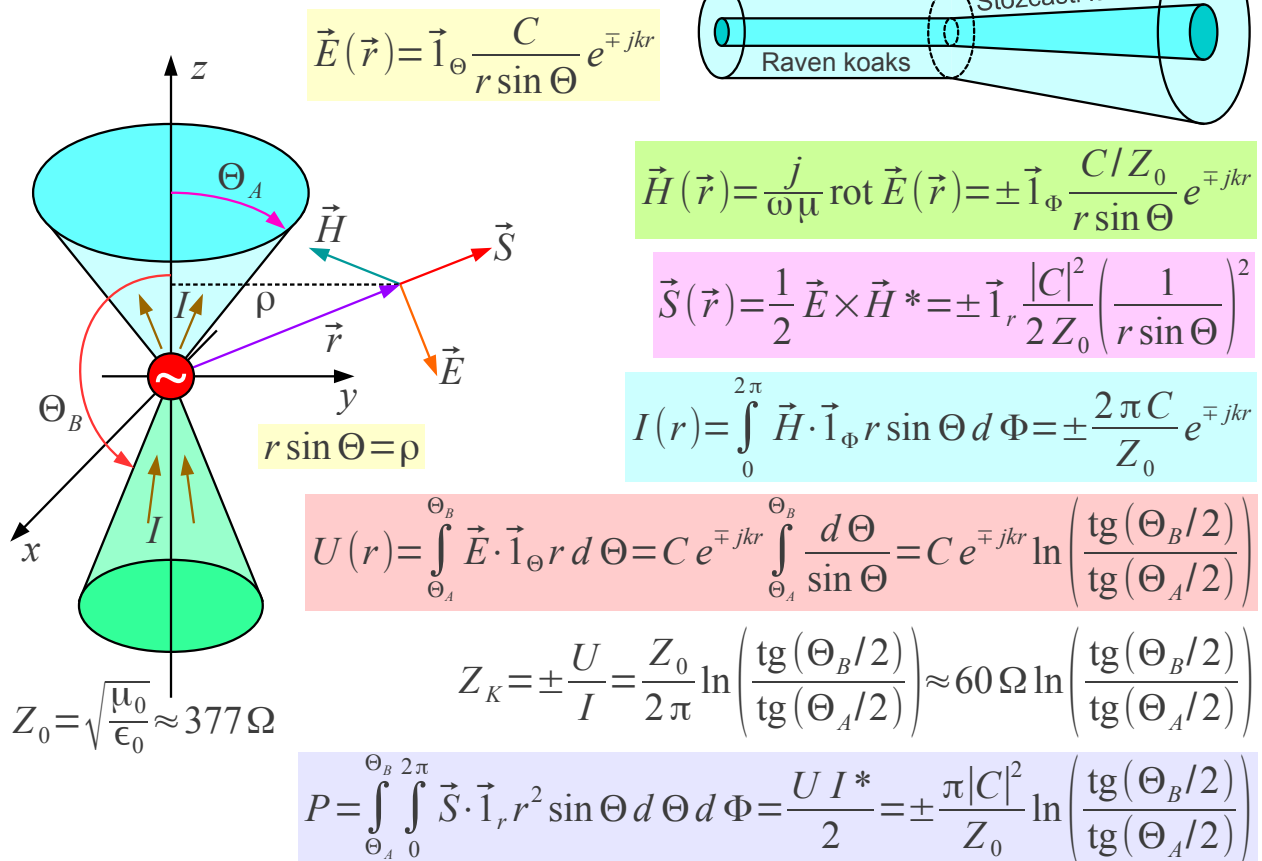


6. Žične antene

Konec 19. stoletja je tehnika omogočala izdelavo učinkovitih oddajnikov in doseganje velikega dometa radijske zveze le pri razmeroma nizkih frekvencah $f < 100 \text{ kHz}$. Izvirni Hertzovi poskusi so delovali na previsokih frekvencah, da bi bili praktično uporabni. V področju dolgih valov $\lambda > 3 \text{ km}$ so vse naprave majhne v primerjavi z valovno dolžino. Tokovni element $h \ll \lambda$ je kot točkasti električni dipol (Teslov transformator) silno neučinkovita antena. Podobno je majhna zanka $\sqrt{A} \ll \lambda$ kot točkasti magnetni dipol (okvirna antena) silno neučinkovita antena.

Guglielmo Marconi je s številnimi poskusi našel ceneno rešitev za učinkovito anteno v obliki zelo dolge in tanke žice, ki jo je dvigoval nad tla celo s pomočjo balona ali zmaja. Antene v obliki dolge in tanke žice ostajajo pomembne tudi danes. Kako izdelati anteno z dobrim sevalnim izkoristkom $\eta \rightarrow 1$, si najlažje ogledamo na stožčastemvodu, kjer ima elektromagnetno polje razmeroma preprosto analitsko rešitev:

