{4}}}{\sqrt[4]{y-t}} e^{i\frac{2}{3}(y-t)^{\frac{3}{2}}} \\ w_2(t-y) &= \frac{e^{-\frac{i\pi}{4}}}{\sqrt[4]{y-t}} e^{-i\frac{2}{3}(y-t)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \quad (31)$$

Išeinanti banga bus $w_1(t-y)$, todėl antrą funkciją $w_2(t-y)$ atmetame, kaip neturinčią fizikinės prasmės.

Taigi lygties 25 atskyras sprendinys, kuris tenkina išspinduliavimo sąlygą bus toks:

$$V = C\sqrt{x}e^{ix}w_1(t-y) \quad (32)$$

Čia C- konstanta.

Konstantos t reikšmė randama iš kraštinių sąlygų 14 vertikalios poliarizacijos bangai arba 16 horizontalios poliarizacijos bangai.

Reikšmę V įstatome į 18 išraišką ir randame A_φ , kurią statome į kraštinių sąlygų lygtį 14 arba 16, kurios pildosi kai t priima diskretines reikšmes t_s , kurios yra tokios charakteringosios lygties šaknis:

$$w_1'(t_s) - qw_1(t_s) = 0 \quad (33)$$

Čia: s- šaknies numeris, $w_1'(t-y)$ Eiri funkcijos išvestinė,

$$q = \frac{im_0}{\sqrt{\varepsilon'}} = i^3 \sqrt{\frac{\pi a}{\lambda}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_z + i60\sigma_z \lambda}} \quad (34)$$

esant vertikaliai bangos poliarizacijai ir

$$q = im_0 \sqrt{\varepsilon'} = i^3 \sqrt{\frac{\pi a}{\lambda}} \sqrt{\varepsilon_z + i60\sigma_z \lambda} \quad (35)$$

esant horizontaliai bangos poliarizacijai.

Taigi atskyras 24 lygties sprendinys, tenkinantis spinduliavimo bei kraštines sąlygas bus toks:

$$V = C_s \sqrt{x} e^{it_s x} \omega_1(t - y) \quad (36)$$

čia: C_s – nežinoma konstanta. Tada bendras 24 lygties sprendinys bus toks:

$$V = \sqrt{x} \sum_{s=1}^{\infty} C_s e^{it_s x} \omega_1(t_s - y) \quad (37)$$

Konstanta C_s randama iš sąlygos, kad laukui arti spinduliavimo šaltinio, kai žemės paviršių galima laikyti plokščiu, bet kai dar išpildoma sąlyga $R > \lambda$, taikomos interferencinės formulės, t.y. laukas kokiame tai taške yra lygus sumai tiesioginės ir atsispindėjusios bangų ir V aprašomas paprasta interferencine formule 18.1.9. Šios konstantos nustatymas yra atskyras uždavinys, čia pateiksime tik galutinę jos išraišką:

$$C_s = \frac{2\pi\omega_1(t_s - y_1) e^{\frac{i\pi}{4}}}{(t_s - q^2)\omega_1^2(t_s)} C_s \sqrt{x} e^{it_s x} \omega_1(t - y) \quad (38)$$

Čia: y_1 – spinduliavimo antenos bedimensinis aukštis, q - apibrėžiamas formulėmis 34 arba 35 priklausomai nuo bangos poliarizacijos.

Išstatė 38 lygtį į 37 gauname galutinę silpimo koeficiento išraišką kai radijo banga sklinda virš lygaus apvalaus žemės paviršiaus, esant vienalytei atmosferai:

$$V(x, y_1, y, q) = e^{\frac{i\pi}{4}} 2\sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{it_s x} \omega_1(t_s - y_1) \omega_1(t_s - y)}{(t_s - q^2)\omega_1^2(t_s)} \quad (39)$$

Šis daugiklis nusako arba magnetinio lauko dedamąją H_ϕ vertikaliai elektriniam dipoliui, arba E_ϕ vertikaliai magnetiniam dipoliui. Pirmu atveju reikia taikyti formulę 34, antru atveju - 35. Turint omeny elektrinio lauko išraišką laisvoje erdvėje 12.6 ir

sulyginę su 18.19 randame konstantą C_φ , kuri lygi $\sqrt{30P}$ ir užrašome laukų 5,6 ir 9,10 išraiškas, vertikaliam elektriniam dipoliui:

$$H_\varphi = \frac{\sqrt{30P}}{120\pi R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} V(x, y_1, y, q) \quad (40)$$

$$E_\rho = -\frac{\sqrt{30P}}{R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} V(x, y_1, y, q) \quad (41)$$

$$E_\theta = -\frac{i\sqrt{30P}}{m_0 R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} \frac{\partial}{\partial y} V(x, y_1, y, q) \quad (42)$$

čia: P- išspinduliuojama galia.

Magnetiniam vertikaliam dipoliui:

$$E_\varphi = \frac{\sqrt{30P}}{R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} V(x, y_1, y, q) \quad (43)$$

$$H_\rho = \frac{\sqrt{30P}}{120\pi R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} V(x, y_1, y, q) \quad (44)$$

$$H_\theta = \frac{i\sqrt{30P}}{m_0 120\pi R} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}} \frac{\partial}{\partial y} V(x, y_1, y, q) \quad (45)$$

Atsižvelgę į tai, kad komponentių E_θ , H_θ vardikliuose yra narys m_0 , reiškia

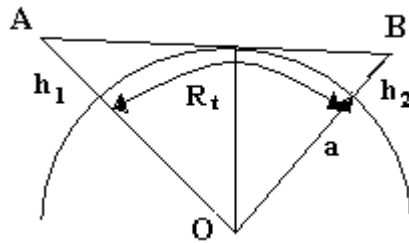
kad: $|E_\theta| \ll |E_\rho|$ ir $|H_\theta| \ll |H_\rho|$ ir į jas galima neatsižvelgti, taigi

turime tokias pačias laukų komponentės tokios pat kaip ir vertikalios elektrinio arba magnetinio dipolio.

Eiri funkcijų tikrinės vertės priklauso nuo parametro q , kai nagrinėjame horizontalios poliarizacijos bangą, žiūr. formulę 35, $|q| \gg 1$ visame radijo bangų diapazone, esant bet kokiems žemės parametrams ϵ ir σ , vertikaliam bangos poliarizacijai q gali kisti plačiose ribose, žiūr. formulę 34, esant ilgomis bangos ir dideliems ϵ ir σ , modulis q yra labai mažas ir atvirkščiai. Parodyta, kad kai $|q| \gg 30$, galima laikyti, kad $|q| \approx \infty$ ir kad, kai $|q| \ll 0.5$ ($|q| \approx 0$), Eiri tikrinių funkcijų sprendiniai tokioms vertėms yra žinomi ir turi palyginus paprastas išraiškas. Tarpinėms q vertėms reikia ieškoti 39 lygties tikrinių verčių.

Panagrinėsime parametro x įtaką 39 lygčiai, t.y. nuotolio tarp siųstuvo ir imtuvo įtaka. Sandauga $\text{Im } t_{s,x}$ nusako s-osios bangos amplitudę ir nustatant V

reikia turėti eilutėje kuo daugiau narių kuo mažesnis x . Kriterijumi galėtų būti laikomas tiesioginio matomumo atstumas R_t . Kadangi visada $h_1, h_2 \ll a$, tada atstumą tarp taškų A ir B pagal lanką, galime prilyginti atstumui tiese AB. Iš paprastų geometrinių samprotavimų seka, kad: , žiūr.pav. 3:



Pav.3 Tiesioginio matomumo ribos nustatymui

$$R_t = \sqrt{(a+h_1)^2 - a^2} + \sqrt{(a+h_2)^2 - a^2} \quad (46)$$

Išnaudoję sąlygą, kad $h_1 \ll a$ ir $h_2 \ll a$, gauname:

$$R_t = \sqrt{2a}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (47)$$

Išskaitę, kad a lygus 6370 km, gauname formulę, kurioje h_1, h_2 išreikšti metrais:

$$R_t = 3.57(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (48)$$

Taigi turime apibrėžtas tris zonas:

$R < R_t$ – tiesioginio matomumo zona,

$R > R_t$ – šešėlio zona,

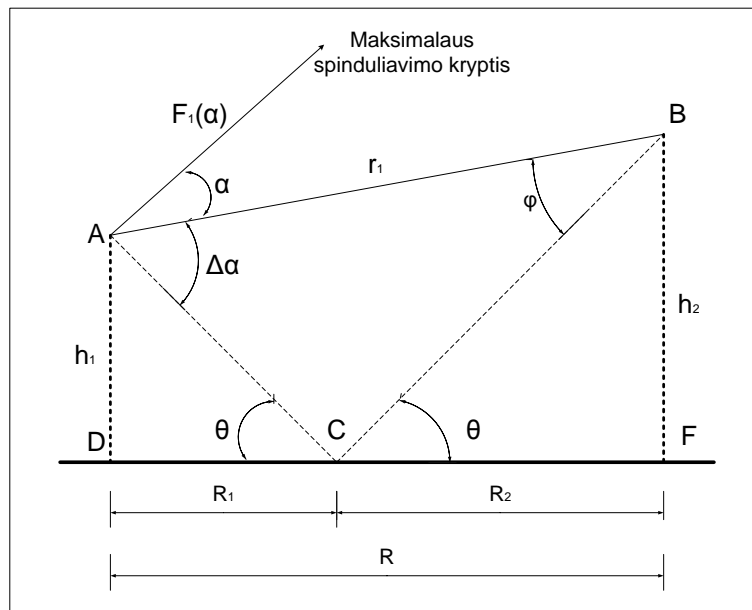
$R \approx R_t$ – pusšešėlio zona.

Esant tiesioginio matomumo zonai, laukai aprašomi interferencinėmis formulėmis, šešėlio zonoje, pagal formulę 39, imant tik pirmus eilutės narius ir pusšešėlio zonoje pagal 39 formulę, imant tiek narių, kiek užtikrina reikiamą tikslumą.

19. Radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje virš plokščiojo paviršiaus

19.1 Silpimo koeficientas tiesioginio matomumo zonoje

Laikome, kad atstumas tarp siųstuvo ir imtuvo yra toks mažas, kad žemę galima nesiskaityti su žemės kreivumu ir ją laikyti plokščia, žiūr. pav.1.



Pav.1 Radijo bangų sklidimo trajektorijos plokščios žemės atveju

Tegul siųstuvo antenos stiprinimo koeficientas yra lygus G_1 , jos elektrinio lauko normuota spinduliavimo diagrama vertikaloje plokštumoje $-F_1(\alpha)$, antena pakelta į aukštį h_1 , tenkinama sąlyga $h_1 > \lambda$, tokia sąlyga daugiausiai išpildoma UTB radijo bangų diapazone. Maksimalaus spinduliavimo kryptis sudaro kampą α su tiese AB, jungiančią siųstuvą su imtuvu, esančiu taške B.

Piešinyje:

r_1 – radijo bangos nueitas kelias tiesioginio sklidimo kryptimi,

r_2 – radijo bangos nueitas kelias atspindint nuo žemės paviršiaus,

$r_2 = AC + BC$.

Tada tiesioginės bangos elektrinis laukas priėmimo taške B bus išreiškiamas taip:

$$E_t = \frac{\sqrt{30P'G_1}}{r_1} F_1(\alpha) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_1} \quad (1.1)$$

čia: P' – siųstuvo galia paduodama į perdavimo anteną,

$F_1(\alpha)$ - antenos kryptingumo koeficientas, esant spinduliavimo kampui α , skaičiuojant nuo maksimalaus spinduliavimo krypties.

Atspindėtos nuo žemės paviršiaus bangos elektrinis laukas priėmimo taške B bus išreiškiamas taip:

$$E_a = \frac{\sqrt{30P'G_1}}{r_2} F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_2 + i\beta_\varphi} \quad (1.2)$$

čia: $|\Phi|$ – atspindžio koeficiento modulis,

β_φ – atspindžio koeficiento fazė,

$F_1(\alpha + \Delta\alpha)$ - antenos kryptingumo koeficientas, esant spinduliavimo kampui $\alpha + \Delta\alpha$, skaičiuojant nuo maksimalaus spinduliavimo krypties.

Turint omeny, kad realiose sąlygose tenkinama sąlyga: $R \gg h_{1,2}$, o tada kampas tarp krintančios ir atsispindėjusios bangų yra labai mažas ir juo galima nesiskaityti, tada visas laukas bus toks:

$$E = E_t + E_a = \frac{\sqrt{30P'G_1}}{r_1} F_1(\alpha) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_1} + \frac{\sqrt{30P'G_1}}{r_2} F_1(\alpha + \Delta\alpha) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_2 + i\beta_\varphi} \quad (1.3)$$

Kai: $R \gg h_{1,2}$, nustatant amplitudes tiesioginės ir atsispindėjusios bangų laikome, kad: $r_1 \approx r_2 \approx R$, dalyse nusakančiose amplitudes, tada:

$$E = \frac{\sqrt{30P'G_1}}{R} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_1} [F_1(\alpha) + F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + i\beta_\varphi}] \quad (1.4)$$

čia: $\Delta r = r_2 - r_1$.

Pažymim:

$$V = F_1(\alpha) + F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + i\beta_\varphi} \quad (1.5)$$

V - kompleksinis dydis, kurio fazė skaičiuojama nuo r_1 :

$$r_1 = \sqrt{R^2 + (h_2 - h_1)^2} \quad (1.6)$$

Iš 1. 5 lygties gauname V modulį ir fazę, įvertindami, kad atspindžio koeficientas yra kompleksinis skaičius, o :

$$|(a + b(\cos\alpha + i \sin\alpha))| = |(a + b \cos\alpha) + ib \sin\alpha| = \sqrt{(a + b \cos\alpha)^2 + b^2 \sin^2\alpha}$$

$$a^2 + b^2 \cos^2\alpha + 2abc\cos\alpha + b^2 \sin^2\alpha = a^2 + b^2 + 2abc\cos\alpha.$$

Tada:

$$|V| = \sqrt{F_1^2(\alpha) + F_1^2(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi|^2 + 2F_1(\alpha)F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| \cos(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \beta_\varphi)} \quad (1.7)$$

$$\text{arc}V = \text{arctg} \frac{F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi\right)}{F_1(\alpha) + F_1(\alpha + \Delta\alpha) |\Phi| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi\right)} \quad (1.8)$$

Daugumoje atveju $\alpha = 0$, o įskaitant $R \gg h_{1,2}$ $\Delta\alpha$ mažas, todėl:

$F_1(\alpha) \approx F_1(\alpha + \Delta\alpha) \approx 1$ ir tada:

$$|V| = (1 + |\Phi|^2 + 2|\Phi| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi\right))^{1/2} \quad (1.9)$$

$$\text{arc}V = \text{arctg} \frac{|\Phi| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi\right)}{1 + |\Phi| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi\right)} \quad (1.10)$$

Jos vadinamos interferencinėmis formulėmis, tai suma interferuojančių bangų: tiesioginės ir atspindėtos nuo žemės paviršiaus.

Atspindžio koeficientas nusakomas Frenelio formulėmis (jų išvedimas bus pateiktas sekančiame paragrafe) bus :

Vertikaliai bangos poliarizacijai:

$$\Phi_v = \frac{(\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda) \sin \Theta - \sqrt{\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda - \cos^2 \Theta}}{(\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda) \sin \Theta + \sqrt{\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda - \cos^2 \Theta}} = |\Phi_v| e^{i\beta_v} \quad (1.11)$$

Horizontaliai poliarizacijai:

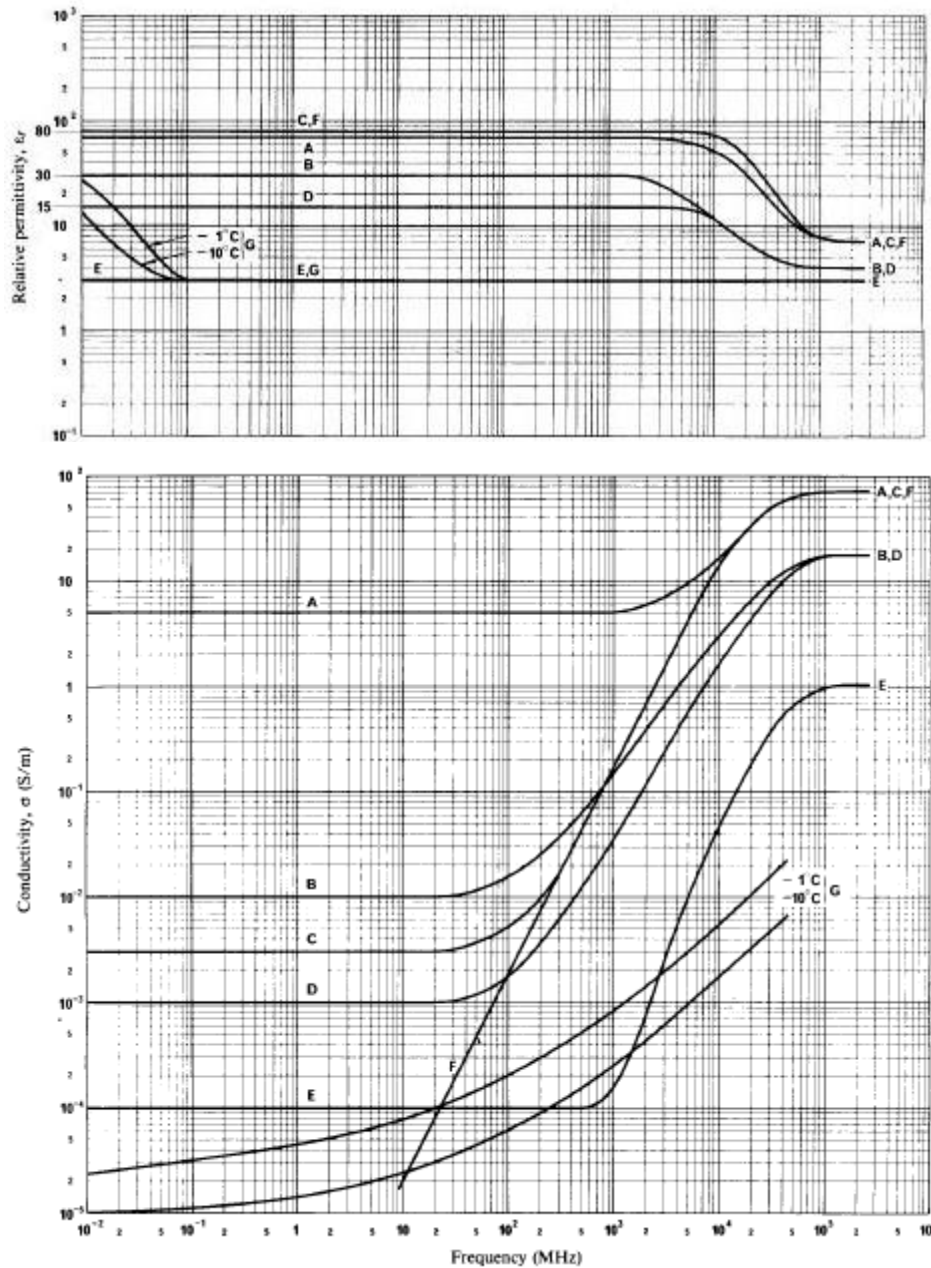
$$\Phi_h = \frac{\sin \Theta - \sqrt{\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda - \cos^2 \Theta}}{\sin \Theta + \sqrt{\varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda - \cos^2 \Theta}} = |\Phi_h| e^{i\beta_h} \quad (1.12)$$

čia: Θ - slydimo kampas, žiūr.pav.1.

Žemės dielektrinės skvarbos ir laidumo vertės:

	ε_r	$\sigma_r, 1/\Omega \cdot m$
Jūros vanduo	80	$1 \div 6$
Gėlas vanduo	80	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-3}$
Drėgna žemė	$5 \div 20$	$10^{-3} \div 10^{-2}$
Sausa žemė	$2 \div 6$	$10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$

Reikia pažymėti, kad dirvožemio bei vandens telkinių savybės priklauso ne tik nuo jų šių aplinkų parametrų, bet ir nuo dažnumo. Jei $\varepsilon_r \gg 60\sigma_r\lambda$, tai aplinka pasižymi dielektriko savybėmis, jei $\varepsilon_r \ll 60\sigma_r\lambda$, tai aplinka pasižymi laidininko savybėmis, jei gi $\varepsilon_r \approx 60\sigma_r\lambda$, tai turime pusiau laidžią aplinką, žiūr.pav.2 (duomenys iš rekomendacijos ITU-R P.527-3).



- A- Jūros vandeniui (vidutinis druskingumas), esant temperatūra 20^0 .
- B- drėgnas žemės paviršius.
- C- gėlam vandeniui, esant temperatūrai 20^0 .
- D- pusiau sausam žemės paviršiui.
- E- labai sausam žemės paviršiui.
- F-gėlam vandeniui, esant temperatūrai 20^0 .
- G- ledui (iš gėlo vandens).

Pav. 2 Santykinės dielektrinės skvarbos ir elektrinio laidumo priklausomybė nuo dažnumo.

Kai $\Theta \rightarrow 0$, $\Phi_v \rightarrow -1$; $\Phi_h \rightarrow -1$.

Daugeliu atveju realiomis sąlygomis slydimo kampas Θ yra mažas, o tada galime laikyti $\cos \Theta \approx 1$ ir jei:

$$\left| \frac{\varepsilon_r' \sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r' - 1}} \right| \ll 1 \text{ ir } \left| \frac{\sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r' - 1}} \right| \ll 1,$$

čia: $\varepsilon_r' = \varepsilon_r + i60\sigma_r\lambda$, tada, pertvarkę 1.11 ir 1.12 lygtys (išskėlę narį $\sqrt{\varepsilon_r' - 1}$) gauname:

$$\Phi_v = -1 + \frac{\varepsilon_r' \sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r' - 1}} \quad (1.14)$$

$$\Phi_h = -1 + \frac{\sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r' - 1}} \quad (1.15)$$

Kaip matome iš šių lygčių, atspindžio koeficientas priklauso kaip nuo medžiagos savybių, nuo kurios banga atsispindi taip ir nuo slydimo kampo. Horizontaliai poliarizuotai bangai atspindžio koeficientas visada yra neigiamas, kaip tuo tarpu vertikaliai jis gali būti tiek neigiamas tiek ir teigiamas. Jeigu elektromagnetinė banga krinta į paviršių negriežtai V ar H poliarizacijos, tai atsispindėjusi banga, dėl skirtingo atspindžio gali jau turėti kiek pasuktą poliarizacijos plokštumą, o kadangi net ir fazės V ir H poliarizacijos bangų gali būti skirtingos tai galima gauti netgi eliptiškai poliarizuotą bangą.

Taigi horizontalios poliarizacijos bangos atspindžio koeficiento modulis visada yra didesnis ar lygus už vertikalios poliarizacijos bangą, todėl radijo alokacijoje ir naudojama daugiausia H poliarizacijos bangos.

Jei: $60\sigma_r\lambda \ll \varepsilon_r$, $\varepsilon_r' \approx \varepsilon_r$, $\beta_v \approx \beta_h \approx 180^\circ$

$$|\Phi_v| = 1 - \frac{\varepsilon_r \sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad (1.16)$$

$$|\Phi_h| = 1 - \frac{\sin \Theta}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad (1.17)$$

Random slydimo kampą Θ . Iš 1 pav. seka, kad:

$$\operatorname{tg} \Theta \approx \sin \Theta \approx \Theta = \frac{h_1}{R_1}; \quad \operatorname{tg} \Theta = \frac{h_1}{R_1} = \frac{h_2}{R_2}; \quad R_1 = \frac{h_1 R_2}{h_2} = \frac{h_1}{h_2} (R - R_1)$$

$$\begin{cases} R_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2} R \\ R_2 = \frac{h_2}{h_2 + h_1} R \end{cases} \quad (1.18)$$

Taigi:

$$\Theta = \frac{h_1}{R_1} = \frac{h_1 + h_2}{R} \quad (1.19)$$

Random tiesioginės ir atspindėjusios bangų eigos skirtumą Δr išreikštą per R , h_1 ir h_2 . Iš 1 pav. turime:

$$\Delta r = ACB - AB = \sqrt{R_1^2 + h_1^2} + \sqrt{R_2^2 + h_2^2} - \sqrt{R^2 + (h_2 - h_1)^2} \quad (1.20)$$

Daugeliu atveju išpildoma sąlyga:

$R_1 \gg h_1$, $R_2 \gg h_2$ ir $R \gg h_2 - h_1$, todėl:

$$\Delta r = R_1 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_1}{R_1}\right)^2\right)^{1/2} + R_2 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_2}{R_2}\right)^2\right)^{1/2} - R \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_2 - h_1}{R}\right)^2\right)^{1/2}$$

Kadangi: $\frac{h_1}{R_1} \ll 1$; $\frac{h_2}{R_2} \ll 1$; $\frac{(h_2 - h_1)}{R} \ll 1$, skleidžiam šaknis eilute ir imam tik pirmus du narius, tada:

$$\begin{aligned} \Delta r &\approx R_1 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_1}{R_1}\right)^2\right) + R_2 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_2}{R_2}\right)^2\right) - R \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_2 - h_1}{R}\right)^2\right) = \\ &= R_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_1^2}{R_1}\right) + R_2 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_2^2}{R_2}\right) - R - \frac{1}{2} \left(\frac{(h_2 - h_1)^2}{R}\right). \end{aligned}$$

Išstatom R_1 ir R_2 reikšmes išreikštas per R iš lygties 18.

$$\begin{aligned} \Delta r &\approx R_1 + \frac{1}{2} \frac{h_1^2}{h_1 R} (h_1 + h_2) + R_2 + \frac{1}{2} \frac{h_2^2}{h_2 R} (h_1 + h_2) - R - \frac{1}{2} \frac{(h_2 - h_1)^2}{R} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{h_1^2 + h_2 h_1 + h_1 h_2 + h_2^2 - h_2^2 - h_1^2 + 2 h_1 h_2}{R} = \frac{2 h_1 h_2}{R}; \end{aligned}$$

$$\Delta r = \frac{2 h_1 h_2}{R} \quad (1.21)$$

Keičiantis Δr , t.y. R , h_1 ir h_2 dydis $|V|$ osciliuos pagal 1.9 formulę.

$$\text{Jei: } \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi = 2m\pi; m=1,2,3... \quad (1.22)$$

turėsime priėmimo taške interferencinius maksimumus. Pagal 1.9 formulę:

$$|V_m| = 1 + |\Phi_m| \quad (1.23)$$

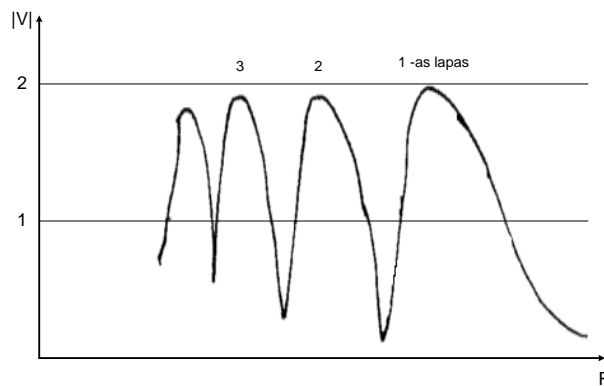
čia $|\Phi_m|$ - atspindžio koeficiento modulis m-tajam maksimumui.

$$\text{Jei } \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\varphi = (2n+1)\pi; n=1,2,3...,$$

tai tiesioginė ir atspindėjusi bangos ateis su priešingos fazės ženklais į pasirinktą tašką B. Tada pagal 1.9 lygtį gauname:

$$|V_n| = 1 - |\Phi_n| \quad (1.24)$$

čia $|\Phi_n|$ - atspindžio koeficiento modulis n-tajam minimumui.

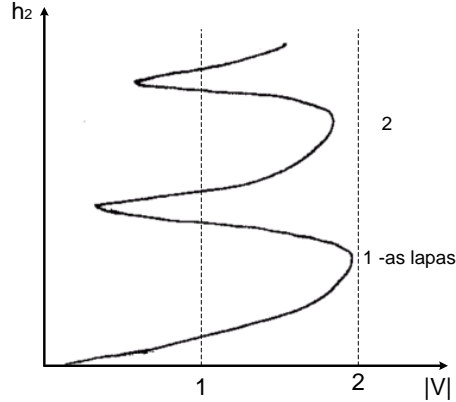


3 Pav. Silpimo modulio priklausomybė nuo atstumo

Esant mažiems slydimo kampams $|\Phi_m| \approx 1$, todėl silpimo daugiklis interferenciniuose maksimumuose: $|V_m| \approx 2$, dydis $|\Phi_n|$ artimas vienetui, todėl $|\Phi_n|$ turi būti ieškomas su didesniu tikslumu.

Silpimo daugiklio $|V|$ modulio priklausomybė nuo atstumo R , pagal 9 formulę pavaizduota 3 paveiksle.

Mažėjant atstumui tarp priėmimo ir perdavimo antenų R interferencinio lapelio plotis mažėja dėl to, kad $\Delta r \sim \frac{1}{R}$, o $|V_n|$ minimumuose didėja dėl didėjančio slydimo kampo ir tuo pačiu mažėjančio atspindžio koeficiento $|\Phi_n|$.



4 Pav. Priėmimo antenos aukščio įtaka silpimo moduliui

4 pav. pavaizduota $|V|$ priklausomybė nuo priėmimo antenos aukščio h_2 . Interferencinio lapelio plotis nepriklauso nuo h_2 , dėl to, kad $\Delta r \sim h_2$, tiesiškai priklauso nuo h_2 .

Interferenciniu minimumų gylis mažėja augant h_2 dėl Θ didėjimo ir $|\Phi_n|$ mažėjimo.

Taigi esant mažiems Θ , $|\Phi| \rightarrow 1$ ir $\beta \approx \pi$, todėl apytiksliams skaičiavimams formulėje 1.9 galime laikyti:

$|\Phi| = 1$, $\beta = \pi$, tada:

$$|V| = \sqrt{1 + 1^2 + 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \pi\right)} = \sqrt{2(1 - \cos 2\alpha)} = \sqrt{2(1 - \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)} =$$

$$= \sqrt{2(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)} = 2 \sin \alpha = 2 \sin \frac{\pi}{\lambda} \Delta r$$

$$|V| = 2 \left| \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta r\right) \right| = 2 \left| \sin\left(\frac{\pi h_1 h_2}{\lambda R}\right) \right| \quad (1.26)$$

$|V|$ - kinta pagal sinuso dėsnį, kintant Δr .

Jeigu:

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda R} \ll 1 \quad (1.27)$$

tada:

$$|V| = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda R} \quad (1.28)$$

Pavyzdžiui užtenka, kad būtų tenkinama sąlyga: $\sin \frac{\Delta \theta}{r} \approx \frac{\Delta \theta}{r}$, $\Delta \theta < 0.6 \text{ rad}$

Jei $f = 850 \text{ MHz}$, $d = 8 \text{ km}$, $h_1 = 30 \text{ m}$, $h_2 = 3 \text{ m}$ $\Delta \theta = \beta \Delta d = 0.4 < 0.6$

Tada elektrinis laukas priėmimo taške bus:

$$E = E_0 V; E_0 = \frac{\sqrt{30PG}}{r};$$

$$|E| = \frac{4\pi\sqrt{30PG}h_1h_2}{R^2\lambda} \quad (1.29)$$

Ši formulė vadinama B.A. Vedensio kvadratine formule. Elektrinis laukas silpsta atvirkščiai proporcingai atstumo kvadratui ir tiesiogiai proporcingas santykiui $\frac{h_1h_2}{\lambda}$. Ji galioja tol, kol galioja 1.27 sąlyga ($\Delta\theta < 0.6$). 2 pav. Tai dešinės kreivės pirmo lapelio sparnas ir 4 pav. apatinė jo dalis.

Perrašome 9 formulę galingumas:

$$P \sim E^2 \sim \text{Const} \left(\frac{h_1h_2}{\lambda R^2} \right)^2$$

Tada galios priklausomybė nuo atstumo šiam atvejui bus tokia:

$$\Delta P = 40 \lg \frac{d_1}{d_2} \quad (40 \text{ dB per dekadą}) \quad (1.30)$$

Pakitus atstumui 10 kartų, nuostoliai išauga 40 kartų. Skirtingai nei tai buvo laisvos erdvės atveju, kur: $\Delta P = 20 \lg \frac{d_1}{d_2}$

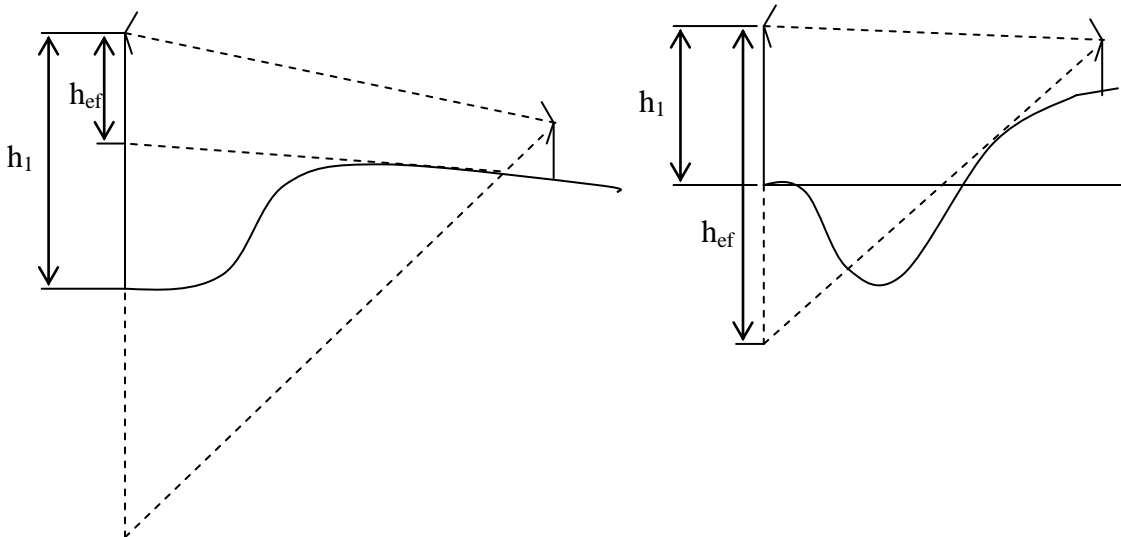
Čia taip pat atsiranda signalo priklausomybė nuo antenos aukščio, taigi galime sąlyginai gauti stiprinimą, lyg pakitus antenos aukščiui pasikeičia elektrinio lauko stiprumas:

$$\Delta G = 20 \lg \frac{h_1}{h_2} \quad (1.31)$$

19.2 Stiprinimas dėl antenos aukščio, efektinis antenos aukštis

Iš pradžių nustatykime atspindžio tašką:

1. Sujungiame veidrodinio atspindžio antenos viršūnę su priimamosios antenos viršūne. Susikirtimo su žeme taškas ir bus atspindžio taškas.
2. Tą patį galime suprojektuoti nuo priimamosios antenos veidrodinio atspindžio viršūnės.
3. Iš jų pasirenkame artimesnį judriajai antenai, kadangi nuo jo energijos bus perduodama daugiau.
4. Pratęsti nuo atspindžio taško lietinę į siuntimo anteną ir gauname h_{ef} .

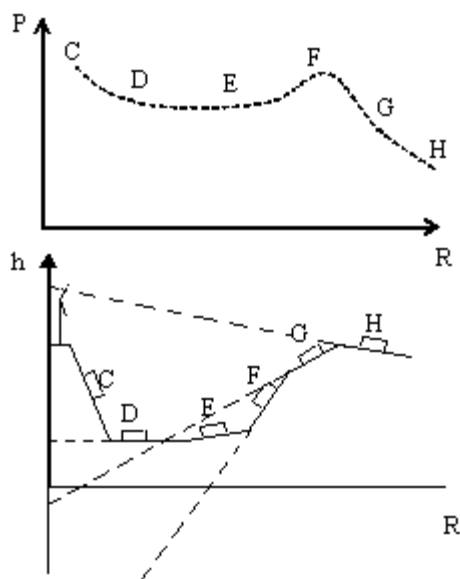


Pav.1.1 Antenos efektinio aukščio skaičiavimui

5. Stiprinimas $G = 20 \lg \frac{h_{ef}}{h_1}$

6. Važiuojant mašina G keičias ir tuo pačiu keisis priėmimo lygis imtuve.

Standartinė deviacija judriajai tarnybai veikiančiai priemiesčiuose 800 MHz juostoje – 8 dB. Įskaitant antenos stiprinimą nuo aukščio, gauname jau tik 2 – 3 dB.



Pav.1.2 Iliustracija reljefo įtakos efektiniam antenos stiprinimui

19.3 Laukas artimoje zonoje

Grįžtam prie formulės (1.26)

$$|V| = 2 \left| \sin \left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda R} \right) \right|$$

Jei atstumas tarp antenų R yra toks, kad $\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r_F} = \pi$, tada $|V| = 0$.

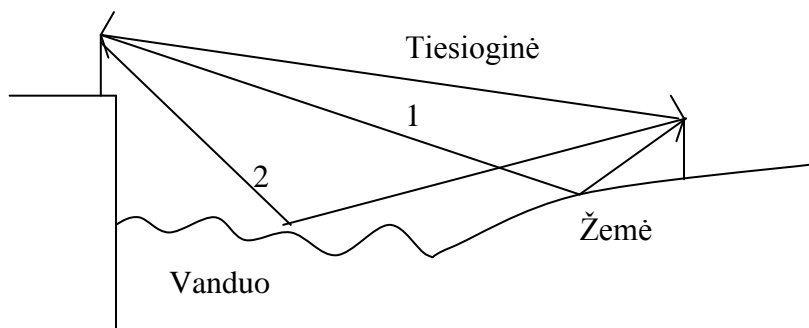
Turime taip vadinamą artimą zoną.

$$r_F = \frac{2h_1 h_2}{\lambda} \quad (2.1)$$

Pvz.: jei $f = 850\text{MHz}$, $h_1 = 30\text{m}$, $h_2 = 3\text{m}$, tada $r_F = 51\text{m}$.

Kai signalas primamas atstume $r < r_F$, naudojame laisvos erdvės formules, kai $r > r_F$ 1.9.

