

1. Plošné antény

Rozhodujúcim parametrom pre vlastnosti plošných antén je tvar ústia, jeho veľkosť v pomere k vlnovej dĺžke a rozloženie amplitúdy a fázy ožarujúcej vlny v rovine ústia.

Na rozdiel od predchádzajúcich typov antén, kde na ich analýzu väčšinou možno použiť riešenie nehomogénnej vlnovej rovnice so zdrojmi elektromagnetického poľa vo forme prúdového rozloženia vo vodivých častiach antén, pri analýze plošných antén sa najčastejšie využíva teoréma ekvivalentnosti (t.j. nahradenie elektromagnetického poľa v apertúre antény ekvivalentnými povrchovými prúdmi) a priblíženie geometrickej optiky. Najdôležitejšími druhmi antén sú:

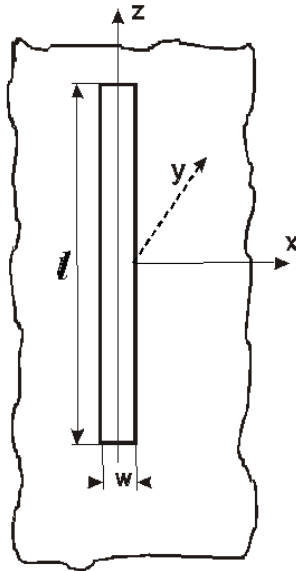
- štrbinové,
- lievikové,
- reflektorové,
- šošovkové,
- a mikropásikové antény.

Použitie plošných antén je typické predovšetkým pre oblasť mikrovln.

1.1. Štrbinové antény

1.1.1. Štrbina ako magnetický dipól

Uvažujme štrbinu vytvorenú v nekonečnej dokonale vodivej a nekonečne tenkej platni. Nech šírka štrbiny w je omnoho menšia ako je dĺžka l a zároveň $w \ll \lambda$. Predpokladajme, že štrbina je umiestnená v rovine x, z a je budená rovinnou elektromagnetickou vlnou, šíriacou sa v smere osi y (Obr. 10.1).



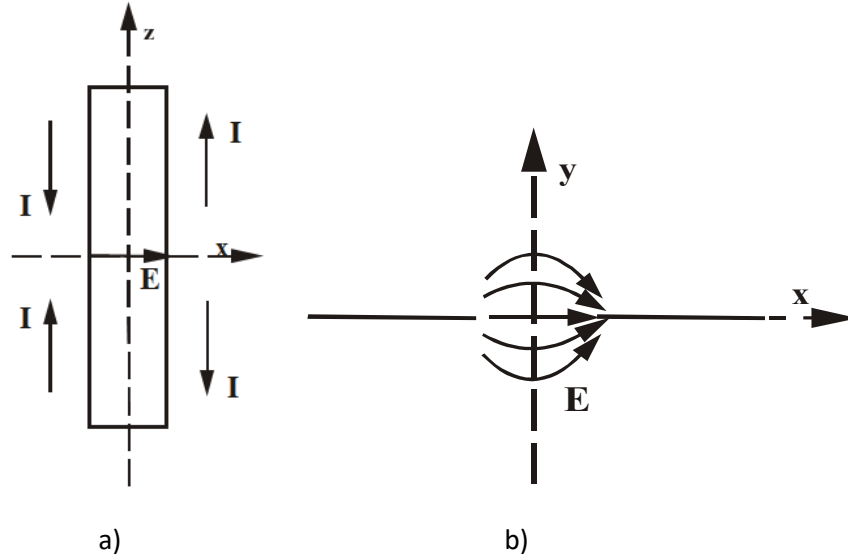
Obr. 1.1: Štrbinová anténa v nekonečne vodivej platni

Zaujíma nás elektromagnetické pole v štrbine a vyžarovanie štrbiny. Vzhľadom na nekonečne veľkú vodivosť platne je dotyčnicová zložka intenzity elektrického poľa na okrajoch štrbiny nulová. Pritom, ak uvažíme podmienku $w/\lambda \ll 1$, elektromagnetické pole pre ľubovoľné $z = \text{konšt.}$ možno považovať za konštantné, takže zložka poľa v smere osi z je nulová. Pre intenzitu elektrického poľa v štrbine potom platí vzťah

$$\vec{E} = x_0 E_x, \quad (10.1)$$

kde x_0 je jednotkový vektor. Elektrické siločiarly sú kolmé na dlhšiu stranu štrbiny, čo je charakteristická vlastnosť vyžarujúcej štrbiny. Okrem toho sekundárne pole, ktoré vzniká ako dôsledok vybudenia štrbiny, má maximum v štrbine (Obr. 10.2), vyplývajúce z podmienky

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0. \quad (10.2)$$



Obr. 1.2: Rozloženie elektrického prúdu (a) a elektrických siločiar (b) v štrbine

Analogicky ako v prípade elementárnej apertúry s využitím princípu ekvivalentnosti možno elektromagnetické pole v štrbine nahraďiť ekvivalentným povrchovým magnetickým prúdom s hustotou

$$\vec{j}_{SM} = -\vec{y}_0 \times \vec{E} = z_0 E_x \vec{e}_x . \quad (10.3)$$

Vyžarujúcu štrbinu možno preto považovať za elementárny magnetický dipól, v ktorom tečú pozdĺžne magnetické prúdy. Intenzitu elektrického poľa vyžarovaného štrbinou možno potom vyjadriť pomocou vzťahu

$$E_{\Theta} = \frac{k}{4\pi j} \sin \Theta \frac{e^{-jkr}}{r} \int_S E_x e^{jk \vec{R}_0 \cdot \vec{r}_0} ds , \quad (10.4)$$

kde sa integruje po povrchu štrbiny (mimo štrbinu je v rovine x, z intenzita elektrického poľa nulová). Ak zanedbáme šírku štrbiny, potom $\vec{R}_0 \cdot \vec{r}_0 \approx z \cos \Theta$ a pretože integrand vo vzťahu (10.4) nezávisí od x , možno plošný integrál cez plochu štrbiny nahraďiť integrálom cez jej dĺžku

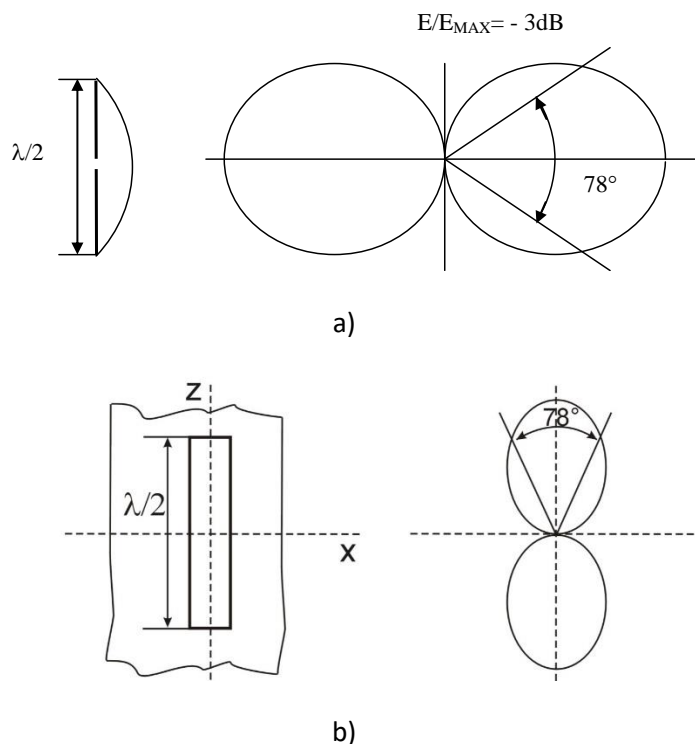
$$E_{\Theta} = \frac{kW}{4\pi j} \sin \Theta \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-1/2}^{1/2} E_x e^{jkz \cos \Theta} dz . \quad (10.5)$$

Rozloženie prúdu pozdĺž štrbiny možno popísať nasledujúcim spôsobom. Uvážime, že v dôsledku nekonečnej vodivosti platne je intenzita elektrického poľa nulová pre $z = \pm 1/2$. Obrys štrbiny potom možno považovať za obojstranne skratovaný úsek dvojvodičového vedenia (Obr. 10.2a). Ak označíme fázovú rýchlosť vlny v tomto vedení v_{φ} , potom rozloženie elektrického poľa možno vyjadriť v tvare

$$E_x = E_0 \sin \left[k \frac{c}{v_\varphi} \left(\frac{1}{2} - |z| \right) \right]. \quad (10.6)$$

Štrbinu s dĺžkou $l = (\lambda / 2)(v_\varphi / c)$ nazývame polvlnová štrbina. Vo väčšine prípadov platí $v_\varphi = c$ a zo vzťahov (10.5) a (10.6) dostávame pre elektromagnetické pole vyžarované štrbinou vzťah

$$E_\Theta = \frac{E_0 w}{2kj \lambda} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta \right) e^{-jkr}}{\sin \Theta r}. \quad (10.7)$$



Obr. 1.3: Smerové charakteristiky (a) polvlnového dipólu a (b) štrbinovej polvlnovej antény

Zo vzťahu (10.7) vyplýva, že smerová charakteristika polvlnovej štrbiny je rovnaká ako smerová charakteristika polvlnového dipólu (Obr. 10.3). Rozdiel medzi štrbinou a dipólom je len v polarizácii, ktorá v prípade štrbiny je v porovnaní s dipólom otočená o 90° . Vzťah (10.7) platí iba pre nekonečne vodivú rovinu.

Uvedená analógia medzi elektrickým a magnetickým dipólom je zvláštnym prípadom duality. Z princípu duality vyplýva i Babinetov princíp, ktorý pre vektorové veličiny možno sformulovať takto: Nech $\vec{E}_d = \vec{F}$, $\vec{H}_d = \vec{G}$ sú vektory elektromagnetického poľa dopadajúceho na rovinnú vodivú platňu l a nech vektory \vec{E}_1, \vec{H}_1 popisujú difrakčné pole za platňou. Nahradíme teraz platňu 1 doplnkovou platňou 2. Ak okrem

toho v dopadajúcej vlne zameníme medzi sebou vektory intenzity elektrického a magnetického poľa $\vec{E}_d = -\vec{G}$, $\vec{H}_d = \vec{F}$ a označíme difrakčné pole za doplnkovou platňou \vec{E}_2, \vec{H}_2 , potom pre difrakčné polia v oboch prípadoch platia nasledujúce vzťahy

$$\vec{E}_1 + \vec{H}_2 = \vec{F} \quad (10.8)$$

a

$$\vec{H}_1 - \vec{E}_2 = \vec{G} . \quad (10.9)$$

Vplyv vodivých platní na elektromagnetické vlny prechádzajúce cez ne možno vyjadriť ekvivalentnými impedanciami $Z_1 a Z_2$. Z Babinetovho princípu vyplýva dôležitý vzťah pre impedancie navzájom komplementárnych (doplnkových) platní

$$Z_1 Z_2 = 4\xi^2 , \quad (10.10)$$

kde ξ je charakteristická impedancia prostredia, v ktorom sú platne umiestnené. Využijeme vzťah (10.10) pre prípad nekonečne vodivej roviny so štrbinou a komplementárnej doplnkovej platne, ktorá má tvar pásikového dipólu s rovnakými rozmermi ako štrbina. Pod $Z_1 a Z_2$ teraz môžeme chápať vstupnú impedanciu štrbiny, resp. dipólu. Vzťah (10.10) umožňuje vypočítať vstupnú impedanciu štrbiny pomocou známej vstupnej impedancie doplnkového pásikového dipólu

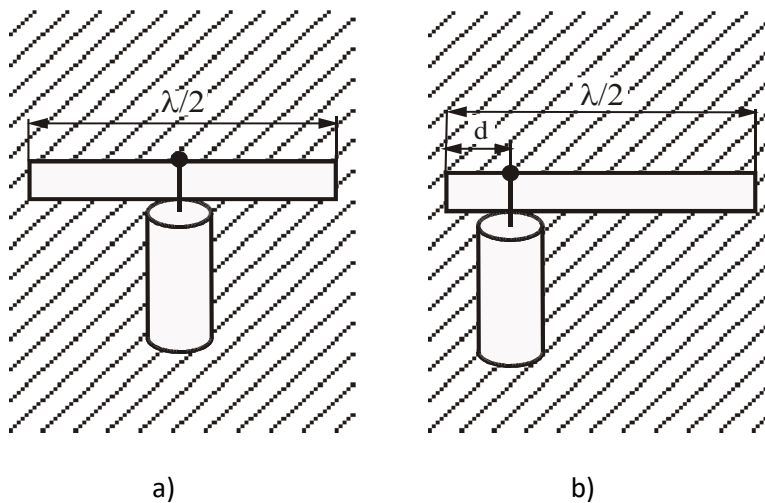
$$Z_{st} = \frac{\xi_0^2}{4Z_{dip}} . \quad (10.11)$$

Pre nekonečne úzku polvlnovú štrbinu dostaneme

$$Z_{st} = \frac{(120\pi)^2}{4(73,1 + j42,5)} \approx (563 - j211)\Omega . \quad (10.12)$$

Vzťah (10.11) možno použiť aj pre štrbiny s nekonečnou šírkou w s tým, že sa Z_{dip} dosadíme vstupnú impedanciu valcového dipólu s ekvivalentným polomerom $a = w/4$.