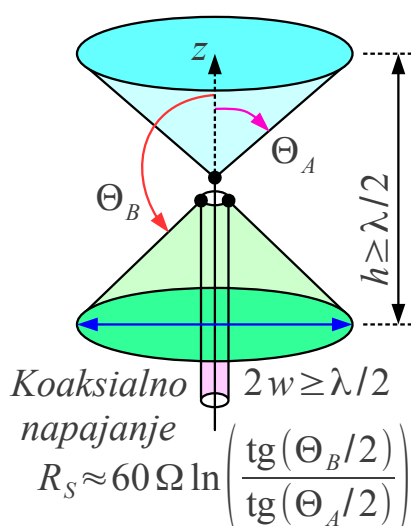
Stožčasti vod



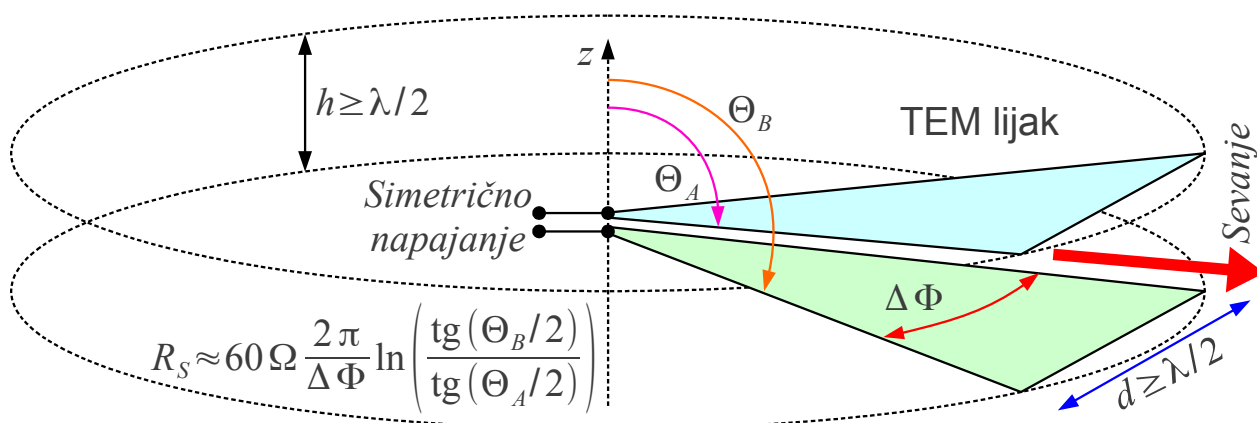
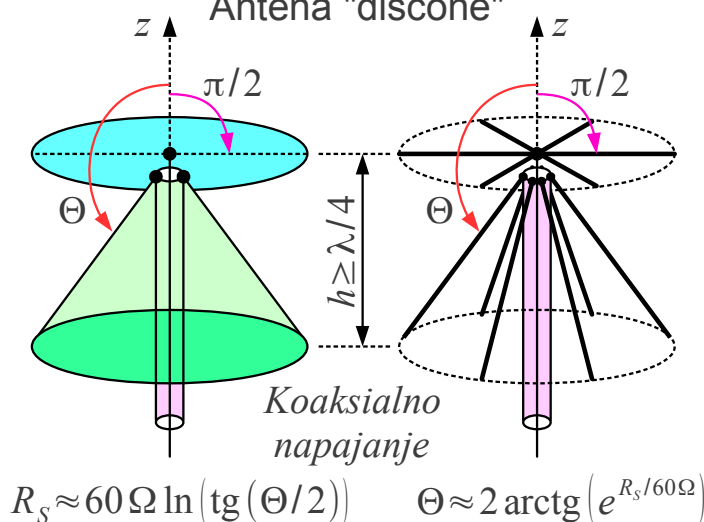
Stožčasti vod je lahko stožčasti koaksialni kabel, kjer sta oba, žila in oklop, plašča dveh vgnezenih stožcev. Točna rešitev Maxwellovih enačb $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{1}_\Theta C e^{\mp jkr} / (r \sin \Theta)$ opisuje oba valova, v smeri odpiranja stožcev e^{-jkr} in v smeri krčenja stožcev e^{+jkr} . Kot antena je najbolj uporaben široko odprt stožčasti vod $\Theta_A \leq \pi/2$ in $\Theta_B > \pi/2$, kjer se valovanje iz generatorja v koordinatnem izhodišču širi v prostor med stožcema na obe strani ravnine xy .

Točna rešitev Maxwellovih enačb zahteva dva neskončno velika kovinska stožca, kar ni izvedljivo. Pri končno velikih stožcih dobimo zelo podobno elektromagnetno polje v primeru, ko sta premer $2w \gg \lambda$ in višina naprave $h \gg \lambda$ dosti večja od valovne dolžine. Učinek odbojev na odrezanih robovih stožcev je takrat zanemarljiv. Bikonična antena je povsem uporabna že pri frekvenci, ko premer $2w \geq \lambda/2$ in višina $h \geq \lambda/2$ presežeta polovico valovne dolžine:

Bikonična antena



Antena "discone"



Od vseh bikoničnih anten ima najmanjše izmere v primerjavi z valovno

dolžino antena "discone" (iz angleških izrazov: disc+cone, Armig G. Kandoian 1943), kjer z uporabo dveh med sabo zelo različnih stožcev, ploščatega diska in srednje vitkega stožca, še dodatno zmanjšamo učinek odbojev na odrezanih robovih. Oba disk in stožec lahko izdelamo tudi iz kovinskih palčk, saj poznamo smer toka. Gornja frekvenčna meja "discone" v teoriji ni omejena, v praksi pa je odvisna le od natančnosti izdelave napajalne točke.