19.4 Radijo bangų sklidimas virš vandens paviršiaus



Pav.3.1 Radijo bangų sklidimo virš vandens paviršiaus modelis

Kai nagrinėjame trasą, kurioje yra vandens telkinys, visada gauname ne vieną atspindėtą bangą, o dvi – viena atsispindi nuo vandens paviršiaus, taip atspindėta banga

perneša daug energijos, bei kita banga atsispindinti nuo žemės paviršiaus netoli priėmimo antenos.

Tada pritaikę 1.5 lygtį dviem atspindėtoms bangoms, gauname:

$$E = E_0(1 + |\Phi_1|e^{i\Delta\varphi_1} + |\Phi_2|e^{i\Delta\varphi_2}) \quad (3.1)$$

čia: $\Delta\varphi_1 = 2\pi\Delta r_1/\lambda$, $\Delta\varphi_2 = 2\pi\Delta r_2/\lambda$ – fazių skirtumas tarp tiesioginės ir atsispindėjusios bangos.

Kai sklidimo kampai maži tiek vandens, tiek ir žemės atspindžio koeficientai $|\Phi| \rightarrow -1$, tada:

$$E = E_0(1 - (\cos \Delta\varphi_1 + i \sin \Delta\varphi_1) - (\cos \Delta\varphi_2 + i \sin \Delta\varphi_2)) \quad (3.2).$$

Kai slydimo kampai maži, $h_1, h_2 \ll R$, $h_1, h_2 \ll R$, $\sin \Delta\varphi_1 \approx \Delta\varphi_1$, $\sin \Delta\varphi_2 \approx \Delta\varphi_2$ ir $\cos \Delta\varphi_1 \approx \cos \Delta\varphi_2 \approx 1$.

$$E = E_0(-1 - i(\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2)) \quad (3.5)$$

Paskaičiuojam silpimo koeficiento modulį:

$$|V| = 1 + |\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2|^2 \quad (3.6)$$

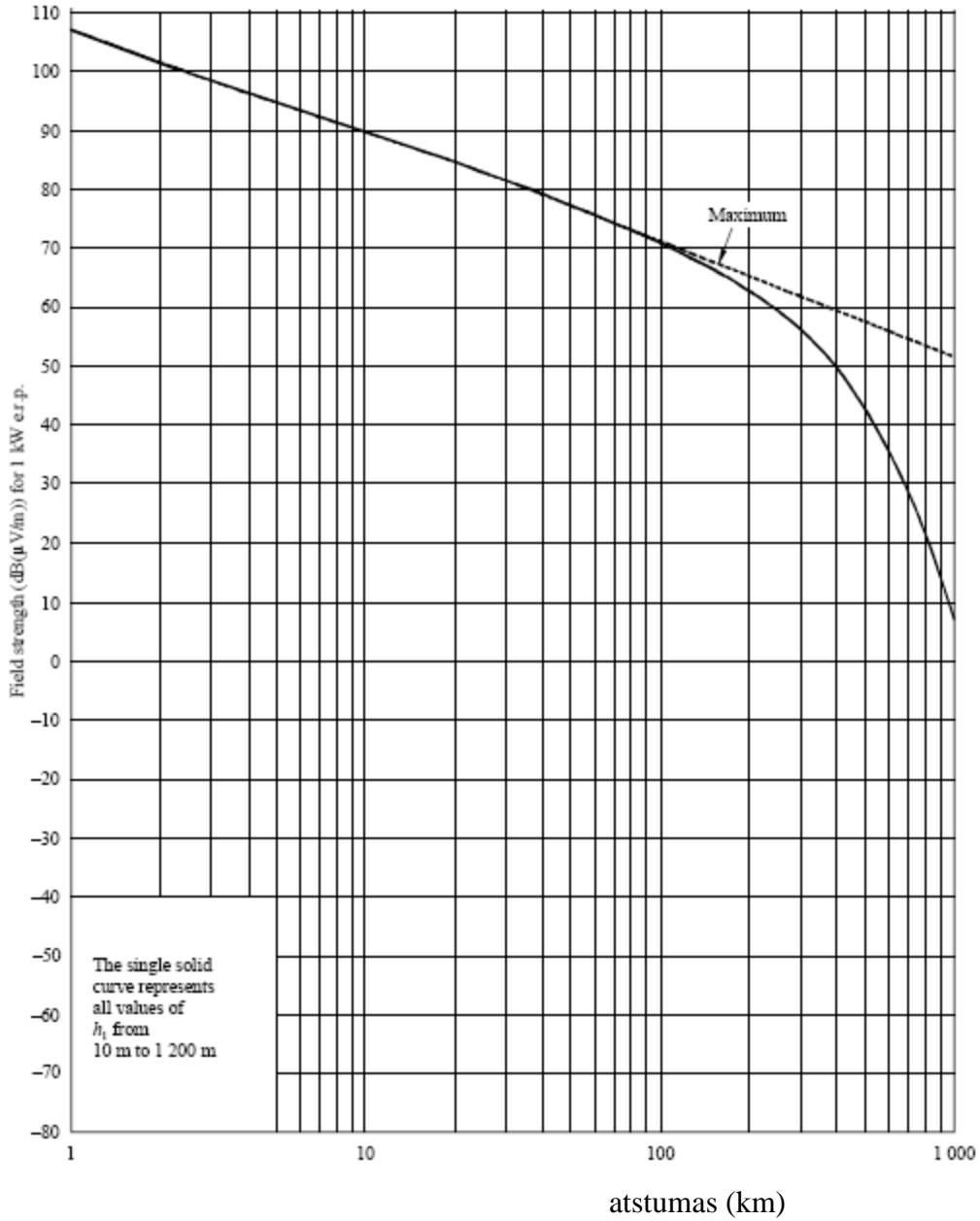
Tačiau $\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2 < 1$, tada $\Delta\varphi_1^2 \approx 0$, $\Delta\varphi_2^2 \approx 0$, bei $2\Delta\varphi_1\Delta\varphi_2 \approx 0$ ir praktiškai

$$|V| \approx 1 \quad (3.7)$$

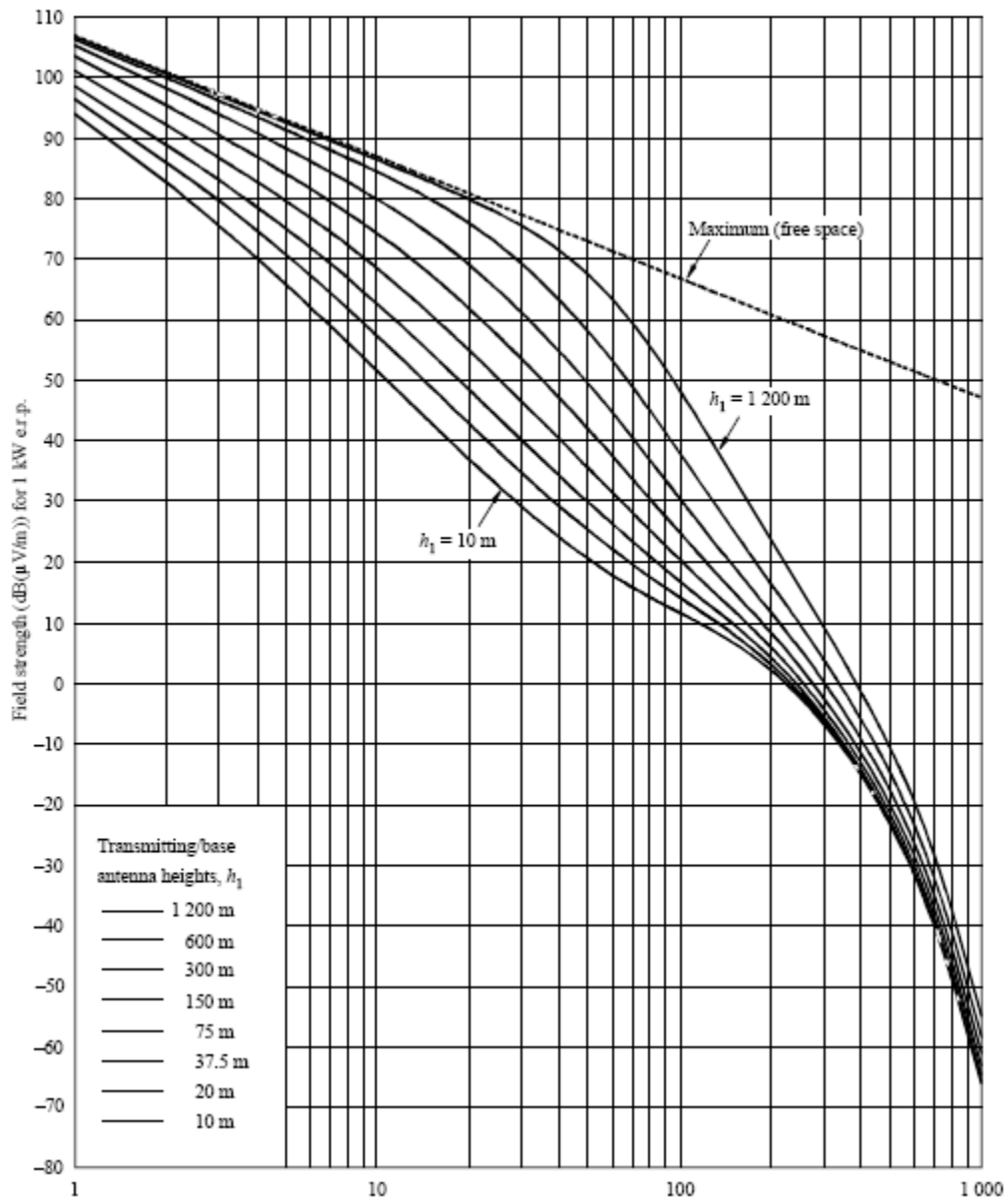
Tada bangos priklausomybė nuo atstumo įgauna tokią pat priklausomybę nuo atstumo kaip ir radijo bangų sklidimas laisvoje erdvėje.

$$P = 20 \lg \frac{d_1}{d_2} \quad (3.8)$$

Tokį rezultatą patvirtina radijo bangų sklidimo virš vandens paviršių daugiamečiai matavimai, kurie pateikti ITU_R rekomendacijose, pav. ITU-R P.1546, žiūr.pav.3,2 ir pav. 3,3, iš kurių matome, kad atstume iki 100 km. Laisvos sklidimo erdvės kreivė sutampa su radijo bangų sklidimo kreive virš šaltos jūros paviršiaus. Virš šiltos jūros kreivių sutapimas gaunamas dar platesniame atstumų intervale, tačiau mažėjant radijo dažniui šis sutapimų intervalas mažėja taip pat, pavyzdžiui, esant 100 kreivės sutampa tik atstume iki 20 km.



Pav. 3.2 Elektrinio lauko priklausomybė nuo atstumo bangai sklindant virš šaltos jūros, kai: bangos radijo dažnis 2 GHz, priėmimo antenos aukštis 10 metrų, elektrinis laukas nustatomas su laiko tikimybe 1% ir vietos tinikybe 50%.

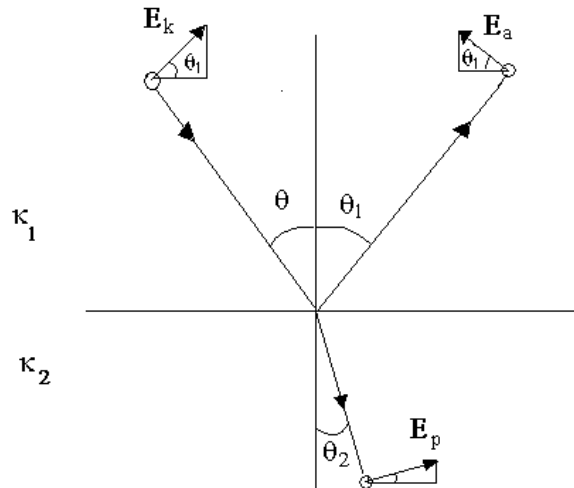


Pav. 3.3 Elektrinio lauko priklausomybė nuo atstumo bangai sklindant virš žemės paviršiaus, esant įvairiems perdavimo antenos aukščiams kai: bangos radijo dažnis 2 GHz, priėmimo antenos aukštis 10 metrų, elektrinis laukas nustatomas su laiko tikimybe 1% ir vietos tikimybe 50%.

20. Frenelio formulės

Frenelio formulės nusako atspindžio ir praėjimo koeficientų priklausomybes nuo medžiagos parametrų skirtingoms poliarizacijoms V ir H .

Tegul plokščia vertikalios poliarizacijos banga krinta į plokščią paviršių kampu θ , aplinkos vienalytės, pirmosios aplinkos banginis skaičius k_1 , antrosios aplinkos- k_2 , žiūr.pav.1.



Pav.1 Vertikalios poliarizacijos bangos atspindys nuo plokščiojo paviršiaus

Rasime elektromagnetinės bangos atspindžio koeficientą p_v .

Randame elektrinio ir magnetinio laukų tangentes komponentes E_τ ir H_τ 1-oje aplinkoje, tam užrašome krintančios bangos elektrinį lauką:

$$E_{1k} = A \cos \theta e^{-ik_1 r} \quad (1)$$

$$E_{1a} = B \cos \theta e^{-ik_1 r} \quad (2)$$

čia: A, B krintančios ir atsispindėjusių bangų amplitudės.

Tada elektrinio lauko tangentinė komponentė bus lygi:

$$E_{1\tau} = (A \cos \theta e^{-ik_1 r} - B \cos \theta e^{ik_1 r}) \quad (3).$$

Praėjusios pro skiriamąjį paviršių elektromagnetinę bangą užrašysime taip:

$$E_{pr} = C e^{-ik_2 r} \cos \theta_2; \quad (4)$$

čia: C – praėjusios bangos amplitudė.

Užrašome elektriniam laukui kraštinę sąlygą:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau} \quad (5)$$

Išstatome 3,4 lygtis į 5 lygtį:

$$(Ae^{-ik_1 r} - Be^{ik_1 r}) \cos \theta = Ce^{-ik_2 r} \cos \theta_2 \quad (6)$$

Magnetinis laukas pirmojoje aplinkoje bus lygus:

$$H_{k_1} = \frac{[k_1 A] e^{-ik_1 r}}{k_1 Z_1} \quad (7)$$

čia Z_1 – pirmos aplinkos banginė varža.

Išnaudojam, kitą kraštinę sąlygą:

$$H_{1r} = H_{2r} \quad (8)$$

Tada atlikę analogiškus veiksmus magnetiniams laukams gauname:

$$\frac{Ae^{-ik_1 z}}{Z_1} + \frac{Be^{ik_1 z}}{Z_1} = \frac{ce^{-ik_2 z}}{Z_2} \quad (9)$$

Kai koordinacių centras sutapatinamas su skiriamąja riba, lygtyje 6 ir 9, $r=0$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} (A - B) = C \\ \frac{Z_2}{Z_1} (A + B) = C \end{array} \right.$$

Išsprendžiam šią lygčių sistemą:

$$\frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} (A - B) = \frac{Z_2}{Z_1} (A + B);$$

$$A \left[\frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right] = \left[\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} \right] B;$$

$$A \frac{Z_1 \cos \theta - Z_2 \cos \theta_2}{Z_1 \cos \theta_2} = B \frac{Z_2 \cos \theta_2 + Z_1 \cos \theta}{Z_1 \cos \theta_2};$$

Taigi tada atspindžio koeficientas p_V bus lygus:

$$p_V = \frac{B}{A} = \frac{Z_1 \cos \theta - Z_2 \cos \theta_2}{Z_2 \cos \theta_2 + Z_1 \cos \theta} \quad (10);$$

Pritaikius antrąjį Snelio dėsnį: $K_1 \sin \theta_1 = K_2 \sin \theta_2$, ir tai, kad: $\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \sqrt{\varepsilon}$,

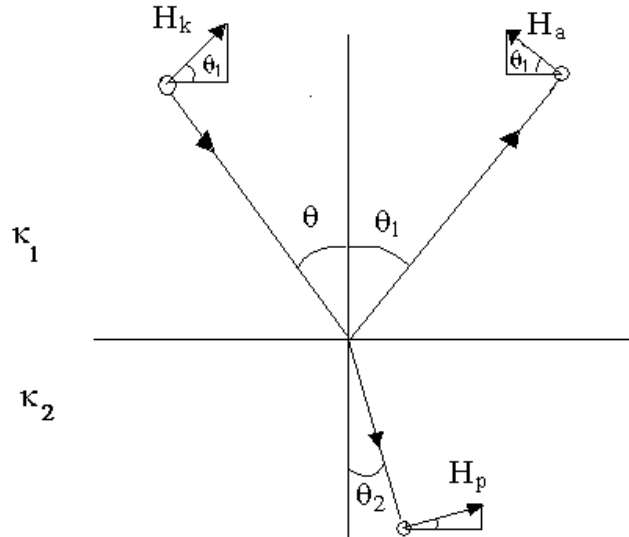
gauname:

$$p_V = \frac{\frac{Z_1}{Z_2} \cos \theta - \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2}}{\frac{Z_1}{Z_2} \cos \theta + \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2}} = \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon}}}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon}}} = \frac{\varepsilon \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \quad (11);$$

Įvertinus, kad $\varphi = 90 - \theta$, gautą atspindžio koeficiento išraišką vertikaliai poliarizacijai išreikštą kritimo kampu, galime užrašyti taip, išreiškiant atspindžio koeficientą slydimo kampu:

$$p_V = \frac{\varepsilon \sin \varphi - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \varphi}}{\varepsilon \sin \varphi + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \varphi}} \quad (12).$$

Dabar išnagrinėkime horizontalios poliarizacijos bangos kritimą į plokštumą.



Pav.2 Horizontalios poliarizacijos bangos atspindys nuo plokščiojo paviršiaus

Išnaudojame tas pačias kraštines sąlygas tangentinėms elektrinio ir magnetinio lauko komponentėms - 5, 8 ir užrašome kraštines lygtis :

$$Ae^{-ik_1r} + Be^{ik_1r} = Ce^{-ik_2r}; \quad (13)$$

$$\left(\frac{A}{Z_1} e^{-ik_1r} - \frac{B}{Z_1} e^{ik_1r} \right) \cos \theta = \frac{C}{Z_2} e^{-ik_2r} \cos \theta_2; \quad (14)$$

Riboje $r=0$, tada iš 13 ir 14 lygčių, gauname:

$$\left(\frac{A}{Z_1} - \frac{B}{Z_1} \right) \cos \theta = \frac{A+B}{Z_2} \cos \theta_2;$$

$$\frac{Z_2}{Z_1} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} (A - B) = A + B;$$

$$A - \frac{Z_2}{Z_1} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} A = -B - \frac{Z_2}{Z_1} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_2} B;$$

$$A \frac{Z_1 \cos \theta_2 - Z_2 \cos \theta}{Z_1 \cos \theta_2} = -B \frac{Z_1 \cos \theta_2 + Z_2 \cos \theta}{Z_1 \cos \theta_2};$$

Tada, atspindžio koeficientas p_H bus lygus:

$$p_H = \frac{B}{A} = -\frac{Z_1 \cos \theta_2 - Z_2 \cos \theta}{Z_1 \cos \theta_2 + Z_2 \cos \theta} \quad (15);$$

Analogiškai kaip ir pirmu atveju, pasinaudojant, kad $K_1 \sin \theta_1 = K_2 \sin \theta_2$, bei tuo kad $\frac{K_2}{K_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \sqrt{\varepsilon}$; ir $\sqrt{\varepsilon} = \frac{Z_1}{Z_2}$; gauname, jog:

$$\begin{aligned} p_H &= \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon} \cos \theta_2}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta_2 + \cos \theta} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2}}{\sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} + \cos \theta} = \\ &= \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon}}}{\sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon}} + \cos \theta} = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \end{aligned} \quad (16)$$

Arba analogiškai kaip ir pirmuoju atveju perrašom slydimu kampui:

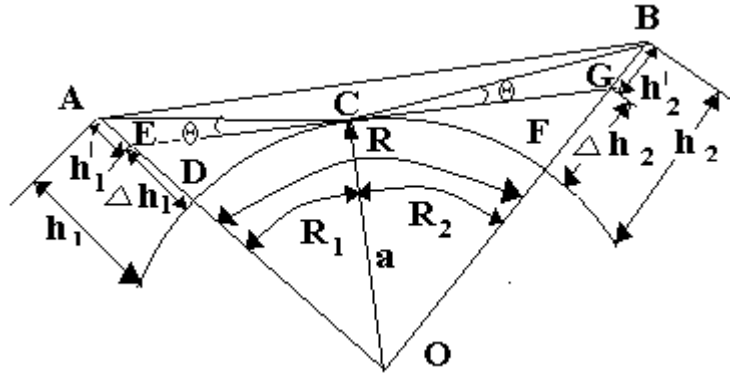
$$p_H = \frac{\sin \varphi - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \varphi}} \quad (17).$$

21. Žemės kreivumo įtaka radijo bangų sklidimui

Jeigu atstumas R tarp taškų mažesnis už tiesioginio matomumo ribą, bet yra su juo palyginamas, tada žemės rutulio kreivumą būtina įskaityti, skaičiuojant silpimo koeficientą V pagal interferencinės formulės.

Žemės kreivumas pirmiausiai sąlygoja tai, kad sumažėja eigos skirtumas tarp tiesioginės ir atspindėjusios bangos, palyginus su atspindžiu nuo plokščio žemės paviršiaus. Tam įvertinti vietoj radijo bangų eigos skirtumą įvertinančioje formulėje

19.1.21 įvedami išvestiniai antenų aukščiai h_1^l ir h_2^l , t.y. antenų aukščiai skaičiuojami ne nuo žemės paviršiaus, o nuo liestinės einančios per atspindžio tašką c, žiūr.pav.1, tada:



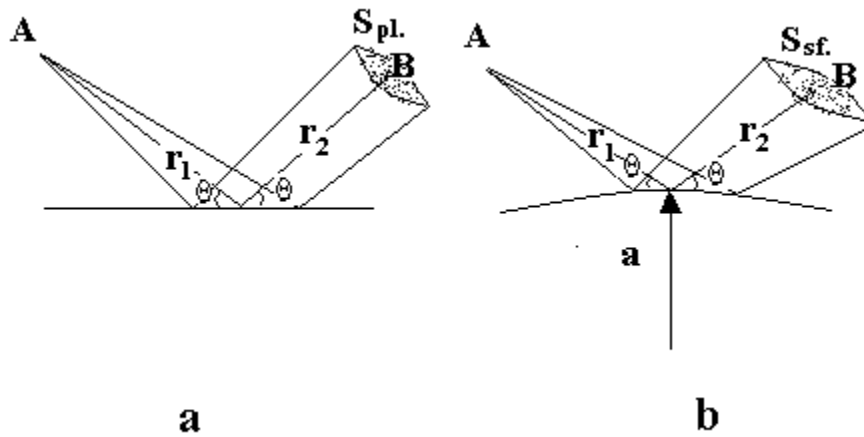
Pav. 1 Silpimo koeficiento nustatymui, bangai sklindant virš apvalaus žemės paviršiaus

$$\Delta r = 2 h_1^l h_2^l / R \quad (1).$$

Slydimo kampas Θ dėl žemės kreivumo įtakos taip pat sumažėja, palyginus su jo reikšme, gauta kai radijo banga sklinda virš plokščio žemės paviršiaus ir atitinkamai pagal formulę 18.1.19 skaičiuojamas yra taip:

$$\text{tg } \Theta \sim \sin \Theta \sim \Theta = (h_1^l + h_2^l) / R \quad (2)$$

Sumažėjus slydimo kampui Θ padidėja atspindžio koeficientas, tačiau dėl žemės rutulio kreivumo, atspindžio koeficientas sumažėja dėl atsispindėjusių bangų išsiskyrimo,



Pav. 2 Atspindys nuo plokščio (a) ir sferinio paviršiaus (b)

Iš taško A, abiem atvejais krenta bangos pluoštelis apribotas tam tikru erdviniu kampu ir tam tikru slydimo kampe θ . Esant atspindžiui nuo plokščio paviršiaus, atsispindėjusios bangos bus tame pačiame erdviniam kampe kaip ir krintančios. Esant atspindžiui nuo sferinio paviršiaus, atsispindėjusių bangų erdviniai kampai bus didesni nei krintančių bangų erdvinį kampą. Energijos srauto tankis atitinkamai sumažės, o tai ekvivalentiška atspindžio koeficiento sumažėjimui. Tam, kad kiekybiškai įvertinti atspindžio koeficiento modulio sumažėjimą, atsispindint bangai nuo sferinio ir plokščio paviršiaus, įvedamas sklaidos koeficientas D , kuris apibrėžiamas kaip, toks koeficientas, kurį reikia padauginti iš atspindžio koeficiento modulio, nuo sferinio paviršiaus, kad gauti atspindžio koeficiento modulį nuo plokščio paviršiaus, taigi:

$$|\Phi_{pl}| = |\Phi_{sf}| D \quad (3)$$

Atspindžio koeficiento modulis yra lygus elektrinio lauko atsispindėjusios ir krintančios bangų santykiui, o elektrinis laukas yra proporcingas šakniai iš energijos srauto tankio, todėl sklaidos koeficientas D bus lygus santykiui erdvinių kampų skerspjūvio plotų, atsispindint nuo sferinio ir plokščio paviršių, skaičiuojant tame pačiame atstume r_2 nuo atspindžio taško iki priėmimo taško, žiūr.pav.2 a,b, t.y.:

$$D = \sqrt{\frac{S_{pl}}{S_{sf}}} \quad (4)$$

Sklandos koeficiento D nustatymas yra gana kompliktuotas uždavinys, literatūroje galima rasti tokią štai jo išraišką:

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2R^2 h_1' h_2'}{a(h_1' + h_2')^3}}} \quad (5)$$

Nustatysim išvestinius antenų aukščius h_1' , h_2' .

$$\begin{aligned} h_1' &= h_1 - \Delta h_1 \\ h_2' &= h_2 - \Delta h_2 \end{aligned} \quad (6)$$

Atsižvelgiant į tai, kad: h_1 ir $h_2 \ll a$ iš 1 pav. imdami Δ ECO ir laikydami R_1 styga, galime užrašyti:

$$\begin{aligned} (a + \Delta h_1)^2 &= a^2 + R_1^2 \\ a^2 + \Delta h_1^2 + 2a\Delta h_1 &= a^2 + R_1^2 \\ 2a\left(\frac{\Delta h_1^2}{2a} + \Delta h_1\right) &= R_1^2 \\ \begin{cases} \Delta h_1 = \frac{R_1^2}{2a} \\ \Delta h_2 = \frac{(R - R_1)^2}{2a} \end{cases} & \end{aligned} \quad (7)$$

Antrąją 7 lygties išraišką gavome analogiškai, nagrinėdami trikampį OCF ir laikydami R_2 styga. Taigi tada išvestiniai antenų aukščiai bus lygus:

$$\begin{cases} h_1' = h_1 - \frac{R_1^2}{2a} \\ h_2' = h_2 - \frac{(R - R_1)^2}{2a} \end{cases} \quad (8)$$

Įvedame santykinę koordinatę k , kuri nusako radijo bangos atspindžio vietą:

$$k = \frac{R_1}{R} \quad (9)$$

Įvedame pažymėjimus:

$$A_0 = \frac{2ah_1}{R^2} \quad (10)$$

$$B_0 = \frac{2ah_2}{R^2} \quad (11)$$

Tada į 8 lygtį įtraukę šiuos pažymėjimus, ją perrašome taip:

$$\begin{cases} h'_1 = h_1 - \frac{k^2 R^2}{2a} = h_1 - \frac{k^2 h_1}{A_0} = h_1 \left(1 - \frac{k^2}{A_0}\right) \\ h'_2 = h_2 \left(1 - \frac{(1-k)^2}{B_0}\right) \end{cases} \quad (12)$$

Randame santykinę atspindžio koordinatę k iš sąlygos, kad atspindžio taške kritimo kampas lygus atspindžio kampui:

Laikome, kad $R \gg h_1$ ir h_2 , tokia sąlyga pildoma praktiškai visada, tada iš trikampių AEC ir BCG pav.1 gauname:

$$\frac{h'_1}{R_1} = \frac{h'_2}{R_2}, \quad (13)$$

Įstatę 9 išraišką, gauname:

$$\frac{h'_1}{kR} = \frac{h'_2}{(1-k)R} \quad (14)$$

Įstatome 12 lygties h'_1 ir h'_2 reikšmes į 14 lygtį:

$$\frac{h_1 \left(1 - \frac{k^2}{A_0}\right)}{kR} = \frac{h_2 \left(1 - \frac{(1-k)^2}{B_0}\right)}{(1-k)R} \quad (15)$$

Išstatom A_0 ir B_0 reikšmes vardiklyje:

$$\frac{h_1(A_0 - k^2)}{k \frac{2ah_1}{R^2}} = \frac{h_2(B_0 - (1-k)^2)}{\frac{2ah_2}{R^2}(1-k)}$$

Suprastinę šį reiškinį gauname:

$$\frac{A_0 - k^2}{B_0 - (1-k)^2} = \frac{k}{1-k} \quad (16)$$

Iš šios kubinės lygties randame k , po to pagal 12 formulę randame h_1' ir h_2' , ir tada galime rasti θ pagal formulę 2, ir Δr – pagal formulę 1 ir D . Tikslus 16 lygties sprendimas gana sudėtingas, naudojamas kiek supaprastintas atvejis, kurio praktiniuose uždaviniuose daugeliu atveju užtenka, tai nagrinėjame sąlygą kai atstumas tarp stočių artėja iki tiesioginio matomumo ribos.

Kai radijo banga atsispindi nuo plokščiojo paviršiaus, t.y. kai: $R \rightarrow 0$ iš lygties 18.1.18 ir 9 ($k = \frac{R_1}{R}$ ir $R_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2} R$) ir įskaitę, kad atspindžio kampas lygus kritimo kampui, gauname, kad k lygus:

$$k = \frac{h_1}{h_1 + h_2}. \quad (17)$$

Kai radijo banga atsispindi nuo sferinio paviršiaus ir atstumas tarp stočių artėja prie tiesioginio matomumo ribos, t.y. $R \rightarrow R_{ies}$, tada $h_1' = h_2' = 0$ ir lygtis 8 supaprastėja:

$$\begin{cases} h_1 = \frac{R_1^2}{2a} \\ h_2 = \frac{(R - R_1)^2}{2a} \end{cases} \quad (18)$$

Iš 18 pirmosios lygties išreiškiame R_1 :

$$R_1 = \sqrt{2ah_1} \quad (19)$$

Tada įstatę į 9 lygtį, gauname, kad:

$$k = \frac{\sqrt{2ah_1}}{R} \quad (20)$$

iš 18 antrosios lygties išreiškiame R :

$$R = \sqrt{2ah_2} + \sqrt{2ah_1} \quad (21)$$

Išstatome 21 lygtį į 20 ir gauname, kad:

$$k = \frac{\sqrt{2ah_1}}{\sqrt{2ah_1} + \sqrt{2ah_2}} = \frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}; \quad (22)$$

Taigi, parametras k kinta nuo formulėje 15 nustatytos reikšmės iki 22 lygtyje apibrėžiamos vertės, priklausomai nuo atstumo tarp siųstuvo ir imtuvo, jei: $h_1 = h_2$; $k = 0.5$, nepriklausomai nuo R . Yra parodyta, kad nustatant k užtenka panaudoti formulę 22 netgi esant dideliems skirtumams tarp antenos aukščių. Didesnes paklaidas duoda reljefo netolygumai.

Imame k reikšmes ir statome į 12 išraišką, kuri nusako antenos aukščius h'_1 ir h'_2 ,

$$\begin{cases} h'_1 = h_1(1 - \xi^2) \\ h'_2 = h_2(1 - \xi^2) \end{cases} \quad (23)$$

$$\text{Kur: } \xi = \frac{R}{R_{ties}} = \frac{R}{\sqrt{2a}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})} \xi \quad (24)$$

Tada eigos skirtumas Δr , apibrėžiamas formule 1 ir slydimo kampas θ , apibrėžiamas išraiška 2, turės tokią formą:

$$\Delta r = \frac{2h_1h_2(1 - \xi^2)}{R_{ties}\xi^2} = \frac{2h_1h_2}{R_{ties}} f_1(\xi) \quad (25)$$

$$\text{tg } \theta \approx \sin \theta \approx \theta = \frac{h_1 + h_2}{R_{ties}} \frac{1 - \xi^2}{\xi} \quad (26)$$

22. INTERFERENCINIŲ FORMULIŲ GALIOJIMO RIBOS

Radio bangos silpimo koeficiento nustatymas difrakcinėmis formulėmis yra žymiai sudėtingesnis nei interferencinėmis, todėl labai svarbu nustatyti interferencinių formulų galiojimo ribas.

Išvedant interferencines formules buvo daroma prielaida, kad antenos aukščiai viršija bangos ilgį. Jei pavyzdžiui mažesnioji pagal aukštį antena h_1 mažiau nei $\lambda/2$, tai tada netgi kai R artėja prie 0, maksimalus eigos skirtumas tarp tiesioginės ir

atsispindėjusios bangų $\Delta r_{\max} = 2h_1 < \lambda$ ir fazių skirtumas $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r_{\max} < 2\pi$, todėl

interferencinė lauko struktūra nestebima ir nustatyti elektrinį lauką tik kaip geometrinę sumą tiesioginės ir atsispindėjusios bangų jau negalima. Analogiškai bus gauta ir kai $h_{1,2}$

$< \lambda/2$, bet kai $R \rightarrow R_{ties}$. Šiuo atveju $\Delta r \rightarrow 0$, tada neįmanoma atskirti atsispindėjusios nuo tiesioginės bangos ir skaičiavimus reikia vykdyti pagal difrakcines formules. Atskirai atlikti tyrimai parodė, kad interferencinės formulės gali būti taikomos visoms koeficiento q vertėms, kai tenkinama tokia sąlyga:

$$\sqrt[3]{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta} > 0.7 \quad (1)$$

Istatę sinuso išraišką iš 21 skyriaus 26 formulės gauname, interferencinių tokią formulių taikymo ribą:

$$\sqrt[3]{\frac{\pi a}{\lambda} \frac{h_1 + h_2}{R_{ties}} \frac{1 - \xi^2}{\xi}} = \sqrt[3]{\frac{\pi a}{\lambda} \frac{h_1 + h_2}{R_{ties}}} f_2(\xi) > 0.7 \quad (2)$$

Jei pažymėsime ξ_{max} maksimalią šio kintamojo vertę, kuriai esant dar pildomos interferencinės formulės gausime tokią išraišką:

$$f_2(\xi_{max}) = 0.7 \sqrt[3]{\frac{\lambda}{\pi a} \frac{R_{ties}}{h_1 + h_2}} \quad (3)$$

23. RELJEFO ĮTAKOS ĮVERTINIMAS RADIJO BANGŲ SKLYDIMUI

Prielaida, kad žemės rutulys laikytinas idealia sfera yra gana grubi. Visada yra tam tikri nelygumai, tai kalnas, miškas, jūros bangavimas ir panašiai, visi šie paminėti faktoriai vienai ar kitaip sklaido elektromagnetines bangas. Reljefo įtakos dydis į bangų sklaidimą priklauso nuo bangos ilgio, antenos aukščio, nuo pačio reljefo formos kliūčių, jų tarpusavio išsidėstymo. Tokiu būdu, dėl daugybės faktorių, veikiančių radijo bangų sklaidimą, galimi tik apytikriai reljefo įtakos elektromagnetinių bangų skaičiavimo metodai, kurie gali būti skirtingi skirtingiems radijo bangų diapazonams arba skirtingoms vietovėms.

Akivaizdu, kad reljefo įtaka bus tuo didesnė kuo trumpesnės bus radijo bangos, tai seka iš to, kad Frenelio pakankamosios zonos vertikalus matmuo augant dažnumui mažėja, todėl aukštesniems dažniams net maži reljefo pokyčiai daro didesnę įtaką. UTB diapazonui būtinai reikia vertinti reljefo įtaką.

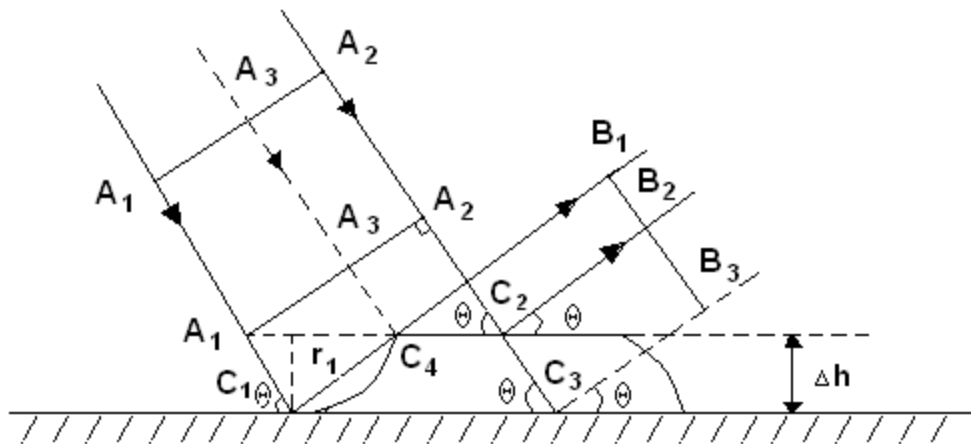
Galimi du skaičiavimo metodai: deterministinis, kada įskaitomas konkretus reljefas bangos sklaidimui ir statistinis, kada forma bei netolygumų tarpusavio išsidėstymas laikomas atsitiktiniu. Vienokio ar kitokio metodo pasirinkimas priklauso nuo konkretaus uždavinio. Pavyzdžiui skaičiuojant radijo relinės linijos trasą reikia vadovautis deterministiniu metodu, kadangi pritaikius statistinius metodus, dėl žymių netolygumų parametrų išbarstymo galima gauti tokį rezultatą, kad ryšys neegzistuos visai. Skaičiuojant kokio nors transliavimo siųstuvo (radijo ar televizijos) aptarnavimo zoną, deterministiniu metodu naudotis būtų labai sunku dėl pernelyg didelių skaičiavimo apimčių. Naudojamasi statistiniais metodais, skaičiuojant elektrinio lauko stiprį, nustatomas reikalingas siųstuvo galinumas, kuris, aišku, ne visais atvejais, ne visuose

vietovės taškuose tenkins tinkamą signalo priėmimo lygį, su tuo reikia taikytis, nes kitaip reiktų žymiai padidinti siųstuvo galią.