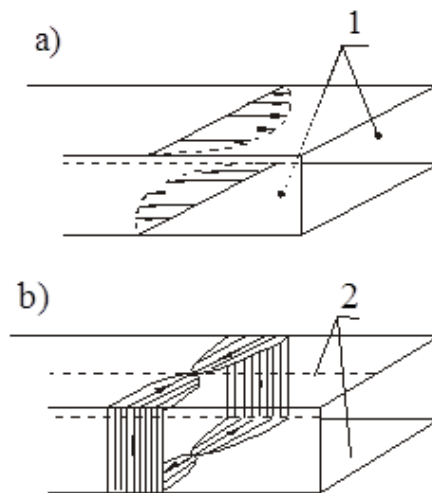
Vstupná impedancia rezonančnej polvlnovej štrbiny je približne 500Ω , čo je hodnota nevhodná pre budenie štrbiny pomocou koaxiálneho vedenia (Obr. 10.4a). Impedančne prispôsobenie možno uskutočniť najjednoduchšie posunutím napájacieho bodu, ako je to znázornené na Obr. 10.4b.



Obr. 1.4: Napájanie štrbinovej antény koaxiálnym vedením: (a) neprispôsobené a (b) prispôsobené

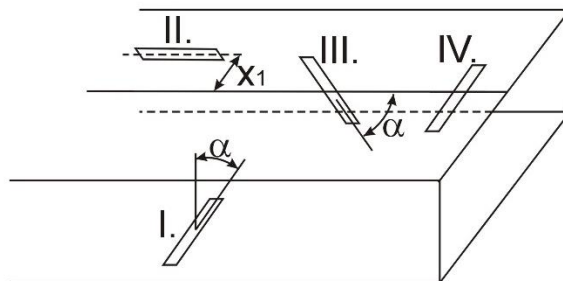
1.1.2. Štrbina vo vlnovode

Štrbinové antény sú veľmi rozšírené v mikrovlnovej technike. Konštruujú sa ako štrbiny v stenách vlnovodov. Pritom je nutné vychádzať z podmienky, že vyžarujúca štrbina musí pretínať smer povrchových vysokofrekvenčných prúdov v stenách vlnovodu. Na Obr. 10.5 je rozloženie povrchových prúdov v stenách vlnovodu s obdĺžnikovým prierezom s vidom TE_{10} .



Obr. 1.5: Pozdĺžne (a) a priečne (b) prúdy v stenách vlnovodu s obdĺžnikovým prierezom s vidom TE_{10} (1-plocha bez pozdĺžnych prúdov, 2-čiar bez priečných prúdov)

Na Obr. 10.6 sú znázornené štyri typy vyžarujúcich štrbín v tomto vlnovode. Pri výpočte elektromagnetického poľa vo vlnovode sa vychádza z predpokladu, že štrbina predstavuje nehomogenitu, od ktorej sa vlna TE_{10} odráža. Výsledné pole je superpozíciou postupujúcej a odrazenej vlny a umožňuje vypočítať normovanú impedanciu štrbiny.



Obr. 1.6: Štyri typy vyžarujúcich štrbín vo vlnovode s obdĺžnikovým prierezom

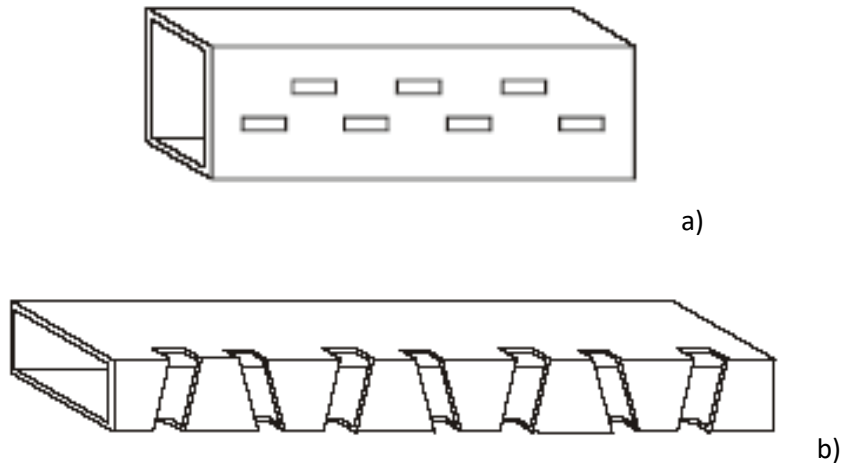
Výsledné vzťahy na výpočet impedancie, resp. admitancie štrbiny podľa Obr. 10.6 sú uvedené v tabuľke Tab. 10.1, kde a je dlhšia strana a b je kratšia strana prierezu vlnovodu, λ_0 - vlnová dĺžka vo voľnom priestore, λ_g - vlnová dĺžka vo vlnovode.

Tab. 1.1: Normované impedancie a admitancie štrbín vo vlnovode s obdĺžnikovým prierezom podľa Obr. 10.6

Typ štrbiny	Normovaná impedancia, resp. admitancia
I	$g = \frac{30}{73\pi} \frac{\lambda_0^4}{a^3 b} \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \left[\frac{\sin \alpha \cos \left(\frac{\pi \lambda_0}{2 \lambda_g} \sin \alpha \right)}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2 \sin^2 \alpha} \right]$
II	$g = \frac{480}{73\pi} \frac{a}{b} \frac{\lambda_0^g}{\lambda_0} \sin^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda_g}{2 \lambda_0} \right)$
III	$r = 0,523 \frac{\lambda_0^2}{ab} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right)^3 \cos^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2 \cdot 2a} \right)$ $Q_{\pm} = \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} S_{-} \right)}{1 - S_{-}^2} \pm \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} S_{+} \right)}{1 - S_{+}^2}$
IV	$r = 0.131 \frac{\lambda_0^2}{ab} \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \left(Q_{-} \sin \alpha + \frac{\lambda_g}{2a} + \cos \alpha \right)$

Štrbinové antény sa často združujú do anténových sústav podobne ako lineárne antény. Dva príklady sústav štrbinových antén vytvorených v stenách vlnovodu s obdĺžnikovým prierezom sú na Obr. 10.7.

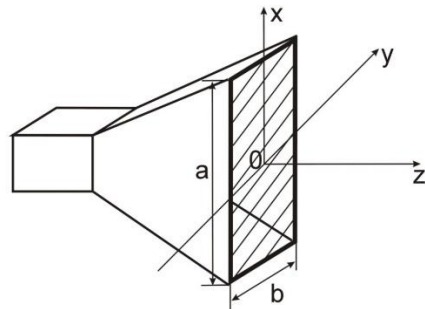
$$S_{\pm} = \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \cos \alpha \pm \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \sin \alpha$$



Obr. 1.7: Dva typy sústav štrbinových antén napájaných vlnovodom s obdĺžnikovým prierezom

1.2. *Lievikové antény*

Lievikové antény najčastejšie slúžia ako primárne žiariče pre šošovkové a reflektorové antény. Vznikajú plynulým rozšírením rozmerov vlnovodu a v podstate impedančne prispôsobujú vlnovod voľnému prostrediu (Obr. 10.8).



Obr. 1.8: Lieviková anténa

1.2.1. *Vyžarovanie obdĺžnikovej apertúry*

Uvažujme obdĺžnikovú plochu s rozmermi a , b (apertúru), v ktorej poznáme rozloženie elektromagnetického poľa. Nech apertúra leží v rovine x, y (Obr. 10.8 a Obr. 10.9).

Smerová charakteristika apertúry závisí od rozloženia elektromagnetického poľa.

Predpokladajme, že rozloženie elektromagnetického poľa v apertúre $g(\xi, \eta)$ je normovaná tak, že jeho maximálna hodnota je rovná 1. Smerovú charakteristiku potom môžeme vypočítať pomocou vzťahu

$$f(\Theta, \Phi) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} g(\xi, \eta) e^{jk \sin \Theta (\xi \cos \Phi + \eta \sin \Phi)} d\xi d\eta . \quad (10.13)$$

Uvažujme prípad rovnomernej ožiarenej apertúry ($g(\xi, \eta) = 1$). Integrál vo vzťahu (10.13) potom možno vypočítať a pre smerovú charakteristiku dostaneme vzťah

$$f(\Theta, \Phi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \Theta \cos \Phi\right) \sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \Theta \sin \Phi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \Theta \cos \Phi\right) \left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \Theta \sin \Phi\right)}. \quad (10.14)$$

Podstatný význam majú rezy smerovej charakteristiky rovinami x, y a y, z . Pre rovinu x, z je $\Phi = 0$ a vzťah (10.14) prejde na tvar

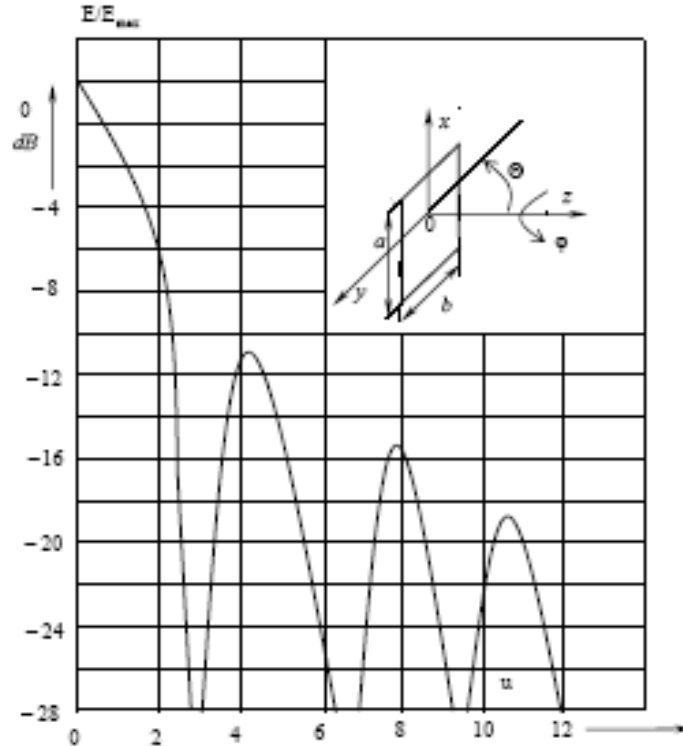
$$f(\Theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \Theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \Theta}. \quad (10.15)$$

Pre rovinu y, z je $\Phi = \pi/2$. Smerová charakteristika má analogický tvar, len vo vzťahu (10.15) je potrebné a nahradiť b . V oboch rovinách možno smerovú charakteristiku napísať vo všeobecnom tvare

$$f(u) = \frac{\sin u}{u}, \quad (10.16)$$

kde

$$u = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \frac{\pi}{\lambda} \sin \Theta. \quad (10.17)$$



Obr. 1.9: Zovšeobecnená smerová charakteristika obdĺžnikovej rovnomerne ožiarenej apertúry

Tvar zovšeobcenej smerovej charakteristiky rovnomerne ožiarenej obdĺžnikovej apertúry je na Obr. 10.9. Nulové body charakteristiky vznikajú v miestach (10.18).

$$u_0^{(n)} = n\pi \quad , \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10.18)$$

Pokles smerovej charakteristiky o 3 dB nastáva pre $u=1,39$, t.j. šírka hlavného laloku v rovine x, z je rovná

$$\alpha_{xz} = 2 \arcsin\left(\frac{1,39\lambda}{\pi a}\right) \approx 0,88 \frac{\lambda}{a} \quad (10.19)$$

a v rovine y, z je

$$\alpha_{yz} = 2 \arcsin\left(\frac{1,39\lambda}{\pi b}\right) \approx 0,88 \frac{\lambda}{b} \quad (10.20)$$

Maximá postranných lalokov vznikajú v smeroch, pre ktoré platí rovnica

$$u_{\max}^{(n)} = \text{tg } u_{\max}^{(n)} \quad (10.21)$$

Prvé maximum je pre $u_{\max}^{(1)} = 4,51$, druhé pre $u_{\max}^{(2)} = 7,73$. Veľkosti maxim postranných lalokov sú pritom určené vzťahom

$$f_{\max} = \frac{1}{1 + u_{\max}^2} \cdot \quad (10.22)$$

Z uvedených výpočtov vyplývajú nasledujúce závery:

- -v rovine symetrie je šírka hlavného laloka smerovej charakteristiky určená šírkou apertúry v tejto rovine;
- smerová charakteristika je tým užšia, čím väčšie sú rozmery apertúry v porovnaní s vlnovou dĺžkou;
- úroveň postranných lalokov nezávisí od rozmerov apertúry;
- vo všeobecnosti úroveň prvého postranného laloka je $-13,2$ dB.