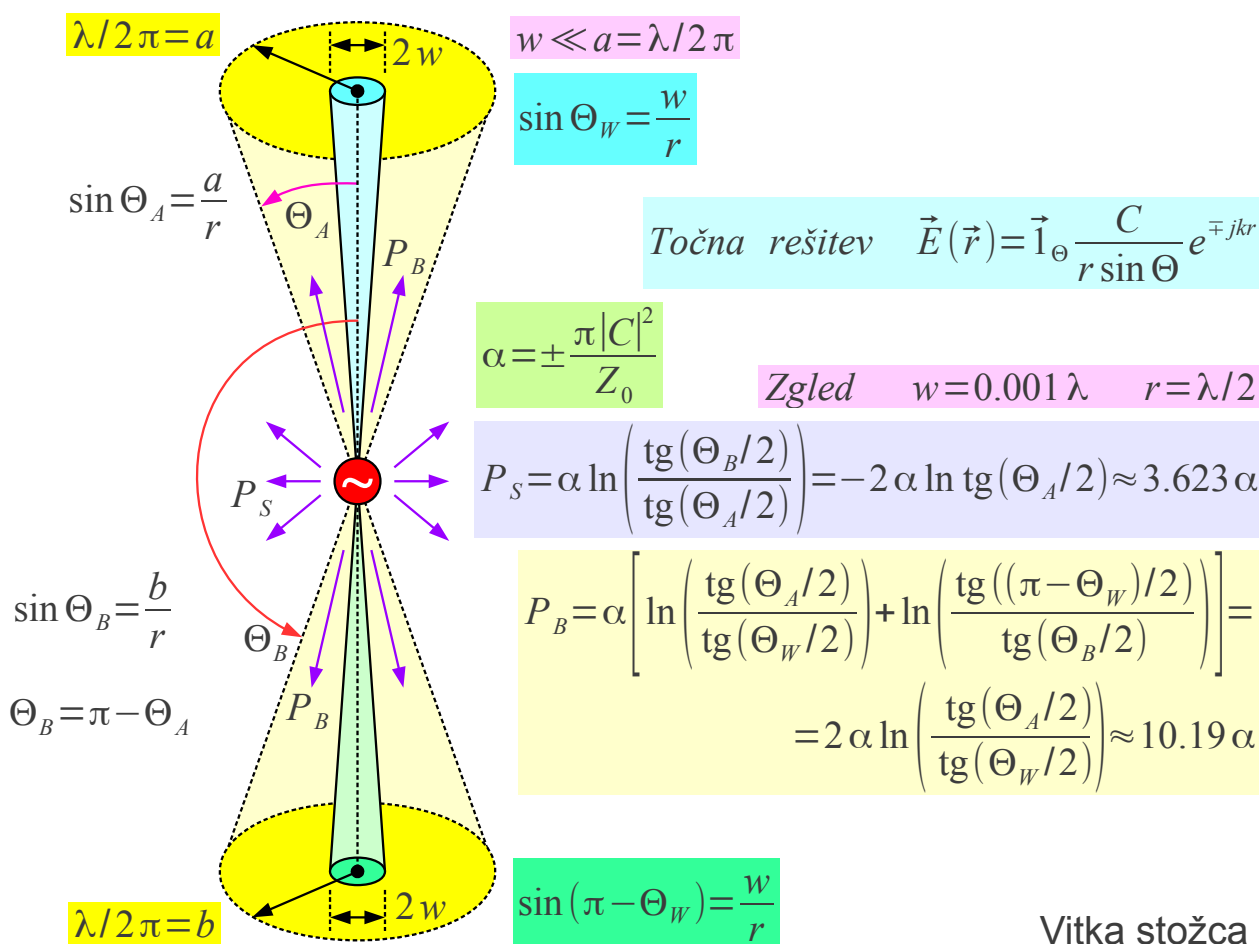
Sevalna upornost bikonične antene in antene "discone" je običajno zelo blizu karakteristični impedanci pripadajočega stožčastega voda. Sevalni izkoristek $\eta \approx 1$ je blizu enote, saj je v anteni malo izgub in je sevalna upornost prilagojena karakteristični impedanci razpoložljivih koaksialnih kablov. Smerni diagram "discone" se pri nizkih frekvencah kaj dosti ne razlikuje od točkastega električnega dipola, bistvena razlika med obema je v sevalnem izkoristku!

Pri višjih frekvencah oziroma večjih izmerah bikonične antene $2w, h \gg \lambda$ se valovanje usmerja v prostor med stožcema $\Theta_A \leq \Theta \leq \Theta_B$. Dodatno lahko valovanje usmerimo še v ravnini xy tako, da izdelamo le odsek obeh stožcev za pokrivanje območja zemljepisne dolžine $\Delta\Phi < 2\pi$. Pripadajočo anteno imenujemo TEM lijak. Če je TEM lijak dovolj velik in se dovolj blago odpira, lahko poleg odličnega sevalnega izkoristka $\eta \approx 1$ doseže tudi visoko smernost $D \gg 1$.

TEM lijak je antena, ki pokriva širok frekvenčni pas, ima odličen sevalni izkoristek in ga lahko načrtujemo za visoko smernost. Pomanjkljivost TEM in drugih lijakov so potrebne izmere antene. Drugačne antene lahko dosežejo podobne lastnosti z manjšimi izmerami za nižjo ceno. Več o lijakih sledi v pripadajočem poglavju. TEM lijak se danes večinoma uporablja kot merilna antena pri preizkušanju elektromagnetne združljivosti (EMC).

S stožčastim dvovodom lahko ponazorimo tudi anteno iz tanke žice s polmerom v velikostnem razredu tisočinke valovne dolžine $w \approx 0.001\lambda$ ali celo še manj. Tanko žico ponazarjata dva zelo vitka stožca, med katera je priključen generator. V neposredni bližini tanke žice $\rho = r \sin \Theta < \lambda/2\pi$ je bližnje elektromagnetno polje dosti močnejše od sevanja. Ne glede na dolžino žice odboj na odrezanem koncu tanke žice ni zanemarljiv, pač pa ima zelo velik učinek na obnašanje antene iz tanke žice.

Velikostni razred pojavov lahko ocenimo iz pretoka moči v stožčastem vodu višine $h = 2r = \lambda$, kjer polmer stožcev dosega $w = 0.001\lambda$. Moč P_B v področju bližnjega polja v neposredni bližini vitkih stožcev je skoraj trikrat večja od sevanje moči P_S v vsem ostalem prostoru:



Odrezani konec tanke žice se torej obnaša kot odprte sponke voda z odbojnostjo v bližini $\Gamma \approx 1$. Na anteni iz tanke žice torej pričakujemo stojne valove podobno kot na nezaključenem vodu. Na anteni iz tanke žice lahko vedno določimo oziroma izmerimo stojni val električnega toka $I(s)$ kot funkcijo vzdolžne koordinate s na žici. Na odrezanem koncu tanke žice ima stojni val električnega toka vedno vozle.