Mažų chaotinių netolygumų įtaka

Laikome, kad netolygumų dydis ir forma daug nesiskiria viena nuo kitos. Laikome taip pat, kad antenų aukščiai, bangos ilgiai ir atstumai tarp perdavimo ir priėmimo taškų tokie, kad galioja interferencinės formulės. Aišku, kad reljefo netolygumai įtakos atspindžio koeficiento dydį. Bangos pluoštelis atsispindės skirtingai nuo kliūčių ir sklaidysis skirtingomis kryptimis, taigi atspindžio koeficientas $|\Phi|$ sumažės. Toks atspindžio koeficiento modulio sumažėjimas priklausys nuo netolygumo formos, jų tarpusavio išsidėstymo, nuo santykinio reljefo netolygumo $\Delta h/\lambda$, poliarizacijos bei slydimo kampo.

Rasime maksimalų netolygumą Δh_{\max} , kuriam esant dar galima laikyti, kad banga atsispindi nuo veidrodinio paviršiaus. Laikom, kad į žemės paviršių krenta plokščia elektromagnetinė banga, taip, kaip parodyta pav. 1. Bangos frontas pažymėtas linija $A_1 A_2$. Jei nebūtų netolygumo, bangos fazės taške B_1 ir B_3 būtų tokios pačios, nes $A_1 C_1 B_1 = A_2 C_3 B_3$. Dabar gi taške B_2 fazė skirsis nuo taško B_1 , kitaip tariant plokščios bangos frontas išsikraipo ir jis tampa nebe plokščias.



Pav. 1 Chaotinių netolygumų įvertinimui matematinis modelis

Įvedame bangos fronto iškraipymo charakterizuojantį dydį $\Delta\gamma$, nusakantį fazių skirtumą tarp taškų B_1 ir B_2 :

$$\Delta\gamma = 2\pi\Delta r/\lambda \quad (1)$$

Randame Δr , tai spindulių $A_1 C_1 B_1$ ir $A_2 C_2 B_2$ eigų skirtumas. Supaprastinimui įvedame dar vieną spindulį A_3 , kuris atsispindi nuo kliūties taške C_4 . Tai eigos skirtumas Δr dėl kliūties bus lygus: $\Delta r = 2A_1 - A_3 C_4$. Ir įvedę pažymėjimus: $\Delta r = 2r_1 - A_3 C_4$. Iš brėžinio seka, kad: $r_1 = \Delta h/\sin\Theta$, o iš trikampio $A_1 A_3 C_4$, kad: $A_3 C_4 = A_1 C_4 \cos\Theta$. Iš kitos pusės $A_1 C_4 = 2\Delta h/\tan\Theta$. Tada įstatę visas šias išraiškas gauname:

$$\Delta r = \frac{2\Delta h}{\sin \theta} - \frac{2\Delta h \cos \theta}{\operatorname{tg} \theta} = 2\Delta h \sin \theta \quad (2)$$

Tada, fazių skirtumas bus lygus:

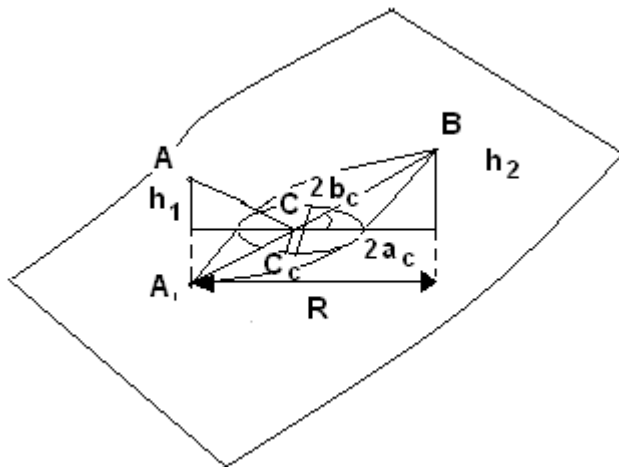
$$\Delta \gamma = \frac{4\pi\Delta h}{\lambda} \sin \theta \quad (3)$$

Yra laikoma, kad į bangos fazės fronto iškraipymus dar galima neatsižvelgti kol: $\Delta \gamma < \pi/4 \div \pi/2$, tada:

$$\Delta h_{\max} = \frac{\lambda}{(8 \div 16) \sin \theta} \quad (4)$$

Taigi, jei tenkinama sąlyga, kad $\Delta h < \Delta h_{\max}$, tai radijo bangos atspindį galima vadinti dar veidrodiniu. Ši sąlyga vadinama dar Relėjaus kriterijumi, atspindinčio paviršiaus netolygumo kriterijus. Iš šios išraiškos seka, kad kuo ilgesnė banga, tuo didesnis gali būti reljefo netolygumas, pav. kai $\lambda = 1 \text{ m}$, $\Theta = 0.5^\circ$, $\sin \Theta = 8 \cdot 10^{-3}$, $\Delta h_{\max} = 11.5 \text{ m}$. Paėmus popieriaus lapą, galima pastebėti, kai į jį žiūrima pavertus lapą, t.y. mažu kapu, jis atrodo blizgantis.

Tada kyla kitas klausimas, kokioje gi zonoje apie atspindžio tašką reikia nagrinėti Relėjaus kriterijų. Tegul iš taško A, esančio virš plokščio idealiai atspindinčio paviršiaus į tašką B spinduliuojama banga, kaip tai parodyta pav.2. Banga į atspindinčią plokštumą krenta kampu Θ .



Pav. 2 Pakankamoji Frenelio zona, atsispindint radijo bangai nuo paviršiaus

Tada pritaikius veidrodinio atspindžio principą, galima laikyti, kad banga spinduliuojama iš menamo spindulio taške A_1 į tašką B pro nelaidų ekraną. Gavome panašų uždavinį, kurį jau anksčiau nagrinėjome su tuo tik skirtumu, kad linija $A_1 B$ jungianti spindulį su imtuvu, dabar yra ne statmena ekranui, bet pasvirusi kampu Θ .

Statmeno ekrano atveju, buvo parodyta, kad pakankamą zoną sudaro elipsoidas, kurio židiniai yra spinduliavimo ir priėmimo taškuose. Šiuo atveju pakankamosios zonos

elipsoidas kerta atspindžio plokštumą sudarydamas elipsę, kurios ašis: $2a_c$ ir $2b_c$ ir elipsės centras pasistūmęs atžvilgių atspindžio taško C atstumu C_c .

Šio uždavinio sprendimas gana sudėtingas, todėl laikant, kad pakankamą zoną sudaro 8 Frenelio zonos, užrašysime elipsės ašis, ir jos centro postūmį, atžvilgio atspindžio taško.

$$\begin{aligned}
 2a_c &= R \frac{\sqrt{8\lambda R(8\lambda R + 4h_1 h_2)}}{8\lambda R + (h_1 + h_2)^2} \\
 2b_c &= \sqrt{\frac{8\lambda R(8\lambda R + 4h_1 h_2)}{8\lambda R + (h_1 + h_2)^2}} \\
 C_c &= R \frac{h_2 - h_1}{2(h_1 + h_2) \left[1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{8\lambda R} \right]}
 \end{aligned} \tag{5}$$

Ir minimaliajai zonai:

$$\begin{aligned}
 2a_{\min} &= R \frac{\sqrt{\lambda R(\lambda R + 12h_1 h_2)}}{\lambda R + 3(h_1 + h_2)^2} \\
 2b_{\min} &= \sqrt{\frac{\lambda R(\lambda R + 12h_1 h_2)}{3(\lambda R + 3(h_1 + h_2)^2)}} \\
 C_c &= R \frac{h_2 - h_1}{2(h_1 + h_2) \left[1 + \frac{3(h_1 + h_2)^2}{R\lambda} \right]}
 \end{aligned} \tag{6}$$

Jei antenų aukščiai lygūs, tai elipsės ašis sutampa su atspindžio tašku.

Realiose sąlygose, kai $h_{1,2} \ll R$, tada pakankamosios zonos elipsė smarkiai tampa ištempta ir $2a_c \gg 2b_c$.

Jei tenkinamas Relėjaus kriterijus šioje zonoje, tai galima laikyti, kad atspindinti plokštuma yra veidrodinė ir galima taikyti interferencines formules.

Įsivaizduokime, kad žemė apvali ir yra idealiai laidė, tai atitinka parametru $|q| = 0$, vertikali poliarizacijos bangai ir $|q| = \infty$, esant horizontaliai bangos poliarizacijai.

Kai laidumas begalinis, tai tada banga nepatenka giliau į žemę ir šiluminiai nuostoliai neegzistuoja. Bangos silpimas didėjant atstumui vyksta tik dėl bangos fronto plėtimosi.

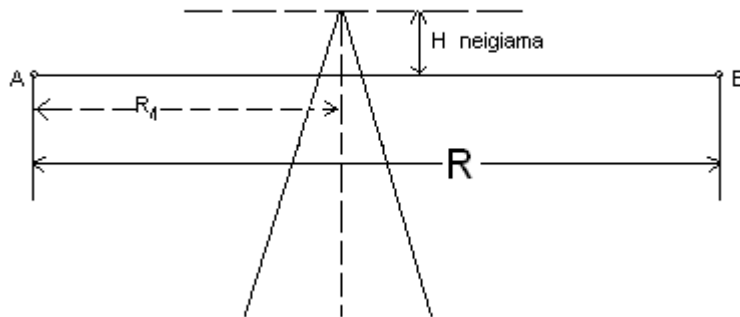
Jeigu gi paviršius, nuo kurio atsispindi banga yra kalvotas, tai krintanti banga išsisklaido įvairiomis kryptimis, dėl ko papildomai sumažėja bangos amplitudė, atsiranda fazių skirtumas ir ekvivalentiškai tai galima įvertinti kaip atsiradusį tam tikrą baigtinį žemės paviršiaus laidumą. Kitaip tariant kalvotumą galima įskaityti kaip tam tikrą žemės paviršiaus efektyvų laidumą. Toks artėjimas galimas tada kai kalvotumas didesnis nei maksimalia leidžiamas pagal Relėjaus kriterijų.

24. RADIO BANGŲ DIFRAKCIJA ANT KLIŪČIŲ

Radijo bangų difrakcijos skaičiavimo metodai yra gana sudėtingi, tikslios matematinės išraiškos gaunamos tik atskiriems kliūčių formos atvejams. Inžineriniams skaičiavimams tinkamas laukų išraiškas ant įvairios formos kliūčių: apvalaus žemės paviršiaus, pleišto formos kliūčių tiek atskyrų tiek ir kelėtos susietų arba ant užapvalintų kliūčių galima rasti pav. ITU rekomendacijoje ITU-P 526 . Čia pateiksime keletą radijo bangos elektrinio lauko įvertinimo išraiškų, praleidžiant sudėtingesnius išvedimus, kurios tinkamos bus bendram dėsnių supratimui ir inžineriniams skaičiavimams.

24.1 KLIŪČIŲ APROKSIMACIJA PLEIŠTO FORMOS PAVIDALU

Kalnuotose vietovėse skaičiuojant ryšio balansą sutinkamos aštrios formos kliūtis, kurioms tinka pleišto forma aproksimacija. Tokiu atveju galima taikyti optinę Frenelio difrakcijos teoriją ant pleišto formos kliūties. Tarkime bangos kelyje iš taško A į tašką B yra absoliučiai neskaidrus ekranas, žiūr. pav. 1. Ekranas užstoja skirtingas Frenelio zonų sritis. Laikoma, kad ekranas yra begalinis lapo plokštumai, t.y. sprendžiamas dvimatis uždavinys.



Pav. 1 Radijo bangos difrakcija ant pleišto formos kliūties

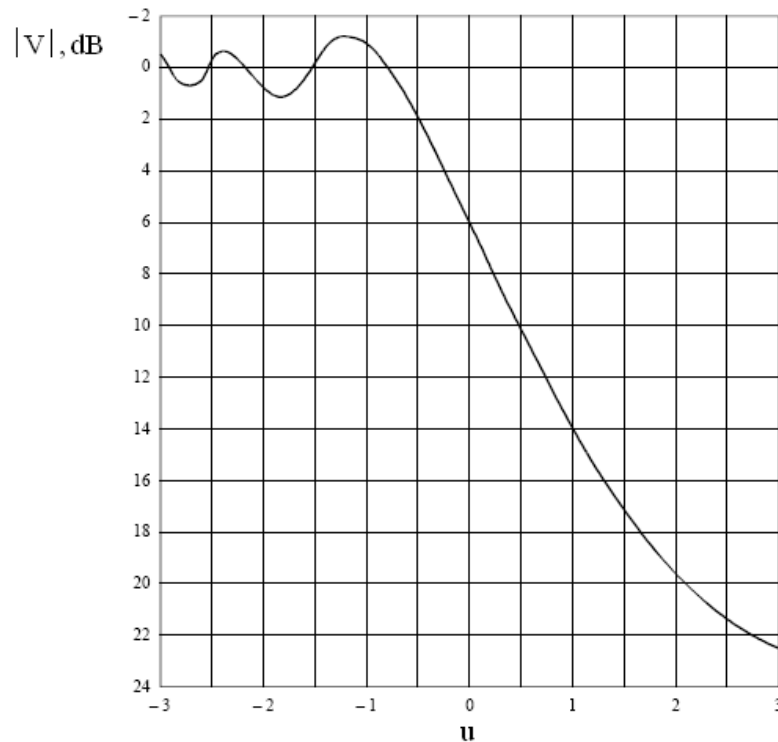
Ekranas aukštis atžvilgiu tiesės AB, jungiančios siųstuvą su imtuvu, nusako prošvaisos dydį: H – prošvaisa, kuri laikoma teigiama, kai ekranas yra žemiau linijos AB ir neigiama, kai ekranas virš linijos AB.

Pagal optinę Frenelio difrakcijos teoriją:

$$u = \frac{\sqrt{2}H}{\sqrt{R\lambda k(1-k)}}; \quad (1)$$

kur: $k = \frac{R_1}{R}$.

Elektrinio lauko silpimo koeficiento V priklausomybė nuo koeficiento u pateikta pav. 2.



Pav. 2 Silpimo koeficiento V priklausomybė nuo koeficiento u

kai: u teigiamas silpimo koeficientas osciliuoja apie nulinę vertę, kai u auga, t.y. auga H ir ekranuojamos Frenelio zonos, turinčios didesnius numerius, kurių poveikis į suminę lauko vertę yra jau mažesnis, silpimo koeficiento amplitudė osciliuoja mažesne amplitude.

kai $u < 1$ - silpimo koeficiento modulis monotoniškai mažėja, mažėjant u , kai;

$u=0$, $V=-6\text{dB}$;

jei: $u < -1$, galima taikyti tokią asimptotinę formulę:

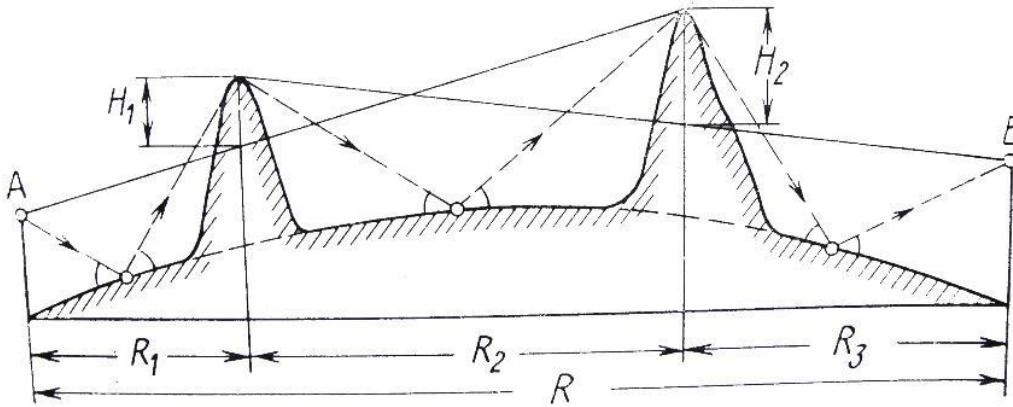
$$|V| = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(-U)} = \frac{0.225}{-U}; \quad (2)$$

Arba decibelinėje išraiškoje:

$$|V|_{dB} = -13 - 20\lg(-U). \quad (3)$$

Laukas taške B yra antrinių Hiugenso šaltinių, kurie nėra užstoti ekrano, suma. Sumuojant arba integruojant visus šaltinius esančius virš ekrano reikia atsižvelgti į jų intensyvumą, kuris priklauso nuo atstumo iki taško A .

Radio bangų trasoje gali būti ir kelios aštrios kliūtis, žiūr.pav.2.



Pav. 3 Radijo bangų difrakcija ant dviejų pleišto formos kliūčių

Dviejų kliūčių atveju, koeficientas V turi tokią išraišką:

$$V = |F(u_1)| |F(u_2)|; \quad (4)$$

kur: $F(u)$ - silpimo moduliai ant kliūčių.

$$\begin{cases} u_1 = H_1 \sqrt{\frac{2(R_1 + R_2)}{\lambda R_1 R_2}} \\ u_2 = H_2 \sqrt{\frac{2(R_2 + R_3)}{\lambda R_2 R_3}} \end{cases}; \quad (5)$$

R_1 - atstumas nuo siuntimo antenos A iki pirmos kliūties C;

R_2 - atstumas tarp kliūčių CD;

R_3 - atstumas nuo antros kliūties D iki priėmimo antenos B.

Jei turim dvi kliūtis, tai nustatant lauką taške B turime integruoti tuos šaltinius, kurie yra aukščiau antros kliūties, ir turim įskaityti, kad šių šaltinių intensyvumas priklauso ne tik nuo atstumo iki taško A, bet ir turime įvertinti pirmos kliūties įtaką. Tokiu būdu mažstant kliūčių skaičių galime didinti ir toliau. Tikslus matematinis sprendimas yra gana komplikotas, sprendiniai gaunami tik atskiriems atvejams, pav. Kai $H_1 = H_2 = 0$, tai:

$$|V| = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{R_2 R}{R_1 R_3}} \right] \quad (6)$$

Kai $R_2 \rightarrow 0$, tai turim vieną kliūtį ir $|V| \rightarrow \frac{1}{2}$ (-6 dB).

Jeigu H_1 ir H_2 neigiami ir dideli, tai $V = |F(u_1)||F(u_2)|$; čia $F(u)$ - silpimo moduliai ant kliūčių.

Į pirmos kliūties viršūnę galime žiūrėti kaip į ekvivalentinį spinduliavimo šaltinį, kurio išspinduliavimas susilpnintas $F(u_1)$ kartų. Antros kliūties viršūnę galime nagrinėti kaip antrinį spinduliavimo šaltinį, kurio išspinduliavimas susilpnintas $F(u_2)$ kartų ir t.t. Toks metodas tinka kai u_1, u_2, u_3 ir t.t. mažesni nei $0,5 \div 1$.

Nagrinėtame metode nebuvo įskaitomos atspindėtos bangos. Jei yra pakankamai lygi vietovė:

$$V = |F(u_1)||F(u_2)||M_1||M_2||M_3|; \quad (7)$$

čia $|M_1|$ - interferencinis daugiklio modulis tarp siuntimo antenos A ir pirmos kliūties C, $|M_2|$ - tarp pirmos kliūties C ir antros kliūties D, $|M_3|$ -tarp antros kliūties D ir priėmimo antenos B. Modulių M nustatymas jau yra žinomas uždavinys.

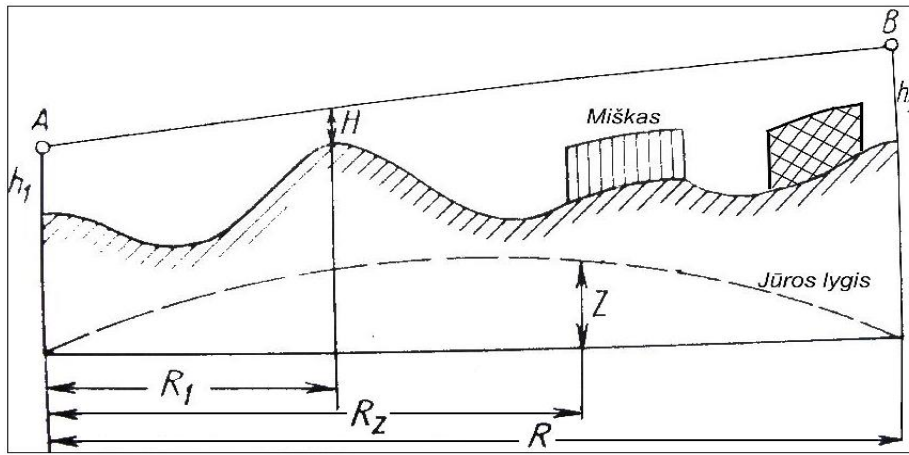
24.2 Kliūčių aproksimacija sferomis

Pleišto pavidalo kliūčių yra palyginti mažai, daugiau yra kliūčių, kurias galima aproksimuoti sferomis.

Pirmiausia nupiešiamas trasos profilis stačiakampėje koordinačių sistemoje. Antenų aukščiai žymimi ne pagal žemės spindulį, o pagal y ašį, tam, kad tiesės AB taškai išlaikytų savo lygius virš jūros paviršiaus. Šis paviršius atvaizduojamas parabole

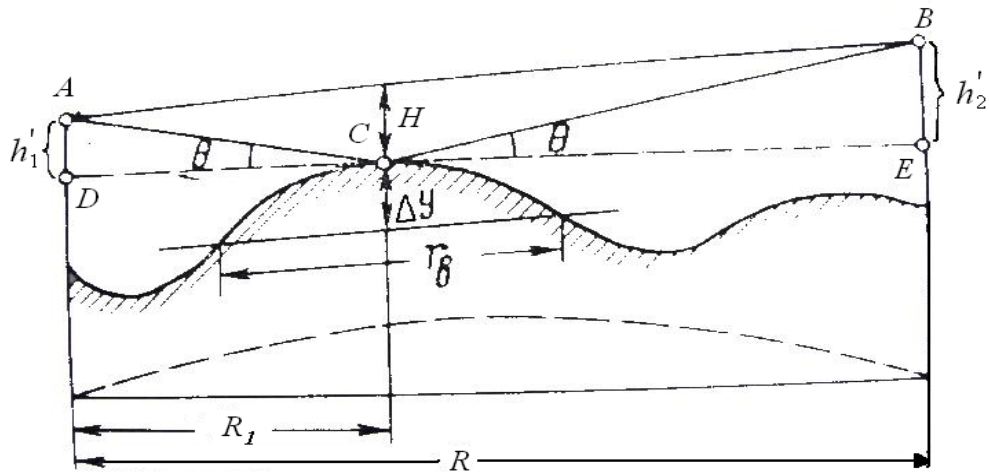
$z = \frac{RR_2}{2a} \left(1 - \frac{R_2}{R} \right)$, čia: R_z – atstumas nuo kairio trasos taško iki taško z , a – žemės

radiusas. Miškas UTB bangoms – nepereinama kliūtis.



Pav. 4 Trasos profilis, stačiakampėje koordinatinių sistemoje

Taškai D ir E – tai liestinės C taškai. Ieškant silpimo daugiklio, patogiau naudoti prošvaisą H ir h_1, h_2 , žiūr.pav.5. Jeigu H yra teigiama ir pakankamai didelė, turim atvirą trasą, tai į tašką B patenka dvi bangos: tiesioginė ir atsispindėjusi nuo kliūtis. Realiai linijos AB polinkis nedidelis, o trikampiai ADC ir BCE statūs, taip pat $AB \approx R$.



Pav. 5 Trasos su užapvalinta kliūtimi skaičiavimui, esant teigiamai prošvaisai

Randame tiesioginės ir atsispindėjusios bangų eigos skirtumą:

$$\begin{aligned}\Delta r &= \sqrt{R_1^2 + H^2} + \sqrt{(R - R_1)^2 + H^2} - R = \\ &= R_1 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H}{R_1}\right)^2} \right) + (R - R_1) \sqrt{1 + \left(\frac{H}{R - R_1}\right)^2} - R\end{aligned}\quad (8)$$

Kadangi $R_1 \gg H$ ir $R - R_1 \gg H$, šaknis skleidžiame eilutėmis ir imame tik pirmus du narius ir įvedę kintamąjį: $k = \frac{R_1}{R}$, gauname:

$$\begin{aligned}\Delta r &= R_1 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{H^2}{R_1^2} \right) + (R - R_1) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{H^2}{(R - R_1)^2} \right) - R = \\ &= \frac{1}{2} \frac{H^2 R}{R_1 (R - R_1)} = \frac{1}{2} \frac{H^2}{R \frac{R_1}{R} \left(1 - \frac{R_1}{R} \right)} = \frac{1}{2} \frac{H^2}{R \cdot k (1 - k)}\end{aligned}\quad (9)$$

Randame slydimo kampą Θ , iš šių dviejų trikampių, galime užrašyti:

$$\begin{aligned}tg \Theta &= \frac{H}{R_1} \\ tg \Theta &= \frac{H}{R - R_1}\end{aligned}\quad (10)$$

Tada ir įskaitant, kad slydimo kampai paprastai yra maži, gauname:

$$\begin{aligned}2tg \Theta &= \frac{H}{R_1} + \frac{H}{R - R_1} = H \frac{R}{R_1 (R - R_1)} = \frac{H}{Rk(1 - k)}; \\ \Theta &= \frac{1}{2} \frac{H}{Rk(1 - k)}.\end{aligned}\quad (11)$$

Tada, modifikuoti antenos aukščiai:

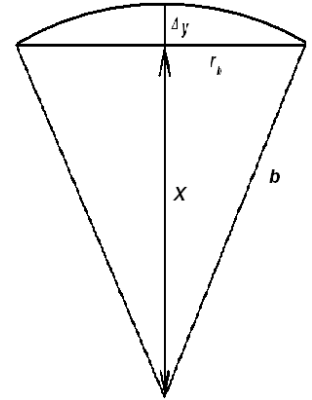
$$\begin{aligned}tg \Theta &= \frac{h'_1}{R_1}, \\ h'_1 &= kR\Theta = \frac{H}{2(1 - k)}; \\ h'_2 &= (1 - k)R\Theta = \frac{H}{2k}.\end{aligned}\quad (12)$$

Šias h'_1, h'_2 reikšmes statome į sklaidos koeficiento išraišką:

$$\begin{aligned}
D &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2R^2 h'_1 h'_2}{a(h'_1 + h'_2)^3}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2R^2 \frac{H^2}{4k(1-k)}}{a \left(\frac{H}{2(1-k)} + \frac{H}{2k} \right)^3}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\frac{R^2 H^2}{2k(1-k)}}{a \left(\frac{H(k+1-k)}{2k(1-k)} \right)^3}} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2 H^2}{2k(1-k)a} \cdot \frac{(2k(1-k))^3}{H^3}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4k^2(1-k)^2 R^2}{aH}}}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Keičiame žemės rutulio spindulį a į spindulį b , kuris aproksimuoja kliūtį, b randame iš Δy ir stygos r_b , kurie aproksimuoja kliūtį, taip kaip parodyta pav. 6, šie parametrai nustatomi grafiškai iš profilio. Jei $b \gg r_b$, o tai pildoma daugeliu atveju, tai:

$$\begin{aligned}
X &= \sqrt{b^2 - \frac{r_b^2}{4}} = b \sqrt{1 - \frac{r_b^2}{4b^2}} = b \left(1 - \frac{1}{8} \frac{r_b^2}{b^2} \right); \\
\Delta y &= b - b + \frac{r_b^2}{8b}; \Delta y = \frac{r_b^2}{8b}; \\
b &= \frac{r_b^2}{8\Delta y}.
\end{aligned} \tag{14}$$



Pav. 6 Kliūties aproksimacija
sfera

Išstatom b reikšmę į D išraišką ir gaunam:

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32k^2(1-k)\Delta y}{l^2 H}}}, \tag{15}$$

čia $l = \frac{r_b}{R}$.

Realiose sąlygose Θ mažas, todėl $\beta_\phi \approx \pi$, tada į interferencinių maksimumų ir minimumų sąlygas:

$$\begin{aligned}
\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r &= (2m-1)\pi; \\
\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r &= 2n\pi;
\end{aligned} \tag{16}$$

įstatę Δr išraišką 9, turėsime tokią maksimumo sąlyga:

$$\frac{2H^2}{2Rk(1-k)\lambda} = 2m-1; H_m = \sqrt{(2m-1)Rk\lambda(1-k)} \quad (17)$$

Ir minimumo sąlyga:

$$H_n = \sqrt{2nR\lambda k(1-k)} \quad (18)$$

Jei $\Delta r = \frac{\lambda}{6}$ ir $\beta = \pi$ iš 9 lygties gauname:

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{3}R\lambda k(1-k)}. \quad (19)$$

Tada fazės skirtumas tarp tiesioginės ir atsispindėjusios bangų sudaro 240 laipsnių, o atstojamasis vektorius bus apytikriai lygus lauko stiprumo vertei laisvoje erdvėje E_0 . Prasmė – prošvaisa H_0 yra tokia, kuriai esant elektrinio lauko silpimo daugiklis $|V|$ lygus 1-etu.

Skaičiavimuose naudojamas kartais ne absoliutinė, o santykinė prošvaisa ($p = \frac{H}{H_0}$). Įstatykim p į Δr išraišką ir turėkim omeny H_0 išraišką:

$$\Delta r = \frac{H^2}{2Rk(1-k)} \cdot \frac{\lambda}{\lambda} \cdot \frac{1}{\frac{1}{3}} = \frac{1}{6} \frac{H^2}{H_0^2} \lambda = \frac{1}{6} p^2 \lambda. \quad (20)$$

Tada laikydami $\beta_\varphi \approx \pi$ iš interferencinės formulės:

$$|V| = \sqrt{1 + |\Phi|^2 + 2|\Phi| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta\right)}, \text{ gauname:}$$

$$|V| = \sqrt{1 + |\Phi|^2 - 2|\Phi| \cos\left(\frac{\pi p^2}{3}\right)}; \quad (21)$$

iš šios formulės gauname, kad interferenciniai maksimumai ir minimumai bus kai:

$$p_m = \sqrt{3(2m-1)}, \text{ tada : maksimume : } |V| = 1 + |\Phi|_m;$$

Ir minimume:

$$p_n = \sqrt{6n}, \quad |V| = 1 - |\Phi|_n. \quad (22)$$

Dėl mažų Θ verčių $|\Phi| \approx D$, kadangi nuo plokštumų atsispindint, esant mažiems Θ , atspindžio koeficientas $|\Phi|_{pl} \approx 1$, minimumuose:

$$|V| = 1 - D_n. \quad (23)$$

Suskaičiuojame D_n , interferencines H_n minimumų vertes statom į 15 D išraišką:

$$D_n = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32k^2(1-k)^2 \Delta y \frac{1}{3}}{l^2 \sqrt{2nR\lambda k(1-k)} \frac{1}{3}}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32k^2(1-k)^2 \Delta y}{l^2 \sqrt{6n} H_0}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32}{\sqrt{6}} \frac{\alpha_e k^2 (1-k)^2}{l^2 \sqrt{n}}}}; \quad (24)$$

čia $\alpha_e = \frac{\Delta y}{H_0}$.

Iš čia:

$$|V_n| = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 13.1 \frac{\alpha_e k^2 (1-k)^2}{l^2 \sqrt{n}}}}. \quad (25)$$

Interferenciniai minimumai bus tuo didesni, kuo pošaknio antrasis narys artimesnis vienetui.

Interferensiniuose minimumuose silpimo modulis $|V|$ labai kritiškas atspindžio koeficiento modulio atžvilgiu, t.y. labai priklauso nuo jo. Jeigu yra nelygumai prie atspindžio taško tai būtina patikrinti Relėjaus sąlygą minimaliai zonai, pagal ankščiau jau aprašytas formules 22.6, tačiau šiuo atveju, aproksimuojant kliūtis sferomis, vietoje tikrų antenų aukščių reikia imti modifikuotus antenų aukščius h'_1, h'_2 iš 12 lygties, tada įstatę ir H_n reikšmę iš 18 lygties gauname, kad:

$$\begin{aligned} 2a_{\min} &= R \frac{\sqrt{\lambda R \left(\lambda R + \frac{3H^2}{k(1-k)} \right)}}{\lambda R + 3 \left(\frac{H}{2(1-k)} + \frac{H}{2k} \right)^2} = R \frac{\sqrt{\lambda R \left(\lambda R + \frac{3 \cdot 2nR\lambda k(1-k)}{k(1-k)} \right)}}{\lambda R + 3 \left(\frac{Hk + H(1-k)}{2k(1-k)} \right)^2} = \\ &= R \frac{\lambda R \sqrt{1+6n}}{\lambda R + 3 \frac{2nR\lambda k(1-k)}{[2k(1-k)]^2}} = R \frac{\sqrt{1+6n}}{1 + 3 \frac{n}{2k(1-k)}} = R \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} + 2n \right)}}{\left(\frac{1}{3} + \frac{n}{2k(1-k)} \right)}; \\ 2b_{\min} &= \sqrt{\frac{\lambda R (\lambda R + 12h_1 h_2)}{3(\lambda R + 3(h_1 + h_2)^2)}} = \lambda R \frac{\sqrt{1+6n}}{\sqrt{3 \left(\lambda R + \frac{3n\lambda R}{2k(1-k)} \right)}} = \sqrt{\lambda R} \cdot \sqrt{\frac{\frac{1}{9} + \frac{2n}{3}}{\frac{1}{3} + \frac{n}{2k(1-k)}}}. \end{aligned} \quad (26)$$

Maksimalus a_{\min} ir b_{\min} bus kai atspindžio taškas yra trasos viduryje ($k=0.5$), tada gauname:

$$2a_{\min} = R \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} + 2n \right)}}{\frac{1}{3} + 2n} = R \frac{\sqrt{1+6n}}{1+6n} = \frac{R}{\sqrt{1+6n}};$$

$$2b_{\min} = \sqrt{\lambda R} \cdot \frac{\sqrt{\frac{1}{9} + \frac{2n}{3}}}{\sqrt{\frac{1}{3}(1+6n)}} = \sqrt{\lambda R} \cdot \frac{\sqrt{1+6n}}{\sqrt{3(1+6n)}} = \sqrt{\frac{\lambda R}{3}}. \quad (27)$$

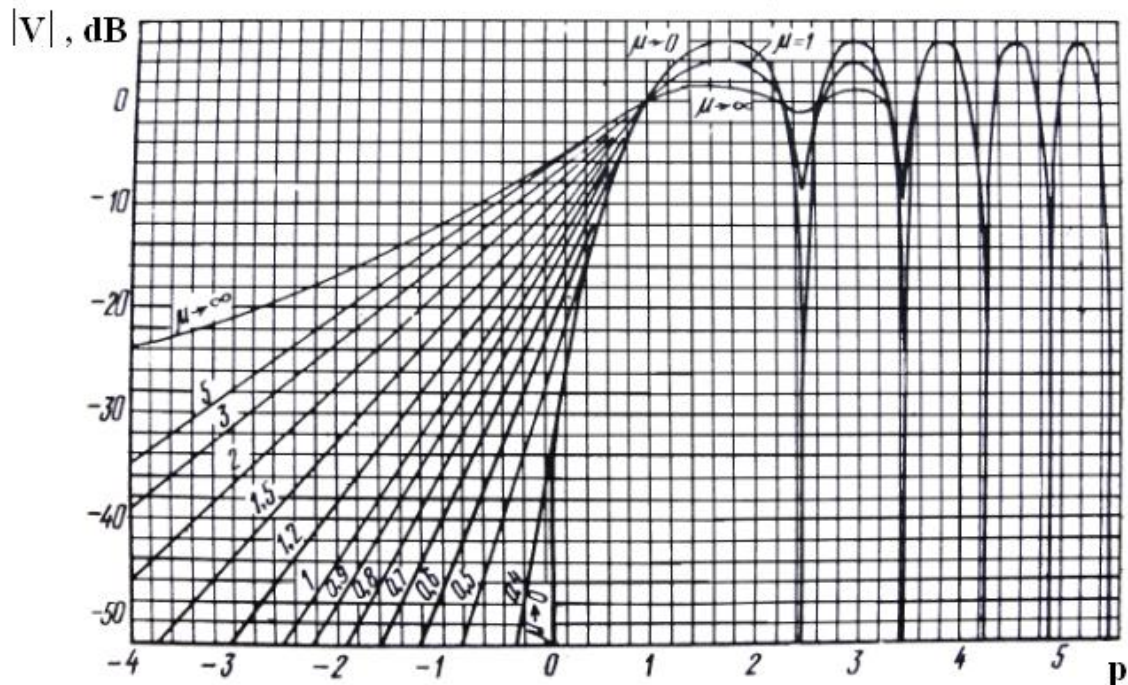
Tada Relėjaus kriterijus, įstačius Θ vertę iš lygties 11 ir įvertinę 19 H_0 išraišką, gauname:

$$\Delta h_{\max} = \frac{1}{8 \div 16} \frac{\lambda}{\sin \Theta} = \frac{1}{8} \frac{2\lambda R k(1-k)}{H} \cdot \frac{3}{3} = \frac{3}{4} \frac{H_0^2}{\sqrt{2n\lambda R k(1-k)} \frac{3}{3}} = (0.3 \div 0.15) \frac{H_0}{\sqrt{n}}. \quad (28)$$

Jei nelygumai mažesni nei Δh_{\max} , tai silpimo koeficientas bus apibrėžtas čia išvestom formulėm, jei nelygumai viršija Δh_{\max} vertę, tai į atspindėjusią bangą galima neatsižvelgti ir laukas bus lygus laukui atviroje erdvėje, t.y. $|V| \approx 1$. Iki šiol laikėme, kad $H > H_0$, o kas jei $0 < H < H_0$? Turėsime pusiau atvirą trasą ir jei $H < 0$, uždara trasą, kuriai jau nebegalima taikyti interferencinių formulių ir reikia taikyti difracinės formules.