Podobným spôsobom možno analyzovať smerové charakteristiky apertúry ožarovanej nerovnomerne.

Príklady najdôležitejších rozložení elektromagnetického poľa v apertúre a parametre príslušných smerových charakteristík sú v tabuľke (Tab. 10.2). Z uvedených údajov vyplýva, že rozloženie poľa, ktoré klesá pri okrajoch apertúry, spôsobuje zníženie energetického zisku, zväčšenie šírky hlavného laloka a zníženie úrovne postranných lalokov.

Podobným spôsobom sa analyzuje aj vyžarovanie kruhovej apertúry a apertúr iných tvarov.

Tab. 1.2: Smerové charakteristiky obdĺžnikovej apertúry

Normované rozloženie poľa v apertúre	Smerová charakteristika	Súčiniteľ využitia apertúry	Šírka hlavného laloka	Poloha prvého nulového bodu	Úroveň prvého postranného maxima
$g(p) = 1, p < i$	$f(u) = \frac{\sin u}{u}$	1	$0,88 \lambda/a$	λ/a	-13,2 dB
$g(p) = 1 - p $ $ p < 1$	$f(u) = \left(\frac{\sin \frac{u}{2}}{\frac{u}{2}} \right)^2$	0,75	$1,28 \lambda/a$	$2 \lambda/a$	-26,4 dB
$g(p) = \cos^n \left(\frac{\pi}{2} p \right)$ $ p < 1$	$f(u) = 2 \frac{n!}{\prod_{k=1}^m \left[(2k)^2 - \frac{4u^2}{2} \right]} \frac{\sin u}{u}$ <p style="text-align: right;">pre $n = 2m$</p> $f(u) = \frac{4}{\pi} \frac{n! \cos u}{\prod_{k=1}^m \left[(2k+1)^2 - \frac{4u^2}{\pi^2} \right]}$ <p style="text-align: right;">pre $n = 2m+1$</p>	$n=0$ 1 $n=1$ 0,81 $n=2$ 0,667 $n=3$ 0,575	$0,88(\lambda/a)$ $1,20(\lambda/a)$ $1,45(\lambda/a)$ $1,66(\lambda/a)$	λ/a $1,5(\lambda/a)$ $2(\lambda/a)$ $2,5(\lambda/a)$	-13,2 dB -23 dB -32 dB -40 dB

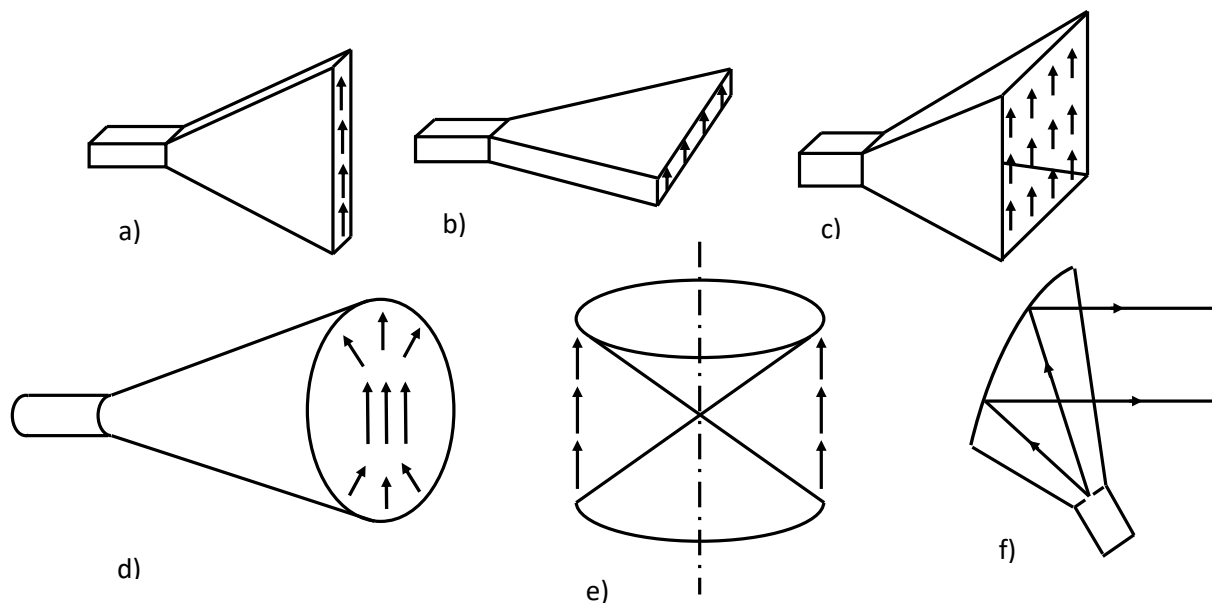
$g(p) = 1 - (1 - \delta)p^2$ $ p < 1$	$f(u) = \frac{\sin u}{u} + (1 + \delta) \frac{(2 - u^2)\sin u - 2u \cos u}{u^3}$	$\delta = 1$	1	0,88(λ/a)	λ/a	-13,2 dB
		$\delta = 0,8$	0,994	0,92(λ/a)	1,06(λ/a)	-18,8 dB
		$\delta = 0,5$	0,970	0,97(λ/a)	1,14(λ/a)	-17,1 dB
		$\delta = 0$	0,833	1,15(λ/a)	1,43(λ/a)	-20,6 dB

1.2.2. Rozloženie lieviových antén

Najdôležitejšie typy lieviových antén sú znázornené na Obr. 10.10. V prípade, že lieviová anténa vznikla rozšírením vlnovodu s obdĺžnikovým prierezmom v jednej rovine symetrie vlnovodu, hovoríme o lieviových anténach typu E (Obr. 10.10a) alebo typu H (Obr. 10.10b), v závislosti od roviny, z ktorej nastáva zväčšenie rozmerov. Takéto lieviové antény sústreďujú vyžarovanie v príslušnej rovine. Smerová charakteristika v druhej rovine (t.j. v rovine H pre lieviové antény typu E a naopak) je rovnaká ako smerová charakteristika otvoreného konca vlnovodu.

Pre sústredenie vyžarovania v oboch rovinách symetrie vlnovodu sa používajú ihlanové lieviové antény pre vlnovody s obdĺžnikovým prierezmom (Obr. 10.10c) a kužeľové lieviové antény pre vlnovod s kruhovým prierezmom (Obr. 10.10d), ktoré vznikajú zväčšením rozmerov vlnovodu v oboch rovinách symetrie súčasne. Ihlanová lieviová anténa sa napr. používa v anténovej meracej technike ako referenčná anténa so známym energetickým ziskom. Smerová charakteristika kužeľovej lieviovkej antény napájanej vlnovodom s kruhovým prierezmom s vidom TE_{11} je približne osovo symetrická. Je to veľmi výhodná vlastnosť pre použitie tejto antény ako primárneho žiariča pre symetrickú parabolickú anténu.

Dvojkružľová anténa (Obr. 10.10e) je vytvorená z dvoch súosových vodivých kužeľov. Šírka smerovej charakteristiky v rovine osi závisí od vrcholového uhla kužeľov a od ich výšky. Polarizácia elektromagnetickej vlny vyžarovanej dvojkružľom anténou závisí od spôsobu napájania a môžu byť horizontálna aj vertikálna.

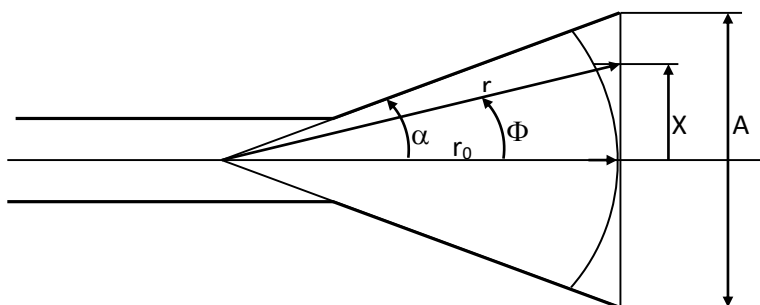


Obr. 1.10: Typy lieviových antén: anténa typu E (a), anténa typu H (b), ihlanová anténa (c), kužeľová anténa (d), dvojkužeľová anténa (e), lieviko-parabolická anténa (f)

V praxi sa vyskytujú aj špeciálne lieviové antény. Ako príklad je na Obr. 10.10f uvedená lieviko-parabolická anténa. Vzniká spojením lieviovej antény a časti parabolickej plochy. Výhodou tejto antény je odstránenie fázových odchýlok v apertúre.

1.2.2.1. Základné parametre ihlanovej lieviovej antény

Pri analýze vyžarovania lieviových antén možno využiť analogické postupy, ako sme uviedli v kap. 10.2.1 s tým, že elektromagnetické pole v apertúre nemá konštantnú fázu, ale je funkciou polohy v apertúre. Vo všeobecnom bode so súradnicou x (Obr. 10.11) sa fáza elektromagnetického poľa líši od fázy v mieste so sprievodičom r_0 a hodnotou $k(r - r_0)$.



Obr. 1.11: K odvodeniu fázovej odchýlky v apertúre

Pre vzdialenosť $r - r_0$ platí vzťah

$$r - r_0 = \sqrt{r_0^2 + x^2} - r_0 = r_0 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{x}{r_0}\right)^2} - 1 \right\}. \quad (10.23)$$

Pre $x/r_0 \ll 1$ možno použiť aproximáciu (10.23a)

$$\sqrt{1 + (x/r_0)^2} \approx 1 + 0,5(x/r_0)^2 \quad (10.23a)$$

a vzťah (10.23) možno napísať v tvare

$$r - r_0 \approx \frac{x^2}{2r_0}, \quad (10.24)$$

tento rozdiel je najväčší na okrajoch apertúry, kde platí

$$r - r_0 = \frac{A^2}{8r_0} \quad (10.25)$$

a fázová chyba je rovná

$$\Delta\varphi = k(r - r_0) = \frac{\pi A^2}{4\lambda r_0}. \quad (10.26)$$

Niekedy je výhodné túto chybu vyjadriť pomocou vrcholového uhla lievika

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_0(1 - \cos\alpha)}{\lambda \cos\alpha}. \quad (10.27)$$

Zo vzťahu (10.27) vyplýva, že fázová chyba pri konštantnom vrcholovom uhle lievika rastie lineárne s jeho dĺžkou. Zo vzťahu (10.26) však vyplýva, že pri danom rozmere apertúry A je fázová chyba nepriamo úmerná jeho dĺžke. Preto je nutné voliť pre dĺžku r_0 kompromis, ktorý vychádza zo skutočnosti, že maximálna dovolená fázová chyba v apertúre je $3\pi/4$. Tomu zodpovedá dĺžka lievikovvej antény

$$r_{0OPT} = \frac{A^2}{3\lambda}. \quad (10.28)$$

Pri týchto veľkostiach r_0 a A môžeme predpokladať, že amplitúda intenzity magnetického poľa na valcovej ploche a v rovinatej apertúre antény sú približne rovnaké a že platí

$$\frac{\Phi}{2\alpha} \approx \frac{x}{a}, \quad H_\Phi \approx -H_x. \quad (10.29)$$

Potom pre elektrické pole v apertúre platí vzťah

$$E_Y = Ck^2 e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda r_0}} \cos \frac{\pi x}{A} . \quad (10.30)$$

Ak dosadíme zo vzťahu (10.30) do (10.13), možno vyjadriť elektromagnetické pole vyžarované lievickou anténou. Pre rovinu H ($\Phi = 0$) dostaneme

$$E_\Theta = 0 \quad (10.31)$$

$$E_\Phi = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(\cos\Theta + Y\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \cdot \int_{-A/2}^{A/2} \int_{-B/2}^{B/2} C^2 k^2 e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda r_0}} \cos \frac{\pi x}{A} e^{jkx \sin\Theta} dx dy , \quad (10.32)$$

kde A, B sú rozmery obdĺžnikovej apertúry antény. Podobne pre rovinu E ($\Phi = \pi/2$) dostaneme (10.33)

$$E_\Phi = 0 \quad (10.33a)$$

$$E_\Theta = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(1 + Y\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos\Theta \right) \cdot \int_{-A/2}^{A/2} \int_{-B/2}^{B/2} C^2 k^2 e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda r_0}} \cos \frac{\pi x}{A} e^{jkx \sin\Theta} dx dy . \quad (10.33)$$

Integrály vo vzťahu (10.32) a (10.33) vedú na Fresnelove integrály (10.34)

$$\int_0^\mu e^{j\pi^2 t/2} dt = Ci(u) + jSi(u) , \quad (10.34)$$

ktoré sú tabelované.