Na antenah običajno ne moremo definirati električne napetosti $U(s)$ kot funkcijo vzdolžne koordinate s po žici, saj je v primeru sevanja vrtenje električnega polja $\text{rot } \vec{E}(\vec{r}) \neq 0$ vedno različno od nič. Definicija napetosti na bikoničnem vodu $U(r)$ velja samo na izbrani razdalji $r = \text{konst.}$ od izhodišča in še to samo v primeru neskončno velikih stožcev. Antenska žica nima oblike stožca niti ni neskončno dolga. Na žičnih antenah zato ne moremo definirati napetosti $U(s)$ niti ne smemo govoriti o stojnem valu napetosti kot to žal počne marsikateri površen učbenik o antenah.

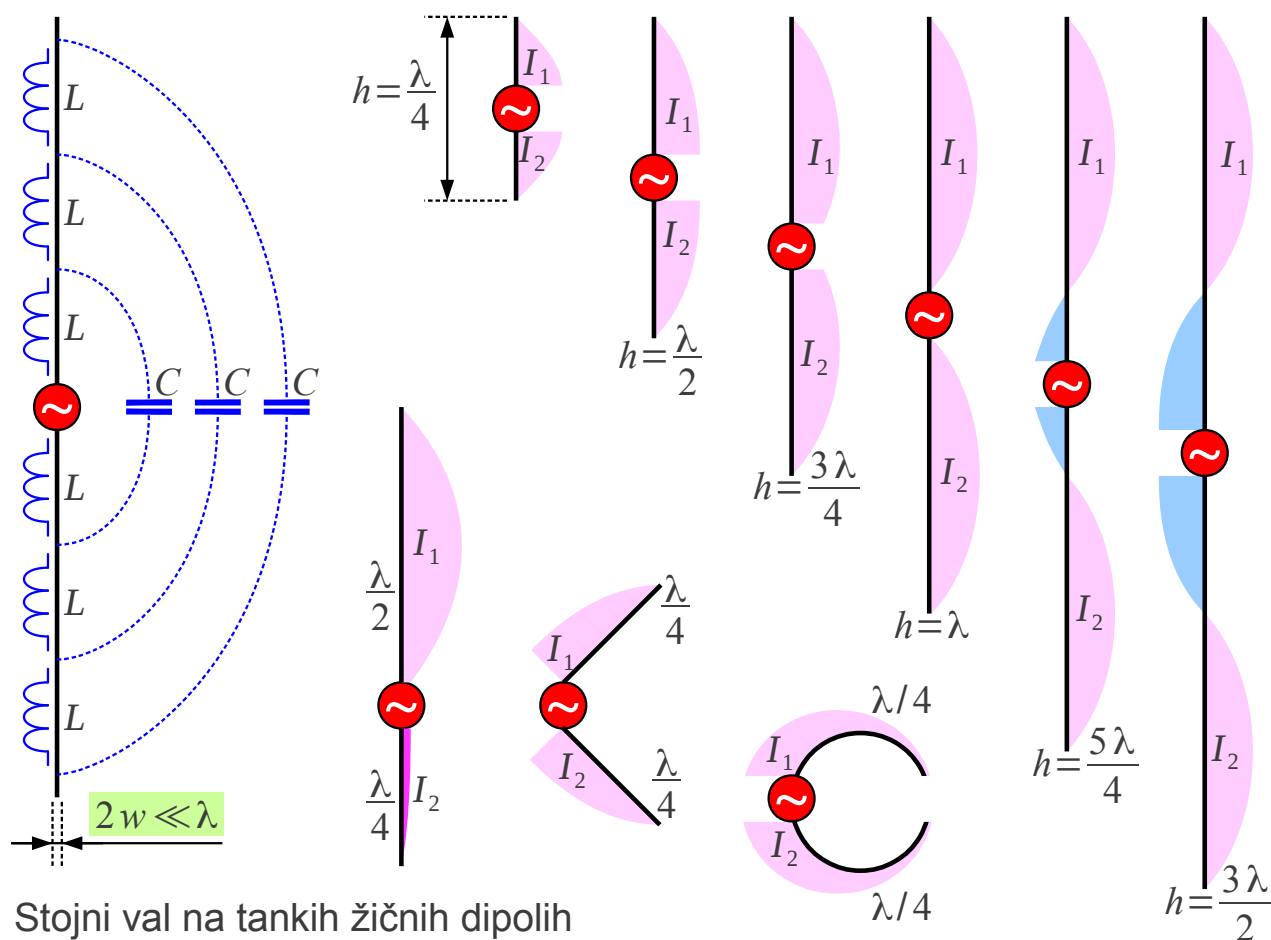
Posledica stojnih valov na tanki žici so rezonančni pojavi. Obnašanje antene iz tanke žice se lahko hitro spreminja s frekvenco. Od tu zmotno prepričanje, da morajo biti antene rezonančne na izbrani delovni frekvenci. Fizikalno gledano je sevanje sorazmerno samo pospešku elektrin, torej ne

more biti rezonančen pojav. Pač pa pojavi bližnjega polja preslikajo sevalno upornost antene na različne načine. Rezonančni pojavi na tanki žici so samo nadloga bližnjega polja, ki prav nič ne pripomore k sevanju.

Divje spreminjanje impedance antene s frekvenco je samo posledica varčevanja s tanko žico! Rezonančni pojavi slabijo z uporabo debelejšše žice in skoraj povsem izginejo pri bikonični anteni. Impedanco antene iz tanke žice merimo v napajalni točki, kjer je razdalja med priključkoma antene dovolj majhna, da smemo zanemariti vrtnčenje električnega polja $\text{rot } \vec{E}(\vec{r}) \approx 0$ in definirati napetost generatorja U_g .

Učinke bližnjega polja tanke žice ponazarja porazdeljena induktivnost žice L in porazdeljena kapacitivnost C med krakoma antene. Stojni val toka opisuje izraz $I(s) = I_{\text{MAX}} \cos(ks + \phi)$, kjer valovno število

$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ ustreza praznemu prostoru okoli žice in fazni zasuk ϕ poskrbi za vozel toka na koncu žice. Kraka dipola potrebujeta dva ločena izraza $I_1(s) = I_{1\text{MAX}} \cos(ks + \phi_2)$ in $I_2(s) = I_{2\text{MAX}} \cos(ks + \phi_2)$:



Na simetričnih dipolih je porazdelitev toka simetrična $I_1(s) = I_2(-s)$. Uporabne dolžine dipolov so med $\lambda/2 \leq h \leq 5\lambda/4$. Prekratki dipoli

$h < \lambda/2$ imajo zelo nizko sevalno upornost. Predolgi dipoli $h > 5\lambda/4$ imajo neuporaben smerni diagram z več snopi.