Silpimo koeficiento modulio priklausomybė nuo koeficiento p , kuris proporcingas prošvaisai, esant skirtingoms trasos kliūčių užapvalinimo spinduliui, kuris proporcingas koeficientui μ pateikta pav.7. koeficientas $p=H/H_0$,

$$\mu = \sqrt[6]{\frac{64\pi\alpha_l^2}{3}} \sqrt[3]{\frac{k^2(1-k)^2}{l^2}} \sqrt{1 + \frac{l^2 p}{4\alpha_l k(1-k)}}.$$



Pav. 7 silpimo koeficiento modulio priklausomybė nuo santykinės prošvaisos, esant skirtingoms kliūtis užapvalinimo radiusams

Iš paveikslu matome, kad interferenciniai minimumai tuo didesni kuo mažesnis koeficientas μ . Kai $\mu \rightarrow 0$ gauname plokščias trasas, kai $\mu \rightarrow \infty$, gauname pleišto formos kliūtis trasoje. Čia pateiktos formulės, kurios gautos, darant prielaidą, kad kliūtis galima aproksimuoti sferomis, jeigu gi to padaryti negalima, tai lieka taikyti tik empirinės formules.

25 ŽEMĖS ATMOSFERA IR JOS ELEKTROMAGNETINIAI PARAMETRAI

Žemės atmosferą sąlyginai būtų galima suskirstyti į tris sritis pagal radijo bangų sklidimą, tai: 1- troposfera, 2- stratosfera, 3- jonosfera. Viršutinė troposferos dalis vadinama tropopauza, jos aukštis virš ekvatoriaus apie 16-18 km, vidutinėse platumose 10-12 km ir poliuose 7-10 km. Stratosfera prasideda nuo tropopauzos ir tęsiasi iki 50-60 km. Virš stratosferos yra jau jonosfera, kuri tęsiasi iki viršutinio atmosferos sluoksnio, t.y. 2-3 žemės spindulių. Jonosfera sudaryta iš įelektrintų dalelių, kurias „pagavo“ žemės magnetinis laukas, t.y. taip vadinama radiacinė juosta.

Troposfera nuo stratosferos skiriasi tuo, kad pradeda skirtis temperatūros priklausomybės dėsnis nuo aukščio, o jonosferoje labai daug laisvų elektronų ir jonų.

Koks gi cheminis atmosferos sąstatas? Kai aukštis siekia 10-50 km. išauga O_3 kiekis, esant aukščiui 35-40 km išauga He kiekis. Išaugęs O_3 kiekis labai keičia atmosferos temperatūrinį režimą aukščiuose 20-60 km. Cheminis atmosferos sąstatas ženkliai keičiasi nuo 90 km. Vyksta deguonies disocijacija $O_2 \rightarrow O$ ir O , tas pats vyksta ir su azotu. To pasėkoje sumažėja oro molekulinis svoris. Virš 1000 km aukštyje atmosfera jau būna pagrinde sudaryta iš neutralaus ir jonizuoto vandenilio H_2 .

Vandens garai koncentruojasi troposferos apatiniame sluoksnyje (iki 4% jo yra virš vandenynų). Atmosferoje yra dulkių, kurių dydis keičiasi nuo 10^7 - 10^2 cm, dūmų - 10^5 - 10^7 cm, tokių dalelių šaltiniai yra kalnų masyvai ir pramonės objektai. Mieste dalelių koncentracija paprastai sudaro 10^3 / cm^3 , augant aukščiui koncentracija mažėja 2-3 kartus kas kilometrą.

Temperatūra troposferoje mažėja kas 0,5-0,6^o kas 100 m. Troposfera neabsorbuoja saulės energijos. Ją absorbuoja tik vandens garai ir anglies dvideginis ir pats žemės paviršius. Toks temperatūros mažėjimas baigiasi ties tropopauza. Iki 30-35 km temperatūra nesikeičia arba kiek kyla toliau augant aukščiui iki 60 km. Augant aukščiui smarkiai temperatūra pradeda augti, dėl to, kad ozonas sugeria saulės ultravioletinius spindulius kurių bangos ilgis λ yra nuo 2300 iki 3200 A (angstremų). Kai ozono zona baigiasi temperatūra vėl pradeda kristi, kur minimalią reikšmę įgauna ties 80 km riba. Vėliau ji kyla dėl jonizuojančios saulės energijos poveikio, kai jos spinduliuojamos bangos, kurių bangų ilgiai $\lambda < 1340$ A absorbuojami. Temperatūrinė atmosferos priklausomybė nuo aukščio pateikta pav. 1, abscisių ašyje ir detaliau pavaizduota pav.1a standartinė temperatūros priklausomybė nuo aukščio, išmatuota JAV 1976m. Čia reikia turėti omeny, kad temperatūros sąvoka smarkiai išretintuose dujose yra kiek kitokia nei suslėgtuose dujose. Suslėgtuose dujose temperatūra yra vidutinės kinetinės energijos matas, kuris nepriklauso nuo judančių dalelių masės ir tam tikri makro tūriai yra termodinaminėje pusiausvyroje, tuo tarpu smarkiai išretintuose dujose tokia priklausomybė jau atsiranda. Laikoma, kad aukščiuose nuo 250-300 km termodinaminė pusiausvyra suyra ir temperatūros sąvoka tampa jau sąlyginė.

Troposferai būdingas yra intensyvus vertikalus oro masių maišymasis, sukuriniai atmosferos judesiai, dideli temperatūros ir drėgmės svyravimai, kurie labai veikia UTB radijo bangų sklidimą. Troposferoje didėjant aukščiui gana smarkiai mažėja slėgis, pav., jei ties jūros paviršiumi turime 760 mm Hg (1012 milibarų) slėgį, tai jau 10 km aukštyje slėgis bus tik 270 mm Hg, 60 km aukštyje – tik 0,25 mm Hg, žiūr. Taip pat pav. 1. Oro tankis atitinkamai keičiasi taip: kai $h=0$ m, $N = 2,7 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$, kai: $h=10$ km, $N = 7.2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$.

Atmosferos lūžio rodiklis gali būti nustatomas pagal tokią formulę, pateiktą ITU rekomendacijoje ITU-R P 453-9:

$$n = \sqrt{\epsilon_T \mu_T} = 1 + 77.6 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T} (1 + 4810 \frac{g}{T}) \quad (1)$$

kur: p – oro slėgis (hPa), T – absoliuti temperatūra, g vandens garų slėgis (hPa). Vandens garų slėgis susietas su oro drėgnumu tokiu sąryšiu:

$$g = \frac{aH}{100} e^{t+c} \quad (2)$$

kur: t – temperatūra Celcijaus skalėje, H – santykinis drėgnumas, a,b,c – koeficientai, kurie vandeniui įgauna tokias reikšmes:

a=6.1121,
b=17.502,
c=240.97.

Šie koeficientai galioja tokiam temperatūros intervalui: nuo -20 iki 50 laipsnių pagal Celsijaus skalę.

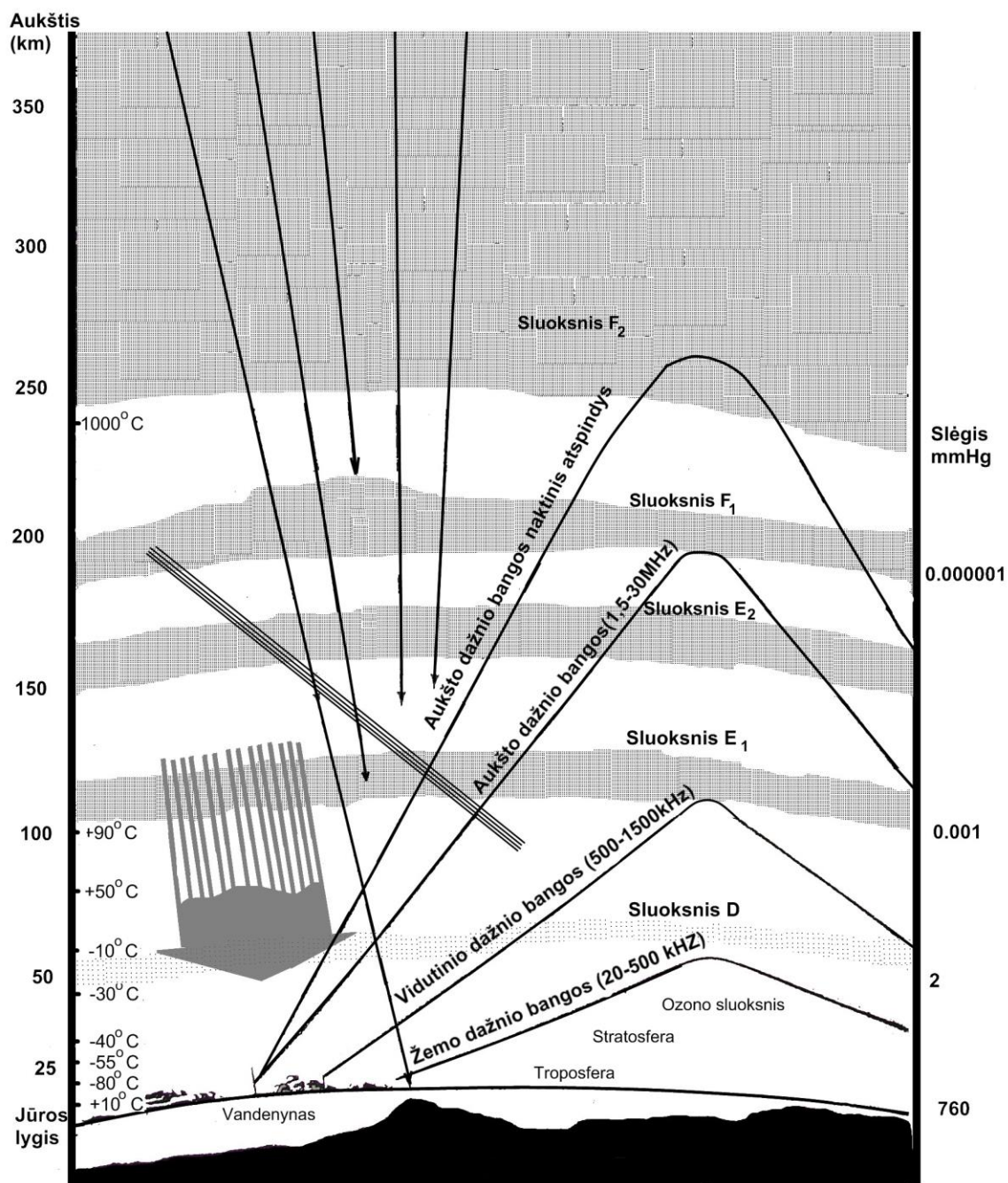
Ledui šie koeficientai įgauna tokias reikšmes:

$a=6.1115$,

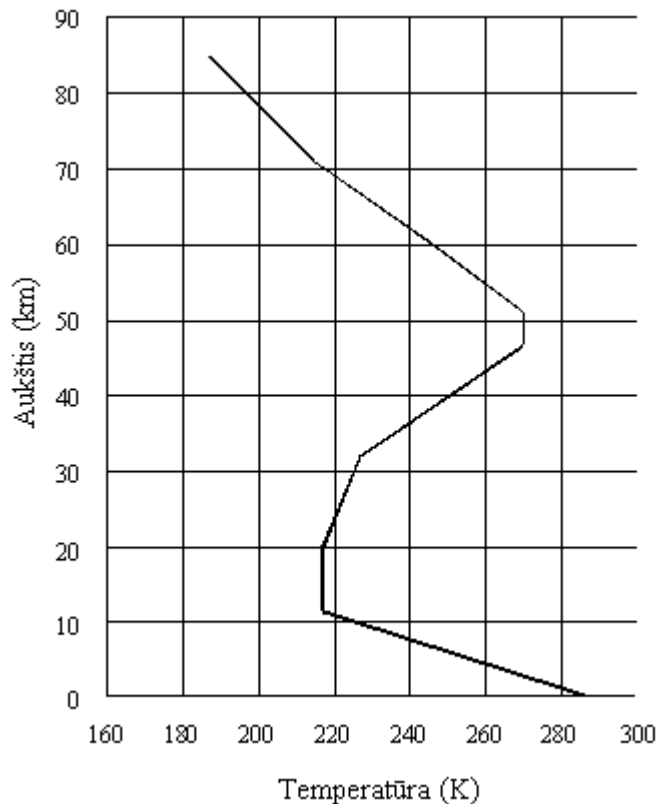
$b=22,452$,

$c=272,55$.

Šie koeficientai galioja tokiam temperatūros intervalui: nuo -50 iki 0 laipsnių pagal Celsijaus skalę.



Pav.1 Temperatūros ir slėgio kitimas atmosferoje, jonosferos poveikis radijo bangų sklidimui



Pav.1a Standartinė temperatūros priklausomybė nuo aukščio (ITU –R P. 835-4)

Troposferos lūžio rodiklis tik keliomis milijoninėmis dalimis didesnis už 1, todėl labai dažnai naudojamas vietoj lūžio rodiklio n naudojamas yra lūžio indeksas N , kuris lygus:

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 \quad (3)$$

Pav., esant aukščiui $h=0$ m, $n=1.000325$, tada: $N=325$.

Didėjant aukščiui h , lūžio indeksas paprastai mažėja, pav.: kai $h = 10$ km., $N=110$.

Standartinė lūžio indekso gradiento vertė: $\frac{\partial N}{\partial h} = 4.3 \cdot 10^{-2} \frac{1}{m}$, esant 18 laipsnių temperatūrai ir santykiniam drėgnumui 70 procentų.

Pagal ITU rekomendaciją ITU-R.P 453-9, yra laikoma, kad lūžio rodiklis nuo aukščio priklauso eksponentiniu dėsnio:

$$n(h) = 1 + N_0 \times 10^{-6} \times \exp(-h / h_0) \quad (4)$$

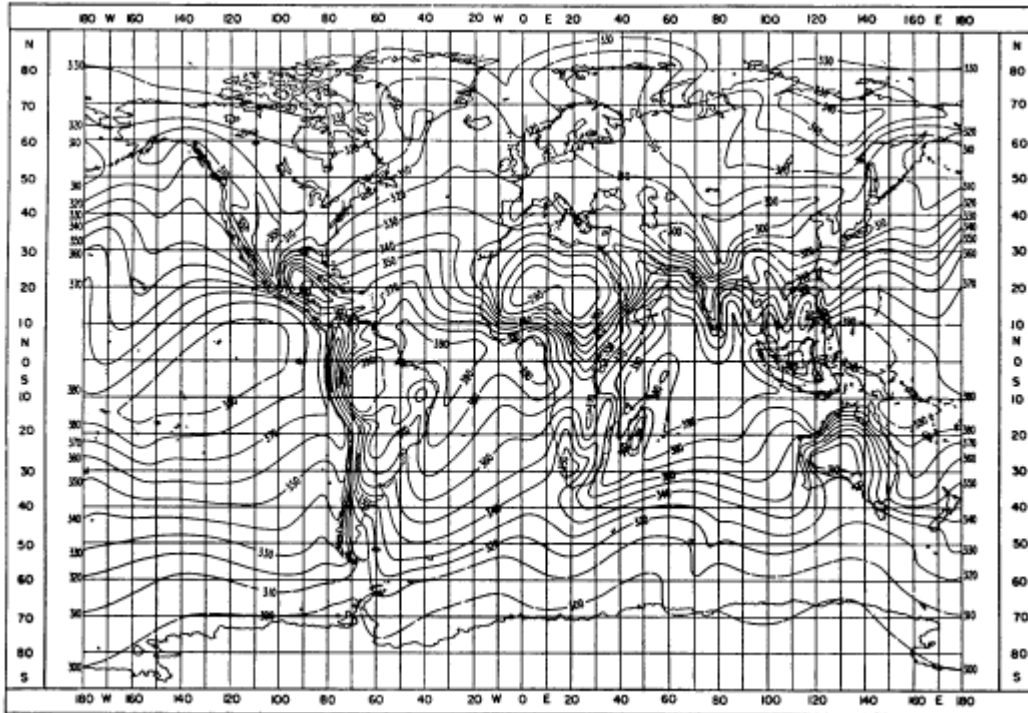
kur:

$N_0 = 315$: vidutinė atmosferos refrakcijos indekso vertė ties jūros lygiu (N-vienetais žiūr. Rekomendaciją ITU-R PN.453)

$h_0 = 7.35$ km, ir

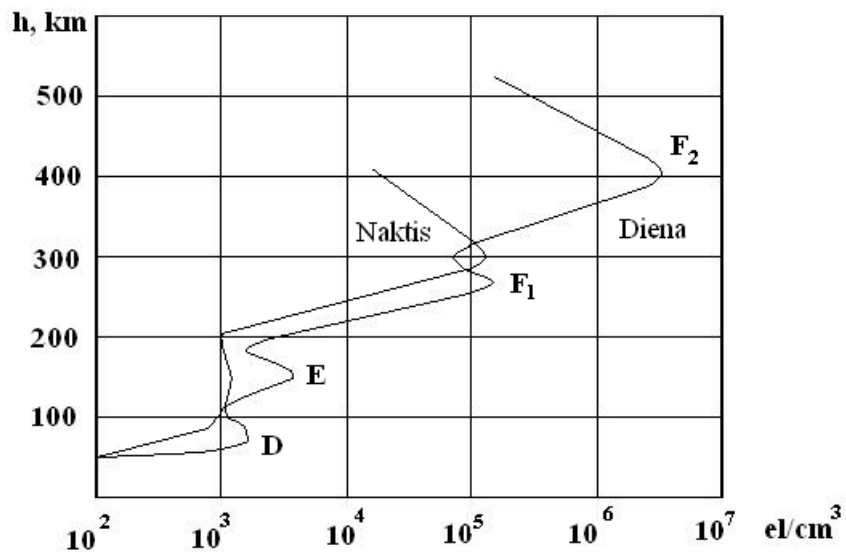
h : aukštis virš jūros lygio (km).

Lūžio indeksas vertė ir jo kitimo gradientas turi didžiulę įtaką radijo bangų sklidimui, todėl jo vertės tiriamos visame pasaulyje, yra ITU sudaryti N ir $\frac{\partial N}{\partial h}$ izolinių pasauliniai žemėlapiai keturiems metų sezonams, kuriuos galima rasti rekomendacijoje ITU –R P. 453-9 , žiūr. pav.2.



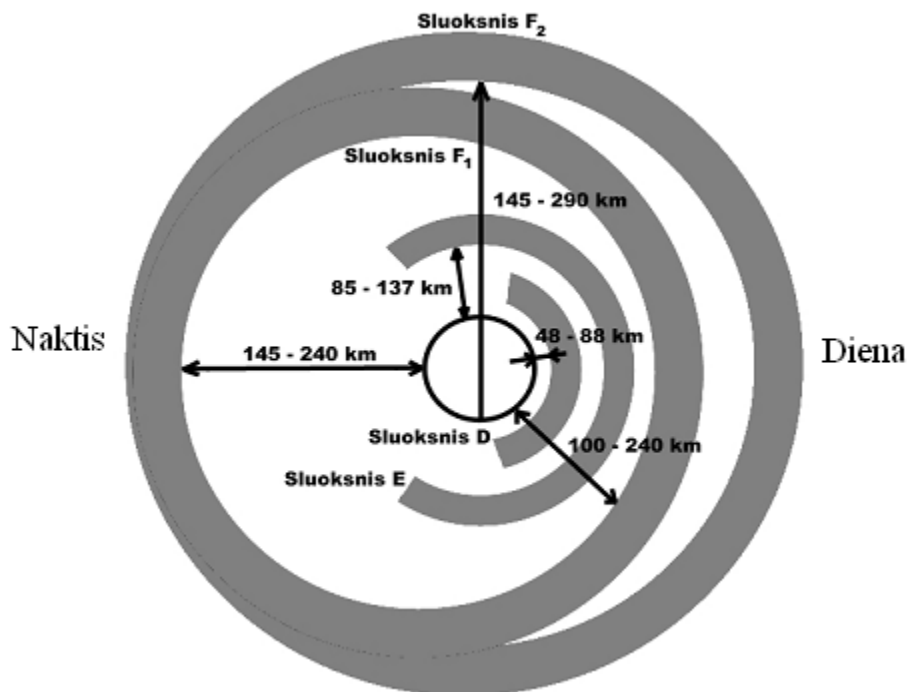
Pav. 2 Vidutinė mėnesinė refrakcijos indekso vertė N_0 , ties jūros lygiu vasario mėn.

Jonosferoje laisvųjų elektronų ir jonų koncentracija didėja didėjant aukščiui ir esant 300-400 km aukščiui pasiekia maksimalią vertę, priklausomai nuo paros periodo, toliau didėjant aukščiui laisvųjų elektronų ir jonų koncentracija mažėja. Tačiau laisvųjų elektronų ir jonų koncentracija nėra tolygiai pasiskirsčiusi pagal aukštį, žiūr. pav. 3, jonosferoje laisvieji elektronai yra kiek susikongravę ir galima išskirti tam tikrus sluoksnius. Kaip matome iš 1,3 ir 4 pav. jonosfera sudaryta lyg iš kelių sluoksnių: žemiausias sluoksnis D yra aukštyje 50-90 km, kuris naktį ir žiemą pranyksta ir kuris absorbuoja ir atspindi trumpąsias ir vidutines bangas. Aukščiau jo, 85-140 km aukštyje esantis E sluoksnis, kuriame laisvųjų elektronų tankis didesnis nei D naudojamas radijo ryšiui atspindėtomis bangomis dienos metu trumpais atstumais. F_2 sluoksnis randasi aukštyje kažkur apie 250-400 km, kuriame elektronų tankis daugiau kaip 10^6 el/cm³ ir kuris keičiasi paros bei metu laikotarpiu, naudojamas ryšiui atspindėtomis trumpomis bangomis. Vasaros metu tarp sluoksniu aukštyje 180-240 km. F_2 ir E susiformuoja sluoksnis F_1 , saulei leidžiantis jį susilieja su sluoksniu F_2 .



Pav. 3 Laisvųjų elektronų koncentracija jonosferoje

Naktį žemesniuose atmosferos sluoksniuose vyksta laisvųjų elektronų rekombinacija, todėl D sluoksnis ir kartais E išnyksta. Aukštesniuose sluoksniuose, kur slėgis labai mažas laisvųjų elektronų ir jonų susidūrimai palyginus reti, todėl rekombinacija vyksta lėtai. Ekvatoriaus platumose saulės jonizuojantis poveikis didesnis nei poliarinėse, dėl mažesnio saulės spindulių kritimo kampo į atmosferą.



Pav. 4 Jonosferos struktūra

Detalus jonosferos elektrinių charakteristikų aprašymas pateiktas rekomendacijoje ITU R P.1239.

Jonosferoje judėdami laisvieji elektronai sukuria sroves, kurios kartu su pastoviuoju žemės magnetiniu lauku ir sudaro žemės magnetinį lauką: kintamąją ir pastoviąją jo dedamąsias. Pastovų magnetinį lauką, pirmu artėjimu kuria besisukantis įmagnetintas rutulys, kurio magnetiniu polių ašis sudaro 11,5 laipsnio su jo sukimosi ašimi. Pastovusis magnetinis laukas bendru atveju turi tiek horizontalią tiek ir vertikalią dedamąsias. Magnetinio lauko tyrimai jonosferoje atliekami jonosferinėse stotyse, detalūs rezultatai pateikti ITU- R P. rekomendacijoje 1239. Žemės paviršiui sudaromi pasauliniai magnetinio lauko modulio žemėlapiai. Jei pažymėsime magnetinį lauko modulį raide F, o jo vertikalią dedamąją Z, chorizontalią – H, tai ties ekvatoriumi $F=H \approx 28$ A/m; prie ašigalio $F=Z \approx 56$ A/m; vidutinėse platumose $F \approx 40$ A/m. kintamoji magnetinio lauko vertė sudaro tik apie 1% pastoviosios magnetinio lauko vertės.

25.1 Troposferos dielektrinė skvarba.

Bendru atveju atmosfera apibūdinama parametrais: ϵ , μ , σ , kurie dar gali kisti nuo vietos ir laiko.

Laikysime, kad troposfera - tiesinė aplinka, o joje sklinda harmoninė banga $E = E_m e^{-i\omega t}$, Tada izotropinėje aplinkoje harmoninis laukas sukurią tokį srovės tankį:

$$j = -i\omega\epsilon_0\epsilon E + \sigma E \quad (5)$$

bendru atveju pilnutinis srovės tankis išreiškiama taip:

$$\vec{j} = \vec{j}_s + \vec{j}_{pol} + \vec{j}_{kon} \quad (6)$$

kur: j_s – slinkties srovės tankis;

j_{pol} – poliarizacinės srovės tankis;

j_{kon} – konvekcinės srovės tankis.

Troposferoje laisvų krūvininkų nėra, todėl konvekcinė srovė lygi nuliui, taigi srovės tankis bus lygus:

$$\vec{j} = \vec{j}_s + \vec{j}_{pol} \quad (7)$$

Ir:

$$j_s = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -i\omega\epsilon_0 E \quad (8)$$

$$j_{pol} = \epsilon_0 \chi \frac{\partial E}{\partial t} = -i\omega\epsilon_0 \chi E \quad (9)$$

čia: χ – dielektrinis medžiagos jautris, kuris priklauso nuo elektrinės ir magnetinės dujų molekulių struktūros bei nuo elektromagnetinės bangos dažnumo.

Jautrio dispersija nuo dažnumo atsiranda esant dažnumams virš 10 GHz.

Išraiškas 8, 9 įstatome į 7 ir ją sulyginame su 5 srovės tankio išraiška troposferoje, gauname tokią troposferos dielektrinės skvarbos išraišką, turėdami omeny, kad troposferoje $\sigma = 0$, tai:

$$\varepsilon_T = 1 + \chi \quad (10)$$

Nedipolinėms molekulėms, iš kurių sudaryta visos troposferos ir stratosferos dujos, išskyrus vandens garus:

$$\chi_1 = \frac{a_1 p}{T} \quad (11)$$

čia: a_1 – konstanta, p – dujų slėgis milibara, T – temperatūra absoliutiniais vienetais. Dipolinėms molekulėms (vandens garams):

$$\chi_2 = \frac{a_2 \omega}{T^2} \quad (12)$$

čia: a_2 – konstanta, ω – oro drėgnumas, t.y. vandens garų slėgis milibara. Esant dujų mišiniui:

$$\varepsilon_T = 1 + \frac{a_1 p}{T} + \frac{a_2 \omega}{T^2}, \quad (13)$$

čia: $a_1 = 1.55 \cdot 10^{-4}$, $a_2 = 0.745$.

Taigi ε_T didėja kai T mažėja ir p ir ω didėja. Įstačius konstantas:

$$\varepsilon_T = 1 + \frac{1.55 \cdot 10^{-4}}{T} \left(p + \frac{4810}{T} \right) \quad (14)$$

Troposferos dielektrinė skvarba tik keliomis dešimt tūkstantosiomis dalimis viršija vienetą, todėl įvedamas troposferos lūžio indeksas:

$$N = (\sqrt{\varepsilon_T} - 1) \cdot 10^6 = \frac{77.5}{T} \left(p + \frac{4810}{T} \right) \quad (15)$$

Kaip buvo pateikta 4 formulėje, lūžio rodiklis nuo aukščio priklauso eksponentiškai, tai reiškia, kad ir dielektrinė troposferos skvarba lygiai tokiu pačiu dėsniu priklauso nuo aukščio, žiūr. pav. 5, kreivė -1, taigi h didėjant, mažėja n ir tuo pačiu ε .

Tačiau tokia priklausomybė ne visada išpildoma, žemesniuose troposferos sluoksniuose (iki kelių šimtų metrų aukštyje) dėl temperatūros augimo, didėjant aukščiui ir vėliau jos kritimo dielektrinės skvarbos priklausomybė pavaizduota 2 kreivė- tai temperatūrinės inversijos poveikis, tai atsitinka šiltoms oro masėms patekus virš šaltesnio žemės paviršiaus. Kai šaltos oro masės, pav. iš jūros patenka ant šiltesnio žemės paviršiaus oro temperatūra aukščiui didėjant smarkiai mažėja, tačiau drėgmė auga- kreivė 3.

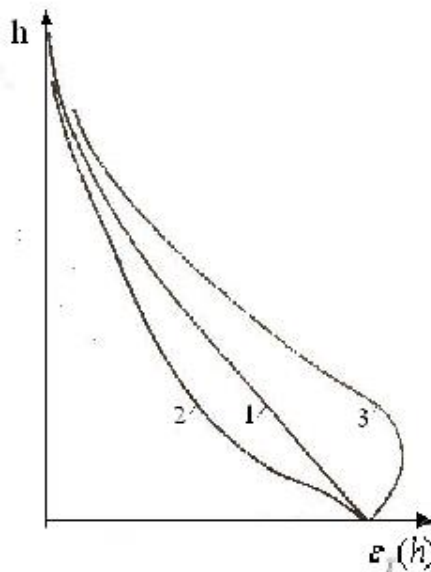
$$\varepsilon_T(h) = 1 + \Delta\varepsilon_0 e^{\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h} \quad (16)$$

čia: g - dielektrinės skvarbos kitimo gradientas, kuris paprastai < 0 ,
 $\Delta\varepsilon_0 = (\varepsilon_T - 1)$, prie žemės paviršiaus.

Šie pastarieji parametrai labai priklauso nuo vietos ir sezono, jiems sudarinėjami pasauliniai jų pasiskirstymo žemėlapiai. Standartinėmis yra priimtos tokios vertės: $\Delta\varepsilon_0 = 5,78 \cdot 10^{-4}$, $g = -7,85 \cdot 10^{-8}$ 1/m. Todėl eksponentės rodiklis yra daug mažesnis už vienetą ($-1,36 \cdot 10^{-4}$) ir 16 išraišką galime skleisti eilute:

$$\varepsilon_T(h) = 1 + \Delta\varepsilon_0 \left(1 + \frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h\right) = 1 + \Delta\varepsilon_0 + gh \quad (17)$$

Tai rodo, kad dielektrinė skvarba tiesiškai priklauso nuo aukščio virš jūros lygio, esant žemesniuose troposferos sluoksniuose.



Pav. 5 troposferos dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo aukščio:

- 1- standartinė priklausomybė;
- 2- Temperatūrinė inversija.
- 3- Drėgnumo inversija.

25.2 Jonosferos dielektrinė skvarba

Iš pradžių rasime jonosferos dielektrinę skvarbą neįvertinę žemės magnetinio lauko.

Jonosferoje dėl mažo neutralių dalelių skaičiaus į poliarizacinę srovę galime neatsižvelgti: $j_{pol}=0$, tada visa srovė jonosferoje bus sudaryta tik iš slinkties ir konvekcinės, taigi:

$$\vec{j} = \vec{j}_s + \vec{j}_{kon} \quad (18)$$

Ir

$$\vec{j}_s = -i\omega\epsilon_0 E \quad (19)$$

Laikant, kad jonosfera yra elektrinėje pusiausvyroje ir neigiamų jonų tankis žymiai mažesnis nei elektronų tankis $N_j^- \ll N_e$ (išskyrus D sluoksnį): $eN_e \approx N_i^+ e$, tada:

$$j_{kon} = eN_e v_e + eN_i^+ v_i^+ \quad (20)$$

N_e, N_i^+ - elektronų ir jonų tankiai, v – vidutinis greitis elektronų ir jonų judėjimo greitis.

Jonų ir elektronų judėjimo greičiai randami iš krūvių judėjimo lygties, laikant, kad krūvius veikianti elektrinė jėga $\vec{F}_{el} = e\vec{E}$ yra kompensuojama inercijos jėgos

$m_e \frac{dv_e}{dt}, m_i \frac{dv_i^+}{dt}$ ir trinties jėgos, kuri atsiranda susiduriant krūvininkams

$m_e v_e \nu_{ef}, m_j v_j \nu_{ef}$.

Užrašysime elektronų judėjimo lygtį:

$$eE = m_e \frac{dv_e}{dt} + m_e v_e \nu_{ef} \quad (21)$$

čia: ν_{ef} – susidūrimų skaičius per 1 s.

Tokią pačią lygtį galima užrašyti ir jonams, keičiant tik elektrono krūvio ženklą, masę ir judėjimo greitį į jono.

Jei atmosferoje sklinda harmoninė banga, tuomet greitis ieškomas tokia pavidale:

$$v = v_m e^{-i\omega t} \quad (23)$$

Įstatę, gauname:

$$eE = -i\omega m_e v_e + m_e v_e \nu_{ef} \quad (24)$$

Tuomet iš 24 lygties gauname:

$$v_e = \frac{eE}{m_e(\nu_{ef} - i\omega)} * \frac{(\nu_{ef} + i\omega)}{(\nu_{ef} + i\omega)} = \frac{eE}{m_e} \frac{\nu_{ef}}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} + i \frac{eE}{m_e} \frac{\omega}{\nu_{ef}^2 + \omega^2} \quad (25)$$

Jei $v_{ef} = 0$ (susidūrimų nėra), tai $v_e = i \frac{eE}{m_e \omega} \Rightarrow v_e \sim \frac{1}{m_e}$.

Jonų masė dešimtis tūkstančių kartų didesnė nei elektronų, taigi esant lygioms koncentracijoms jonų srovė bus tiek pat kartų mažesnė nei elektronų, todėl į jonų srovę izotropinėje jonosferoje galime neatsižvelgti. Tada neatsižvelgiame į jonų srovę, įstatę 25, 20, 19 į 18 gauname:

$$j = (-i\omega\varepsilon_0 + i \frac{e^2 N_e \omega}{m_e (v_{ef}^2 + \omega^2)} + \frac{e^2 N_e v_{ef}}{m_e (v_{ef}^2 + \omega^2)}) E \quad (26)$$

Iš šios lygties matome, kad laidumo srovė lygi nuliui, kai susidūrimų skaičius $v_{ef} = 0$. Sulyginę realiąsias ir menamas 5 lygties ir 26 lygties dalis turime:

$$\varepsilon_j = 1 - \frac{e^2 N_e}{m_e \varepsilon_0 (v_{ef}^2 + \omega^2)}, \quad \varepsilon_j = 1 - 3150 \frac{N_e}{v_{ef}^2 + \omega^2} \quad (27)$$

$$\sigma_j = \frac{e^2 N_e v_{ef}}{m_e (v_{ef}^2 + \omega^2)}, \quad \sigma_j = 2.82 * 10^{-8} \frac{N_e}{v_{ef}^2 + \omega^2} \quad (28)$$

Kadangi jonosferoje $v_{ef} < 10^7$ 1/s, tai esant pakankamai aukštiems dažniams $\omega^2 \gg v_{ef}^2$ ($v_{ef} < 10$ MHz):

$$\varepsilon_j = 1 - 3190 \frac{N_e}{\omega^2 (1 + \frac{v_{ef}^2}{\omega^2})} \approx 1 - 80.8 \frac{N_e}{f^2} \quad (29)$$

$$\sigma_j = 7.17 * 10^{-10} \frac{N_e v_{ef}}{f^2}, \quad (30)$$

taigi: $\sigma \sim \frac{1}{f^2}$.

Išraiška 29 parodo, kad jonosfera yra dispersinė aplinka. Dielektrinė skvarba gali būti mažesnė už laisvos erdvės dielektrinę skvarbą.

Jei dažniai maži: $\omega^2 \ll v_{ef}^2$, ε_j ir σ_j nebesipriklauso nuo dažnio.

Kadangi dielektrinė skvarba priklauso nuo elektronų koncentracijos N_e ir susidūrimų skaičiaus, kurie gali būti skirtingi netgi tame pačiame aukštyje, reiškia jonosfera nėra elektriškai vienalytė aplinka. Dielektrinė skvarba netgi gali būti lygi nuliui, kai radijo bangos dažnis lygus, žiūr. formulę 27:

$$\omega^2 = \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \quad (31)$$

Tai nusako atspindžio nuo jonosferos sąlygas.

Jonosferoje silpimas radijo bangos mažėja augant dažnumui, tai sąlygota tuo, kad augant dažnumui dėl elektronų inercijos mažėja elektronų svyravimų dažnis ir tuo pačiu kinetinė energija, kurią jie susidurdami perduoda sunkesnėms dalelėms. Praktiškai radijo bangų slopinimas jonosferoje vyksta iki radijo dažnių $f < 100$ MHz. Kas gi vyksta kai įskaitomas žemės magnetinis laukas?

Tada turime įskaityti Lorencio jėgą: $\vec{F}_M = e\mu_0[\vec{v}\vec{H}_z]$, kuri veikia elektronus ir šie veikiami elektrinio ir magnetinio lauko pradeda judėti spirale. Šios spiralės projekcija į plokštumą statmeną v ir H_z bus apskritimas, kurio spindulys r_H . Kampinis krūvio judėjimo greitis šiuo apskritimu randamas pagal krūvio judėjimo dėsnį, t.y.:

$$ma_{\perp} = F_M \quad (32)$$

čia: m – krūvininko masė, $a_{\perp} = v_{\perp}^2 / r_H$ - pagreitis normalės kryptimi.

Kaip žinia, greitį galime užrašyti ir taip: $v_{\perp} = r_H\omega_H$, tada krūvininko judėjimo lygtį 32, atsižvelgę į tai, kad lygtį sudarome statmenai greičio komponentei, galime užrašyti taip:

$$m\omega_H = e\mu_0H_z \quad (33)$$

Iš čia gauname, kad krūvio giromagnetinis (Larmono precesijos dažnis) sukimosi dažnis lygus:

$$\omega_H = \frac{e\mu_0H_z}{m} \quad (34)$$

Jonosferoje elektronų precesijos dažnis vidutinėse platumose, kai $H=40$ A/m, yra toks: $f_H=1,4$ MHz, tai patenka į viduriniųjų bangų diapazoną. Jonų gi precesijos dažnis yra lygus 54 Hz.