Smerovosť lievikovej antény môžeme určiť pomocou vzťahu

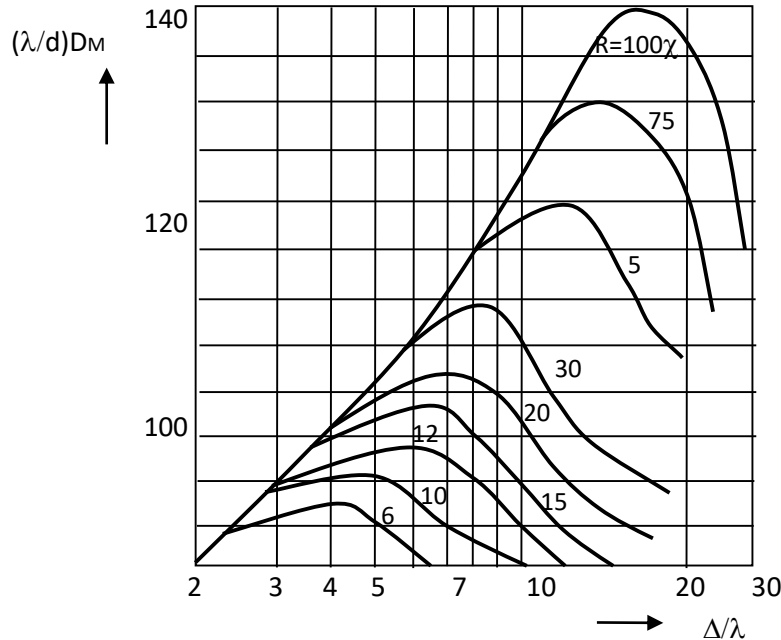
$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_S E_Y dS \right|^2}{\int_S |E_Y|^2 dS} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{-A/2}^{A/2} E_0 \cos \frac{\pi x}{A} e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda r_0}} dx \int_{-B/2}^{B/2} dy \right|^2}{\int_{-A/2}^{A/2} E_0^2 \cos^2 \frac{\pi x}{A} dx \int_{-B/2}^{B/2} dy} . \quad (10.35)$$

Závislosť smerovosti od rozmerov lievikovej antény typu H je na Obr. 10.12. Analogické závislosti možno vypočítať pre lievickú anténu typu E. Pre každú dĺžku lievika r_0 existuje optimálna šírka apertúry A/λ , pri ktorej je smerovosť najväčšia. Lievikové antény, ktorých rozmery zodpovedajú maximálnej smerovosti, sa nazývajú optimálne. Zo závislosti polohy maxima smerovosti od rozmerov antény možno určiť vzťah (10.37) pre optimálnu dĺžku antény pri danej šírke apertúry

$$\frac{r_{0OPT}}{\lambda} = \frac{1}{3} \left(\frac{A}{\lambda} \right)^2 , \quad (10.36)$$

t.j.

$$r_{0OPT} = \frac{A^2}{3\lambda} \cdot \quad (10.37)$$



Obr. 1.12: Závislosť smerovosti lievikovovej antény typu H od rozmerov antény

Ak zväčšujeme dĺžku antény pri danej šírke apertúry, smerovosť sa zväčšuje. Toto zväčšenie však nezodpovedá zväčšeniu rozmerov. Maximálna smerovosť je daná vzťahom

$$D_{MAX} = 0,64 \frac{4\pi S}{\lambda^2} \quad , \quad (10.38)$$

kde S je plocha apertúry. Keby sme zväčšovali dĺžku antény $r_0 \rightarrow \infty$, elektromagnetické pole v apertúre by bolo súfázovo a pre maximálnu smerovosť by podľa Tab. 10.2 platil vzťah

$$D_{MAX} = 0,81 \frac{4\pi S}{\lambda^2} \quad , \quad (10.39)$$

kde sme dosadili koeficient využitia apertúry pre kosínusový priebeh intenzity elektrického poľa v apertúre. Z toho vyplýva, že zväčšením dĺžky lievikovovej antény z r_{0OPT} na nekonečne veľkú možno zväčšiť smerovosť len o približne 20%. Z Obr. 10.12 vyplýva, že pre daný pomer A/λ existuje taká dĺžka antény, od ktorej sa ďalším predlžovaním antény smerovosť nezväčšuje a všetky krivky sa navzájom približujú. Túto dĺžku označujeme r_{0MAX} , pričom platí

$$r_{0MAX} \approx 0,8 \frac{A^2}{\lambda} . \quad (10.40)$$

Z hľadiska maximálnej smerovosti je preto potrebné voliť dĺžku lievikovvej antény typu H z intervalu (10.41)

$$\frac{A^2}{3\lambda} \leq r_0 \leq 0,8 \frac{A^2}{\lambda} . \quad (10.41)$$

Analogicky možno odvodiť vzťahy pre lievikovú anténu typu E, pre ktorú platí

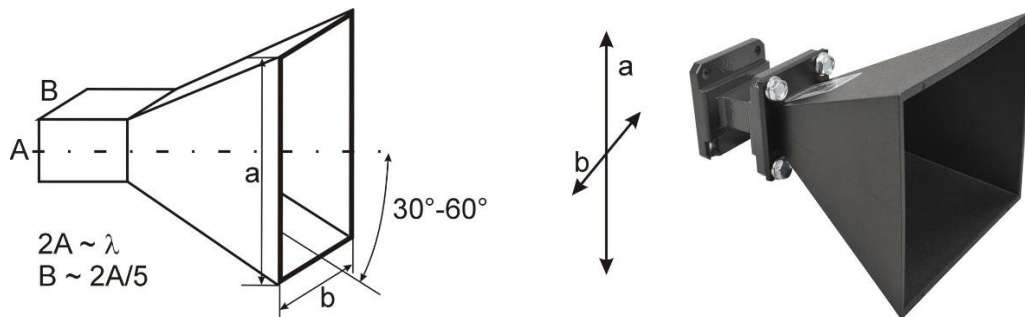
$$r_{0OPT} = \frac{B^2}{2\lambda} . \quad (10.42)$$

Zo známych vlastností lievikových antén typu E a H možno odvodiť i parametre ihlanovej lievikovvej antény. Pre jej smerovosť platí

$$D = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{A} D_E \right) \left(\frac{\lambda}{B} D_H \right) , \quad (10.43)$$

kde D_E a D_H sú smerovosti príslušných lievikových antén typu E, resp. H.

Používajú sa len pri vlnových dĺžkach menších ako 10 cm, t.j. pre mikrovlny (3-30 GHz; 100-10mm). Tým, že je prierez vlnovodu obdĺžnikový nenastáva natáčanie polarizačnej roviny, tak ako je to u prierezov kruhových. Vlnovody napájame kapacitnou alebo induktívnou sondou. Keby sa takto napájaný vlnovod uzavrel vodivou platňou, nastal by čistý odraz. Ak je vlnovod otvorený, potom sa elektromagnetické vlnenie neodrazí späť (ako je to pri vedení naprázdno), ale vzhľadom na to, že rozmery vedenia sa rádovo rovnajú vlnovej dĺžke, prejde do priestoru - na konci vlnovodu nastane vyžarovanie. Aby sa odrazy na konci vlnovodu čo najviac potlačili, treba nastaviť jeho prierez na vlnový odpor priestoru, z tohto dôvodu sa vlnovod na konci rozšíri do tvaru lievika. Pri správnom vytvarovaní lievika je vyžarovanie plynulé, bez odrazov. Ak sa má energia vyžiariť do určitého smeru, lievikovitú ukončený vlnovod sa umiestni do ohniska parabolického zrkadla orientovaného na smer vyžarovania. Na Obr. 10.13 je lieviková anténa s niektorými charakteristickými údajmi.

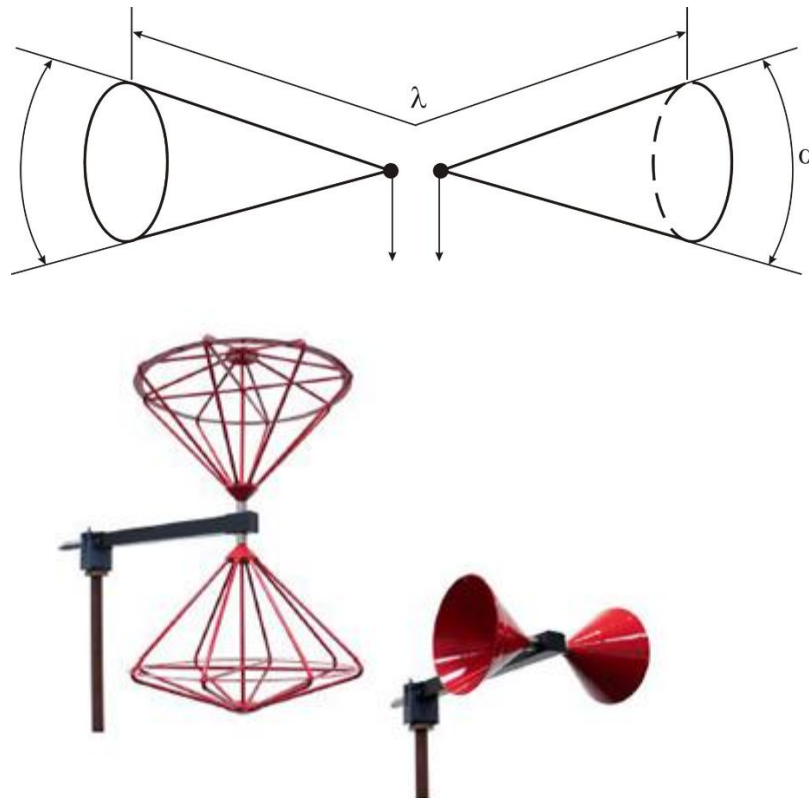


Obr. 1.13: Ihlanová lieviková anténa s niektorými charakteristickými údajmi

1.2.2.2. Dvojkužel'ová lieviová anténa

Používa sa vo frekvenčnom pásme 30 až 300 MHz, t.j. VKV (10 až 1 m). Skladá sa z dvoch kužel'ov rovnakej dĺžky. Technická realizácia týchto antén je rôzna. Kužel' môže byť z plnej kovovej plochy (kornútik) alebo sa vytvorí sústavou rúrok, ktoré sa na konci uchytiť prstencom (Obr. 10.14). Problémom je izolačné upevnenie obidvoch kužel'ov, ktoré sa vzhľadom na veľkú plochu dosť namáhajú vetrom.

Vstupná impedancia závisí od dĺžky antény (l) a od veľkosti vrcholového uhla (α).

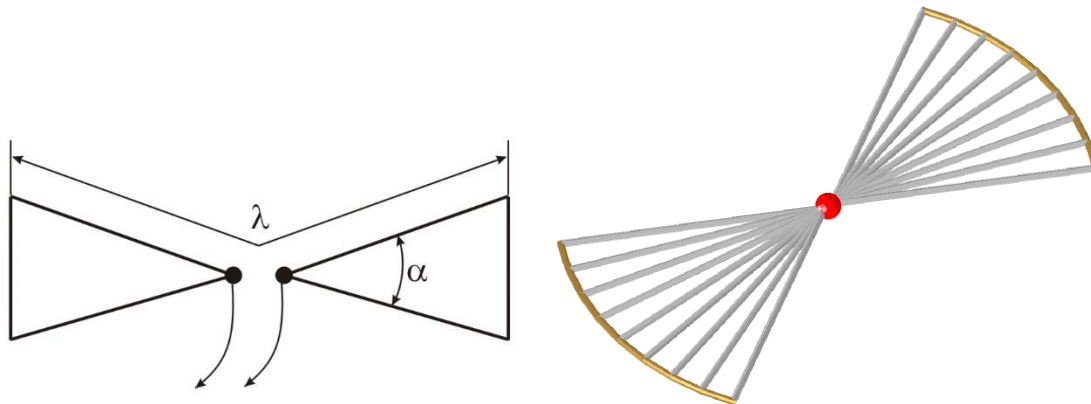


Obr. 1.14: Dvojkužel'ová lieviová anténa

1.2.2.3. Vejárová anténa (náhrada dvojkužel'ovej lieviovej antény)

Používa sa vo frekvenčnom pásme 30 až 300 MHz, t.j. VKV (10 až 1 m). Technická realizácia týchto antén je rôzna. Vzniká degeneráciou kužel'ovej plochy anténového vodiča na rovinnú plochu. Vejárová plocha sa môže vytvoriť aj tromi vodičmi, ktoré sú spojené vo vstupnom anténovom bode. Upravená anténa je váhovo ľahšia ako kužel'ová a v podstate si zachováva elektrické vlastnosti s tým, že dochádza k deformácii kruhového diagramu vyžarovania v kolmej rovine na pozdĺžnu os trojuholníkových plôch. Deformácia vyplýva z mechanickej nesymetrie usporiadania.