Na dipolih s kraki različnih dolžin sta porazdelitvi $I_1(s)$ in $I_2(s)$ zelo različni med sabo. Primer zelo različnih krakov je J antena, kjer seva daljši krak dolžine $\lambda/2$ kot polvalovni dipol, krajši krak $\lambda/4$ pa služi samo zaključitvi generatorja na ugodno visoko impedanco v napajalni točki.

Porazdelitev toka na tanki žici se bistveno ne spremeni v primeru, če kraka polvalovnega dipola zasukamo (V dipol) enega proti drugemu oziroma ukrivimo enega proti drugemu. Obe opisani anteni, polvalovni V dipol in polvalovni ukrivljeni dipol, sta uporabni kot neusmerjeni anteni z vodoravno polarizacijo.

Od vseh opisanih dipolov se največkrat uporablja polvalovni dipol $h = \lambda/2$, zato je smiselno natančno izpeljati njegovo sevno polje, izračunati sevalno upornost in smernost. Porazdelitev toka na polvalovnem dipolu iz tanke žice se poenostavi v $I(z') = I_g \cos(kz')$. Sevanje polvalovnega dipola izračunamo kot vsoto sevanja diferencialno kratkih tokovnih elementov v osi z :

$h = \frac{\lambda}{2}$

Stojni val toka
 $I(z') = I_g \cos(kz')$

$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega$

Polvalovni dipol

Poenostavitev za sevanje $d\vec{E} \approx \vec{1}_\Theta \cdot \frac{jkZ_0}{4\pi} I(z') dz' \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \sin \Theta'$

$|\vec{r}-\vec{r}'| = \sqrt{r^2 + z'^2 - 2rz' \cos \Theta}$

$r \gg h \rightarrow |\vec{r}-\vec{r}'| \approx r - z' \cos \Theta$

Daljnje polje $r \gg \frac{2h^2}{\lambda} \quad \vec{1}_\Theta \approx \vec{1}_\Theta$

$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \approx \frac{1}{r} \quad \sin \Theta' \approx \sin \Theta$

$e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|} \approx e^{-jkr} e^{jkz' \cos \Theta}$

$$\vec{E} = \int d\vec{E} \approx \vec{1}_\Theta \frac{jkZ_0}{4\pi} I_g \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \Theta \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \cos(kz') e^{-jkz' \cos \Theta} dz'$$

$$\int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \cos(kz') e^{jkz' \cos \Theta} dz' = \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{k \sin^2 \Theta}$$

$$\vec{E} \approx \vec{1}_\Theta \frac{jZ_0}{2\pi} I_g \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$

Pri izračunu integrala upoštevamo poenostavitve v Fraunhoferjevem področju $r \gg 2h^2/\lambda$, torej zanemarimo spremembe amplitude posameznih prispevkov in upoštevamo samo spremembe faze. Končni rezultat za jakost polja $\vec{E}(\vec{r})$ je neodvisen od frekvence oziroma valovne dolžine pod pogojem, da dolžino dipola prilagodimo frekvenci generatorja.

V Fraunhoferjevem področju lahko Poyntingov vektor gostote pretoka moči $\vec{S}(\vec{r})$ izračunamo neposredno iz električnega polja. Sevano moč P izračunamo z integracijo gostote pretoka moči po krogli, ki oklepa anteno. Integral po polarni razdalji Θ je najlažje rešiti numerično:

$$\vec{S} = \vec{1}_r \frac{|\vec{E}|^2}{2Z_0} = \vec{1}_r \frac{Z_0}{8\pi^2} |I_g|^2 \frac{1}{r^2} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \right]^2$$

$$\int_0^{2\pi} d\Phi = 2\pi$$

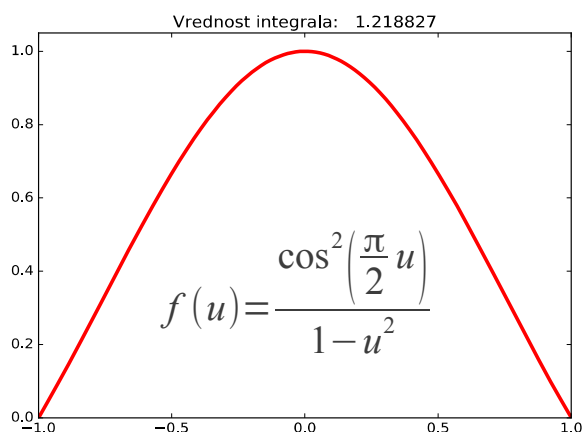
$$P = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \vec{S} \cdot \vec{1}_r r^2 \sin \Theta d\Theta d\Phi = \frac{Z_0}{4\pi} |I_g|^2 \int_0^\pi \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \right]^2 \sin \Theta d\Theta$$

$$I_{\lambda/2} = \int_0^\pi \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \right]^2 \sin \Theta d\Theta = \int_{-1}^1 \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} u\right)}{1-u^2} du \approx 1.218827$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega \approx 120 \pi \Omega$$

$$R_s = \frac{2P}{|I_g|^2} = \frac{Z_0}{2\pi} I_{\lambda/2} \approx 60 \Omega I_{\lambda/2} \approx 73.1 \Omega$$

Upornost polvalovnega dipola



Integracija sevalne moči daje zelo ugodno vrednost sevalne upornosti okoli $R_s \approx 73.1 \Omega$. Reaktivno komponento impedance polvalovnega dipola lahko izničimo z manjšimi popravki dolžine dipola. Impedanca polvalovnega dipola je skoraj popolnoma delovna in je hkrati v velikostnem razredu običajnih karakterističnih impedanc visokofrekvenčnih prenosnih vodov. Upornost žice dipola je običajno za dva velikostna razreda manjša od sevalne upornosti, kar daje odličen sevalni izkoristek več kot $\eta > 0.99$.