Lorencio jėga priklauso nuo žemės magnetinio lauko ir bangos sklidimo tarpusavio kampo, todėl bangos sklisdamos skirtingais, atžvilgių žemės magnetinio lauko kampais, indukuos skirtingas sroves ir tai sąlygos skirtingas dielektrines skvarbas bei laidumus. Taigi jonosferos elektriniai parametrai priklauso nuo sklidimo krypties. Tokios medžiagos ir vadinamos anizotropinėmis. Banga sklisdama kampu į žemės magnetinį lauką sukuria skirtingas sroves skirtingomis kryptimis, taip pasireiškia jonosferos anizotropija. Anizotropinės jonosferos savybes bangos sklidimo kryptimi nusako lūžio rodiklis ir absorbcijos koeficientas. Jie randami iš Maksvelio lygčių jonizuotoms dujoms:

$$\text{rot}\vec{H} = -i\omega\epsilon_0\vec{E} + eN_e\vec{v}_e \quad (35)$$

$$\text{rot}\vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \quad (36)$$

Ir elektronų judėjimo lygties, kai elektronai randasi žemės magnetiniame lauke, kurią galime užrašyti taip:

$$e\dot{E} + e\mu_0[\dot{v}_e H_z] = m_e \frac{dv_e}{dt} + m_e v_e v_{ef} \quad (37)$$

Pirma panagrinėsime paprastumo dėlei statmeną jonosferai bangos sklidimą, t.y. banga sklinda pagal ašį z, kuri nukreipta vertikaliai žemės paviršiui, o y ašis statmena žemės magnetiniam laukui H_z . Šis vektorius H_z sudaro kampą Θ_z su z ašimi. Tada vektorių H_z patogiu yra išskaidyti į išilginę H_L ir statmeną H_T komponentes, atžvilgiu bangos sklidimo krypties: $H_L = H_z \cos \Theta_z$, $H_T = H_z \sin \Theta_z$.

Radio bangų sklidimo ypatybės įmagnetintoje plazmoje yra tokios pat kaip ir elektromagnetinių bangų feromagnetikuose, esančiuose magnetiniame lauke, todėl šių lygčių: 35, 36, 37 sprendimą pateiksime 27 skyriuje, kur bus nagrinėjamos bangų sklidimo ypatybės tokiose girotropinėse medžiagose, o čia pateiksime tik galutinę lūžio rodiklio išraišką, kai: $\omega^2 > v_{ef}^2$, tada:

$$n_{jon0,x}^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 - g_j \pm \sqrt{g_j^2 + \omega_L^2 \omega^2}} \quad (38)$$

čia: $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}$ - plazminis jonosferos dažnis,

$$q_j = \frac{\omega^2 \omega_T}{2(\omega^2 - \omega_{pl}^2)},$$

$\omega_T = \omega_H \sin \theta_z = \frac{e\mu_0}{m_e} \sin \theta_z$ - skersinis giromagnetinis elektronų dažnis,

$\omega_L = \omega_H \cos \theta_z = \frac{e\mu_0}{m_e} \cos \theta_z$ - išilginis giromagnetinis elektronų dažnis.

Fizikinė 38 lygties prasmė: tiesinės poliarizacijos atveju, bangos sklidimo kryptimi jonosfera charakterizuojama dviem lūžio rodikliais, kuriuos apsprendžia 38 lygtyje du skirtingi ženklai prieš šaknį. Elektromagnetinė banga, sklisdama statmenai jonosferai, t.y. pagal ašį z, sudaro kampą su žemės magnetiniu lauku Θ_z , tada elektrinio lauko komponentės E_x , E_y sukuria jonosferoje elektronų srautus, kurie juda greičiais v_x , v_y . Dėl žemės lauko atsiranda dvi skirtingos Lorencio jėgos komponentės:

$\vec{F}_{Mx} = e\mu_0[\vec{v}_x \vec{H}_z]$, $\vec{F}_{My} = e\mu_0[\vec{v}_y \vec{H}_z]$. Sudėtinga indukuotų srovių sistema sukuria dvi skirtingos poliarizacijos bangas, kuriai jonosfera

charakterizuojama skirtingais lūžio rodikliais, todėl kiekviena banga sklinda skirtingais faziniais greičiais:

$v^0 = c/n_0$, $v^x = c/n_x$. Taigi viena banga skila į dvi bangas, su indeksu „0“ į taip vadinamą paprastąją ir su indeksu „x“ – nepaprastąją.

Panagrinėsime atskyrus atvejus:

skersinis radio bangos sklidimas, t.y. kai radio bangos sudaro 90° kampą su žemės magnetiniu lauku. Toks sklidimas gali būti realizuotas kai banga vertikaliai sklinda ties magnetiniu ekvatoriumi. Tada: $\Theta_z = \pi/2$, $H_L = 0$, $H_T = H_z$, $\omega_L = 0$, $\omega_T = \omega_H$, įstatę šias reikšmes į 38 lygtį, imdami ženklą + prieš šaknį gauname:

$$n_0^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \quad (39)$$

Matome, kad lūžio rodiklis įgauna tokią pat išraišką kaip ir be magnetinio lauko, kai $v_{ef} = 0$.

Imame prieš šaknį kitą ženklą:

$$n_x^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 - 2g} = 1 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega^2 - \omega_{pl}^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{pl}^2 - \omega_H^2)} \quad (40)$$

Kaip matome n_0 gana žymiai skiriasi nuo n_x .

Tegul turime išilginį sklaidimą, kai banga sklinda lygiagrečiai magnetinio lauko jėgoms linijoms. Taip būna esant vertikaliajam bangų sklaidimui į jonosferą prie magnetinių ašigalių arba horizontaliam ties magnetiniu meridianu.

Tada: $\Theta_z = 0$, $H_T = 0$, $\omega_T = 0$, $H_L = H_z$, $\omega_T = 0$ ir $\omega_L = \omega_H$, $q_j = 0$,
paprastai bangai lūžio rodiklis:

$$n_0^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + \omega_H)} \quad (41)$$

Ir nepaprastai bangai:

$$n_x^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega - \omega_H)} \quad (42)$$

Taigi tiek skersinio tiek ir išilginio radijo bangų sklaidimo atveju jonosferos lūžio rodiklis skiriasi nuo izotropinio lūžio rodiklio, kadangi Lorencio jėga veikia į krūvių judėjimą tiek x tiek ir y ašių atžvilgiu.

Fizikinė prasmė dviejų skirtingų lūžio rodiklių: kiekvieną tiesinės poliarizacijos bangą galima pavaizduoti dviejų apskritiminės poliarizacijos bangų suma. Šių apskritimiškai poliarizuotų bangų elektrinio lauko vektorių moduliai yra lygūs, bet patys vektoriai sukasi skirtingomis kryptimis, plokštumoje statmenoje bangos sklaidimo kryptčiai. Nepaprastosios bangos elektrinio vektoriaus sukimosi kryptis sutampa su savuoju sąlygotu žemės magnetiniu lauku elektronų sukimosi kryptimi jonosferoje, todėl poveikis elektromagnetinės bangos ir žemės magnetinio lauko į elektronus sumuojasi. Paprastosios bangos elektrinio lauko sukimosi vektorius sutampa su savuoju sąlygotu žemės magnetiniu lauku jonų sukimosi kryptimi jonosferoje.

25.3 Nuostoliai troposferoje

Pagal 24.1.10-14 formules troposferos lūžio rodiklio ar dielektrinės skvarbos išraiškos priklauso nuo jos drėgnumo, dujų slėgio, temperatūros. Esančios atmosferoje dujos apsprendžia jos dielektrinę skvarbą ir nuo tam tikros radijo dažnio vertės jau įneša

apčiuopiamus nuostolius radijo bangų sklidimui. Paprastai šie nuostoliai pastebimi jau nuo 10 GHz radijo dažnio vertės ir yra sąlygoti:

1. Molekulinio rezonanso, homogeninių dujų poliarizacinio rezonanso.
2. atmosferos nehomogeniškumo.
3. lietaus, rūko ir miglos (įskatinat dulkes, dūmus ir kitas daleles, kurios yra ore)

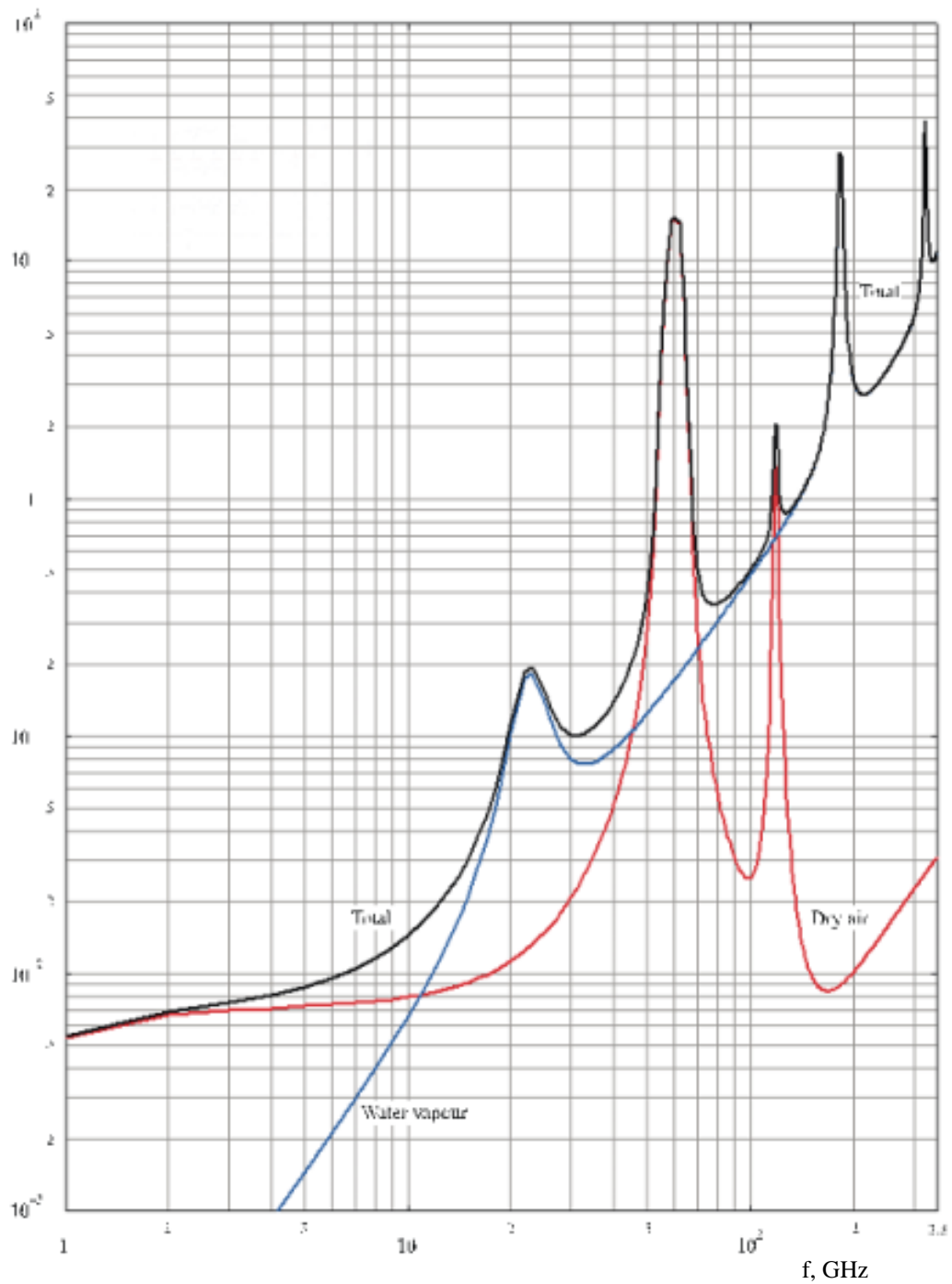
Bangos sklidimą atmosferoje įtakoja tokie molekuliniai rezonansai kaip: vandens garų (H_2O) ties 22 GHz ir 183GHz, deguonies molekulės ties 60 GHz ir deguonies atomo ties 119 GHz. ITU rekomendacijoje ITU-R-P.676-6 pateiktos atmosferos dujų absorbcijos dažninės priklausomybės radijo dažniams iki 300 GHz diapazone, esant įvairiems aukščiams virš jūros lygio bei trasų tipams. Taigi skaičiuojant nuostolius laisvoje erdvėje pagal išraiškas 13.7 arba 13.10 reikia dar ir pridėti nuostolius, kuriuos neišvengiamai įneša atmosferoje, esantys vandens garai ir deguonis žiūr. pav. 6. Šiame paveiksle pateiktas specifinis radijo bangos silpimas atmosferoje, esant atmosferos slėgiui 1013 hPa, temperatūrai 15 C ir vandens garų kiekiui atmosferoje 7.5 g/m^3 , paveiksle gerai matomi vandens garų ir deguonies rezonansai. Kitos atmosferoje esančios dujos: N_2O , SO_2 , O_3 , NO_2 ir NH_3 taip pat įneša tam tikrą silpimą, tačiau jis yra daug kartų mažesnis už deguonies ir vandens garų dėl jų labai mažo kiekio atmosferoje. Didesnę įtaką radijo bangų sklidimui gali sudaryti nuostoliai dėl kritulių, ypač aukštesniuose dažniuose virš 15 GHz, priklausomai nuo kritulių intensyvumo. Kritulių poveikis pasireiškia tuo, kad dalis radijo bangos energijos yra išsklaidoma lašų ir dalis energijos absorbuojama lietaus lašais. Absorbuota dalis energijos veda prie to, kad įkaista absorbuojama medžiaga.

Kritulių intensyvumas nustatomas pagal individualius šalies hidrometeorologinius duomenys, jei tokie yra, kitu atveju galima naudotis duomenimis duotasis ITU-R rekomendacijoje ITU-R.P 837-4 kiekvienos ilgumos ir platumos taškui pateiktas lietaus kritulių intensyvumas, yra sudaryti pasauliniai žemėlapiai 0,01% vidutinių metų laiko procentui, integravimo laikas kas minutę. Šioje rekomendacijoje pateikti 15 metų apibendrinti matavimo duomenys. Pav. 7 pateiktas vienas toks lietaus intensyvumo izolinijų žemėlapis regionui, kuris apima ir Lietuvą. Matome, kad mūsų teritorijoje intensyvumas $R_{0.01}$ kinta nuo 25 iki 30 mm/h, didėjant nuo rytų į vakarus.

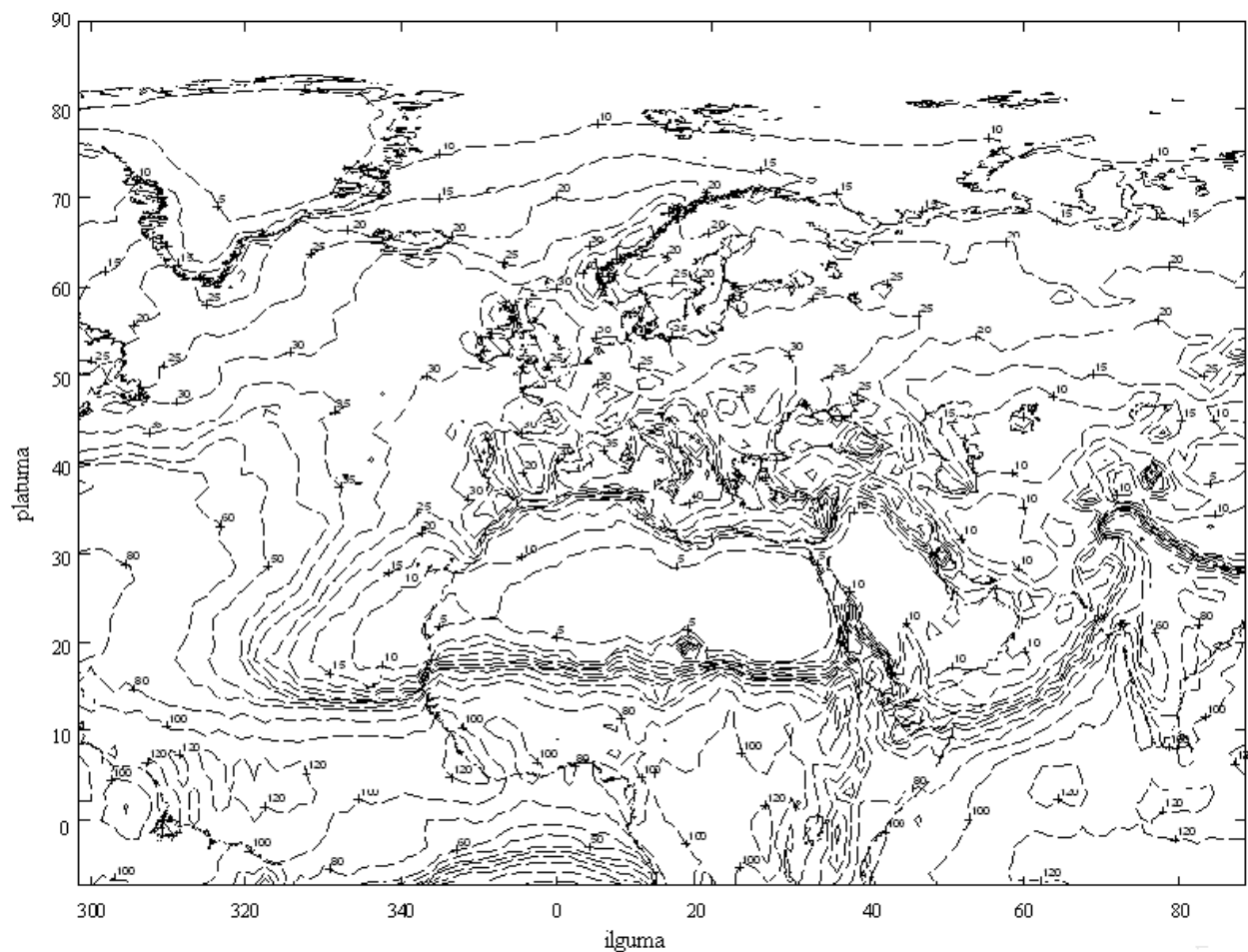
Specifiniai nuostoliai dėl lietaus išreiškiami pagal tokią empirinę formulę, kuri pateikta ITU-R.P838-3:

$$A_{dB} = kR^\alpha \quad (43)$$

kur: A_{dB} –specifiniai nuostoliai dėl lietaus išreikšti [dB/km], R – lietaus intensyvumas išreiškiamas [mm/h], o koeficientai k ir α , kurie priklauso nuo bangos poliarizacijos ir dažnumo, diapazone nuo 1 iki 1000GHz yra pateikti minėtoje rekomendacijoje ir jų fragmentas, t.y. daugiausiai naudojamame dažnių diapazone pateiktas lentelėje 1.



Pav. 6 Specifinio radijo bangos silpimo atmosferoje ξ [dB/km] dažninė priklausomybė.



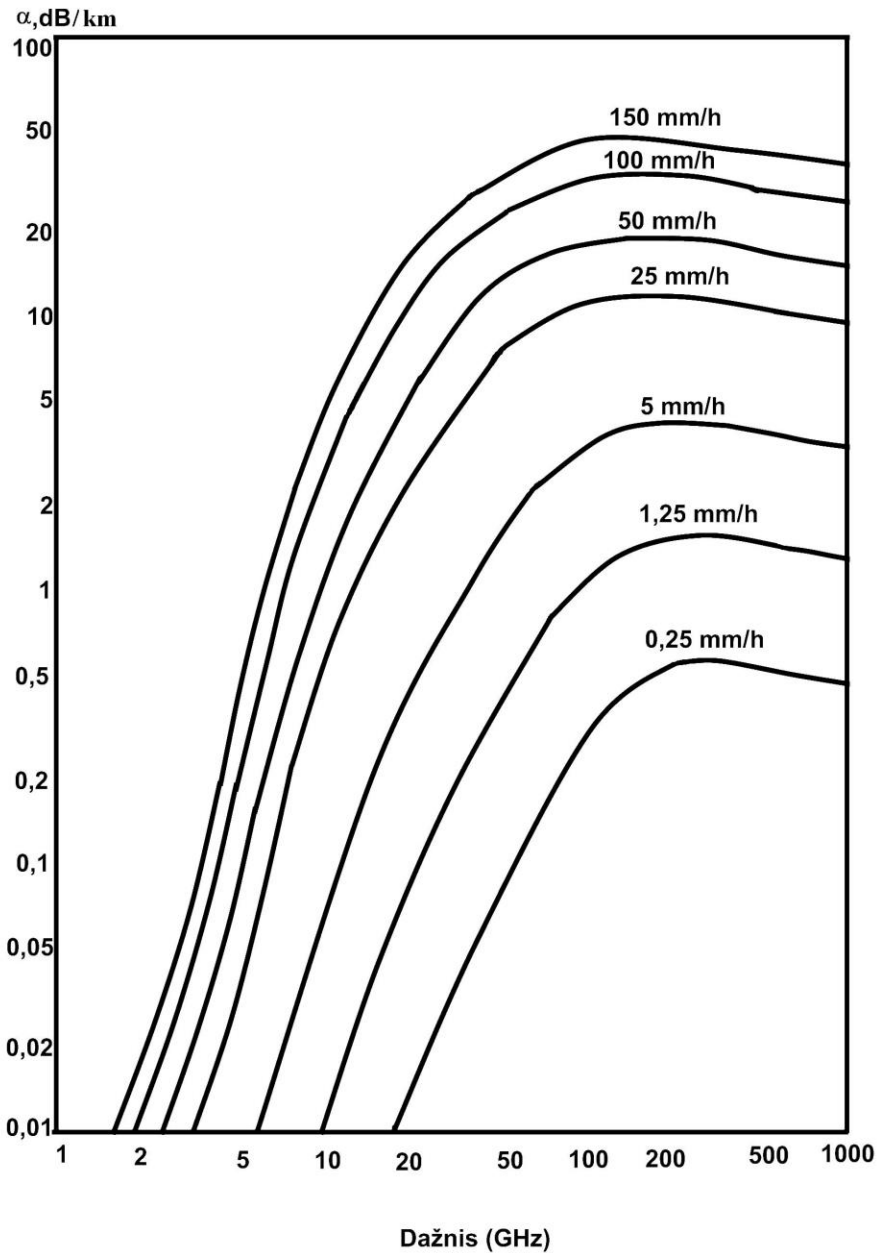
Pav.7 lietaus intensyumo $R_{0.01}$ vidutinių metų laikotarpiui izolinių žemėlapis

LENTELĖ 1

Frequency (GHz)	k_H	α_H	k_V	α_V
11	0.01772	1.2140	0.01731	1.1617
12	0.02386	1.1825	0.02455	1.1216
13	0.03041	1.1586	0.03266	1.0901
14	0.03738	1.1396	0.04126	1.0646
15	0.04481	1.1233	0.05008	1.0440
16	0.05282	1.1086	0.05899	1.0273
17	0.06146	1.0949	0.06797	1.0137
18	0.07078	1.0818	0.07708	1.0025
19	0.08084	1.0691	0.08642	0.9930
20	0.09164	1.0568	0.09611	0.9847
21	0.1032	1.0447	0.1063	0.9771

Frequency (GHz)	k_H	α_H	k_V	α_V
22	0.1155	1.0329	0.1170	0.9700
23	0.1286	1.0214	0.1284	0.9630
24	0.1425	1.0101	0.1404	0.9561
25	0.1571	0.9991	0.1533	0.9491
26	0.1724	0.9884	0.1669	0.9421
27	0.1884	0.9780	0.1813	0.9349
28	0.2051	0.9679	0.1964	0.9277
29	0.2224	0.9580	0.2124	0.9203
30	0.2403	0.9485	0.2291	0.9129
31	0.2588	0.9392	0.2465	0.9055
32	0.2778	0.9302	0.2646	0.8981
33	0.2972	0.9214	0.2833	0.8907
34	0.3171	0.9129	0.3026	0.8834
35	0.3374	0.9047	0.3224	0.8761
36	0.3580	0.8967	0.3427	0.8690
37	0.3789	0.8890	0.3633	0.8621
38	0.4001	0.8816	0.3844	0.8552
39	0.4215	0.8743	0.4058	0.8486
40	0.4431	0.8673	0.4274	0.8421
41	0.4647	0.8605	0.4492	0.8357
42	0.4865	0.8539	0.4712	0.8296
43	0.5084	0.8476	0.4932	0.8236
44	0.5302	0.8414	0.5153	0.8179
45	0.5521	0.8355	0.5375	0.8123
46	0.5738	0.8297	0.5596	0.8069
47	0.5956	0.8241	0.5817	0.8017
48	0.6172	0.8187	0.6037	0.7967

Koeficientų vertės tarpinėms radijo dažnių vertėms gaunamos ekstrapoliavimo būdu. Galima būtų pastebėti, kad įstačius koeficientų vertes skirtingų poliarizacijų bangoms k_H , α_H ar k_V , α_V gautume, kad horizontaliosios poliarizacijos bangos būtų slopinamos kiek daugiau nei vertikaliosios poliarizacijos. Tai paaiškinama tuo, kad lašas nelaikomas rutulio formos, jis yra kiek suplotas ties poliais. Pateikta skaičiavimo formulė ir lentelė nors ir duoda tikslius rezultatus, tačiau jos nėra informatyvios, Greitam nuostolių dėl lietaus įvertinimui galima būtų naudoti taip pat ir duomenis, kurie pateikti ITU ataskaitoje 721-3, ITU-CCIR, žiūr. pav. 8.



Pav.8 Specifinio lietaus nuostolių dažninė priklausomybė, esant skirtingoms lietaus intensyvumo vertėms, kai oro temperatūra 20 °C, lašeliai sferinės formos.

Paprastai ne visame radijo bangos kelyje d būna lietus, laikoma, faktinis paveiktas lietumi tramos ilgis yra d_{ef} , kuris lygus: $d_{ef} = rd$, t.y. trasa kiek sutrumpėja, r yra tramos pokyčio faktorius, kuris randamas iš tokios išraiškos:

$$r = \frac{1}{1 + d/d_0} \quad (44)$$

kur: kai $R_{0.01} \leq 100$ mm/h:

$$d_0 = 35 e^{-0.015 R_{0,01}} \quad (45)$$

kai $R_{0,01} > 100$ mm/h, turime imti $R_{0,01}$ vertę lygią 100 mm/h .

Taigi slopinimas trasoje dėl lietaus tada bus lygus:

$$A_{0,01} = A_{dB} d_{ef}$$

(46)

Norint perskaičiuoti radijo bangų slopinimą trasoje kitam laiko procentui, nuo 0.001% iki 1 %, šioje rekomendacijoje pateikta tokia perskaičiavimo formulė, visoms stotims, esančioms platumose didesnėse nei 30^0 į šiaurę arba pietus:

$$\frac{A_p}{A_{0,01}} = 0.12 p^{-(0.546 + 0.043 \log_{10} p)} \quad (47)$$

Tuo metu sutrumpėjimo faktorius r įgauna tokias reikšmes: 0.12, 0.39, 1 ir 2.14, esant tokiems laiko momentams: 1%, 0.1%, 0.01% ir 0.001% atitinkamai.

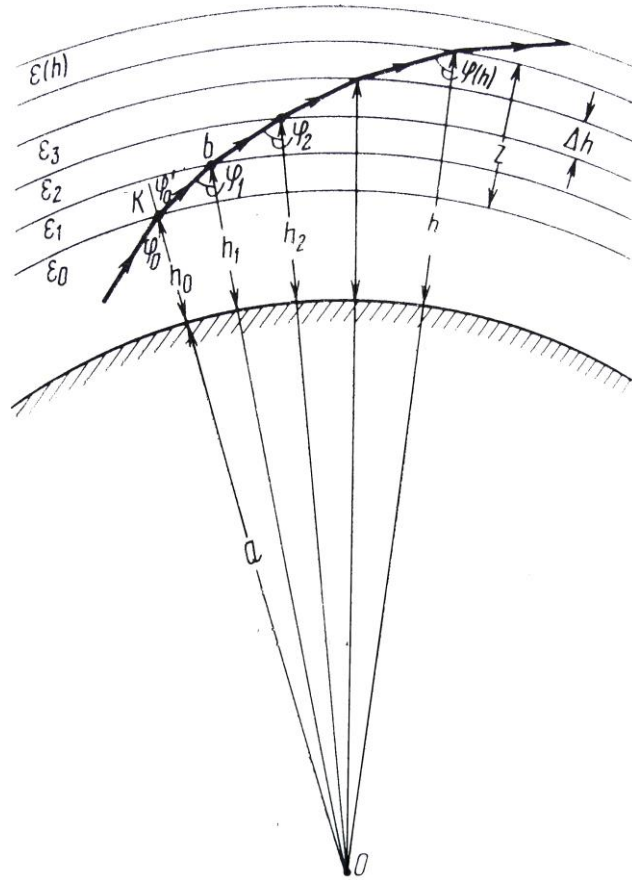
Čia pateikta slopinimo skaičiavimo metodika tinka radijo dažnių juostai iki 40 GHz bei trasos ilgiui iki 60 km.

Taigi skaičiuojant nuostolius laisvojoje erdvėje, pagal formulę 13.7 arba 13.10 šalia nuostolių kuriuos neišvengiamai įneša atmosferoje, esantys vandens garai ir deguonis (žiūr. pav. 6) dar reikia pridėti ir galimus nuostolius dėl lietaus (žiūr. formulę 42).

26 Radijo bangos sklidimo trajektorija, jos radiusas

26.1 Radijo bangos sklidimo trajektorija ir radiusas troposferoje

Nustatysime radijo bangos sklidimo trajektoriją, jos spindulį, kai banga sklinda nevienalytėje atmosferoje, laikydami, kad dielektrinė skvarba tolygiai keičiasi tik nuo aukščio virš žemės paviršiaus, į lokalius dielektrinės skvarbos kitimus neatsižvelgsime. Laikome, kad atmosfera sudaryta iš nedidelių sluoksnių su skirtingomis dielektrinėmis skvarbomis, bet pačiame sluoksnyje dielektrinė skvarba pastovi. Taigi dielektrinės skvarbos izolinijos sudarys koncentrinus apskritimus, taip kaip tai parodyta pav. 1. Kiekvieno sluoksniu ribose bangos trajektorija bis eis tiese, riboje banga keis savo kryptį. Tegul banga į atmosfera krinta tam tikru kampu φ_0 , skiriamojame riboje ji pakeis kryptį ir į kitą jau sluoksnį, kuris yra aukštyje h_1 kris kampu φ_1 ir t.t.



Pav. 1 Bangos lūžis sluoksniuotoje atmosferoje

Tada pagal lūžio dėsnį:

$$\sqrt{\varepsilon(0)} \sin \varphi_0 = \sqrt{\varepsilon_1} \sin \varphi_0' \quad (1)$$

čia: ε_1 – atmosferos dielektrinė skvarba pirmame ploname sluoksnyje.

Trikampiui ΔOKb taikome sinusų teoremą:

$$\frac{a + h_0}{\sin \varphi_1} = \frac{a + h_1}{\sin(180 - \varphi_0')} = \frac{a + h_1}{\sin \varphi_0'} \quad (2)$$

Tada į 2 lygtį įstatome $\sin \varphi_0'$ išraišką iš 1 lygties:

$$\sqrt{\varepsilon(0 + h_1)}(a + h_1) \sin \varphi_1 = \sqrt{\varepsilon(0)}(a + h_0) \sin \varphi_0 \quad (3)$$

Tada analogiškai aukštyje h_2 , turėsime:

$$\sqrt{\varepsilon_2}(a+h_2)\sin\varphi_2 = \sqrt{\varepsilon_1}(a+h_1)\sin\varphi_1 = (a+h_0)\sqrt{\varepsilon(0)}\sin\varphi_0 \quad (4)$$

Tada bet kokiam aukščiui virš žemės paviršiaus turėsime:

$$\sqrt{\varepsilon(h)}(a+h)\sin\varphi(h) = \sqrt{\varepsilon(0)}(a+h_0)\sin\varphi_0 \quad (5)$$

Iš šios lygties gauname radijo bangos sklidimo polinkio kampą:

$$\sin\varphi(h) = \frac{\sqrt{\varepsilon(0)} \left(1 + \frac{h_0}{a}\right)}{\varepsilon(h) \left(1 + \frac{h}{a}\right)} \sin\varphi_0 = \sin\varphi_0 \frac{\sqrt{\varepsilon(0)}}{\sqrt{\varepsilon(h)}} \frac{1}{1 + \frac{z}{a}} \quad (6)$$

čia: $z = h - h_0$, aukštis virš apatinio sluoksnio, nuo kurio vyksta lūžis.

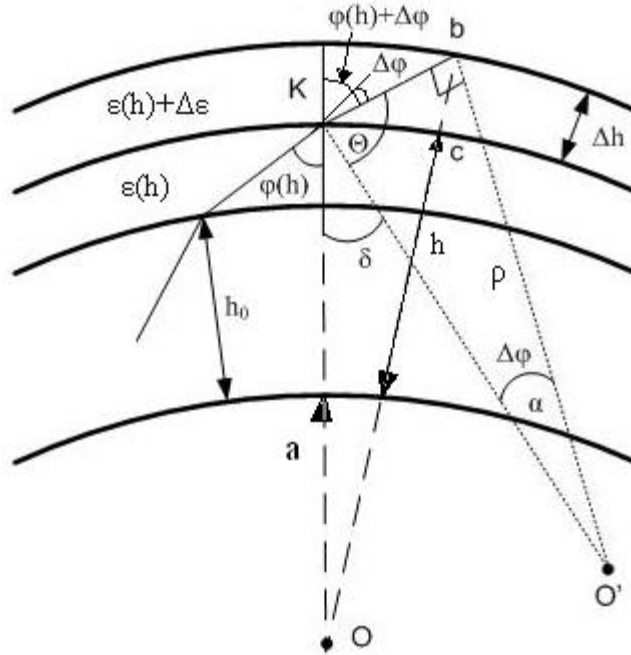
Kai nagrinėjamas plokščias atmosferos modelis, tada $a \rightarrow \infty$ ir 6 formulę galime perrašyti taip:

$$\sin\varphi(h) = \sin\varphi_0 \frac{\sqrt{\varepsilon(0)}}{\sqrt{\varepsilon(h)}} \quad (7)$$

Radio bangos trajektorijos spindulys.

Išskiriame mažą sluoksnį Δh kuriame banga praeidama tą ribą lūžta ir pakeičia kryptį kampu $\Delta\varphi$. Išvedame normale taške K kritusiai bangai ir taške b normalę, lūžusiai bangai (t.y. tiesei kb) taip kaip tai parodyta pav. 2. Kampas tarp šių normalių persikirtimo yra taške O ir lygus $\Delta\varphi$, kadangi:

$$\Theta = 180 - \varphi(h) - j - \Delta\varphi = 180 - \varphi(h) - 90 + \varphi(h) - \Delta\varphi = 90 - \Delta\varphi \quad (8)$$



Pav. 2 Radijo bangos trajektorijos spindulio nustatymui

Tada bangos trajektorijos spindulys iš trikampio $O'kb$ bus lygus:

$$\rho = \frac{Kb}{\operatorname{tg} \Delta\varphi} = \frac{Kb}{\Delta\varphi} \quad (9)$$

Jei $h \rightarrow 0$ tai iš trikampio Δkbc randame Kb , iš čia išplaukia kad:

$$Kb = \frac{\Delta h}{\cos(\varphi(h) + \Delta\varphi)} \approx \frac{\Delta h}{\cos \varphi(h)} \quad (10)$$

Tada įskaičius, kad kai $h \rightarrow 0$, 10 įstačius į 9, bangos trajektorijos spindulys bus lygus:

$$\rho = \frac{\Delta h}{\Delta\varphi \cos \varphi} \quad (11)$$

$\Delta\varphi$ išraiška bus randama iš lūžio dėsnio taške K taip:

$$\begin{aligned} \sqrt{\varepsilon(h)} \sin \varphi(h) &= \sqrt{\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon} \sin(\varphi(h) + \Delta\varphi) = \\ &= \sqrt{\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon} [\sin \varphi(h) \cos \Delta\varphi + \cos \varphi(h) \sin \Delta\varphi] \end{aligned} \quad (12)$$

Kadangi $\Delta\varphi$ yra labai mažas, tai galima laikyti $\cos \Delta\varphi = 1$ ir $\sin \Delta\varphi = \Delta\varphi$, tada:

$$\sqrt{\varepsilon(h)} \sin \varphi(h) = \sqrt{\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon} (\sin \varphi(h) + \cos \varphi(h) \Delta\varphi) \quad (13)$$

Iš (13) lygties išreiškiame $\Delta\varphi$, kuri bus lygi:

$$\Delta\varphi = \frac{\sqrt{\varepsilon(h)}}{\sqrt{\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon}} \operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon(h)}}{\sqrt{\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon}} - 1 \right) \operatorname{tg} \varphi \quad (14)$$

Kadangi $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon(h)$, iškelę prieš šaknį $\varepsilon(h)$, pastarąją išraišką išskleidžiame eilutė ir imdami tik pirmus du narius gauname:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(h)} \right)} - 1 \right) \operatorname{tg} \varphi \quad (15)$$

Pertvarkome šią lygtį:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\varepsilon(h) - 2\varepsilon(h) - \Delta\varepsilon}{2\varepsilon(h) + \Delta\varepsilon} \right) \operatorname{tg} \varphi = -\frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon(h)} \operatorname{tg} \varphi(h) \quad (16)$$

čia: įskaityta, kad vardiklyje $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon(h)$, todėl $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$.

Ištačius šia išraiška į (11) lygtį gausime:

$$\rho = -\frac{\Delta h \cdot 2 \cdot \varepsilon(h)}{\Delta\varepsilon \sin \varphi} = -\frac{2 \cdot \varepsilon(h)}{\frac{d\varepsilon}{dh} \sin \varphi} \quad (17)$$

kai $\Delta h \rightarrow 0$.

Taigi, bangos sklidimo spindulys priklauso nuo to, kaip kinta dydis $\varepsilon(h)$ su aukščiu. Kai $d\varepsilon/dh \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow \infty$, tai atitinka atvejį kai banga sklinda tiese. Ženklas „-“, lygtyje 17 reiškia, kad bangos trajektorijos radiusas teigiamas, kai $\frac{d\varepsilon}{dh} < 0$. Kai $\frac{d\varepsilon}{dh} > 0$, ρ neigiamas, o tai reiškia, kad bangos trajektorijos frontas įgaubtas į kitą pusę. Bangos trajektorijos radiusas ρ mažiausias kai $\varphi(h) = 90$ laipsnių, kai $\varphi(h) = 0$, $\rho = \infty$.

Reikia pastebėti, kad literatūroje galima rasti ir kiek kitokią bangos trajektorijos radiuso išraišką, pavyzdžiui ITU rekomendacijoje ITU-R.P 834-5 radiusas ρ išraištas per lūžio rodiklį tokiu būdu:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\cos \psi}{n} \frac{dn}{dh} \quad (18)$$

čia: ψ kampas skaičiuojamas nuo bangos sklidimo trajektorijos į horizontą. Išraiška buvo gauta padarius prielaidą, kad $\Delta n \ll n$ ir skaitiklyje Δn prilyginta 0, analogiškai sprendžiant uždavinį.