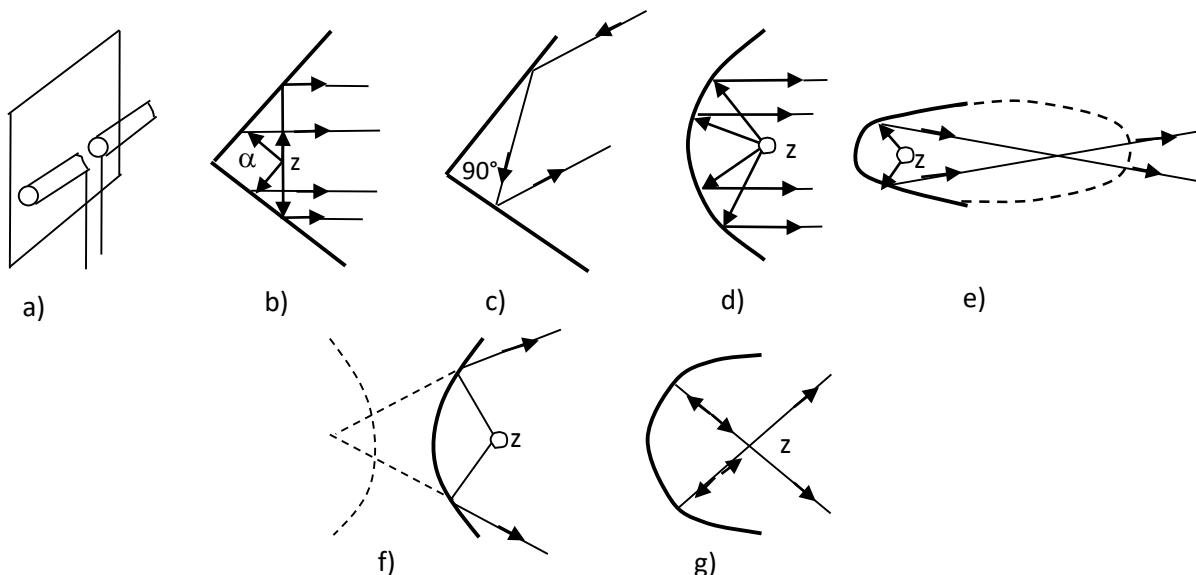
Vstupná impedancia je 600 až 700 Ω , ak vrcholový uhol $\alpha = 30^\circ$.



Obr. 1.15: Vejárová anténa

1.3. Reflektorové antény

V anténovej technike sa reflektory často používajú ako prvky modifikujúce smerové charakteristiky primárnych žiaričov. Napr. spätné vyžarovanie ľubovoľnej antény možno podstatne zmenšiť použitím rovinného reflektora. Vo všeobecnosti pomocou reflektora vhodnej veľkosti, tvaru a vhodne ožarovaného primárnym žiaričom možno získať požadovanú smerovú charakteristiku. Príklady rôznych reflektorov sú uvedené na Obr. 10.16. Rovinný reflektor (Obr. 10.16a) sa používa predovšetkým na ohraničenie vyžarovania do jedného polpriestoru. Väčší energetický zisk a ostrejšiu smerovú charakteristiku možno dosiahnuť použitím dvoch rovinných reflektorov, ktoré sa pretínajú pod určitým uhlom (Obr. 10.16b).



Obr. 1.16: Rôzne typy reflektorov: plochý (a), uhlový (b), pravouhlý (c), parabolický (d), eliptický (e), hyperbolický (f), guľový (g); Z- primárny žiarič

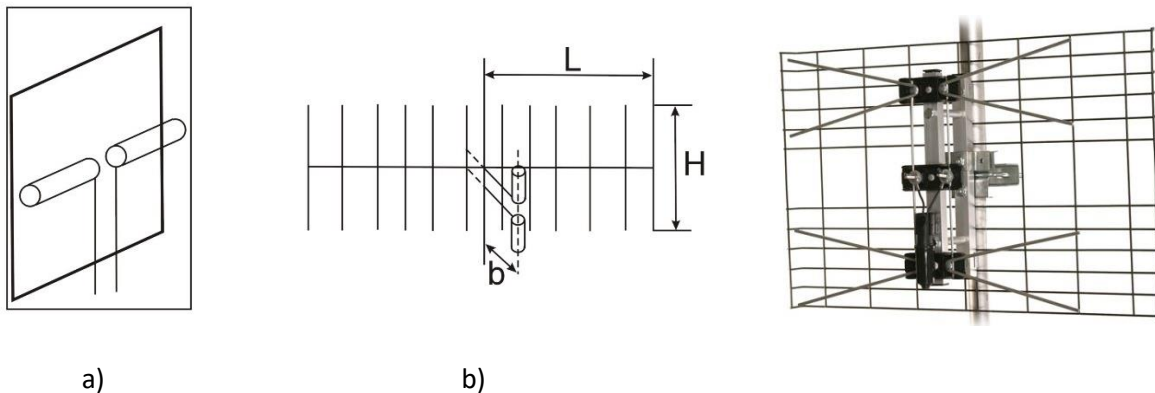
Takýto reflektor sa nazýva uhlový reflektor. Pravouhlý reflektor bez primárneho žiariča (Obr. 10.16c) sa používa ako pasívna anténa. Jej charakteristickou vlastnosťou je schopnosť odrážať elektromagnetické vlny späť do smeru, dokiaľ na ňu dopadli. Veľmi veľkú smerovosť poskytuje parabolický reflektor

(Obr. 10.16d), ktorého apertúra je veľká rádovo 10^1 až $10^2 \lambda$. Lúče vyžarované z bodového zdroja umiestneného v ohnisku vytvárajú po odraze od parabolického reflektora rovnobežný zväzok. Apertúra parabolického reflektora môže mať kruhový tvar (reflektor v tvare časti povrchu paraboloidu), alebo pravouhlý tvar (reflektor v tvare parabolického valca). Ostatné typy reflektorov sa používajú na špeciálne účely. Napr. eliptický reflektor (Obr. 10.16e) odráža lúče vystupujúce z jedného ohniska tak, že sa opäť sústreďujú v mieste druhého ohniska. Smery lúčov odrazených od hyperbolického reflektora a od guľového reflektora sú znázornené na Obr. 10.16g.

1.3.1. Antény s rovinným (plochým) reflektorom

Vplyv nekonečne dokonalého vodivého rovinného reflektora na anténu, umiestnenú vo vzdialenosti b od neho, možno najjednoduchšie popísať metódou zrkadlenia, ktorú sme použili pri analýze vplyvu zeme na smerové charakteristiky antén v kap. 8.4. Výsledná smerová charakteristika antény podľa Obr. 10.17 teda závisí predovšetkým od vzdialenosti primárneho žiariča (napr. polvlnového dipólu) od reflektora.

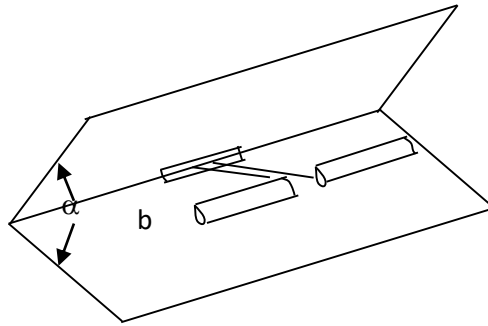
V skutočnosti má reflektor konečné rozmery, čoho dôsledkom je, že elektromagnetické pole za reflektorom nie je nulové. Intenzita elektrického poľa za reflektorom závisí od pomeru rozmerov reflektora a vlnovej dĺžky a dĺžky antény. Pri nie príliš veľkých frekvenciách reflektor môže byť tvorený sústavou vodičov (kovových rúrok alebo tyčiek) rovnobežných s primárnym dipólom.



Obr. 1.17: Antény s plochým reflektorom: (a) plný reflektor, (b) reflektor tvorený sústavou vodičov

1.3.2. Antény s uhlovým reflektorom

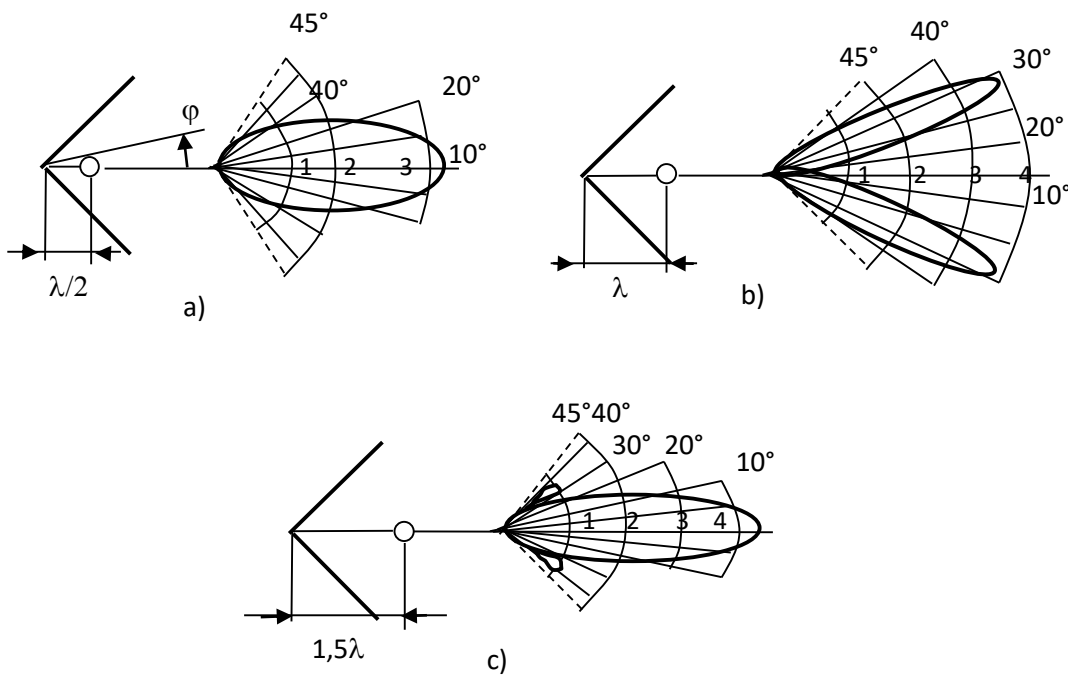
Príklad antény s uhlovým reflektorom je znázornený na Obr. 10.18. Antény tohoto typu sa používajú vtedy, keď požadované rozmery apertúry sú niekoľko násobkom vlnovej dĺžky.



Obr. 1.18: Anténa s uhlovým reflektorom

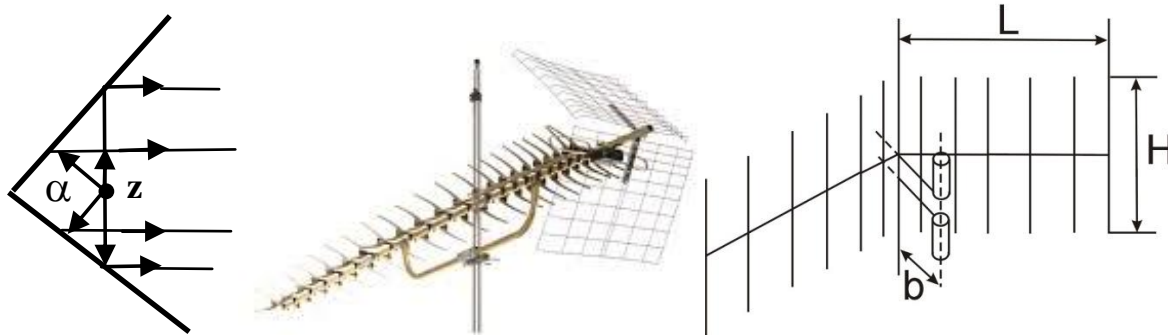
Pri analýze antén s uhlovým reflektorom možno opäť použiť metódu zrkadlenia. Na Obr. 10.19 sú znázornené smerové charakteristiky antény s uhlovým reflektorom pre $\alpha = 90^\circ$ a pre rôzne vzdialenosti primárneho dipólu od vrcholu reflektora, pričom predpokladáme nekonečne veľký reflektor. Sú znázornené relatívne veľkosti intenzity elektrického poľa vzhľadom na polvlnový dipól vo voľnom prostredí. Pri konečných rozmeroch reflektora vzniká aj nevelké vyžarovanie antény v spätnom smere.