Čeprav je zapisan drugače, se smerni diagram polvalovnega dipola (modra krivulja) kaj dosti ne razlikuje od kratkega tokovnega elementa (rdeča krivulja):

$$h = \frac{\lambda}{2} \rightarrow F(\Theta, \Phi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$

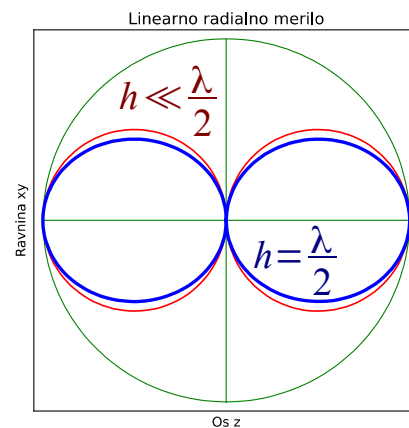
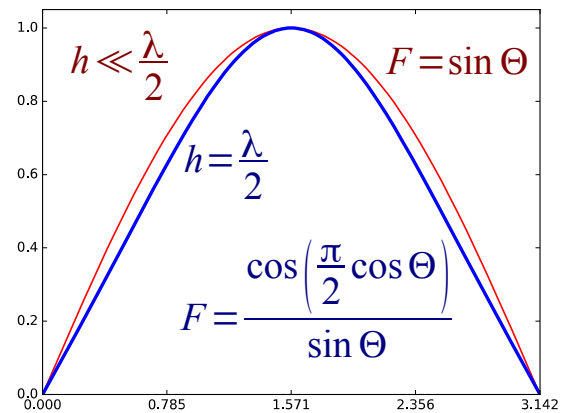
$$D = \frac{4\pi |F(\Theta_{MAX}, \Phi_{MAX})|^2}{\oint_{4\pi} |F(\Theta, \Phi)|^2 d\Omega}$$

$$F(\Theta_{MAX} = \pi/2) = 1$$

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \right]^2 \sin \Theta d\Theta d\Phi}$$