26.2 Radijo bangos sklidimo trajektorija jonosferoje

Kaip žinoma trumpųjų, vidutinių ir ilgųjų radijo bangų sklidimas tolimais atstumais nakties metu vyksta joms atspindint nuo jonosferos, nustatysime sąlygas, kada galimas toks atspindys. Pradžioje neatsižvelgsime į žemės magnetinį lauką ir slopinimus jonosferoje, t.y. laikysime, kad jos dielektrinė skvarba turi tik realią dalį ir atspindys vyksta nuo plokščios jonosferos, t.y. supaprastiname uždavinį, teigdami, kad žemė - plokščia. Tada bangos trajektorijos polinkio kampas iš esmės nustatomas lygiai tuo pačiu principu kaip ir radijo bangos sklidimo troposferoje atveju, laikant, kad jonosfera galima suskirstyti į sluoksnius, kuriuose jos dielektrinės skvarba yra pastovi, tada polinkio

kampas bus išreiškiamas ta pačia formule 25.1.7 ($\sin \varphi(h) = \sin \varphi_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)}}$).

Žemesniame jonosferos sluoksnyje elektronų koncentracija $N_e(h)$ auga ir todėl pagal išraišką 25.2.29 ($\varepsilon_j \approx 1 - 80.8 \frac{N_e}{f^2}$) $\varepsilon_j(h)$ mažėja, todėl radijo bangos atsilenkia link

žemės paviršiaus, tuo tarpu kai viršutiniame jonosferos sluoksnyje (žiūr. 25 sk. pav.3) elektronų koncentracija mažėja didėjant aukščiui ir dielektrinė skvarba $\varepsilon_j(h)$ todėl didėja, ir tada radijo banga atsilenkia nuo žemės paviršiaus. Taigi, norint gauti atspindį nuo jonosferos radijo banga turi spėti atsilenkti reikiamu kampu jonosferoje kol dar ji nepasiekia viršutiniojo jonosferos sluoksnio (F). Taigi bangos trajektorija gali tapti lygiagreči jonosferos sluoksniui t.y., kai $\varphi(h) \rightarrow 90^\circ$. Tam, kad banga atsispindėtų turi būti išpildyta sąlyga:

$$\sin \varphi(h) = 1 \quad (1).$$

Kai atmosferos, iš kurios sklinda elektromagnetinė banga dielektrinė skvarba $\varepsilon(0) = 1$ ir pildoma atspindžio sąlyga 25.2.1, pagal bangos trajektorijos 24.2.6 lygtį turėsime:

$$\sqrt{\varepsilon(h)} = \sin \varphi_0 \quad (2).$$

Išstatome ε iš 25.2.29 lygties ir gauname elektronų koncentraciją $N_e(h)$, kuriai esant radijo banga, krintanti kampu φ_0 atsispindi nuo jonosferos:

$$1 - 80,8 \frac{N_e}{f^2} = 1 - \cos^2 \varphi_0,$$

$$N_e = \frac{f^2 \cos^2 \varphi_0}{80,8} \quad (3).$$

Atskiru atveju, kai banga krenta vertikaliai, t.y. kai $\varphi_0 = 0^0$, banga atsispindi ir pagal šio skyriaus 2 lygtį toje vietoje $\varepsilon_j(h) = 0$. Taigi, kur $\varepsilon_j(h) = 0$, įvyksta visiškas atspindys.

Visiškas atspindys gali būti paaiškintas ir taip: jonosfera – plazma sudaryta iš įelektrintų teigiamų ir neigiamų dalelių, kai elektromagnetinės bangos į jas patenka, jos sužadina svyravimus, kurie sužadina savuosius plazmos svyravimus, kurie išveda sistemą iš pusiausvyros ir indukuoja jonų ir elektronų harmoninius svyravimus. Elektronų

harmoninių svyravimų dažnis $\omega_{pl} = \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e}$, patenka į radijo bangų diapazoną. Radijo

bangą yra slopinama plazmos harmoninių svyravimu.

Į 3 šio skyriaus formulę įstatome $\varphi_0 = 0$, t.y. atvejį kai banga krenta vertikaliai jonosferai ir gauname sąryšį tarp dažnio, kuris atsispindi nuo jonosferos ir elektronų tankio, kuris būtinas šiam atspindžiui:

$$f_{vert} = \sqrt{80,8 N_e(h)} \quad (4)$$

Iš 3 ir 4 šio skyriaus formulių galima padaryti tokios išvados:

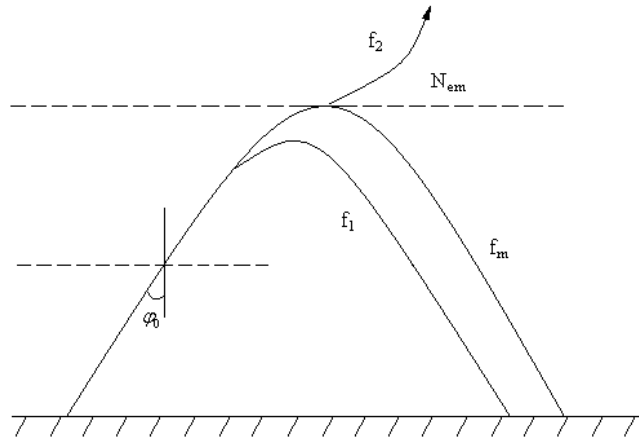
- a) Kai yra fiksuotas radijo bangos kritimo į jonosferą kampas φ_0 , didėjant radijo dažniui f didėja ir elektronų koncentracija N_e , nuo kurios atsispindi banga (žiūr. pav. 3). Dydis N_e , kiekviename jonosferos sluoksnyje neviršija N_{em} , esančio aukštyje h_m . Kiekviename jonosferos sluoksnyje turime tam tikrus radijo dažnius, kurie atsispindi, esant tam tikram φ_0 . Taigi turime maksimalius radijo dažnius, kurie atsispindi nuo jonosferos, esant fiksuotam kritimo į ją kampui ir jonosferos jonizacijos lygiui. Maksimalus dažnis, kuris dar vadinamas kritiniu dažniu f_{kr} , kuris dar atsispindi nuo jonosferos kai banga krenta statmenai jai lygus:

$$f_{kr} = \sqrt{80,8 N_{em}} \quad (5)$$

Nuo kiekvieno sluoksnio E, F₁, F₂ atsispindi bangos, kurių kritiniai dažniai: $f_{kr} E$, $f_{kr} F_1$, $f_{kr} F_2$ (žiūr. 25 skyriaus pav.1). Maksimalus dažnis, kuris atsispindi nuo jonosferos, esant tam tikram kritimo kampui iš 3 šio skyriaus formulės:

$$f_{max} = \frac{\sqrt{80,8 N_{em}}}{\cos \varphi_0} \quad (6).$$

Daugiamečiai tyrimai rodo, kad nuo F_2 sluoksnio atsispindi bangos, kurių dažniai ne didesni nei $\approx 30-40\text{MHz}$, t.y. apimami trumpųjų, viduriniųjų ir ilgųjų radijo bangų diapazonai.



Pav. 3 Skirtingų dažnių radijo bangos atspindžiai nuo jonosferos, esant fiksuotam kritimo kampui.

- b) Jei fiksuojame dažnį f , tai kai didiname kritimo kampą φ_0 auga ir elektronų koncentracija N_e , kuri reikalinga atspindžiui, t.y. egzistuoja toks kritimo kampas φ_{kr} , kuriam esant įvyksta atspindys, kai $\varphi_0 < \varphi_{kr}$ atspindys nevyks.

Panagrinėsime dabar kokią įtaką atspindžiui nuo jonosferos turės žemės ir jonosferos sferiniai paviršiai.

Iš formulės 26.1.6 ($\sin \varphi(h) = \sin \varphi_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \frac{1}{1 + \frac{z}{a}}}$) laikydami, kad: $\varepsilon(0) = 1$, atspindys

įvyks kai $\varphi(h) = 90^\circ$, tada iš šios formulės seka, kad:

$$\varepsilon_j(h) = \frac{\sin^2 \varphi_0}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2}, \quad (7)$$

kur: $z = h_{at} - h_0$ - atspindžio taško aukštis, skaičiuojamas nuo apatinio jonosferos sluoksnio.

Įstatome ε_j išraišką iš formulės 25.2.29 ($\varepsilon_j \approx 1 - 80.8 \frac{N_e}{f^2}$) ir gauname:

$$1 - 80,8 \frac{N_e}{j^2} = \frac{\sin^2 \varphi_0}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2} \quad (8)$$

Iš čia išreiškiame elektronų tankį, nuo kurio turi atsispindėti banga:

$$N_e(h) = \left(1 - \frac{\sin^2 \varphi_0}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2}\right) \frac{f^2}{80,8} \quad (9)$$

Gauname, kad elektronų koncentracija, nuo kurios jau atsispindi radijo bangos priklauso ne tik nuo bangos kritimo kampo, bet ir nuo aukščio, kuriame įvyksta atspindys.

Išreiškiam radijo bangos dažnį f per f_{vert} , t.y. kai banga krenta vertikaliai jonosferos paviršiui iš 4 lygties, šiuo atveju bangos atsispindėtų nuo to paties jonosferos sluoksnio:

$$f = f_{\text{vert}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varphi_0}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2}}} \quad (10)$$

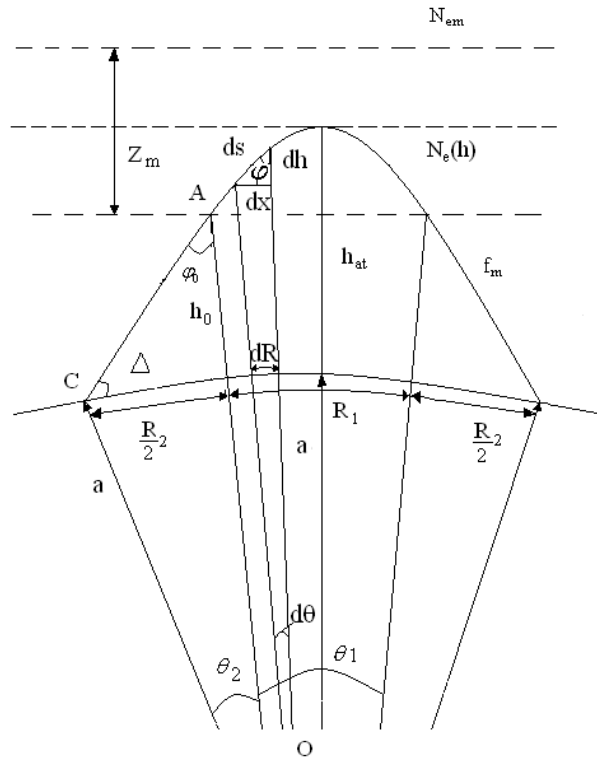
Gauname dažnių sąryšį tarp atsispindinčių nuo jonosferos radijo bangos dažnių, kai banga krinta vertikaliai ir kampu į jonosferą.

Praktikoje skaičiuojama paprastai laikoma, kad banga simetriška sklinda ir daug kartų atsispindi nuo žemės. Visas atstumas, kurį nusklinda banga, žiūr. pav.2 :

$$R = R_2 + R_1$$

R_1 – atstumas, kurį nusklinda radijo banga, kirsdama savo trajektoriją jonosferoje.

R_2 – atstumas, kuris apsprendžiamas tiesioginiu bangos sklidimu.



Pav. 2 Radijo bangos sklidimo kelio nustatymui, bangai atspindint jai nuo jonosferos

čia: $R_2 = 2a\Theta_2 = 2a(90 - \Delta - \varphi_0)$,

nes iš pirmojo trikampio OCA seka, kad: $\theta_2 = 180 - \varphi_0 - \Delta - 90^\circ$,

Tada, nagrinėdami tą patį trikampį, panaudojame sinusų teoremą:

$$\frac{\sin \varphi_0}{a} = \frac{\sin(\Delta + 90)}{a + h_0} \quad (11)$$

$$\cos \Delta = \frac{a + h_0}{a} \sin \varphi_0 \quad (12)$$

ir

$$\Delta = \arccos\left(\frac{a + h_0}{a}\right) \sin \varphi_0 \quad (13).$$

Randame R_1 , tam pirmausia apskaičiuosime bangos trajektorijos ilgį, remdamiesi bangos sklidimo polinkio kampo išraiška iš pateikta formule 26.1.6

$$(\sin \varphi(h) = \frac{\sqrt{\varepsilon(0)} \left(1 + \frac{h_0}{a}\right)}{\varepsilon(h) \left(1 + \frac{h}{a}\right)} \sin \varphi_0) \text{ ir vėliau rasime jo projekciją į žemės paviršiaus.}$$

Bangos elementarios trajektorijos ilgis, žiūr.pav. 2:

$$dS = \frac{dh}{\cos \varphi(h)} \quad (14)$$

Iš ankščiau turėto bangos trajektorijos polinkio kampo išraiškos 26.1.6, gauname:

$$\cos \varphi(h) = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \frac{(1 + \frac{h_0}{a})^2}{(1 + \frac{h}{a})^2}} \quad (15)$$

Tada bangos trajektorijos ilgis:

$$S = \int_{h_0}^{h_2} \frac{dh}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \frac{(1 + \frac{h_0}{a})^2}{(1 + \frac{h}{a})^2}}} \quad (16)$$

h_0 -pradinis bangos trajektorijos aukštis, h_2 – jonosferos aukštis nuo kurio atsispindi banga, $\varepsilon(0)$ -skvarba tame aukštyje, jei laikysime žemę plokščia ($a \rightarrow \infty$) tada:

$$S = \int_{h_0}^{h_2} \frac{ah}{\sqrt{1 - \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \sin^2 \varphi}} \quad (17)$$

bangos trajektorijos ilgis ant žemės paviršiaus $dR = a d\theta$ (žiūrėti pav.2), tada:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dh} &= \operatorname{tg} \varphi, \\ dx &= (a + h) d\theta, \\ \frac{(a + h) d\theta}{dh} &= \operatorname{tg} \varphi, \end{aligned} \quad (18)$$

$$d\theta = \frac{\operatorname{tg} \varphi dh}{a+h}$$

$$dR = \frac{\operatorname{tg} \varphi dh}{1 + \frac{h}{a}}, \quad (19)$$

Tada radijo bangos nueitas kelias jonosferoje, laikant, kad vyksta simetrinis bangos sklidimas:

$$R = \int_{h_0}^{h_2} \frac{2 \sin \varphi_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \frac{1 + \frac{h_0}{a}}{1 + \frac{h}{a}}} dh}{\left(1 + \frac{h}{a}\right) \sqrt{1 - \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \frac{\left(1 + \frac{h_0}{a}\right)^2}{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2} \sin^2 \varphi}} = 2 \sin \varphi_0 \int_{h_0}^{h_2} \frac{dh}{\left(1 + \frac{h}{a}\right) \sqrt{\frac{\varepsilon(h)}{\varepsilon(0)} \frac{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2}{\left(1 + \frac{h_0}{a}\right)^2} - \sin^2 \varphi}}; \quad (20)$$

Kai galime laikyti, kad žemė plokščia ($a \rightarrow \infty$):

$$R = 2 \sin \varphi_0 \int_{h_0}^{h_2} \frac{dh}{\sqrt{\frac{\varepsilon(h)}{\varepsilon(0)} - \sin^2 \varphi_0}} \quad (21).$$

Kaip rasti $\varepsilon(h)$? Tarp sluoksnių E ir F elektrinis tankis $N_e(h)$ kinta paraboliniu dėsnio, t.y.:

$$N_e(h) = \left(\frac{2z}{z_m} - \frac{z^2}{z_m^2} \right) N_{em},$$

kur N_{em} - maksimalus elektronų tankis,

z – aukštis virš apatinės jonosferos ribos,

z_m – pusės sluoksnio storis.

Jonosferos dielektrinė skvarba išreiškiama 25.2.29 išraiška, t.y. $\varepsilon_j = 1 - 80,8 \frac{N_e}{f^2}$, tada

dielektrine skvarbą galima būtų išreikšti tokiu būdu:

$$\varepsilon_j = 1 - a_j z + \beta_j z^2, \text{ kur } z = h - h_0; a_j = \frac{2f_{kr}^2}{f^2 z_m}; \beta_j = \frac{f_{kr}^2}{f^2 z_m^2};$$

Po tokių pakeitimų 21 išraiškoje gaunamas eliptinis integralas, kuris sprendžiamas arktutinai, pritaikant sąlyga: $\frac{h}{a} \ll 1$ ir jei gradientas $\frac{dN_e}{dh}$ pastovus sluoksnyje.

Nespręsimė šio integralo, tik nusakysime kokie dėsniniai seką iš to:

Kai elektronų tankio gradientas $\frac{dN_e}{dh}$ mažėja artėjant prie N_{emax} , tada bangos kreivumo radiusas kinta bangai sklindant jonosfera. Apatinėje jonosferos dalyje kreivumas didelis, toliau kreivumas mažėja.

Taigi radijo bangos sklidimo atstumo dėsniniai tokie:

- 1) Esant kritiniam dažniui pastoviam, t.y. $f_{\text{kr}} = \text{const.}$ ir pastoviam kritimo kampui $\varphi_0 = \text{const.}$, augant radijo bangos dažniui f , auga ir bangos nueitas R , nes didėja bangos prasiskverbimo gylis į jonosferą ir didėja bangos kreivumo radiusas, kreivumas išreiškiamas išraiška 26.1.17 ($\rho = -\frac{2 \cdot \varepsilon(h)}{\frac{d\varepsilon}{dh} \sin \varphi}$) į kurią įstačius jonosferos dielektrinę skvarbą gauname:

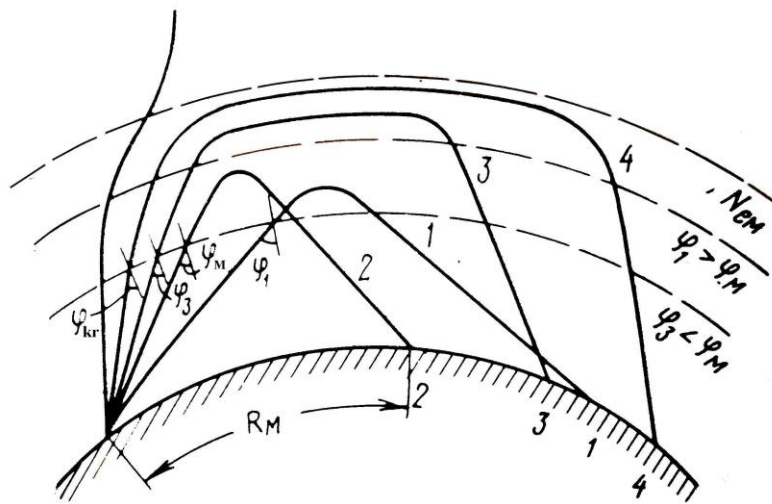
$$\rho(n) = \frac{\varepsilon_j(h) f^2}{40.4 \sin \varphi \frac{dN_e}{dh}} \quad (22)$$

Kai radijo bangos dažnis artėja prie maksimalios vertės f_M , tada pastebimai išauga bangos sklidimo kelias, nes banga didžiąją dalį kelio sklinda jonosferos dalyje, kurioje elektronų tankio gradientas, $\frac{dN_e}{dh}$ - mažas. Toje srityje banga sklinda beveik lygiagrečiai žemės paviršiui, žiūr. pav. 3.

- 2) Kai keičiasi bangos kritimo kampas φ_0 , esant sąlygai: $f / f_{\text{kr}} = \text{const.}$, tada atstumas keičiasi nevienareikšmiškai:
 - a. Jei $\varphi_0 > \varphi_m$ (φ_m - nusako mažiausią bangos sklidimo atstumą ir apibrėžia kampų aibę, kurioje visi didesni kampai apibrėžia sritį, kurioje bangos kreivumo radiusai mažai priklauso nuo prasiskverbimo gylio), kai φ_0 mažėjant bangos nueitas atstumas R mažėja, dėl augančio bangos kreivumo radiuso. Esant kampui φ_m yra gaunama minimali zona, kurioje dar atsispindi nuo jonosferos banga, artimesnėje zonoje, R_m spinduliavimas nevyksta, ji vadinama mirties zona, žiūr. pav.3.
 - b. Jai $\varphi_0 < \varphi_m$, tada banga patenka giliai į jonosferos sluoksnį ir sklinda ten kur mažas dN_e/dh gradientas ir toli sklinda, todėl kad φ_0 mažėja, tai bangos nueitas kelias R auga ir pasiekia maksimalią reikšmę, kai $\varphi \rightarrow \varphi_{\text{kr}}$, žiūr. pav.3.
- 3) Į tą patį tašką gali ateiti dvi bangos kai φ_0 didelis ir tuo pačiu bangos trajektorijos radiusas mažas ir kai φ_0 mažas, esant dideliu bangos trajektorijos radiusui. Antras spindulys dar vadinamas Pendersono spinduliu. Kai į tą patį tašką ateina du spinduliai tai sąlygoja papildomus trukdžius, atsiranda taip vadinami „užmirimai“.

- 4) Maksimalūs bangos nuostoliai, kai banga išspinduliuojama lygiagrečiai žemės paviršiui, kai bangos atsispindi nuo maksimalaus elektronų koncentracijos sluoksnio $N_{e_{max}}$.

Atsispindint nuo sluoksnio F_2 –maksimalus bangos sklidimo atstumas $R_m F_2$ lygus $\approx 3000 - 4000$ km; Sluoksniui E - $R_m E = 2000$ km. Tai paprasčiausi atvejai, kai banga vieną kartą atsispindi pavyzdžiui dieną nuo sluoksnio E, o naktį nuo sluoksnio F_2 . Dienos metu bangos atsispindi nuo sluoksnio F_1 ar F_2 ir dar gali pakeisti trajektoriją atsispindėdamos nuo sluoksnio E.



Pav. 3 Radijo bangų atsپindžiai nuo jonosferos, esant skirtingiems kritimo kampams

Pateiktas radijo bangų sklidimo jonosferoje modelis tinka kai jonosferos elektrinės savybės nesikeičia bangos sklidimo kryptimi, tačiau tokia sąlyga ne visada tenkinama, ypač ilgose trasose, todėl bangos sklidimas įgauna dar sudėtingesnį charakterį.

Įvertinsime žemės magnetinio lauko įtaka radijo bangos trajektorijai jonosferoje. Šiuo atveju uždavinys tampa žymiai sudėtingesnis. Bangai sklindant plazma, reikėtų žinoti žemės magnetinio lauko kryptį visose radijo bangos kelyje. Panagrinėkime paprasčiausius atvejus, kai banga yra statmena išorinio magnetinio lauko kryptčiai ir lygiagreti.

Taigi tegul banga krinta vertikaliai į jonosferos paviršių ir žemės išorinis magnetinis laukas yra statmenas bangos sklidimo kryptčiai. Toks sklidimas gali būti realizuotas kai banga vertikaliai sklinda ties magnetiniu ekvatoriumi. Tada, kai buvo aprašyta 25.2 skyriuje banga skyla į paprastąją ir nepaprastąją bangas. Paprastajai bangai lūžio rodiklis toks pat kaip ir be magnetinio lauko, formulė 25.2.39, nepaprastajai bangai lūžio rodiklis išreiškiamas formule 25.2.40. Pirmajai bangai gausime jau ankščiau aprašytą atsپindžio

sąlygą, kai susidūrimų tankis lygus nuliui, tuo tarpu nepaprastajai bangai, skaičiuojant atspindžio sąlygą kai lūžio rodiklis lygus 0, reiktų rasti iš tokios sąlygos:

$$n_x^2 = 1 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega^2 - \omega_{pl}^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{pl}^2 - \omega_H^2)} = 0$$

Išsprendę šią lygtį kvadratinę lygtį atžvilgiu ω_{pl} , aišku gautume jau dvi elektronų koncentracijos N reikšmes nuo kurių atsispindi nepaprastosios radijo bangos. Taigi dažnai sutinkami atvejai kai išspinduliuotas vienas trumpas signalas į jonosferą sukuria tris naujus.

Trumpai panagrinėsime atvejį kai banga sklinda išilgai magnetinio lauko, taip būna esant vertikaliam bangų sklidimui į jonosferą prie magnetinių ašigalių arba horizontaliam ties magnetiniu meridianu. Šiuo atveju vėl turime bangų skylimą, bangos sklinda aplinkoje su lūžio rodikliais aprašytais formulėmis 25.2.41 ir 25.2.42. Atspindžio sąlygos randamos lygiai tuo pačiu būdu. Tokiomis sąlygomis sklindant radijo bangai jonosfera pastebimas poliarizacijos plokštumos sukimas, t.y. Faradėjaus efektas. Toks efektas taip pat sąlygoja „užmirimų“ atsiradimą, kadangi į tą patį tašką gali ateiti kelios bangos, kurių vienos poliarizacija dar bus ir pasukta. Elektromagnetinių bangų sklidimas įmagnetintoje plazmoje yra toks pat kaip ir bangu sklidimu girotropinėse aplinkose, todėl smulkiau tai panagrinėsime 28 skyriuje.

27 Efektyvusis žemės radiusas, refrakcijos rūšys

Kaip buvo paminėta 25.1 paragrafe, troposferos dielektrinė skvarba tik labai nežymiai, tik dešimt tūkstantąja galimi viršija 1 ir jos kitimas, didėjant aukščiui virš žemės paviršiaus gali būti aprašytas eksponentiniu dėsnio 25.16:

$$\varepsilon_T(h) = 1 + \Delta\varepsilon_0 e^{\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h} \quad (1)$$

Išdiferencijavę 18 išraišką pagal h ir įstatę į 16 lygtį, laikydami, kad $\varepsilon_T \approx 1$, $\varepsilon(h) \approx 1$ gauname bangos sklidimo radiusą:

$$\rho = - \frac{2}{g e^{\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h} \sin \varphi(h)} \quad (2)$$

Esant mažiems aukščiams h virš žemės paviršiaus (iki kelių šimtų metrų), ε_T kinta tiesiškai, žiūr. 25.17 ($\varepsilon_T = 1 + \Delta\varepsilon_0 + gh$):

tada:

$$\frac{d\varepsilon}{dh} = g \quad (3)$$

Ir

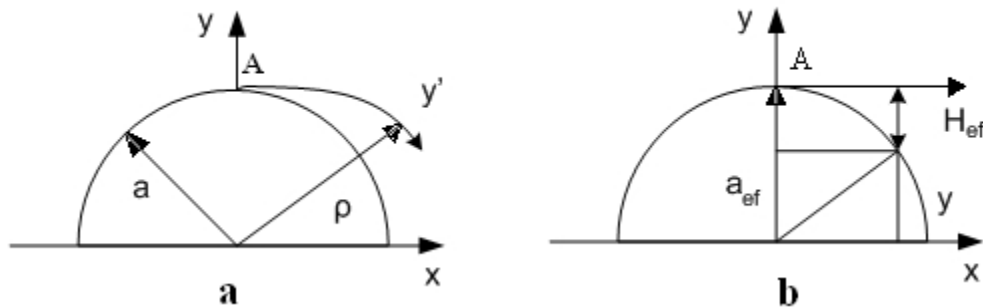
$$\rho = -\frac{2}{g \sin \varphi(h)}$$

Kai banga sklinda išilgai žemės paviršiaus tai $\varphi = 90^0$, tada:

$$\rho = -\frac{2}{g} \quad (4)$$

Radijo bangos trajektorijos radiusas apsprendžiamas dielektrinės skvarbos kitimu vertikalia kryptimi, t.y. jos gradientu vertikalia kryptimi.

Tipinis radijo bangos trajektorijos radiusas, kai banga išspinduliuojama iš taško A pateiktas pav. 1a.



Pav. 1 radijo bangos sklidimo trajektorija:

- a) kreivaeigė
- b) tiesi, esant efektyviam žemės radiusui

Skaičiuojant radijo ryšio balansus ar aprėpties zonas, kai radijo bangos sklinda aukščiauose ten dar galioja tiesinė dielektrinės skvarbos gradiento priklausomybė nuo aukščio virš žemės paviršiaus nepatogu turėti kreivaeigę bangos sklidimo trajektoriją, pav. 1 (a), kad to išvengti įvedamas efektyvusis žemės radiusas a_{ef} . Įvedant ekvivalentinį žemės radiusą reikalaujama, kad santykinis kreivumas tarp bangos sklidimo krypties ir žemės paviršiaus $(\frac{1}{a} - \frac{1}{\rho})$ išliktų nepakitęs. Analizinėje geometrijoje tokia sąlyga užrašoma taip:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} = \frac{1}{a_{ekv}} - \frac{1}{R_{\infty}} \quad (5)$$

Mūsų atveju, kai reikalaujame tiesaus bangos sklidimo $R_{\infty} = \infty$, tada:

$$a_{ekv} = \frac{a}{1 - \frac{a}{\rho}} \quad (6)$$

Išstatę trajektorijos radiuso išraišką ρ iš 4 lygties, gauname, kad:

$$a_{ef} = \frac{a}{1 + \frac{ag}{2}} \quad (7)$$

Ekvivalentinį žemės radiusą gali įvesti tada kai ε_T tiesiškai priklauso nuo aukščio virš žemės paviršiaus h .

Išskiriamos tokios refrakcijos rūšys, kai dielektrinė skvarba tiesiškai kinta:

1. jei $g < 0$ tai: $\rho > 0$ ir $a_{ef} > a$ - teigiama refrakcija, standartiniam atvejui:

$g = -7.85 \cdot 10^{-8} 1/m$ $\rho = 25500km$ ir $a_{ef} = 8500km$. Tokia refrakcija vadinama – standartine, žiūr.pav. 2, kreivė - 2. Esant standartinei refrakcijai tiesioginio matomumo riba padidėja maždaug 15%, šiuo atveju formulėje 18.47 vietoje žemės rutulio spindulio reikia imti defektinį žemės rutulio spindulį, t. y.:

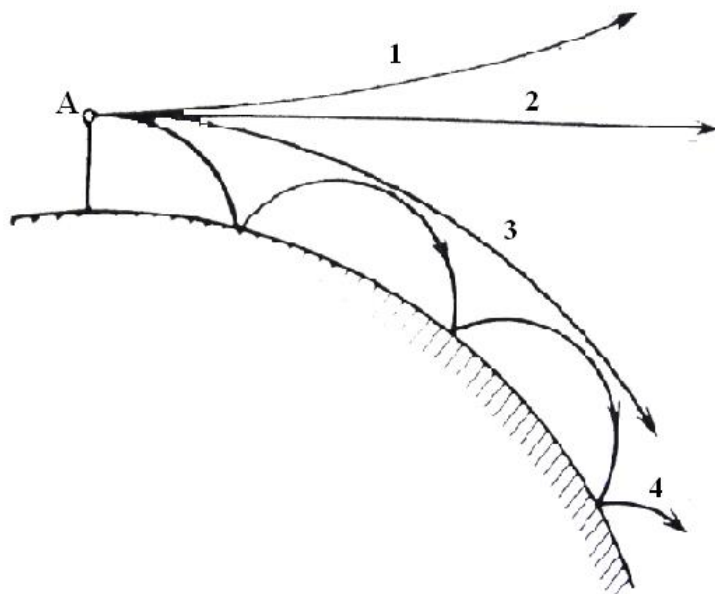
$$R_t = \sqrt{2a_{ef}} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

2. Jei $g > 0$ tada: $\rho < 0$, $a_{ef} < a$, tokia refrakcija vadinama neigiama arba dar subrefrakcija, žiūr.pav. 2, kreivė 1.
3. Jei: $g = -\frac{2}{a} = -31.4 \cdot 10^{-8} \frac{1}{m}$, tada pagal 21 lygtį, $\rho = a$ ir pagal 23 lygtį $a_{ek} = \infty$, tokia refrakcija vadinama kritine, žiūr.pav. 2, kreivė 3.
4. Jei: $g < -\frac{a}{2}$, tada: $\rho < a$ ir $a_{ef} < 0$, tokia refrakcija vadinama superrefrakcija,

žiūr. Pav. 2 kreivė 4. Esant tokiai refrakcijai bangos atsispindi nuo troposferos paskui nuo žemės paviršiaus ir tokiu būdu sklinda, lyg bangolaidyje. Elektrinis laukas mažėja proporcingai šakniai nuo atstumo \sqrt{R} , toks bangų sklidimas vadinamas bangolaidiniu. Bangos energija sukoncentruota sferiniame sluoksnyje tarp žemės paviršiaus ir troposferos sluoksnio, nuo kurio vyksta atspindžiai. Reikia pasakyti, kad tokios refrakcijos sąlygos gali susidaryti ir tarp troposferos atskyrų sluoksnių, tada banga sklis tik per troposferą.

Tokie bangolaidiniai sklidimai paprastai stebimi virš šiltų jūrų. Tuo atveju UHF, VHF bangos gali sklisti kelis šimtus ar net tūkstančius kilometrų, tačiau ryšio remiantis šia refrakcijos rūšimi negalima organizuoti, kadangi ji retai pasitaiko.

5. jei $g = 0$ tai $\rho = \infty$ ir $a_{ef} = a$, kreivė 2, pav.2.



Pav. 2 refrakcijos rūšys:

- 1- neigiama;
- 2- teigiama
- 3- kritinė
- 4- bangolaidinė.

Tikslesnės radijo bangų trajektorijų skaičiavimo metodikos ir algoritmai, atsižvelgiant į pasaulinius lūžio rodiklio indekso ir jo vertikalio kryptimi nustatyto gradiento žemėlapius pateikti ITU rekomendacijoje ITU R.P 834-5.

28 Elektromagnetinių bangų sklidimas girotropinėse medžiagose

Ankstesniame skyriuje buvo trumpai pateiktas radijo bangų sklidimas anizotropinėse medžiagose be detalaus bangų sklidimą aprašančių išraiškų išvedimo, t.y. buvo pateiktas bangų sklidimas įmagnetintoje jonosferoje. Šiame skyrelyje bus pateikti išvedimai, aprašantys elektromagnetinių bangų sklidimą anizotropinėse medžiagose, kurios pasižymi girotropinėmis savybėmis, tai bangų sklidimas įmagnetintuose ferituose ir įmagnetintoje plazmoje. Fizikiniai procesai vykstantys įmagnetintoje jonosferoje ir ferituose, patalpintuose išoriniame magnetiniame lauke yra labai panašūs, pritaikymas gi feritų aukštadažnėje technikoje yra gana platus, tai pirmiausiai filtrai, atšakotuvai, poliarizatoriai, ventiliai ir t.t.

28.1 Įmagnetintų feritų girotropija

Magnetinėms medžiagoms yra būdinga girotropija, t.y. įmagnetėjimo vektoriaus precesija išoriniame magnetiniame lauke. Taip vadinami feritai, pasižymi magnetinėmis savybėmis, tačiau pagal savo dielektrinius nuostolius gali būti laikomi dielektrikais. T.y.

jų $\text{tg}\Delta \ll 1$. Taigi jie yra lyg tai „skaidrus“ elektromagnetiniam laukui, skirtingai nei kiti feromagnetikai.

Tegul turime įmagnetintą feritą ir jo vidinis laukas aprašomas tokiais vektoriais:

$\mathbf{H}_0 = z_0 \mathbf{H}_0$ ir $\mathbf{M}_0 = z_0 \mathbf{M}_0$. Tuo metu kintamas elektromagnetinis laukas į tokią aplinką reaguos kaip į anizotropinį magnetiką, turintį kompleksinę magnetinę skvarbą, išreikšta tokiu tenzoriumi:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\text{kur: } \mu = 1 - \frac{\Omega|\gamma|M_0\mu_0^{-1}}{\omega^2 - \Omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega|\gamma|M_0\mu_0^{-1}}{\omega^2 - \Omega^2}, \quad \mu_{\perp} = 1, \quad \gamma = 2,21 \cdot 10^5 \text{ (A/m)}^{-1} \text{ s}^{-1} -$$

giromagnetinė konstanta.

$\Omega = |\gamma|H_0$ - savasis precesijos dažnis.

Šios magnetinio tenzoriaus išraiškos gaunamos iš magnetinio momento judėjimo lygties:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M}\vec{H}]\mu_0 \quad (2)$$

Jei turime tik pastovų lauką, tai vektorinė sandauga kairės lygties pusės lygi 0, kadangi vektoriai \mathbf{M} ir \mathbf{H} lygiagretus. Jeigu turime pridėta išorinį kintamą lauką, tada:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}(t), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}(t) \quad (3)$$

čia: vektoriai pažymėti su nuliniiais indeksais reiškia pastovias dedamąsias ir skliaustuose t - kintamas dedamąsias.

Įstačius 3 išraišką į 2 lygtį, gauname:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\mu_0 ([M_0H(t)] + [M(t)H_0] + [M_0H_0] + [M(t)H(t)]) \quad (4)$$

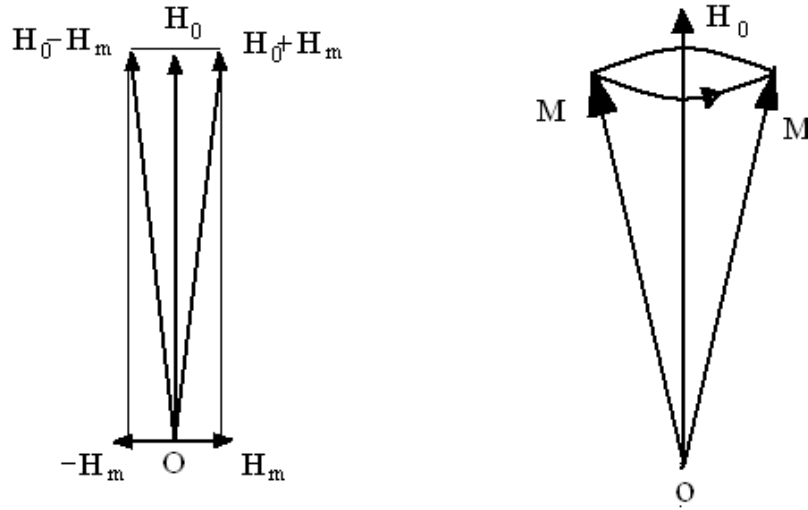
Jei: turime harmoninius signalus t.y. $M(t) = M_m e^{i\omega t}$, $H(t) = H_m e^{i\omega t}$ ir

$|M(t)| \ll M_0$, $|H(t)| \ll H_0$ kas labai dažnai realizuojam praktikoje, tai tada su antros eilės mažais nariais $[M(t)H(t)]$ galime nesiskaityti ir turint omeny, kad $[M_0H_0] = 0$, gauname tokią supaprastintą lygtį:

$$i\omega M_m = -\gamma\mu_0 ([M_0H_m] + [M_mH_0]) \quad (5)$$

čia: H_m , M_m – maksimalios kintamojo išorinio magnetinio lauko ir įmagnetėjimo vertės.