Energetický zisk antény pre dané α rastie so zmenšovaním vzdialenosti primárneho dipólu od vrcholu reflektora, vstupná impedancia pritom klesá a nadobúda hodnotu 0 pre $b=0$. Pri veľmi malých vzdialenostiach b rýchlo klesá účinnosť antény. Vzhľadom na to vzdialenosť primárneho dipólu od vrcholu reflektora nemá byť menšia ako $0,1\lambda$ pre rovinný reflektor ($\alpha = 180^\circ$), $0,2\lambda$ pre $\alpha = 90^\circ$ a $0,4\lambda$ pre $\alpha = 60^\circ$.



Obr. 1.19: Smerové charakteristiky antény s uhlovým reflektorom pre $\alpha=90^\circ$ a pre (a) $b=0,5\lambda$; (b) $b=\lambda$; (c) $b=1,5\lambda$

Uhlový reflektor , podobne ako rovinný reflektor, môže byť vyrobený z kovových rúrok alebo tyčiniek rovnobežných s primárnym dipólom (Obr. 10.20). Ak sa ako primárny žiarič používa polvlnový dipól, šírka reflektora H nemá byť menšia ako $0,6\lambda$. Zväčšovanie šírky reflektora spôsobuje zmenšenie spätného vyžarovania. Voľba dĺžky reflektora L závisí od uhla α a od polohy primárneho žiariča.



Obr. 1.20: Uhlový reflektor vyrobený z rovnobežných vodičov

Poznamenajme, že významná časť reflektora je tá, od ktorej odrazené lúče sú rovnobežné s osou antény. Z tejto podmienky vyplýva nasledujúci vzťah pre dĺžku reflektora, t.j.

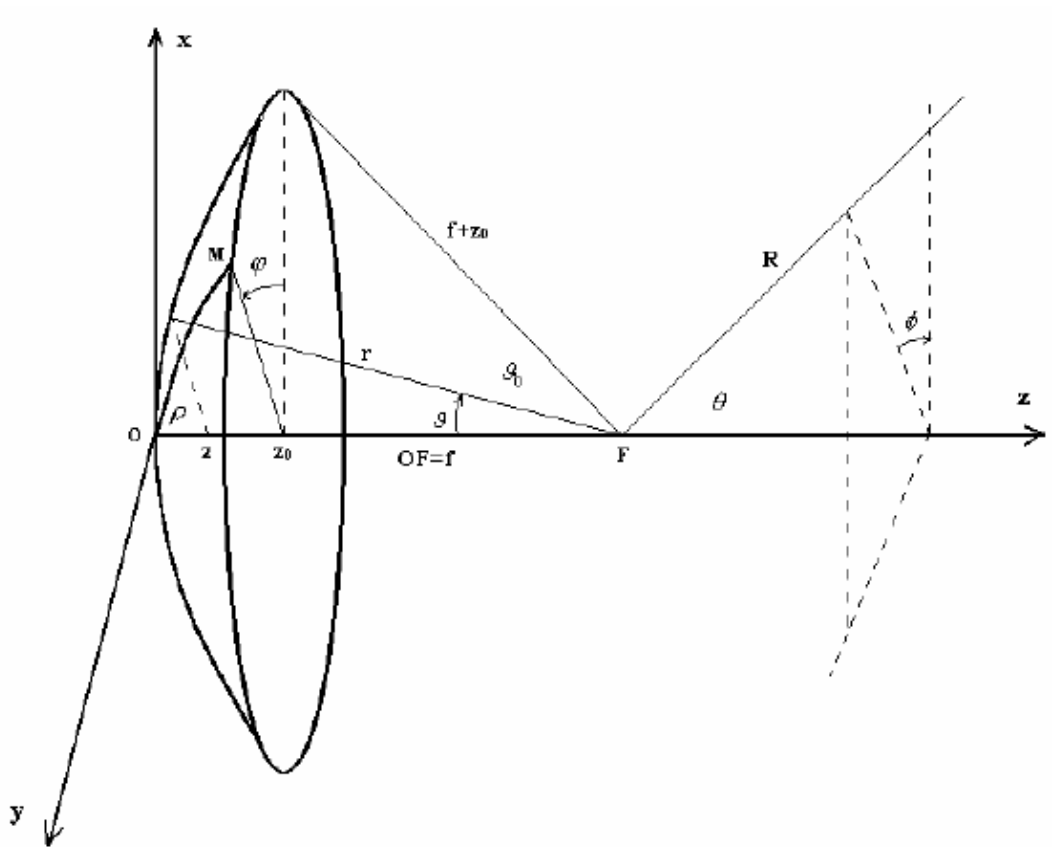
$$L = 2,8b \cos \frac{\alpha}{2} . \quad (10.44)$$

Pre $\alpha = 90^\circ$ je $L=2b$, pre $\alpha = 60^\circ$ je $L=2,4b$.

1.3.3. Antény s parabolickým reflektorom

Antény s parabolickým reflektorom (tzv. parabolické antény) nachádzajú široké uplatnenie predovšetkým v oblasti veľmi vysokých frekvencií. Vyplýva to z ich jednoduchej konštrukcie, možno získať smerové charakteristiky rôznych tvarov, veľkej smerovosti, nízkej šumovej teploty, atď. Parabolické antény sa používajú v rádiolokácií, v smerových rádiových spojoch, v kozmických spojoch, v rádioastronómii a pod. Používajú sa reflektory tvaru rotačného paraboloidu aj tvaru parabolického valca.

Pri popise vlastností parabolického reflektora sa prakticky výlučne používa priblíženie geometrickej optiky (kap 7.5). Uvažujme symetrický parabolický reflektor ožarovaný bodovým zdrojom umiestneným v ohnisku reflektora. Elektromagnetické pole vyžarované takouto anténou je superpozíciou poľa vytvoreného reflektorom, priameho vyžarovania primárneho žiariča (zdroja) a poľa vytváraných všetkými kovovými súčasťami antény, v ktorých sa indukujú vysokofrekvenčné prúdy (podpery antény, napájacie vedenie, atď.). Energia primárneho žiariča, nezachytená reflektorom, zväčšuje úroveň postranných lalokov smerovej charakteristiky, čo je nežiadúce. Vplyv uvedených konštrukčných prvkov antény na tvar smerovej charakteristiky však nie je vo všeobecnosti známy a väčšinou sa pri analýze parabolických antén zanedbáva. Potom elektromagnetické pole antény je popísané ako pole vyžarované reflektorom.



Obr. 1.21: Definícia súradnicových sústav pre výpočet rozloženia prúdu na povrchu parabolického reflektora

Pri odvodzovaní smerovej charakteristiky parabolickej antény možno použiť buď tzv. apertúrovú metódu (podobne ako v prípade lievikovej antény) alebo metódu rozloženia prúdu na povrchu reflektora. Použijeme druhú metódu. Pre parabolickú anténu podľa Obr. 10.21 definujeme štyri súradnicové sústavy. Pravouhlú súradnicovú sústavu x, y, z volíme tak, aby os z bola totožná s osou reflektora a začiatok súradnicovej sústavy ležal vo vrchole reflektora. V tejto súradnicovej sústave má rovnica rotačného paraboloidu tvar (10.45)

$$x^2 + y^2 = 4fz, \tag{10.45}$$

kde $f=OF$ je ohnisková vzdialenosť.

Druhou súradnicovou sústavou je valcová sústava ζ, φ, z kde ζ a φ sú polárne súradnice v rovinách $z = \text{konšt.}$. Rovnica paraboloidu v tejto súradnicovej sústave má tvar

$$\zeta^2 = 4fz. \tag{10.46}$$

Pre opis smerovej charakteristiky primárneho žiariča použijeme guľovú súradnicovú sústavu r, ϑ, φ so začiatkom v ohnisku reflektora. Rovnica paraboloidu v tejto súradnicovej sústave má tvar

$$r = \frac{2f}{1 + \cos \vartheta} = f \sec^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right). \quad (10.47)$$

Pri opise smerovej charakteristiky reflektora použijeme guľovú súradnicovú sústavu R, ϑ, Φ so začiatkom v ohnisku, ale orientovanú v kladnom smere osi z .

Rovina apertúry antény pretína os z v bode z_0 . Plochu apertúry označíme A a jej priemer d_a . Veľkosť reflektora popisuje parameter $\tau = 4f / d_a$, alebo tzv. uhlová apertúra $2\vartheta_0$, t.j. uhol, pod ktorým vidíme apertúru z ohniska. Parameter τ sa rovná jednotke, ak ohnisko leží v apertúre reflektora.

Medzi parametrom τ a uhlovou apertúrou platia vzťahy (10.48) až (10.50)

$$\sin \vartheta_0 = \frac{2\tau}{1 + \tau^2}, \quad (10.48)$$

$$\cos \vartheta_0 = \frac{2\tau}{\tau^2 - 1}, \quad (10.49)$$

$$\cot g \frac{\vartheta_0}{2} = \tau. \quad (10.50)$$

Hĺbka reflektora z_0 , priemer apertúry d_a a ohnisková vzdialenosť f sú veličiny zviazané vzťahom

$$z_0 = \frac{d_a^2}{16f} = \frac{d_a}{4\tau}. \quad (10.51)$$

Pri odvodení rozloženia prúdov v reflektore predpokladáme, že reflektor sa nachádza v zóne žiarenia (vzdialenej oblasti) primárneho žiariča a že smerová charakteristika $F(\vartheta, \varphi)$ primárneho žiariča je rovnaká ako vo voľnom priestore. Tento predpoklad je oprávnený, ak vzdialenosť reflektora od primárneho žiariča je dostatočne veľká. Nech energetický zisk primárneho žiariča je G_0 a žiarič vyžaruje výkon P_z . Potom pre intenzitu elektrického poľa na povrchu reflektora v bode $M(r, \vartheta, \varphi)$ platí vzťah

$$\vec{E}_p = \sqrt{\frac{Z_0 P_z G_0}{2\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) \vec{p}_0, \quad (10.52)$$

kde jednotkový vektor \vec{p}_0 má smer polarizácie vlny dopadajúcej na reflektor (predpokladáme lineárnu polarizáciu). Pretože reflektor je umiestnený vo vzdialenej oblasti vyžarovania primárneho žiariča, pre vektor intenzity magnetického poľa v bode m platí vzťah

$$\vec{H}_p = \frac{1}{Z_0} (\vec{r}_0 \times \vec{E}_p), \quad (10.53)$$

kde Z_0 je charakteristická impedancia prostredia. V súlade s metódou prúdového rozloženia predpokladáme, že hustota prúdu v zatienenej oblasti je nulová a na časti "osvetlenej" je popísaná vzťahom

$$\vec{K} = \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) \left[\vec{n}_0 \times \left(\vec{r}_0 \times \vec{p}_0 \right) \right], \quad (10.54)$$

kde \vec{n}_0 je normálový vektor k povrchu reflektora. Jeho smer je od reflektora.

Vektor hustoty povrchového prúdu možno vyjadriť aj pomocou elektromagnetickej vlny odrazenej od reflektora. Pretože odrazený lúč má smer rovnobežný s osou z, dostaneme vzťah

$$\vec{K} = \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) \left[\vec{n}_0 \times \left(\vec{r}_0 \times \vec{p}_{0od} \right) \right], \quad (10.55)$$

kde \vec{p}_{0od} je jednotkový vektor v smere polarizácie odrazenej vlny, pričom platí

$$\vec{p}_{0od} = \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{p}_0 \right) \vec{n}_0 - \left(\vec{n}_0 \times \vec{p}_0 \right) \times \vec{n}_0. \quad (10.56)$$

Vektor intenzity elektrického poľa vo vzdialenej oblasti možno vypočítať pomocou vektora hustoty povrchového prúdu podľa vzťahu

$$\vec{E} = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \int_S \left[\vec{K} - \left(\vec{K} \cdot \vec{R}_0 \right) \vec{R}_0 \right] e^{jk\vec{r} \cdot \vec{R}_0} dS, \quad (10.57)$$

kde S je plocha reflektora. Zo vzťahu (10.57) vyplýva, že elektrické pole reflektora v zóne žiarenia (vo vzdialenej oblasti) má nulovú radiálnu zložku.