$$D = \frac{4\pi}{2\pi I_{\lambda/2}} = \frac{2}{1.218827} = 1.640922$$

$$D_{\text{dBi}} = 10 \log_{10} 1.640922 = 2.150879 \text{ dBi}$$

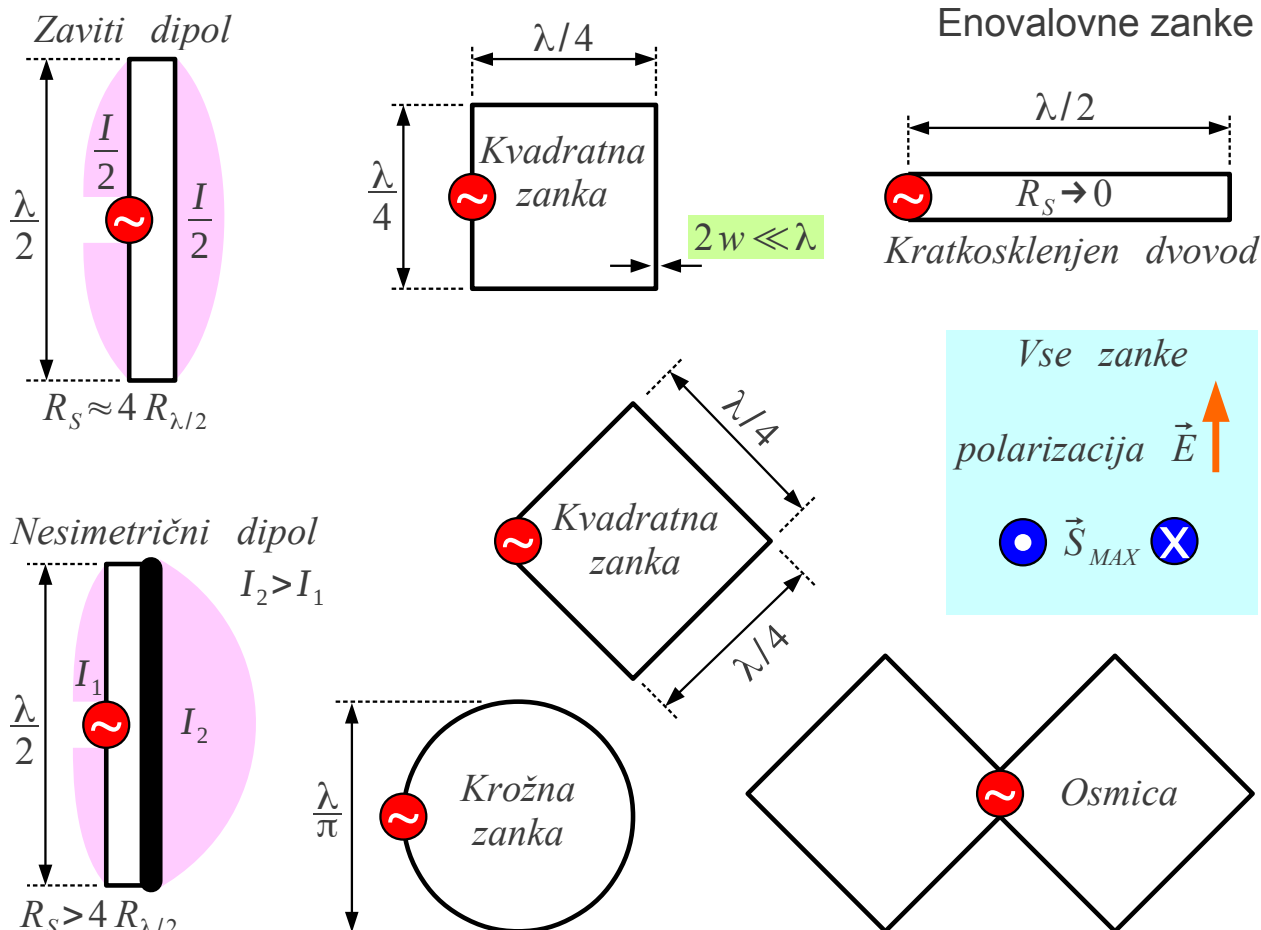


Smernost polvalovnega dipola

Izračun smernost polvalovnega dipola vsebuje enak integral kot izračun sevalne upornosti. Smernost polvalovnega dipola znaša $D = 1.64$ oziroma $D_{\text{dBi}} = 2.15 \text{ dBi}$. Dobitek polvalovnega dipola je približno enak smernosti $G \approx D$, saj je sevalni izkoristek praktičnih polvalovnih dipolov blizu enote.

Polvalovni dipol je preprosta, praktično izvedljiva antena z znano smernostjo in dobitkom. Smernosti in dobitke drugih anten zato pogosto navajamo tudi v merskih enotah $[\text{dBd}]$, to je decibeli glede na polvalovni dipol. Smernosti in dobitke preračunamo $D_{\text{dBd}} = D_{\text{dBi}} - 2.15 \text{ dB}$ oziroma $G_{\text{dBd}} = G_{\text{dBi}} - 2.15 \text{ dB}$.

Iz dveh polvalovnih dipolov lahko sestavimo celovalovno zanko. Oblika celovalovne zanke ima manjši vpliv na smerni diagram antene in zelo velik vpliv na sevalno upornost antene:



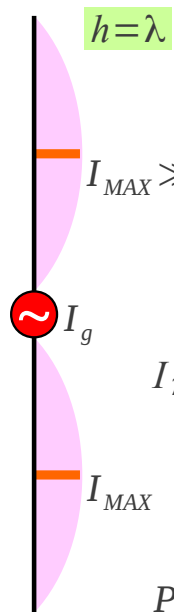
Zaviti dipol je sestavljen iz dveh polvalovnih dipolov na majhni medsebojni razdalji, ki sta vezana vzporedno na obeh koncih. Smerni diagram zavitega dipola je enak smernemu diagramu polvalovnega dipola. Ker je tok skozi napajani krak zavitega dipola polovičen, je sevalna upornost $R_S = 4 R_{\lambda/2}$ štirikratna upornost polvalovnega dipola. Sevalno upornost zavitega dipola lahko še dodatno povečamo z nesimetrično izvedbo.

Kvadratne, romboidne in krožne zanke dosegajo malenkost večjo smernost od polvalovnega dipola in nekoliko nižjo sevalno upornost od zavitega dipola. Skupina dveh romboidnih zank poimenovana osmica je praktično uporabna antena z večjo smernostjo ugodno sevalno upornostjo. Od posameznih zank dosega najvišjo smernost zanka, potlačena v kratkosklenjen dvovod, za ceno $R_S \rightarrow 0$, torej v praksi popolnoma neuporabna.

Iz dveh polvalovnih dipolov je sestavljen tudi enovalovni dipol.

Stojni val toka
 $I(z') = I_{MAX} |\sin(kz')|$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\lambda/2} 2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)$$



$$h = \lambda$$

$$\vec{E} \approx \vec{1}_{\Theta} \frac{jZ_0}{\pi} I_{MAX} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$

$$I_{\lambda} = \int_0^{\pi} \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \right]^2 \sin \Theta d\Theta \approx 0.829532$$

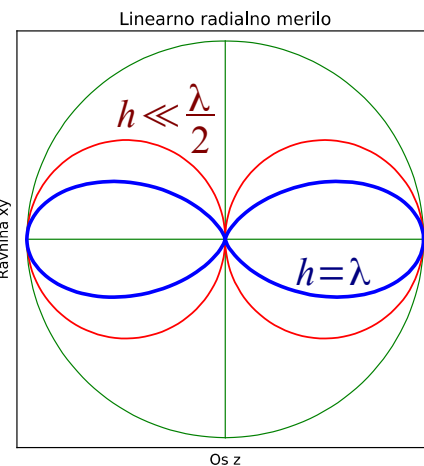
$$D = \frac{2}{I_{\lambda}} \approx 2.41$$

$$D_{dB} = 10 \log_{10} \frac{2}{I_{\lambda}} \approx 3.82 \text{ dB}$$

$$P = \frac{Z_0}{\pi} |I_{MAX}|^2 I_{\lambda}$$

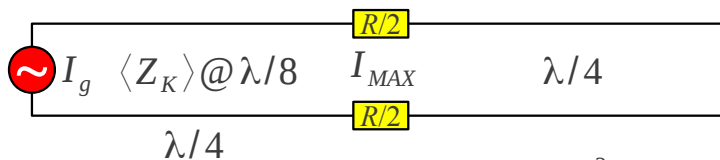
$$R = \frac{2P}{|I_{MAX}|^2} = \frac{2Z_0}{\pi} I_{\lambda} \approx 199 \Omega$$