Jeigu išorinis magnetinis laukas nukreiptas išilgai z ašies, tada: $\mathbf{H}_0 = z_0 H_0$ ir $\mathbf{M}_0 = z_0 M_0$, įmagnetėjimo vektorius precesuoja apie išorinį magnetinio lauką taip kaip parodyta pav.1, tada 5 lygtį perrašome atskyrom komponentėms:



Pav.1 Įmagnetėjimo vektoriaus precesija įmagnetintame ferite

$$\begin{aligned} i\omega M_{mx} &= \gamma\mu_0 M_0 H_{my} - \gamma\mu_0 M_{my} H_0 \\ i\omega M_{my} &= -\gamma\mu_0 M_0 H_{mx} + \gamma\mu_0 M_{mx} H_0 \\ i\omega M_{mz} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

Pertvarkome 6 lygtį:

$$\begin{aligned} i\omega M_{mx} + \gamma\mu_0 M_{my} H_0 &= \gamma\mu_0 M_0 H_{my} \\ -\gamma\mu_0 M_{mx} H_0 + i\omega M_{my} &= -\gamma\mu_0 M_0 H_{mx} \\ i\omega M_{mz} &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Randame pagrindinį lygties determinantą Δ :

$$\Delta = \gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2 \quad (8)$$

Tada:

$$\Delta_{M_x} = \gamma^2 \mu_0^2 M_0 H_0 H_x + i\gamma\omega\mu_0 M_0 H_y = \gamma\mu_0 M_0 (\gamma\mu_0 H_0 H_x + i\omega H_y) \quad (9)$$

$$\Delta_{M_y} = \gamma^2 \mu_0^2 M_0 H_0 H_y - i\gamma\omega\mu_0 M_0 H_x = \gamma\mu_0 M_0 (\gamma\mu_0 H_0 H_y - i\omega H_x) \quad (10)$$

Iš čia:

$$M_x = \frac{\gamma\mu_0 M_0 (\gamma\mu_0 H_0 H_x + i\omega H_y)}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (11)$$

$$M_y = \frac{\gamma\mu_0 M_0 (\gamma\mu_0 H_0 H_y - i\omega H_x)}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (12)$$

Įvedus pažymėjimą: $\Omega = \gamma \mu_0 H_0$, $\omega_M = \gamma \mu_0 H_0$ gauname:

$$M_x = \frac{\omega_M (\Omega H_x + i\omega H_y)}{\Omega^2 - \omega^2} \quad (13)$$

$$M_y = \frac{\omega_M (\Omega H_y - i\omega H_x)}{\Omega^2 - \omega^2} \quad (14)$$

$$M_z = 0 \quad (15)$$

Iš čia galima užrašyti:

$$M_m = \mu_0 \chi^m H_m \quad (16)$$

čia: χ^m – magnetinio jautrio tenzorius, kuris šiuo atveju lygus:

$$\hat{\chi} = \begin{vmatrix} \frac{-\omega_M \Omega}{\omega^2 - \Omega^2} & \frac{-i\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} \\ \frac{i\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} & \frac{-\omega_M \Omega}{\omega^2 - \Omega^2} \end{vmatrix} \quad (17)$$

Ryšis tarp magnetinės skvarbos ir magnetinio jautrio yra toks:

$$\hat{\mu} = \mu_0 (\hat{1} + \hat{\chi}) \quad (18)$$

čia: $\hat{1}$ - vienetinis tenzorius.

Todėl įmagnetinto ferito magnetinę skvarbą galima užrašyti taip:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 - \frac{\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} & \frac{-i\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} & 0 \\ \frac{i\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} & 1 - \frac{\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_l \end{vmatrix} \quad (19)$$

Taigi gauname, kad:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_l \end{vmatrix} \quad (20)$$

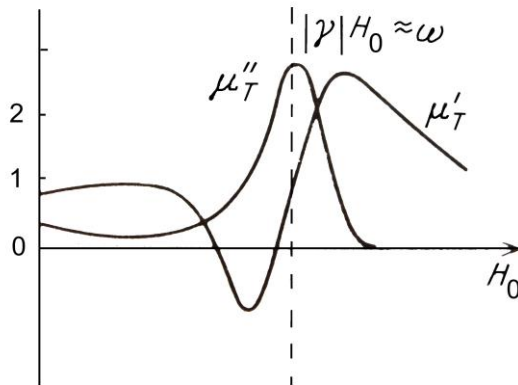
kur: $\mu = \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_M \Omega}{\omega^2 - \Omega^2}\right)$, $\mu_a = i\mu_0 \frac{\omega_M \omega}{\omega^2 - \Omega^2}$.

Iš šios formulės seka, kad kai $\omega = \Omega$, tada: μ ir $\mu_a \rightarrow \infty$, turime feromagnetinį rezonansą, tuo atveju, kai laikoma, kad feritai neturi nuostolių. Taigi magnetinės skvarbos kreivės yra trūkios. Realiai to neegzistuoja, 1935 m. Landau ir Lifšicas pasiūlė magnetinio momento judėjimo lygtį, kuri jau įskaito feromagnetikų nuostolius.

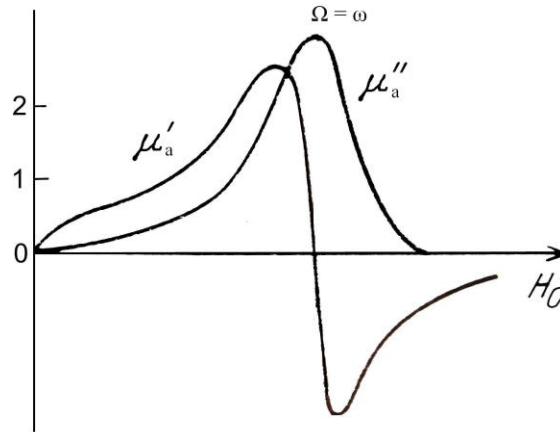
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M}\vec{H}] \mu_0 - \frac{\beta \mu_0}{M^2} [M [MH]] \quad (21)$$

čia β eksperimentiniu būdu nustatoma aplinkos konstanta.

Šiuo atveju jau magnetinės skvarbos tenzoriaus komponentės μ ir μ_a yra kompleksinės ir tolygios, jos pateiktos 2 pav., laikoma, kad: $\mu = \mu' - i\mu''$ ir $\mu_a = \mu'_a - i\mu''_a$.



a)



b)

Pav.2 Magnetinės svarbos tenzoriaus komponentių priklausomybė nuo išorinio magnetinio lauko

Panagrinėsime elektromagnetinės bangos sklidimą girotropinėje aplinkoje. Tegul išorinio magnetinio lauko \vec{H}_0 kryptis sutampa su z koordinačių ašimi ir tegul feromagnetike sklinda plokščioji banga, kurios elektrinio lauko vektorius $\vec{E} = (\vec{x}_0 E_x + \vec{y}_0 E_y) e^{i(\omega t - kz)}$, o $\vec{H} = (\vec{x}_0 H_x + \vec{y}_0 H_y) e^{i(\omega t - kz)}$. Tada iš sąryšio tarp magnetinio lauko indukcijos ir magnetinio lauko gauname, turint omenyje magnetinės skvarbos išraišką 20, gauname:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu H_x - i \mu_a H_y, \\ B_y &= i \mu_a H_x + \mu H_y, \\ B_z &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Tada iš Maksvelo lygčių:

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (23)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (24)$$

Gauname iš 23 lygties gauname:

$$\vec{i} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = -i\omega \vec{B},$$

Kadangi $E_z = 0$ ir atsižvelgę į tai, kad banga sklinda z kryptimi, gauname:

$$\vec{i}ikE_y - \vec{j}ikE_x = -i\omega\vec{B}. \quad (25)$$

Iš čia, turint omeny 22 lygtį:

$$\begin{cases} kE_y + \omega\mu H_x - i\omega\mu_a H_y = 0, \\ kE_x - i\omega\mu_a H_x - \omega\mu H_y = 0. \end{cases} \quad (26)$$

Iš antrosios Maksvelo lygties (24 lygties) ir 22 lygties gauname:

$$\vec{i}ikH_y - \vec{j}ikH_x = -i\omega\vec{D}. \quad (27)$$

Iš čia:

$$\begin{cases} kH_y - \omega\varepsilon E_x = 0, \\ kH_x + \omega\varepsilon E_y = 0. \end{cases} \quad (28)$$

Iš 28 lygčių sistemos išsireiškiame E_y , E_x ir įstatome į 28 lygtį, gauname pirmajai sistemos lygčiai:

$$\begin{aligned} \frac{k^2}{\omega\varepsilon} H_x &= \omega\mu H_x - i\omega\mu_a H_y, \\ (k^2 - \omega^2\varepsilon\mu) H_x &= -i\omega^2\varepsilon\mu_a H_y. \end{aligned} \quad (29)$$

Analogiškai, antrajai 28 sistemos lygčiai gauname:

$$\begin{aligned} \frac{k^2}{\omega\varepsilon} H_y &= i\omega\mu_a H_x + \omega\mu H_y, \\ (k^2 - \omega^2\varepsilon\mu) H_y &= i\omega^2\varepsilon\mu_a H_x. \end{aligned} \quad (30)$$

Sudauginę lygčių 29 ir 30 dešines ir kaires puses, gauname:

$$\begin{aligned} (k^2 - \omega^2\varepsilon\mu)^2 &= \omega^4\varepsilon^2\mu_a^2, \\ k^2 - \omega^2\varepsilon\mu &= \pm\omega^2\varepsilon\mu_a, \\ k^2 &= \omega^2\varepsilon(\mu \pm \mu_a). \end{aligned} \quad (31)$$

Taigi:

$$k^\pm = \pm\omega\sqrt{\varepsilon(\mu \pm \mu_a)}. \quad (32)$$

Turime dvi bangas: viena sklinda palei z ašį („+“ ženklas), kita — prieš („-“ ženklas). Galimos tokios k vertės: $k = \pm k^+$ ir $k = \pm k^-$, kur: $k^+ = \omega\sqrt{\varepsilon(\mu + \mu_a)}$. ir

$$k^- = \omega\sqrt{\varepsilon(\mu - \mu_a)}.$$

Jei dabar $k^2 - \omega^2\varepsilon\mu = \omega^2\varepsilon\mu_a$ įstatysime į lygčių sistemų 29 ir 30 antrąsias lygtis, gausime:

$$\begin{cases} \omega^2\varepsilon\mu_a H_y = i\omega^2\varepsilon\mu_a H_x, \\ \omega^2\varepsilon\mu_a H_x = -i\omega^2\varepsilon\mu_a H_y, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} H_y = iH_x, \\ H_x = -iH_y. \end{cases} \quad (33)$$

Tai reiškia, kad banga yra apskritimiškai poliarizuota. Su indeksu „+“ — dešininė poliarizacija, su „-“ — kairinė.

Užrašysime bangos kompleksines amplitudes, kuri sklinda z kryptimi:

$$H^\pm = A(\bar{x}_0 \pm i\bar{y}_0)e^{-ik^\pm z}, \quad (34)$$

ir kai $z < 0$:

$$H^\mp = A(\bar{x}_0 \mp i\bar{y}_0)e^{ik^\mp z}, \quad (35)$$

kur A — konstanta, nusakanti amplitudę, ženklas \pm reiškia dešinę/kairinę poliarizacijas ir ženklas \mp - kairinę/dešinę poliarizacijas.

Panagrinėsime, kas susidaro bangai sklindant z didėjimo kryptimi. Kiekviename z taške turėsime sumą dviejų apskritiminių bangų:

$$\begin{aligned} H(z) &= H^+(z) + H^-(z) = A\left(\bar{x}_0\left(e^{-ik^+z} + e^{-ik^-z}\right) + i\bar{y}_0\left(e^{-ik^+z} - e^{-ik^-z}\right)\right) = \\ &= A\left[\bar{x}_0\left(\cos k^+z - i\sin k^+z + \cos k^-z - i\sin k^-z\right) + i\bar{y}_0\left(\cos k^+z - i\sin k^+z - \cos k^-z + i\sin k^-z\right)\right] = \\ &= A\left[\begin{array}{l} \bar{x}_0\left(2\cos\frac{k^+z+k^-z}{2}\cos\frac{k^+z-k^-z}{2} - i2\sin\frac{k^+z+k^-z}{2}\cos\frac{k^+z-k^-z}{2}\right) + \\ i\bar{y}_0\left(2\sin\frac{k^+z+k^-z}{2}\sin\frac{k^-z-k^+z}{2} - i2\sin\frac{k^+z-k^-z}{2}\cos\frac{k^+z+k^-z}{2}\right) \end{array}\right] = \\ &= A\left[\begin{array}{l} \bar{x}_0 2\cos\frac{k^+z-k^-z}{2}\left(\cos\frac{k^+z+k^-z}{2} - i\sin\frac{k^+z+k^-z}{2}\right) + \\ i\bar{y}_0 2\sin\frac{k^+z-k^-z}{2}\left(\sin\frac{k^+z+k^-z}{2} - i\cos\frac{k^+z+k^-z}{2}\right) \end{array}\right] = \\ &= 2A\left[\bar{x}_0\cos\frac{k^+z-k^-z}{2}e^{-i\frac{k^+z+k^-z}{2}} + i\bar{y}_0\sin\frac{k^+z-k^-z}{2}e^{-i\frac{k^+z+k^-z}{2}}\right] = \end{aligned}$$

$$= 2Ae^{-i\frac{k^+ + k^-}{2}z} \left[\vec{x}_0 \cos \frac{k^+ - k^-}{2}z + i\vec{y}_0 \sin \frac{k^+ - k^-}{2}z \right] \quad (36)$$

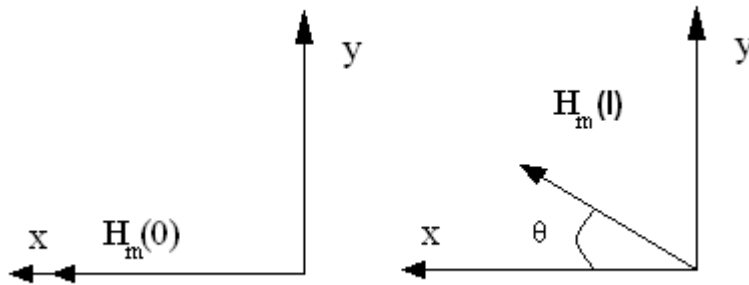
Gaunant šią išraišką buvo panaudotos tokios trigonometrinės formulės:

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}, \cos \alpha - \cos \beta = 2 \sin \alpha \sin \beta,$$

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}, \sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2}.$$

bei Eilerio formulė: $e^{-i\alpha} = \cos \alpha + i \sin \alpha$.

Taigi iš 36 lygties seka, kad kai $z=0$, $H_m(0) = 2A\vec{x}_0$, kai $z=l$, $H_m = H_m(l)$. Vektorius \mathbf{H} pasuktas, žiūr. Pav.3, kampu $\theta = l(k^+ - k^-)/2$.



Pav. 3 magnetinio lauko vektoriaus pasukimas girotropinėje medžiagoje

Susideda besisukantys vienas prieš kitą vektoriai H^+ ir H^- . Šios bangos juda skirtingais greičiais $v = \frac{\omega}{k^\pm}$, nuėję atstumą l , šie vektoriai jau bus skirtingų fazių, dėl to atstojamasis vektorius pasisuks.

$R = \frac{k^+ - k^-}{2}$ — Faradėjaus konstanta, parodo poliarizacijos plokštumos posūkio kampą, bangai nuėjus vienetinį atstumą.

$K_{ef} = \frac{k^+ + k^-}{2}$ — Faradėjaus sklidimo konstanta.

Pakeitus išorinio lauko kryptį H_0 , pakinta ir μ_a ženklas, todėl grįžtančios bangos fazės pokytis nebus kompensuotas.

Įmagnetintoje plazmoje $\hat{\varepsilon}$ gaunamas toks pat efektas, ten:

$$k^\pm = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu(\varepsilon \pm \varepsilon_a)}. \quad (37)$$

Dvigubas lūžis, skersinių bangų sklidimas

Dabar panagrinėkime atvejį, kai banga sklinda ne išilgai magnetinio lauko, o statmenai jam. Tegu $\vec{H}_0 \parallel z$, o banga sklinda x kryptimi e^{-ikx} , tada laukai nepriklauso nuo y ir z;

$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$, t.y. iš Maksvelo lygčių ($\text{rot}\vec{H} = i\omega\varepsilon\vec{E}$, $\text{rot}\vec{E} = -i\omega\mu\vec{H}$) gauname:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= i\omega\varepsilon E_x, \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega(\mu H_x - i\mu_a H_y), \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\omega\varepsilon E_y, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega(i\mu_a H_x + \mu H_y), \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i\omega\varepsilon E_z, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_1 H_z. \end{aligned} \quad (38)$$

Supaprastinę gauname:

$$\begin{cases} 0 = E_x, \\ kH_z = i\omega\varepsilon E_y, \\ kH_y = \omega\varepsilon E_z, \end{cases} \begin{cases} 0 = \mu H_x - i\mu_a H_y, \\ -kE_z = \omega(i\mu_a H_x + \mu H_y), \\ kE_y = \omega\mu_1 H_z. \end{cases} \quad (39)$$

Sudauginę pirmos sistemos antrą lygtį ir antros sistemos trečią, gausime:

$$\begin{aligned} k^2 &= \omega^2 \varepsilon \mu_1, \\ k &= \omega \sqrt{\varepsilon \mu_1}. \end{aligned} \quad (40)$$

Turime paprastosios bangos banginį skaičių.

Pertvarkome likusias 39 sistemos lygtis gausime:

$$\begin{cases} \mu H_x = i\mu_a H_y, \\ -kH_y = \omega\varepsilon E_z, \\ -kE_z = \omega(i\mu_a H_x + \mu H_y). \end{cases} \quad (41)$$

Iš pirmosios lygčių sistemos lygties išsireiškiame $H_y = \frac{\mu H_x}{i\mu_a}$, ir įstatome į

antrąją ir trečiąją sistemos lygtį, gauname:

$$-\frac{k\mu H_x}{i\mu_a} = \omega\varepsilon E_z, \quad (42)$$

$$-k\mu_a E_z = i\omega(\mu_a^2 - \mu^2)H_x. \quad (43)$$

Sudauginame 42 ir 43 lygtis gauname:

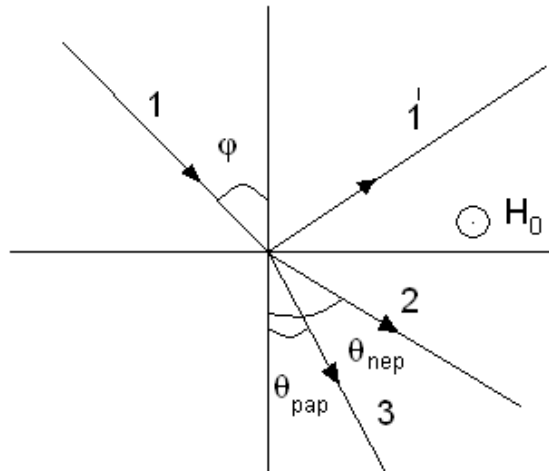
$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \frac{(\mu^2 - \mu_a^2)}{\mu}. \quad (44)$$

Nepaprastoji banga, $k = \omega \sqrt{\varepsilon \frac{(\mu^2 - \mu_a^2)}{\mu}}$. Bangų faziniai greičiai vėl skiriasi. Nepaprastoji

banga turi išilginę H_x komponentę.

Reikia pastebėti, kad paprastajai bangai magnetinio lauko stiprio vektorius lygiagretus įmagnetėjimo kryptčiai arba išoriniam magnetiniam laukui, t.y. turime H bangą, o nepaprastosios bangos atveju elektrinio lauko vektorius lygiagretus įmagnetėjimui, t.y. turime E bangą.

Jeigu bet kokios tiesinės poliarizacijos banga krenta į girotropinę aplinką, taip kai parodyta pav.4, tai, jos poliarizaciją galima išskaidyti į statmenos ir lygiagrečios poliarizacijas, kaip tai buvo padaryta 20 skyriuje, vienu ar kitu atveju vektoriai E ar H bus lygiagretus išoriniam magnetiniam laukui H_0 . Tada girotropinėje aplinkoje bus sužadintos dvi bangos paprastoji ir nepaprastoji, kurių faziniai greičiai skirsis. Šių bangų kryptis randamos iš antrojo Sneliaus dėsnio:



Pav. 4 Dvigubas bangos lūžis

$$\frac{\sin \vartheta_{pap}}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_{pap}}, \frac{\sin \vartheta_{nep}}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_{nep}},$$

$$n_{pap} = \sqrt{\varepsilon \mu_L}, n_{nep} = \sqrt{\varepsilon \frac{(\mu^2 - \mu_a^2)}{\mu}}$$
(45)

Taikant abipusiškumo principą, įmagnetintos plazmos atveju turėtume:

$$k_{nep} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu \frac{(\varepsilon^2 - \varepsilon_a^2)}{\varepsilon}}$$

$$k_{pap} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_l \mu}$$
(46)

28.2 Įmagnetintos Jonosferos girotropija.

Dėl žemės magnetinio lauko jonosferos plazma sudaro girotropinę aplinką, kurios dielektrinė skvarba aprašoma tokiu tenzoriumi:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon_a & 0 \\ i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}$$
(47)

čia:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega - i\nu)}{\omega((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)}, \varepsilon_a = \frac{\omega_{pl}^2 \Omega}{\omega((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)}, \varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega - i\nu)}, \omega_{pl} = \frac{e^2 N'}{\varepsilon_0 m}$$

$$\Omega = \mu_0 \frac{|e|}{m} H_0.$$

Perrašysime elektronų judėjo lygtį jonosferoje magnetiniame lauke 24.37 vietoje greičio rašydami radius vektorių ir pereinami prie poliarizacijos vektoriaus \mathbf{P} , Lorencio

jėgą tuo tarpu užrašydami taip $e[\nu B] = e[i\omega r_m, z_0 \mu_0 H_0]$ bei $m_e \frac{d\dot{v}_e}{dt} = -\omega^2 m_e r_m$ ir

$m_e \dot{v}_e \nu_{ef} = i\omega m_e r_m \nu_{ef}$ taigi:

$$\omega(\omega - i\nu)r_m + i\omega \frac{e}{m} \mu_0 H_0 [r_m, z_0] = -\frac{eE_m}{m}$$
(48)

Turėdami omeny, kad poliarizacijos vektorius lygus $P_m = N \cdot e \cdot r_m$, (N – elektronų koncentracija tūrio vienetė) todėl 48 lygtį, padauginę abi lygties puses iš $N \cdot e$ ir turint omeny 47 lygties pažymėjimus galime perrašyti taip:

$$\omega(\omega - i\nu)P_m - i\omega\Omega[P_m, z_0] = -\varepsilon_0\omega_{pl}E_m \quad (49)$$

Išskleidę vektorinę sandaugą, perrašome lygtį koordinatėmis:

$$\begin{aligned} \omega(\omega - i\nu)P_{mx} + i\omega\Omega P_{my} &= -\varepsilon_0\omega_{pl}E_{mx} \\ -i\omega\Omega P_{mx} + \omega(\omega - i\nu)P_{my} &= -\varepsilon_0\omega_{pl}E_{my} \\ \omega(\omega - i\nu)P_{mz} &= -\varepsilon_0\omega_{pl}E_{mz} \end{aligned} \quad (50)$$

Sprendžiame lygčių sistemą tokiu pat būdu kaip ir sprendžiant įmagnetėjimo lygtį, gauname:

Pagrindinis determinantas:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \omega(\omega - i\nu) & i\omega\Omega & 0 \\ -i\omega\Omega & \omega(\omega - i\nu) & 0 \\ 0 & 0 & \omega(\omega - i\nu) \end{vmatrix} = \omega^3(\omega - i\nu)((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)$$

Papildomi determinantai:

$$\Delta_x = \begin{vmatrix} -\varepsilon_0\omega_{pl}E_x & i\omega\Omega & 0 \\ -\varepsilon_0\omega_{pl}E_y & \omega(\omega - i\nu) & 0 \\ -\varepsilon_0\omega_{pl}E_z & & \omega(\omega - i\nu) \end{vmatrix} = \varepsilon_0\omega_{pl}\omega^2(\omega - i\nu)(iE_y\Omega - E_x(\omega - i\nu))$$

$$\Delta_y = \begin{vmatrix} \omega(\omega - i\nu) & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_x & 0 \\ -i\omega\Omega & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_y & 0 \\ & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_z & \omega(\omega - i\nu) \end{vmatrix} = -\varepsilon_0\omega_{pl}\omega^2(\omega - i\nu)(E_x i\Omega + (\omega - i\nu)E_y),$$

$$\Delta_z = \begin{vmatrix} \omega(\omega - i\nu) & 0 & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_x \\ -i\omega\Omega & \omega(\omega - i\nu) & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_y \\ 0 & 0 & -\varepsilon_0\omega_{pl}E_z \end{vmatrix} = -\varepsilon_0\omega_{pl}\omega^2 E_z ((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)$$

Tada:

$$\begin{aligned} P_{mx} &= \frac{-\varepsilon_0\omega_{pl}}{\omega((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)} ((\omega - i\nu)E_{mx} - i\Omega E_{my}) \\ P_{my} &= \frac{-\varepsilon_0\omega_{pl}}{\omega((\omega - i\nu)^2 - \Omega^2)} ((\omega - i\nu)E_{my} + i\Omega E_{mx}) \\ P_{mz} &= \frac{-\varepsilon_0\omega_{pl}}{\omega(\omega - i\nu)} E_{mz} \end{aligned} \quad (51)$$

Savo ruožtu $P_m = \varepsilon_0\chi^{el} E_m$, kur χ^{el} - elektrinio jautrio tenzorius, kuris su dielektrine skvarba surištas tokiu sąryšiu: $\hat{\varepsilon} = \hat{1} + \chi^{el}$, čia kaip magnetinio jautrio atveju $\hat{1}$ - vienetinis tenzorius.

Taigi visi aukščiau aprašyti fizikiniai procesai vykstantis įmagnetintame ferite, lygiai taip pat tinka radijo bangai sklindant jonosfera. Turint omeny, kad išorinio magnetinio lauko reikšmė vidutiniškai lygi 40 A/m, tai jonosferos giromagnetinis dažnis $f_g = \frac{\Omega}{2\pi}$ lygus 1,4MHz. Jonų giroskopiniai dažniai žymiai mažesni tik 54 Hz.

29 Radijo transliavimo stočių aprėpties ir trukdžių zonos skaičiavimas

29.1 Skaitmeninių televizinių stočių aptarnavimo zonų nustatymas

Skirtingai nuo analoginės televizijos skaitmeninių stočių aprėpties, kur vaizdo kokybė signalui silpstant palaipsniui blogėja iki visiško jo išnykimo ant aprėpties zonos krašto, skaitmeninėje televizijoje vaizdas yra arba geras arba jo nėra visai. Todėl siekiant užtikrinti stabilų vaizdą tam tikroje zonoje, pav. 100 X 100m signalo lygis kiek pakeliamas, tai ir yra ta skaitmenizacijos kaina. Sudėtingesnė vietovėse tai sprendžiama instaliuojant papildomus siųstuvus.

Sąvoka „gera“ priėmimo kokybė reiškia, kai signalas yra priimamas 95 % mažos zonos vietų. Panašiai apibrėžiama „patenkinama“ kokybė, kai signalas priimamas 70 % mažos zonos vietų.

Reikia turėti omeny, kad signalo kokybė gali būti pagerinta:

- parenkant geresnę priimamos antenos vietą;
- naudojant anteną su didesniu stiprinimu;
- naudojant žemų triukšmų antenos stiprintuvą.

Priėmimas fiksuota antena.

Signalo priėmimas fiksuota antena reiškia, kad kryptinė antena yra montuojama išorėje, stogo lygyje, priimama, kad tai atitinka 10 m. aukščiui virš žemės paviršiaus.

Priėmimas naudojant nešiojamą anteną.

Priėmimas nešiojama antena suprantamas taip:

- Klasė A, tai priėmimas išorėje nešiojamu imtuvu su jame įmontuota antena, laikoma, kad antenos aukštis yra 1,5 m. virš žemės paviršiaus.
- Klasė B, tai priėmimas pastatuose nešiojamu imtuvu su jame įmontuota antena, laikoma, kad antenos aukštis yra 1,5 m. virš pirmo aukšto grindų lygio.

Aprėpties zona.

Yra nustatomos tris aprėpties lygiai:

-mažiausias, t.y. priėmimas antenos pastatymo vietoje, toje vietoje laikoma, kad naudingo signalo lygis yra didesnis nei triukšmus ir interferencinius signalus nustatytam laiko tarpui. Šiam atvejui rekomenduotinas naudingo signalo lygis 99% laiko atvejams.

- kitas lygis tai „maža zona“ (tipiškai laikoma, kad tai yra 100X100m). Šioje zonoje nustatomas procentinis vietų skaičius, kuriame išpildomos priėmimo sąlygos. „geras“ priėmimas, kur 95% šios mažos teritorijos kur išpildomos televizinio signalo priėmimo sąlygos.

„patenkinamas“ priėmimas, kur 70% šios mažos teritorijos kur išpildomos televizinio signalo priėmimo sąlygos.

-aprėpties zona

Siųstuvo ar grupės siųstuvų aprėpties zona yra suma individualių mažų zonų, kuriuose, duotam procentui vietų (95% ar 70%) išpildomos televizinio signalo priėmimo sąlygos.

Dažnių juosta skirta skaitmeninei televizijai: 174-230 MHz ir 470-862 MHz.

Kanalų pločiai: metriniame diapazone (174-230 MHz) 7 MHz, decimetriniame – 8 MHz. Rusijoje, Baltarusijoje, Kaukazo ir vidurinės Azijos valstybėse naudojamas 8 MHz kanalo plotis metriniame diapazone.

Elektrinio lauko stiprumas skaičiuojamas vadovaujantis rekomendacija ITU –R.P.1546.

Laikoma, kad imtuvo triukšmų koeficientas yra lygus 7 dB.

Signalų lygis skaičiuojamas 200, 500 ir 800 MHz, tarpinėms jo vertėms nustatyti taikomzės interpoliacinės formulės.

Reikalingas signalo/triukšmo santykis C/N: 2, 8, 14, 20 ir 26 dB, įskaitant įdiegimo faktorių lygu 3 dB. C/N priklauso nuo pasirinktos DVB-T sistemos, lentelėje 1 pateikti C/N reikalaujami santykiai, esant įvairioms sistemoms ir lentelėje 2 pateikti C/N santykiai, esant skirtingoms ryšio sąlygoms, kurios atitinka skirtingą priėmimo tipą.

Skaičiuojant vietų korekcijos faktorių C_1 , kuris naudojamas kai skaičiuojant kitokį nei 50% vietų naudingo signalo padengimą, laikoma, kad naudingas signalas pasiskirstęs logo – normaliniu dėsnio.

Korekcijos faktorius skaičiuojamas pagal tokią formulę:

$$C_1 = \xi \sigma \text{ {dB}} \quad (1)$$

kur: ξ – pasiskirstymo faktorius lygus 0.52, esant 70 % vietų ir 1,64, esant 95 % vietų, σ – standartinė deviacija.

Mažiausio vidutinio ekvivalentinio lauko stiprumo skaičiavimas:

Mažiausio vidutinio ekvivalentinio lauko ir mažiausio ekvivalentinio lauko stiprumai skaičiuojami pagal tokias formules:

$$P_n = F + 10 \lg(kT_0B)$$

$$P_{s \min} = C/N + P_n$$

$$\Phi_{\min} = P_{s \min} - A_a + L_f \text{ - fiksuotojo priėmimo atveju}$$

$$\Phi_{\min} = P_{s \min} - A_a \text{ - nešiojamo priėmimo atveju}$$

$$E_{\min} = \Phi_{\min} + 120 + 10 \lg(120\pi)$$

$$= \Phi_{\min} + 145.8$$

$$E_{\text{vid}} = E_{\min} + P_{\text{mmm}} + C_1 \text{ fiksuotojo priėmimo atveju}$$

$$E_{\text{vid}} = E_{\min} + P_{\text{mmm}} + C_1 + L_h \text{ nešiojamo priėmimo atveju išorėje}$$

$$E_{\text{vid}} = E_{\min} + P_{\text{mmm}} + C_1 + L_h + L_b \text{ nešiojamo priėmimo atveju pasatų viduje,}$$

čia: P_n – triukšmų galia imtuvo įėjime, {dB},

F – imtuvo triukšmų koeficientas {dB},

k – Bolcmano konstanta ($k=1.38 \cdot 10^{-23}$ {Ws/K},

T_0 – temperatūra, kelvinais ($T=290$ K),

B – imtuvo priėmimo juosta ($B=7.61 \cdot 10^6$ {Hz}, 8 MHz DVB-T kanalams ir $=6,66 \cdot 10^6$ {Hz}, 7 MHz DVB-T kanalams),

$P_{s \min}$ – minimali galia imtuvo įėjime {dBW},

C/N – radijo signalo ir triukšmo reikalaujamas santykis, imtuvo įėjime {dB},

A_a – efektyvi antenos apertūra {dBm²},

G – antenos stiprinimas atžvilgiu dipolio {dB},

λ – radijo signalo bangos ilgis {m},

Φ_{\min} – minimalus galios srauto tankis signalo priėmimo vietoje {dBW/m²},

L_f – nuostoliai jungiamuosiuose kabeliuose {dB},

E_{\min} – minimalus ekvivalentinis elektrinio lauko stipris, signalo priėmimo vietoje {dB μ V/m},

E_{med} – minimalus vidutinis ekvivalentinis elektrinio lauko stipris, planuojama vertė {dB μ V/m},

P_{mmm} – žmonių veiklos kuriamas triukšmų lygis {dB},

L_h – aukščio nuostoliai (perskaičiuojant nuo 10 m virš žemės paviršiaus iki 1.5 m) {dB},

L_b – prasiskverbimo į pastatus nuostoliai {dB}.

Lentelė 1

Reikiamas C/N (dB) vertės ne hierarchinei perdavimo sistemai, pasiekiant $BER=2 \cdot 10^{-4}$ po Viterbi dekoderio, esant įvairiems kodavimo santykiams ir moduliacijų tipams.

System variant designator	Modulation	Code rate	Net bit rate (Mbit/s) For different guard intervals (GI)			
			GI = 1/4	GI = 1/8	GI = 1/16	GI = 1/32
8 MHz variants						
A1	QPSK	1/2	4.98	5.53	5.85	6.03
A2	QPSK	2/3	6.64	7.37	7.81	8.04
A3	QPSK	3/4	7.46	8.29	8.78	9.05
A5	QPSK	5/6	8.29	9.22	9.76	10.05
A7	QPSK	7/8	8.71	9.68	10.25	10.56
B1	16-QAM	1/2	9.95	11.06	11.71	12.06
B2	16-QAM	2/3	13.27	14.75	15.61	16.09
B3	16-QAM	3/4	14.93	16.59	17.56	18.10
B5	16-QAM	5/6	16.59	18.43	19.52	20.11
B7	16-QAM	7/8	17.42	19.35	20.49	21.11
C1	64-QAM	1/2	14.93	16.59	17.56	18.10
C2	64-QAM	2/3	19.91	22.12	23.42	24.13
C3	64-QAM	3/4	22.39	24.88	26.35	27.14
C5	64-QAM	5/6	24.88	27.65	29.27	30.16
C7	64-QAM	7/8	26.13	29.03	30.74	31.67
7 MHz variants						
D1	QPSK	1/2	4.35	4.84	5.12	5.28
D2	QPSK	2/3	5.81	6.45	6.83	7.04
D3	QPSK	3/4	6.53	7.26	7.68	7.92
D5	QPSK	5/6	7.26	8.06	8.54	8.80
D7	QPSK	7/8	7.62	8.47	8.97	9.24
E1	16-QAM	1/2	8.71	9.68	10.25	10.56
E2	16-QAM	2/3	11.61	12.90	13.66	14.08
E3	16-QAM	3/4	13.06	14.52	15.37	15.83
E5	16-QAM	5/6	14.52	16.13	17.08	17.59
E7	16-QAM	7/8	15.24	16.93	17.93	18.47
F1	64-QAM	1/2	13.06	14.51	15.37	15.83
F2	64-QAM	2/3	17.42	19.35	20.49	21.11
F3	64-QAM	3/4	19.60	21.77	23.05	23.75
F5	64-QAM	5/6	21.77	24.19	25.61	26.39

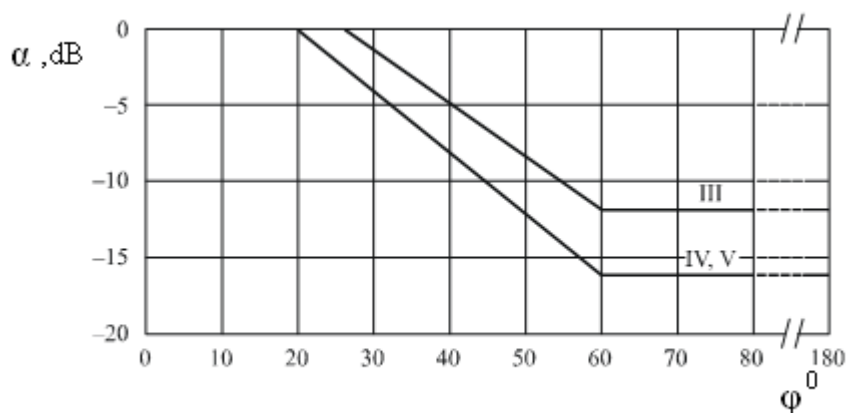
F7	64-QAM	7/8	22.86	25.40	26.90	27.71
----	--------	-----	-------	-------	-------	-------

Lentelė 2

C/N (dB) vertės, esant skirtingoms DVB-T sistemoms, Gauso, Rico ir Rėlėjaus kanalams ir atitinkamos jo vertės fiksuotam priėmimui (FX), nešiojamam priėmimui lauko sąlygomis (PO), nešiojamam priėmimui patalpų viduje (PI) ir mobiliam priėmimui (MO).