Dosadením vzťahu (10.55) do (5.57) dostaneme pre zložky intenzity elektrického poľa vzťahy

$$E_{\Theta} = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \left(\vec{\vartheta}_0 \cdot \vec{I} \right) \quad (10.58)$$

a

$$E_{\Phi} = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \left(\vec{\Phi}_0 \cdot \vec{I} \right), \quad (10.59)$$

kde

$$\vec{I} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \left[\vec{n}_0 \times \left(\vec{z}_0 \times \vec{p}_{0od} \right) \right] e^{-jk(r - \vec{r} \cdot \vec{R}_0)} dS . \quad (10.60)$$

Element povrchu paraboloidu je vyjadrený vzťahom

$$dS = r^2 \sin \vartheta \sec \frac{\vartheta}{2} d\vartheta d\varphi . \quad (10.61)$$

Skalárny súčin vektorov \vec{r} a \vec{R}_0 môžeme vypočítať podľa

$$\begin{aligned} \vec{r} \cdot \vec{R}_0 &= \left(x_0 r \sin \vartheta \cos \varphi + y_0 r \sin \vartheta \sin \varphi - z_0 r \cos \vartheta \right) \\ &\cdot \left(x_0 \sin \vartheta \cos \Theta + y_0 \sin \vartheta \sin \Theta + z_0 \cos \vartheta \right) = \\ &= r [\sin \vartheta \sin \Theta \cos(\Theta - \varphi) - \cos \vartheta \cos \Theta] \end{aligned} \quad (10.62)$$

Pre dvojité vektorové súčiny vektorov \vec{n}_0 , \vec{z}_0 a \vec{p}_{0od} platí

$$\vec{n}_0 \times \left(\vec{r} \times \vec{p}_{0od} \right) = \vec{r} \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{p}_{0od} \right) - \vec{p}_{0od} \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{r} \right) = \vec{z}_0 \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{p}_{0od} \right) - \vec{p}_{0od} \cos \frac{\vartheta}{2} . \quad (10.63)$$

Priečnu zložku \vec{I}_t a pozdĺžnu zložku \vec{I}_z vektora \vec{I} potom môžeme vyjadriť v tvare (10.64) a (10.65)

$$\vec{I} = - \int_0^{2\pi} \int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \vec{p}_{0od} \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot e^{-jkr[1 + \cos \vartheta \cos \Theta - \sin \vartheta \sin \Theta \cos(\Theta - \varphi)]} \cdot r^2 \sin \vartheta \sec \frac{\vartheta}{2} d\vartheta d\varphi , \quad (10.64)$$

$$\vec{I}_z = \vec{z}_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{p}_{0od} \right) e^{-jk[1 + \cos \vartheta \cos \Theta - \sin \vartheta \sin \Theta \cos(\Theta - \varphi)]} \cdot r^2 \sin \vartheta \sec \frac{\vartheta}{2} d\vartheta . \quad (10.65)$$

Pozdĺžna zložka \vec{I}_z sa nezúčastňuje na vzniku zložky E_φ intenzity elektrického poľa, pretože vektory $\vec{\Phi}_0$ a \vec{z}_0 sú vždy rovnobežné. Okrem toho $\vec{z}_0 \cdot \vec{\Theta}_0 = \sin \Theta$, t. j. pozdĺžna zložka \vec{I}_z nemá vplyv na pole v smere $\Theta = 0$. To je pochopiteľné, pretože element prúdu je ekvivalentný elementárnemu elektrickému dipólu, ktorý nevyžaruje v smere svojej osi. Vplyv pozdĺžnej zložky sa prejavuje nezanedbateľne len pri veľkých odchýlkach od osi reflektora. V reálnych anténach je šírka hlavného laloka a úroveň postranných lalokov taká malá, že vplyv pozdĺžnej zložky môžeme zanedbať. Z toho istého dôvodu môžeme zanedbať zmeny $\cos \Theta$ vo vzťahu (10.64). potom platí približný vzťah

$$r(1 + \cos \vartheta \cos \Theta) \approx 2f . \quad (10.66)$$

Ak v integráli (5.64) urobíme substitúciu $\zeta = r \sin \vartheta$, dostaneme vzťah

$$\vec{I}_t \approx e^{-j2kf} \int_0^{d_a/2} \int_0^{2\pi} \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \vec{p}_{0od} \cdot e^{jk\zeta \sin \Theta \cos(\Phi - \varphi)} \zeta d\zeta d\varphi. \quad (10.67)$$

V ľubovoľnom smere má elektrické pole obidve zložky (E_Θ aj E_Φ), pričom tieto zložky vo všeobecnosti nie sú súfázové, t.j. pole je polarizované elipticky. V hlavných rovinách $\Phi = 0$ a $\Phi = \pi/2$ je však pole polarizované lineárne v smere popísanom zložkou poľa v apertúre. V rovine $E(\Phi = 0)$ je y -ová zložka vektora \vec{I}_t nulová. Preto elementárne polia, generované prúdmi tečúcim v smere osi y na povrchu reflektora v bodoch symetricky rozložených vzhľadom na rovinu x, z , sú navzájom fázovo posunuté o 180° a vzájomne sa rušia. Pole v tejto rovine vzniká len vplyvom \vec{I}_z a \vec{I}_{ix} , preto existuje len zložka E_Θ . Podobne v rovine $H(\Phi = \pi/2)$ má pole iba zložku E_Φ , a preto je všade kolmá na rovinu H a rovnobežné so zložkou poľa v apertúre. Vzťahy pre zložky intenzity elektrického poľa v hlavných rovinách parabolického reflektora môžeme preto vyjadriť v tvare (10.68) a (10.69).

$$E_\Theta = \frac{j\omega\mu e^{-jk(R+2f)}}{4\pi R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \cos \Theta \cdot \int_0^{d_a/2} \int_0^{2\pi} \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \cdot e^{jk\zeta \sin \Theta \cos \varphi} \zeta d\zeta d\varphi \quad (10.68)$$

$$E_\Phi = 0 \quad (10.69)$$

pre rovinu E a v tvare (10.70) a (10.71)

$$E_\Theta = 0 \quad (10.70)$$

$$E_\Phi = \frac{j\omega\mu e^{-jk(R+2f)}}{4\pi R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi Z_0}} \cdot \int_0^{d_a/2} \int_0^{2\pi} \left(\vec{p}_{0od} \cdot \vec{z}_0 \right) \frac{F(\vartheta, \varphi)}{r} \cdot e^{jk\zeta \sin \Theta \cos \varphi} \zeta d\zeta d\varphi \quad (10.71)$$

pre rovinu H .

Smerovosť parabolickej antény definujeme ako pomer maximálnej hustoty vyžarovania a jej strednej hodnoty. Pretože symetrický parabolický reflektor vyžaruje maximálne v smere svojej osi, platí rovnica

$$D = 4\pi \frac{U(0,0)}{P_z}, \quad (10.72)$$

kde P_z je výkon vyžiarený primárnym žiaričom a pre maximálnu hustotu vyžarovania platí vzťah

$$U(0,0) = \frac{R^2 \left| \vec{E}(R,0,0) \right|^2}{2Z_0}, \quad (10.73)$$

kde $\vec{E}(R,0,0)$ je vektor intenzity elektrického poľa na osi antény vo vzdialenosti R od ohniska, ktorý môžeme vypočítať pomocou vzťahov (10.58), (10.59), (10.64).

$$E(R,0,0) = x_0 \frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk(R+2f)}}{R} \sqrt{\frac{2P_Z G_0}{\pi Z_0}} \int_0^{\vartheta_0} \int_0^{2\pi} \left(\vec{p}_{0od} \cdot \vec{x}_0 \right) F(\vartheta, \varphi) r \sin \varphi d\vartheta d\varphi \quad (10.74)$$

Skalárny súčin vektorov \vec{p}_{0od} a \vec{x}_0 je vo všeobecnosti funkciou ϑ a vzhľadom na všeobecnosť rozloženia prúdu. Rozloženie prúdu popísané vyššie má však taký tvar, že môžeme zanedbať zmeny $\vec{p}_{0od} \cdot \vec{x}_0$ na povrchu reflektora. Ak okrem toho predpokladáme, že primárny žiarič má osovo symetrickú smerovú charakteristiku (nezávislú od φ), potom po dosadení do rovnice paraboloidu (10.47) do vzťahu (10.74) a po integrovaní podľa φ dostaneme

$$\vec{E}(R,0,0) = x_0 j\omega\mu f \frac{e^{-jk(R+2f)}}{R} \sqrt{\frac{2P_Z G_0}{\pi Z_0}} \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) t g \frac{\vartheta}{2} d\vartheta . \quad (10.75)$$

Dosadením vzťahu (10.75) a (10.73) do (10.72) vyjadríme smerovosť parabolickej antény v tvare

$$D = \frac{16\pi^2 f^2 G_0}{\lambda^2} \left| \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) t g \frac{\vartheta}{2} d\vartheta \right|^2 . \quad (10.76)$$

Ohnisková vzdialenosť súvisí s uhlovou apertúrou a priemerom reflektora podľa vzťahu

$$f = \frac{d_a}{4} \cot g \frac{\vartheta_0}{2} . \quad (10.77)$$

Po dosadení vzťahu (10.77) do (10.76) dostaneme výsledný vzťah pre smerovosť antény s parabolickým reflektorom

$$D = \left(\frac{\pi d_a}{\lambda} \right)^2 G_0 \cot^2 g \frac{\vartheta_0}{2} \left| \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) t g \frac{\vartheta}{2} d\vartheta \right|^2 . \quad (10.78)$$

Súčiniteľ $(\pi d_a / \lambda)^2$ je smerovosť rovnomerne súfázovo ožiarenej apertúry s priemerom d_a . Ostatná časť pravej strany vzťahu (10.78) je koeficient využitia apertúry

$$\mathcal{G} = G_0 \cot^2 g \frac{\vartheta_0}{2} \left| \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) t g \frac{\vartheta}{2} d\vartheta \right|^2 . \quad (10.79)$$

Zo vzťahu (10.79) vyplýva, že koeficient využitia apertúry závisí len od smerovej charakteristiky primárneho žiariča a od uhlovej apertúry reflektora, to znamená, že pri danom primárnom žiariči je koeficient využitia apertúry rovnaký pre všetky paraboloidy, ktoré majú rovnaký pomer f/d_a .

Smerová charakteristika primárneho žiariča sa v praxi často nahradzuje (kvôli ľahšiemu integrovaniu) približnou charakteristikou, napr.

$$F(\vartheta) = \begin{cases} \cos^n \vartheta & \text{pre } 0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{pre } \vartheta \geq \frac{\pi}{2} \end{cases} . \quad (10.80)$$