Enovalovni dipol



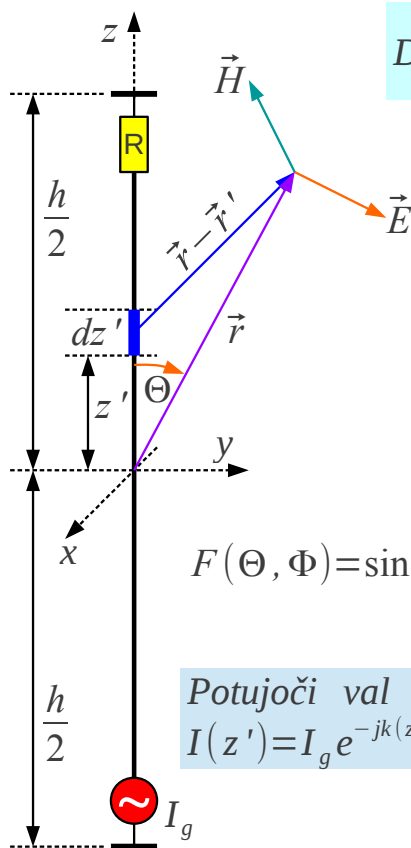
Tanka žica $w = 0.001 \lambda$

$$\Theta_A = \pi - \Theta_B \approx \frac{w}{\lambda/8}$$



$$Z_K \approx 120 \Omega \ln \frac{\lambda}{4w} \approx 663 \Omega$$

$$R_s = \frac{Z_K^2}{R} \approx 2.2 \text{ k}\Omega$$



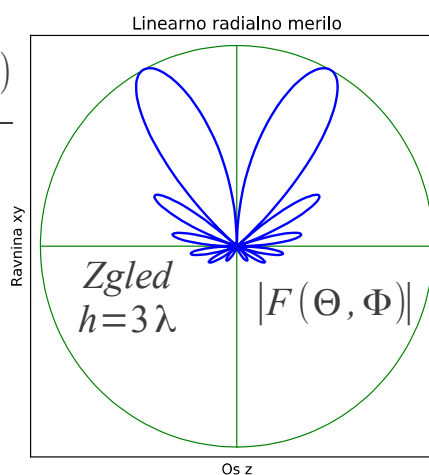
Daljnje polje $d\vec{E} \approx \vec{1}_\Theta \frac{jkZ_0}{4\pi} I(z') dz' \frac{e^{-jkr}}{r} e^{jkz' \cos \Theta} \sin \Theta$

$$\vec{E} \approx \vec{1}_\Theta \frac{jZ_0}{2\lambda} I_g e^{-j\frac{kh}{2}} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \Theta \int_{-h/2}^{h/2} e^{jkz'(\cos \Theta - 1)} dz'$$

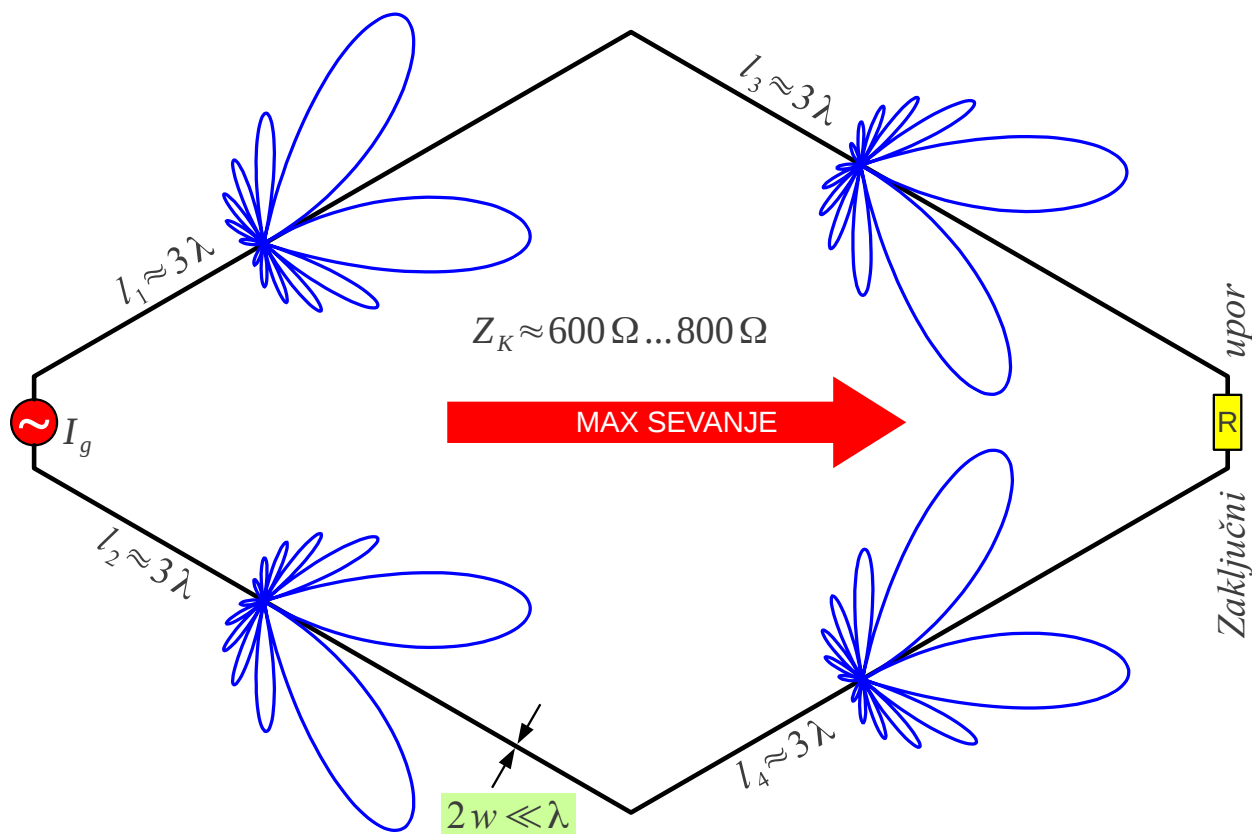
$$\vec{E} = \vec{1}_\Theta \frac{jZ_0}{2\lambda} I_g h e^{-j\frac{kh}{2}} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \Theta \frac{\sin \frac{kh}{2}(\cos \Theta - 1)}{\frac{kh}{2}(\cos \Theta - 1)}$$

$$F(\Theta, \Phi) = \sin \Theta \frac{\sin \frac{kh}{2}(\cos \Theta - 1)}{\frac{kh}{2}(\cos \Theta - 1)}$$

Potujoči val toka
 $I(z') = I_g e^{-jk(z' + h/2)}$



Sevanje potujočega vala na žici



Romb antena

* * * * *