System variants	Modulation	Code rate	Gauss	Rice	Rayleigh		
					FX	PO	PI
A1, D1	QPSK	1/2	4.9	5.9	8.1	8.1	11.1
A2, D2	QPSK	2/3	6.8	7.9	10.2	10.2	13.2
A3, D3	QPSK	3/4	7.9	9.1	11.5	11.5	14.5
A5, D5	QPSK	5/6	9.0	10.3	12.8	12.8	15.8
A7, D7	QPSK	7/8	9.9	11.3	13.9	13.9	16.9
B1, E1	16-QAM	1/2	10.6	11.6	13.8	13.8	16.8
B2, E2	16-QAM	2/3	13.0	14.1	16.4	16.4	19.4
B3, E3	16-QAM	3/4	14.5	15.7	18.1	18.1	21.1
B5, E5	16-QAM	5/6	15.6	16.9	19.4	19.4	22.4
B7, E7	16-QAM	7/8	16.1	17.5	20.1	20.1	23.1
C1, F1	64-QAM	1/2	16.2	17.2	19.4	19.4	22.4
C2, F2	64-QAM	2/3	18.4	19.5	21.8	21.8	24.8
C3, F3	64-QAM	3/4	20.0	21.2	23.6	23.6	26.6
C5, F5	64-QAM	5/6	21.4	22.7	25.2	25.2	28.2
C7, F7	64-QAM	7/8	22.3	23.7	26.3	26.3	29.3

Skaičiuojant mažiausią ekvivalentinį lauką, reikia atsižvelgti į priėmimo antenos kryptingumą, kurio standartinė vertė apibrėžta ITU rekomendacijoje ITU-R.P 419-3, žiūr.pav.1.



Pav. 1 Priėmimo antenos kryptingumas III, IV ir V diapazonuose.

Čia kampas ϕ skaičiuojamas nuo krypties, kuri sutampa pagrindine spinduliavimo kryptimi, išreiškiamas laipsniais.

Laikoma, kad priėmimo antenos turi tokį stiprinimo koeficientą, (dipolio atžvilgiu) žiūr.

lentelę 3.

Lentelė 3

Frequency (MHz)	200	500	800
Antenna gain (dBd)	7	10	12

Tarpinės stiprinimo vertės gaunamos, panaudojant tokias aproksimacinę formulę:

$$Corr = 10 \lg(F_A / F_R) \quad (2)$$

čia: F_A – dažnis, kuriam skaičiuojamas stiprinimas, F_R - tipinė, lentelėje 3 pateikta dažnio vertė.

Nuostolių kabeliuose vertės, standartinės dažnio vertėms: 200, 500, 800 (MHz) yra lygios 2, 3 ir 5 (dB) atitinkamai.

Elektromagnetinės bangos prasiskverbimo į patalpas nuostoliai pateikti lentelėje 3.

Lentelė 3

	Building entry loss	Standard deviation
VHF	9 dB	3 dB
UHF	8 dB	5.5 dB

Reikalaujamos priėmimui mažiausios vidutinės elektrinio lauko vertės vienam iš atvejų, fiksuotojo priėmimo atveju, IV diapazonui pateiktos lentelėje 4.

Lentelė 4

Frequency	f {MHz}	500				
Minimum C/N required by system	{dB}	2	8	14	20	26
Min. equivalent receiver input voltage, 75 Ω	$U_{s \min}$ {dBμV}	13	19	25	31	37
Feeder loss	L_f {dB}	3				
Antenna gain rel. to half wave dipole	G_D {dB}	10				
Effective antenna aperture	A_a {dBm ² }	-3.3				
Min equivalent field strength at receiving place	E_{\min} {dBμV/m}	26	32	38	44	50
Allowance for man made noise	P_{mnm} {dB}	0				

Location probability: 70%

Location correction factor	C_l {dB}	2.9				
Minimum median equivalent field strength at 10m a.g.l. 50% of time and 50% of locations	E_{med} {dBμV/m}	29	35	41	47	53

Location probability: 95%

Location correction factor	C_l {dB}	9				
Minimum median equivalent field strength at 10m a.g.l. 50% of time and 50% of locations	E_{med} {dBμV/m}	35	41	47	53	59

Tarpiniams radijo dažniams taikomos interpoliacinės formulės:

$$E_{\text{med}}(F_A) = E_{\text{med}}(F_R) + \text{Corr} \quad (3)$$

kur:

$$\text{fiksuotam priėmimui: } \text{Corr} = 20 \lg(F_A / F_R) \quad (4)$$

$$\text{nešiojamam arba judrajam priėmimui: } \text{Corr} = 30 \lg(F_A / F_R) \quad (5)$$

F_A, F_R – reikšmės tokios kaip jos apibrėžtos 2 formulėje.

Apsauginiai santykiai.

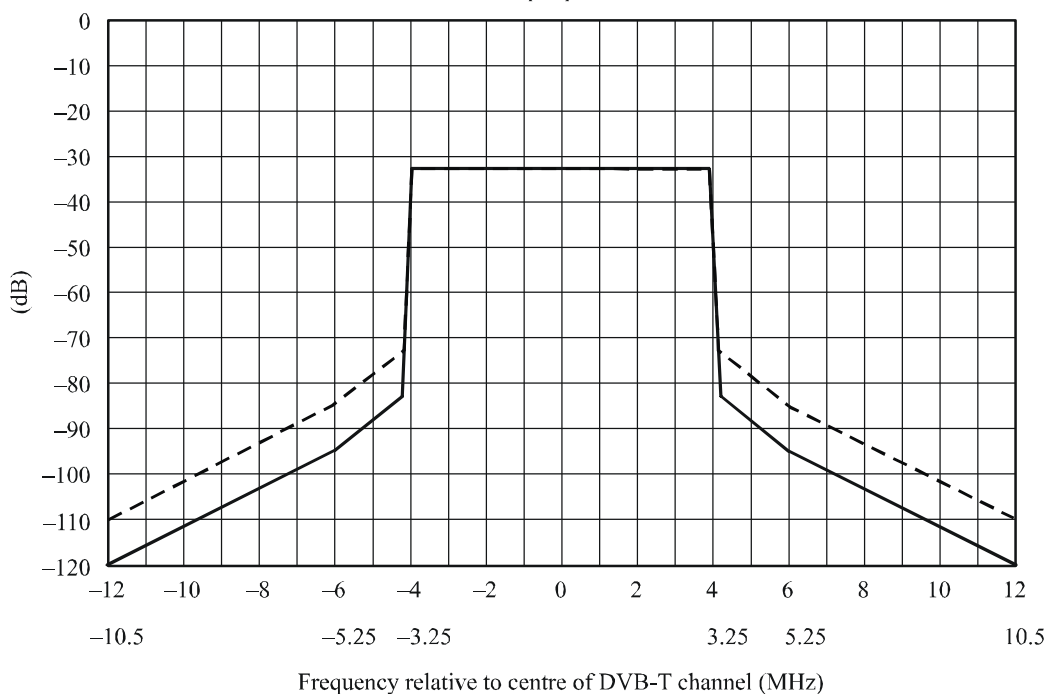
Apsauginis santykis (PR) yra lygus maksimalaus leidžiamo trukdančiojo signalo lygio ir naudingo signalo santykiui.

Skaitmeninės televizijos atveju matuojamas vidutinis COFDM signalo lygis (šiluminis) visoje kanalo juostoje.

Naudingas signalas, kuriam nustatomas PER matuojamas, esant klaidų santykiui $BER=2 \cdot 10^{-4}$ po Viterbi dekoderio, kas atitinka $BER < 1 \cdot 10^{-11}$ prieš MPEG-2 demultipleksorių, kas atitinka 1klaidą per valandą. Apsauginiai santykiai skaičiuojami kaip troposferinei interferencijai taip ir pastoviajai.

DVB-T signalo forma apsprendžia apsauginius santykius. Pav.2 pateikta skaitmeninės televizijos signalo forma išmatuota 4KHz juostos imtuvu.

Power level measured in a 4 kHz bandwidth, where 0 dB corresponds to the total output power



Upper scale = 8 MHz channel; lower scale = 7 MHz channel

----- DVB-T spectrum mask for non-critical cases

————— DVB-T spectrum mask for sensitive cases

RRC06-A2-C3-3

Pav. 2 Skaitmeninės televizijos siūstuvo signalo forma

Apsauginiai santykiai visoms galimoms sistemoms pateikti susitarime 2006 Ženevos susitarime. Pateisime čia tik apsauginius santykius tarp DVB-T įvairių sistemų, esant skirtingiems priėmimo būdams, žiūr. lentelę 5:

Lentelė 5

DVB-T system variant	FX	PO	PI	MO
QPSK 1/2	6.00	8.00	8.00	11.00
QPSK 2/3	8.00	11.00	11.00	14.00
QPSK 3/4	9.30	11.70	11.70	14.70
QPSK 5/6	10.50	13.00	13.00	16.00
QPSK 7/8	11.50	14.10	14.10	17.10
16-QAM 1/2	11.00	13.00	13.00	16.00
16-QAM 2/3	14.00	16.00	16.00	19.00
16-QAM 3/4	15.00	18.00	18.00	21.00

16-QAM 5/6	16.90	19.40	19.40	22.40
16-QAM 7/8	17.50	20.10	20.10	23.10
64-QAM 1/2	17.00	19.00	19.00	22.00
64-QAM 2/3	20.00	23.00	23.00	26.00
64-QAM 3/4	21.00	25.00	25.00	28.00
64-QAM 5/6	23.30	25.80	25.80	28.80
64-QAM 7/8	24.30	26.90	26.90	29.90

Lentelėje 6, pateikti apsauginiai santykiai DVB-T signalo ir gretimų DVB-T signalų, esančiu vienu kanalu aukščiau (N+1) ir vienu kanalu žemiau (N-1).

Lentelė 6

Channel	N-1	N+1
PR	-30	-30

Tam, kad paskaičiuoti stoties aprėpties zoną, reikia:

turėti tikslias stoties koordinates, jos antenos aukštį, antenos stiprinimą, siųstuvo galią, kabelių ilgius ir t.t.

naudojamos sistemos parametrus, kurie nusako minimalų lauką, apsauginius santykius atžvilgių aplink esančių stočių.

Tam, kad įvertinti kitų stočių trukdančio lauko poveikį, pirmiausiai reikia apskaičiuoti trukdančio kiekvienos individualiai stoties signalo lygį E_n , kuris skaičiuojamas taip:

$$E_n = E + PR + C + A \quad (6)$$

kur: E- trukdančio signalo lauko stiprumas, apskaičiuotas atitinkamam laiko procentui, (paprastai imamas televiziniams trukdantiems signalams 1% ir 10 % nuo kitų tarnybų – troposferinio trukdžio atveju, pastovaus trukdžio atveju imama 50 % laiko vertė)

C- pataisa dėl vietovės, žiūr. formulę 1,

A- pataisa dėl priimančios antenos kryptingumo, žiūr. pav.1. ($A \leq 0$).

Stoties darbinis laukas, tai toks minimalus laukas kuris užtikrina reikiamą signalo kokybę, nustatytomis priėmimo sąlygomis, esant natūraliam triukšmų lygiui ir veikiant kitoms

trukdančioms stotims. Darbinis laukas E_u skaičiuojamas sudedant minimalų vidutinį lauką ir trukdančiuosius laukus, galios sumavimo metodu:

$$E_u = 10 \cdot \lg \left(10^{\frac{E_{\min}}{10}} + \sum_{i=1}^n 10^{\frac{E_{ni}}{10}} \right) \quad (7)$$

čia: E_{\min} – minimalaus vidutinio elektrinio lauko stiprumas (dB(μ V/m)).

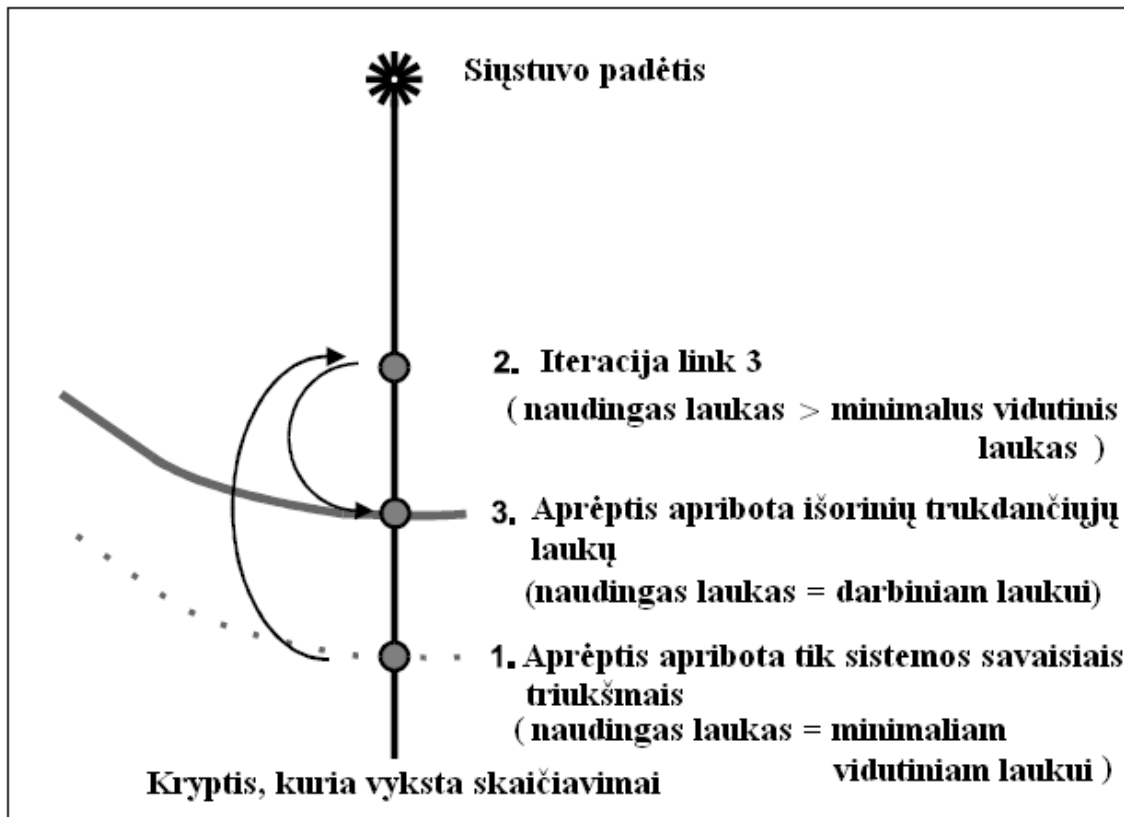
E_{ni} – trukdantysis laukas i-ojo signalo (dB(μ V/m)).

n- trukdančiųjų signalų skaičius.

E_{\min} – fiksuotojo priėmimo atvejų, 500 MHz radijo dažniui, duotas lentelėje 4.

Stoties aprėpties zoną riboja išoriniai triukšmai. Stoties aprėpties zona nustatoma taške, kuriame naudingas stoties laukas yra lygus stoties darbiniam laukui, t.y. visų tame taške trukdančiųjų stočių suminiam laukui ir vidutiniam minimaliajam laukų sumai.

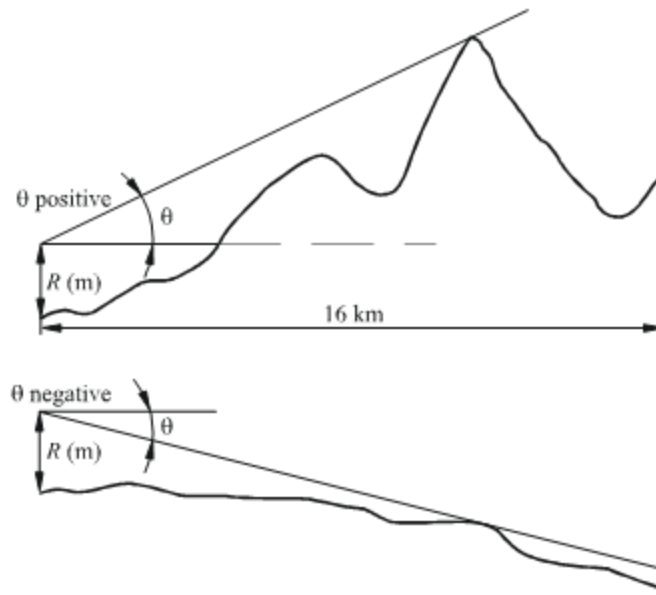
Priimta, kad aprėpties zona skaičiuojama apie stotį kas 10 laipsnių, pagal 3 pav. nurodytą schemą.



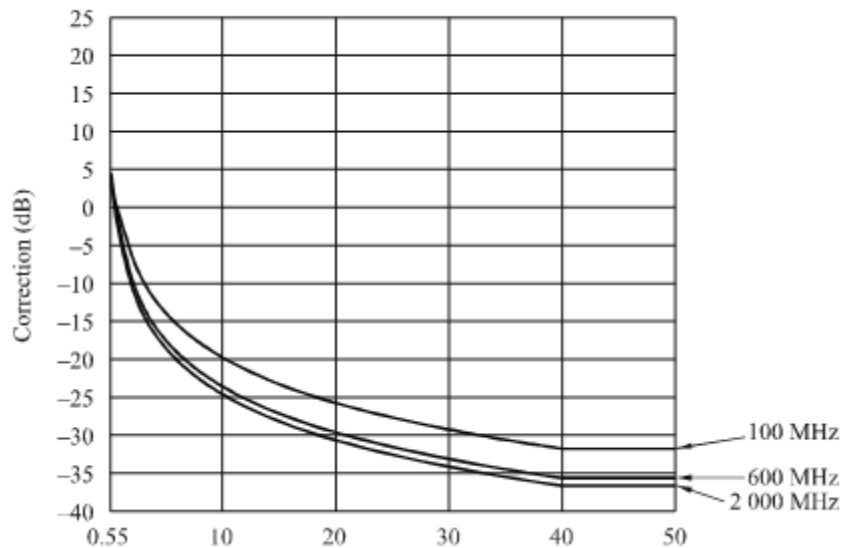
Pav.3. Aprėpties zonos nustatymo schema

Stoties laukai skaičiuojami pagal rekomendaciją ITU-R.P 1546-2, pagal šią metodiką skaičiuojamas transliavimo stoties efektyvus antenos aukštis h_{eff} , kuris apibrėžiamas kaip aukštis virš vidutinio žemės paviršiaus lygio imtuvo kryptimi, efektyvus aukštis skaičiuojamas intervale nuo 3 iki 15 km nuo transliavimo stoties.

Žemės reljefas įtakoja ne vien tik į efektyvų transliavimo stoties aukštį, bet ir į elektrinio lauko stiprį priėmimo vietoje. Tam, atstume iki 16 km nuo priėmimo antenos link transliavimo stoties skaičiuojamas priėmimo antenos matomumo kampas, kuris atsakitomas nuo horizontalios linijos iki linijos, jungiančios imtuvą su aukščiausiu reljefo tašku, žiūr. pav. 4. Pagal šį kampą pridedamos pataisos apskaičiuotam elektriniam laukui. Pats elektrinis laukas skaičiuojamas daugiamečius matavimo rezultatus, kurie pateikti kreivių pavidale, žiūr.pav. 5 ir sudarytos šių kreivių aproksimacinės formulės, kurios pateiktos minėtoje rekomendacijoje. Sklidimo kreivės sudarytos trims fiksuotiems radijo dažniams: 100 MHz, 600 MHz ir 2000 MHz, tarpinėms dažnių vertėms taikomos aproksimacinės formulės, kurių išraiškos pateiktos minėtoje rekomendacijoje. Pateiktos kreivės pateiktos stotims, kurių efektyvus spinduliavimo galingumas yra 1 kW.

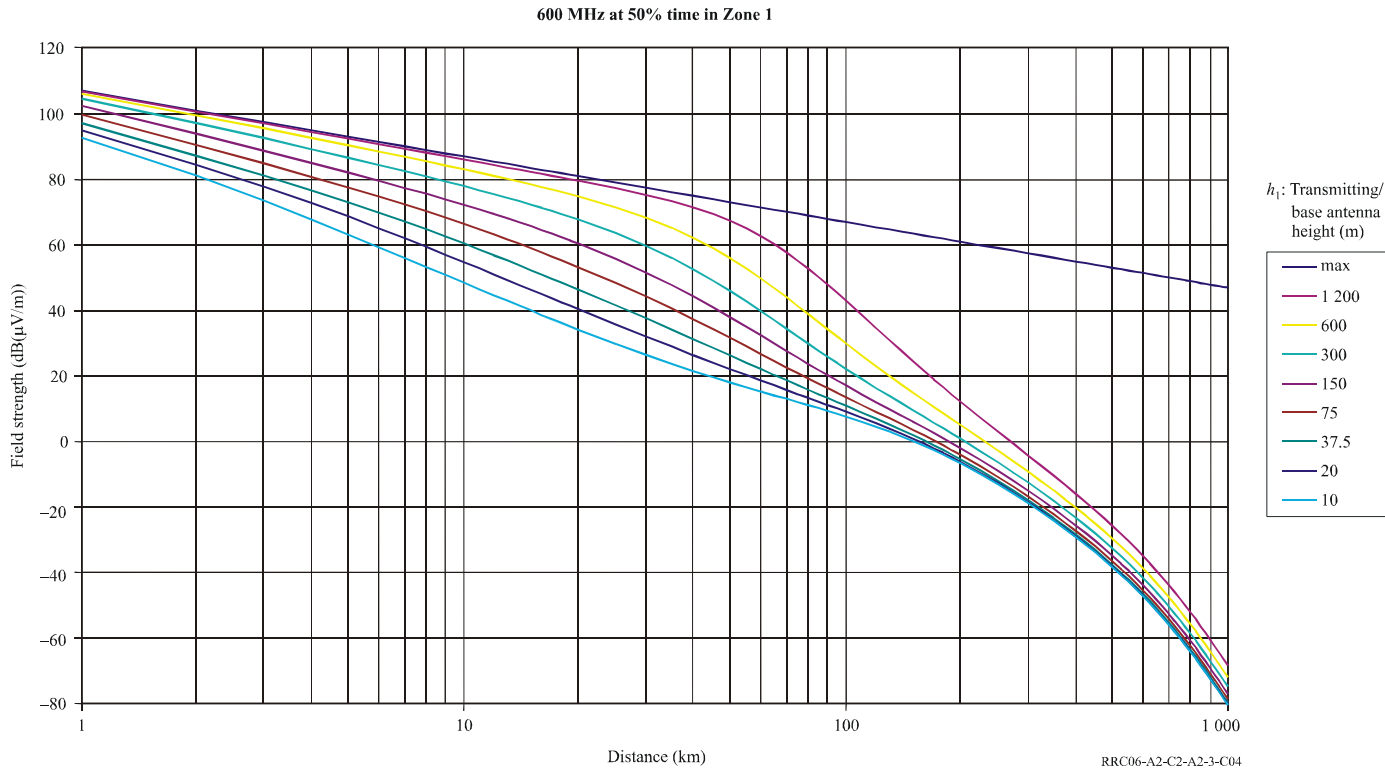


Pav. 4 priėmimo antenos matomumo kampas



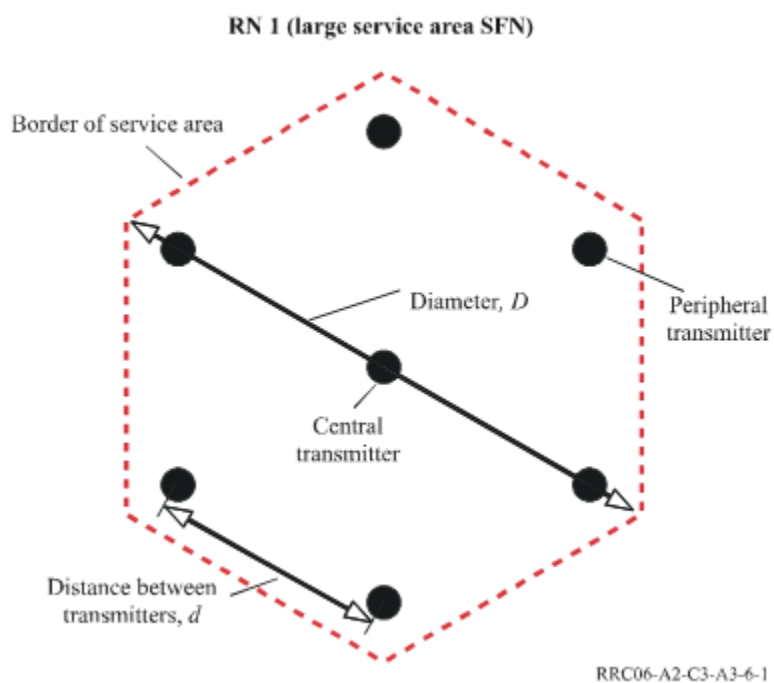
Pav. 5 elektrinio lauko pataisų priklausomybė nuo priėmimo antenos matomumo kampo (laipsniais)

Rekomendacijoje pateikiamos atskirai sklidimo kreivės virš žemės paviršiaus, šaltos jūros ir šiltos jūros. Kreivės pateikiamos skirtingiems laiko procentams: 1%, 10% ir 50%, tai reiškia, kad elektrinis laukas nurodytą laiko tarpą metuose bus nemažesnis nei vertė gauta pagal šias kreives. Kai jau minėta, naudingas stoties laukas skaičiuojamas 50% laiko atveju, kai tuo tarpu interferenciniai transliavimo stočių laukai skaičiuojami 1% laiko atveju. Vietos tikimybė visais atvejais imama ta pati 50%, po to, pagal reikalaujamą priėmimo kokybę (75%, 95% ar 99%) pridedamos atitinkamos pataisos. Sklidimo kreivės dar klasifikuojamos pagal 9 zonas, kuriuose yra skirtingas refrakcijos gradientą. Pirmai zonai, kuriai priskiriama ir Lietuva refrakcijos gradientas 1% laiko atvejais neviršija vertės -301,3; 10% laiko atvejais –vertės -141,9 ir 50% laiko atvejais vertės -43,3.



Pav. 6 elektrinio lauko priklausomybė nuo atstumo, radijo bangai sklindant virš žemės paviršiaus, 50% laiko atvejams, 600 MHz, esant įvairiems antenų aukščiams.

Skaitmeninė televizija, veikianti OFDM ar COFDM (angl. Coded Orthogonal Frequency Division Multiplexing) pagrindu, tokia pavyzdžiui kaip DVB-T standarto veikianti jau Europoje ir Afrikoje pasižymi ta savybe, kad signalą perdavinėjant daugeliu ortogonalium nešliu (šiuo metu realizuotos sistemos perdavinėja nuo 2000 iki 8000 nešliu) signalo kokybė, atžvilgiu analoginio, pagerinama ženkliai. Dėl apsauginio laiko intervalo (aišku, kad kuo didesnis laiko intervalas tuo mažesnis yra perduodamų duomenų kiekis), kurio metu visi signalai patenkantys į imtuvą laikomi naudingais išvengiama atspindžių įtakos, įmanoma organizuoti sinchroninius to paties dažnio tinklus. Pav. 7 pateiktas tipinė viena DVB-T tinklo cėlė, sudaryta iš 7 siūstuvų, naudota skaitmeninės televizijos planavimo RRC06 konferencijos metu. Lentelėje 7 pateikti tokios cėlės parametrai.



Pav. 7 DVB-T sinchroninio vienadažnio tinklo cėle

Lentelė 7

Parametrai RN1 tipo cėlės (didelės aprėpties vienadažnio tinklo zona)

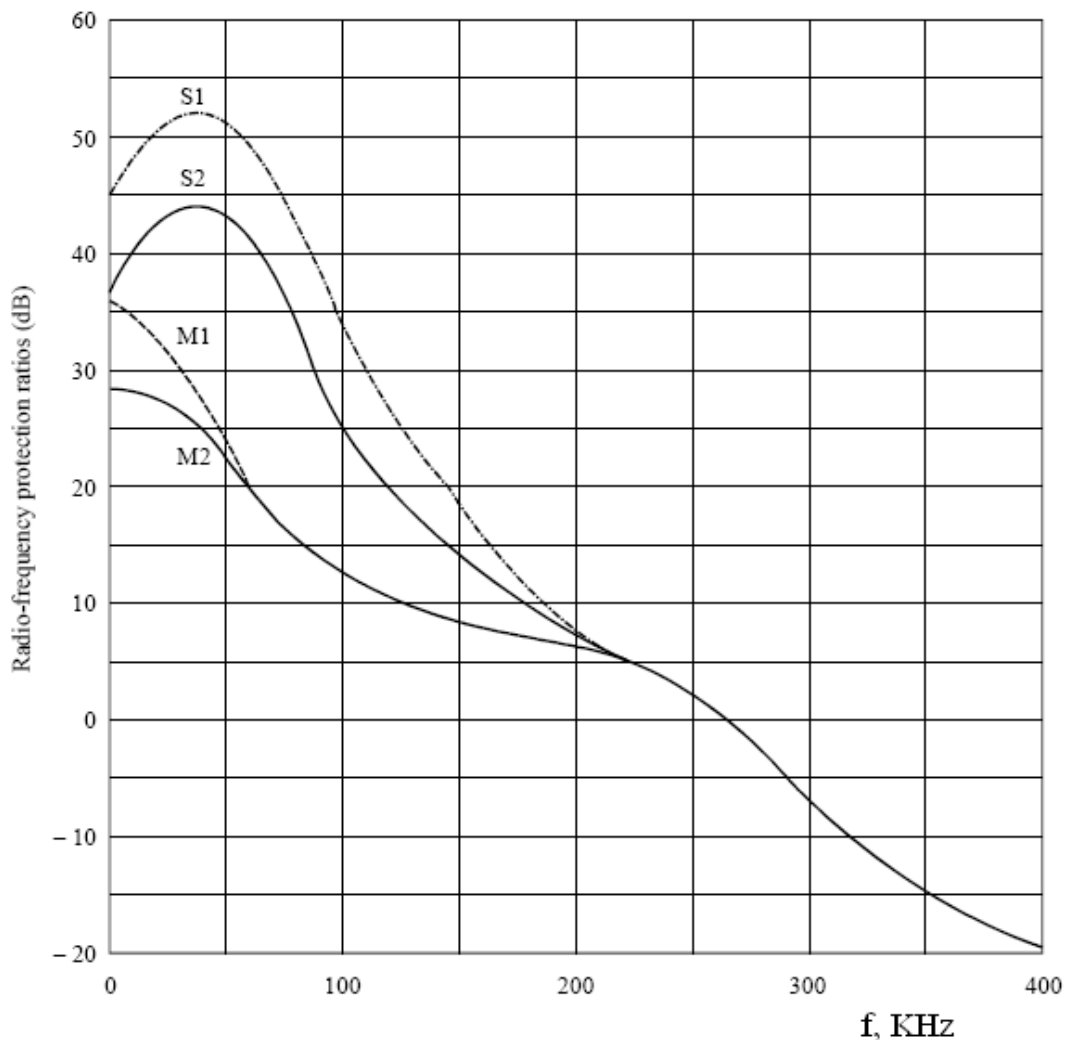
RPC and reception type		RPC 1 Fixed antenna	RPC 2 Portable outdoor and mobile	RPC 3 Portable indoor
Type of network		Open	Open	Open
Geometry of service area		Hexagon	Hexagon	Hexagon
Number of transmitters		7	7	7
Geometry of transmitter lattice		Hexagon	Hexagon	Hexagon
Distance between transmitters d (km)		70	50	40
Service area diameter D (km)		161	115	92
Tx effective antenna height (m)		150	150	150
Tx antenna pattern		Non-directional	Non-directional	Non-directional
e.r.p.* (dBW)	Band III	34.1	36.2	40.0
	Bands IV/V	42.8	49.7	52.4

e.r.p. duotas 200 MHz III diapazonui ir 650 MHz diapazonuose IV/V, kitiems dažniams toks korekcijos faktorius turi būti taikomas: $20 \log_{10}(f/200 \text{ or } f/650)$ RPC 1 tipo tinklui ir $30 \log_{10}(f/200 \text{ or } f/650)$ RPC 2 ir RPC 3 tinklams.

* e.r.p. vertės įtraukia papildomą įgyvendinimo 3 dB faktorių.

29.2 UTB diapazono radijo stočių aprėpties zonos nustatymas

Pagrindiniai principai, kuriais remiantis skaičiuojamos UTB diapazono 87,5-107,9 MHz (taip vadinamas FM diapazonas) radijo stočių aprėptis ir jų trukdžiai yra tokie patys kaip ir televizinių stočių. Pats stočių koordinavimo bei planavimo mechanizmas išdėstytas Ženevos 1984 metų susitarime. Skirtumas tarp šių metodikų yra tik tas, kad skiriasi stočių apsauginiai santykiai bei trukdantieji laukai vertinami ne galios sumavimo metodu, o supaprastintu tikimybės metodu. Apsauginiai radijo stočių santykiai pateikti pav. 8.



Pav. 8 Radijo stočių, veikiančių UTB diapazone, turinčių deviaciją ± 75 KHz apsauginiai santykiai: M1 kreivei – monofoninis signalas, pastovioji interferencija;

M2- monofoninis signalas, troposferinė interferencija (apsauga 99 % laiko atvejams);
 S1- stereofoninis signalas, pastovioji interferencija;
 S2 – stereofoninis signalas, troposferinė interferencija (apsauga 99 % laiko atvejams).

1984m atliekant minėto diapazono planavimą, buvo laikoma, kad priimančios antenos yra kryptinės, jų kryptingumo diagrama sutampa su pateikta pav.1 III diapazono kreive. Nors jau senai nebenaudojamos kryptinės priėmimo antenos radijo imtuvuose, tačiau koordinavimas šių stočių tarp daugelio valstybių ir toliau atliekamas pagal šį susitarimą, t.y. laikant, kad priimančios antenos yra kryptinės.

Supaprastintas interferencinių signalų metodas nelaiko, kad visi signalai, kurie skaičiuojami 1 procento tikimybe ateina į tiriamą tašką vienu metu, o sudėdamas statistiškai.

Pagal Ženevos 84 metų sutartį stoties darbinis laukas nustatomas atsižvelgiant į trukdančius laukus, kurie užrašomi taip:

$$E_{si} = P_i + E_{ni}(50, T) + A_i + B_i, \quad (8)$$

čia: E_{si} - stoties interferencinis laukas, P_i – i-osios ineterferencinės stoties galingumas, $E_{ni}(50, T)$ – interferencinės stoties elektrinio lauko stipris, paskaičiuotas reikiamu laiko procentu ir 50 procentu vietovės atveju, A_i –apsauginis santykis duotai stočiai, B_i - pataisa dėl priėmimo antenos kryptingumo.

Visų interferencinių laukų poveikis vertinamas statistiškai, sumuojant interferencinius laukus ir tokiu būdu nustatant darbinį stoties lauką:

$$p_c = \prod_{i=1}^n L(x_i), \text{ kur: } x_i = \frac{E_u - E_{si}}{\sigma_n \sqrt{2}}. \quad (9)$$

čia: p_c – aprėpties tikimybė, (50 % vietovės atvejams ir (100-T) % laiko atvejams), esant n interferencinių šaltinių.

$L(x_i)$ – aprėpties tikimybė, esant vienam interferenciniam šaltiniui, išraiška duota žemiau. σ_n – 8.3dB. standartinė deviacija.

$$L(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (10)$$

Šis tikimybinis integralas gali būti paskleistas tokia eilute:

$$L(x) = 1 - \frac{1}{2}(1 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4)^{-4} + e(x) \quad (11)$$

Čia: $a_1 = 0.196854$, $a_2 = 0.115194$, $a_3 = 0.000344$, $a_4 = 0.019527$, $e(x)$ – skirtumas tarp aproksimuojančios vertės ir tikslaus tikimybinio integralo reikšmės, paprastai priimta, kad jis lygus: $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Siūloma pirmai iteracijai darbinio lauko vertę imti 6dB didesnę nei didžiausia trukdančiojo lauko vertė E_{si} . Jei skirtuminė vertė didesnė nei 0,5 (atitinka aprėpties

tikimybę 50% vietos atveju), tada darbinis laukas E_u modifikuojamas mažinant jį vertę $\Delta/0,05$ ir procesą tęsti tok, kol pasiekiamas reikiamas tikslumas.

30. Literatūros sąrašas

1. V.Kybartas, V.Šugurovas, Elektrodinamika. 1977, Mokslas, 440 pusl.
2. Roger L. Freeman. Radio system design for telecommunication. USA, 1997, John Wiley & Sons Inc. 887 pp.
3. William C.Y. Lee Mobile Cellular telecommunication. 1995, 664 pp.
4. John D. Kraus Antennas. Mc Graw-Hill book company, 1988, 892 pp.
5. Final Acts of the regional radiocommunication Conference for the planning of the digital terrestrial broadcasting service in parts of the region 1 and 3, in the frequency bands 174-230 MHz and 470-862 MHz (RRC06) Geneva, 15May-16June 2006, 301pp.
6. The Chester 1997 Multilateral Coordination Agreement relating to Technical Criteria, Coordination Principles and Procedures for the introduction of Terrestrial Digital Video broadcasting (DVB-T). Chester, 25 July 1997, 133 pp.
7. В.В.Никольский. ТИ Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. Наука. М. 1989. 543 стр.
8. А.И.Калиин. Е.Л.Черенкова. Распространение радиоволн и работа радиолиний. Москва. Связь. 1971. 439стр.
9. Final Acts of the Regional Administrative Conference for the Planning of the VHF Sound Broadcasting (Region 1 and Part of Region 3). Geneva, 1984. 94pp.
10. Sophocles J. Orfanidis. Waves and Antennas Electromagnetic. Rutgers University. 2002. 778 pp.
11. ITU-R Recommendations. September 2005. International telecommunication Union. Geneva.
12. Antennas for Radar and Communications: A polarimetric Approach. Herrold Mott. USA John Willey & Sons. 1992, 517 pp.
13. Jin Au Kong. Electromagnetic Wave Theory. EMW Publishing Cambridge, Massachusetts, USA 2008, 1016 pp.