Energetický zisk antény so smerovou charakteristikou (5.80) možno vyjadriť vzťahom

$$G_0^{(n)} = 2(2n + 1) . \quad (10.81)$$

Po dosadení vzťahu (10.81) do (10.79) dostaneme vzťah

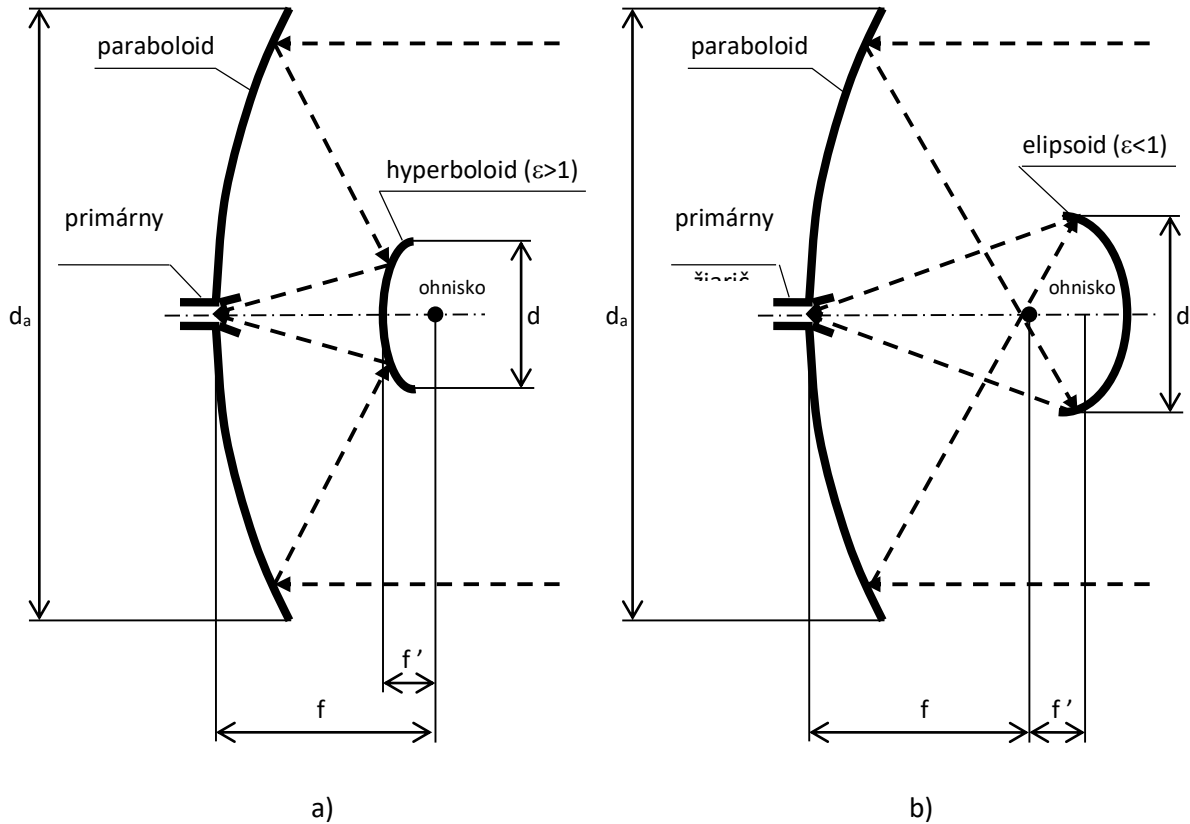
$$\mathcal{G} = 2(2n + 1) \left[\cot g \frac{\mathcal{G}_0}{2} \int_0^{\mathcal{G}_0} \cos^n \vartheta \cot g \frac{\vartheta}{2} d\vartheta \right]^2 . \quad (10.82)$$

Integrál vo vzťahu (10.82) možno vypočítať pre dané n . Napr. pre $n = 2$ dostávame

$$\mathcal{G}_2 = 40 \left(\sin^4 \frac{\mathcal{G}_0}{2} + \cos \frac{\mathcal{G}_0}{2} \right)^2 \cot g^2 \frac{\mathcal{G}_0}{2} . \quad (10.83)$$

Pre každú smerovú charakteristiku primárneho žiariča existuje optimálna apertúra, pri ktorej smerovosť antény dosahuje maximum. Vyplýva to zo skutočnosti, že smerovosť závisí od dvoch súčiniteľov: 1) súčiniteľa, ktorý popisuje, aká časť energie vyžarovanej primárnym žiaričom dopadá na reflektor a 2) účinnosť, s akou reflektor sústreďuje energiu naň dopadajúcu v osovom smere. Pri danej smerovej charakteristike primárneho žiariča prvý súčiniteľ rastie so zväčšovaním uhlovej apertúry reflektora. Druhý súčiniteľ však klesá so zväčšovaním \mathcal{G}_0 , pretože účinnosť sústredenia energie je tým väčšia, čím menej energie dopadá na okraj reflektora. Optimálny rozmer apertúry je potom kompromisom medzi časťou energie, ktorú zachytáva reflektor a rovnomernosťou jeho ožiarenia.

Okrem parabolickej antény s jedným reflektorom a primárnym žiaričom umiestneným v ohnisku reflektora sa v praxi často používajú zložitejšie antény, ktoré pozostávajú z dvoch alebo viacerých reflektorov. Ich výhodou je predovšetkým to, že odstraňujú konštrukčné problémy s umiestnením a napájaním primárneho žiariča v ohnisku. Príklady dvoch dvojreflektorových antén sú znázornené na Obr. 10.22.



Obr. 1.22: Dvojreflektorové parabolické antény: anténa Cassegrainova (a), anténa Gregorianova (b)

Antény sú tvorené hlavným a pomocným reflektorom, pričom primárny žiarič je umiestnený vo vrchole hlavného parabolického reflektora. Tvar pomocného reflektora umiestneného v oblasti, v ktorej platia zákony geometrickej optiky, závisí od jeho polohy vzhľadom na ohnisko hlavného reflektora. Všeobecnú rovnicu pomocného reflektora možno napísať v tvare

$$r = f \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \cos \Theta} , \quad (10.84)$$

kde f' je vzdialenosť vrcholu pomocného reflektora od ohniska hlavného reflektora a ε je excentricita pomocného reflektora. Veľkosť f' sa volí tak, aby pomer f'/d (d je priemer pomocného reflektora) bol rovný pomeru ohniskovej vzdialenosti a priemeru hlavného reflektora (10.85).

$$\frac{f'}{d} = \frac{f}{d_a} \quad (10.85)$$

Excentricita pomocného reflektora môže nadobúdať hodnotu menšiu, väčšiu alebo rovnú jednotke v závislosti od vzájomnej polohy pomocného reflektora, ohniska a primárneho žiariča. Ak $\varepsilon < 1$, rovnica (10.84) je rovnicou elipsoidu. V tomto prípade dostávame anténu *Gregorianovu* (Obr. 10.22b), v ktorej je pomocný reflektor umiestnený za ohniskom hlavného reflektora. Ak $\varepsilon > 1$, pomocný reflektor má tvar hyperboloidu umiestneného medzi hlavným reflektorom a jeho ohniskom (Obr. 10.22a). V oboch

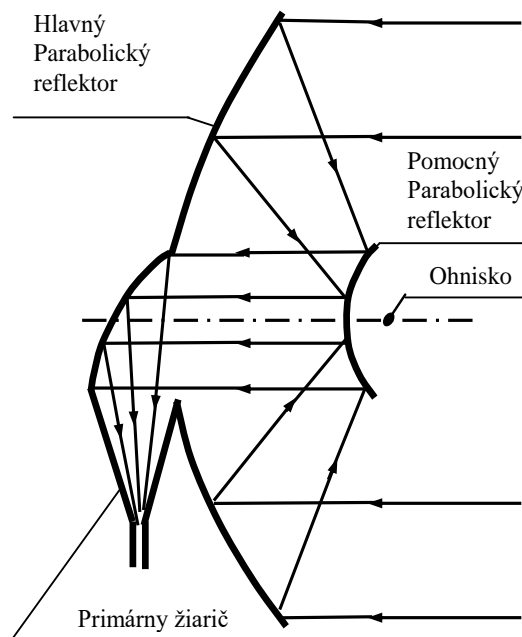
prípadoch primárny žiarič musí byť umiestnený v druhom ohnisku pomocného reflektora. Vzďialenosť medzi ohniskami pomocného reflektora je

$$c = \frac{\varepsilon f}{|\varepsilon - 1|} . \quad (10.86)$$

Zavedenie pomocného reflektora spôsobuje zväčšenie ohniskovej vzdialenosti hlavného reflektora. Ekvivalentná ohnisková vzdialenosť sústavy reflektorov je

$$f_{ef} = f \frac{1 + \varepsilon}{|1 - \varepsilon|} . \quad (10.87)$$

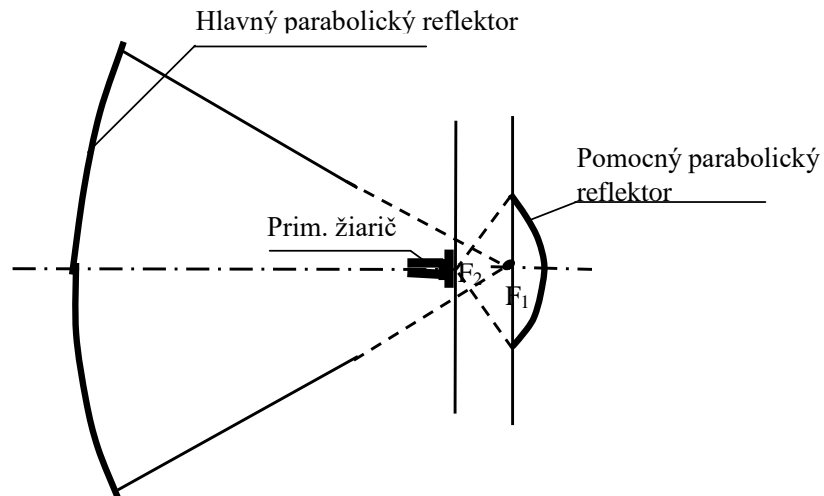
Na Obr. 10.23 je príklad parabolickej antény, kde $\varepsilon = 1$. Pomocný reflektor má tvar paraboloidu. Obidva reflektory majú spoločné ohnisko. Ako primárny žiarič je použitá lieviová – parabolická anténa.



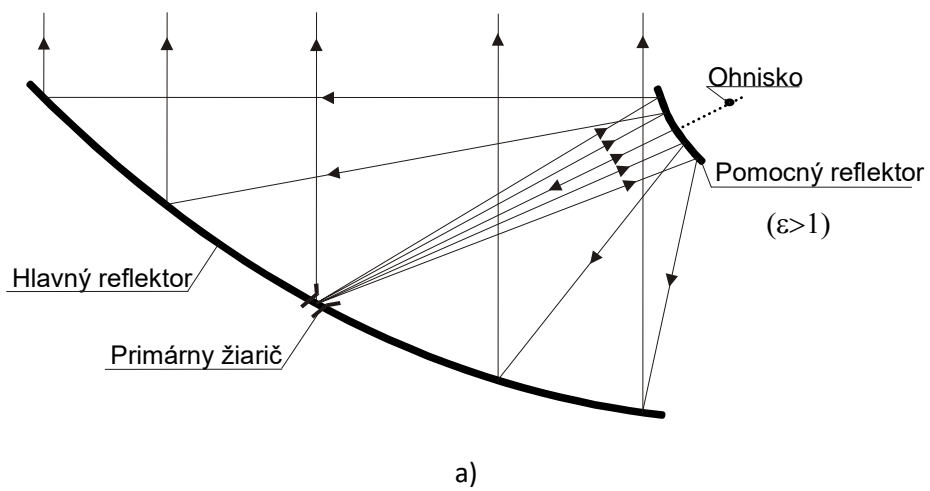
Obr. 1.23: Dvojreflektorová parabolická anténa s parabolickým pomocným reflektorom

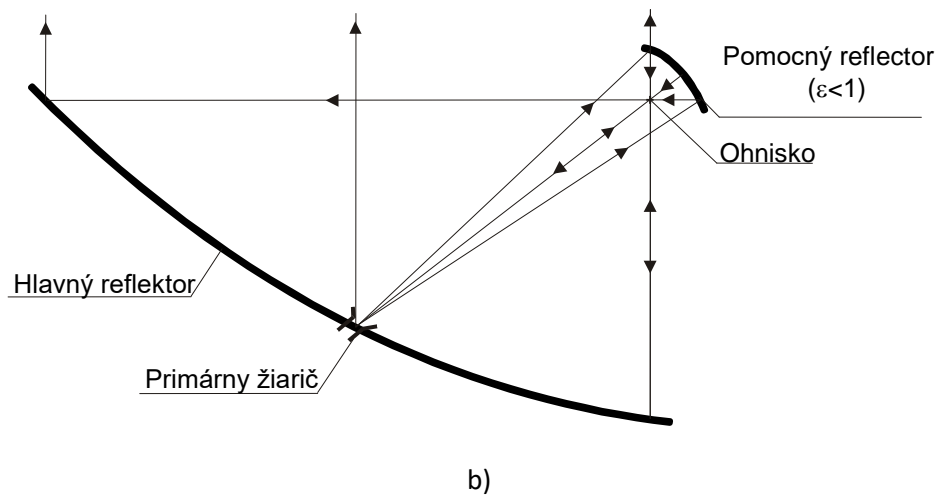
Pre veľmi veľké ohniskové vzdialenosti sa používa Visocekasova anténa (Obr. 10.24).

Hlavnou nevýhodou symetrických parabolických antén je tienenie časti apertúry hlavného reflektora primárnym žiaričom alebo pomocným reflektorom. Túto nevýhodu čiastočne alebo úplne odstraňujú nesymetrické parabolické antény, ktorých príklady sú znázornené na Obr. 10.25 a Obr. 10.26. Na Obr. 10.25 sú nesymetrické parabolické antény s hyperbolickým (Obr. 10.25a) a eliptickým (Obr. 10.25b) reflektorom, ktoré čiastočne vylučujú tienenie apertúry pomocným reflektorom. Lievikovo –parabolické antény na Obr. 10.26 majú úplne odstránené tienenie apertúry.

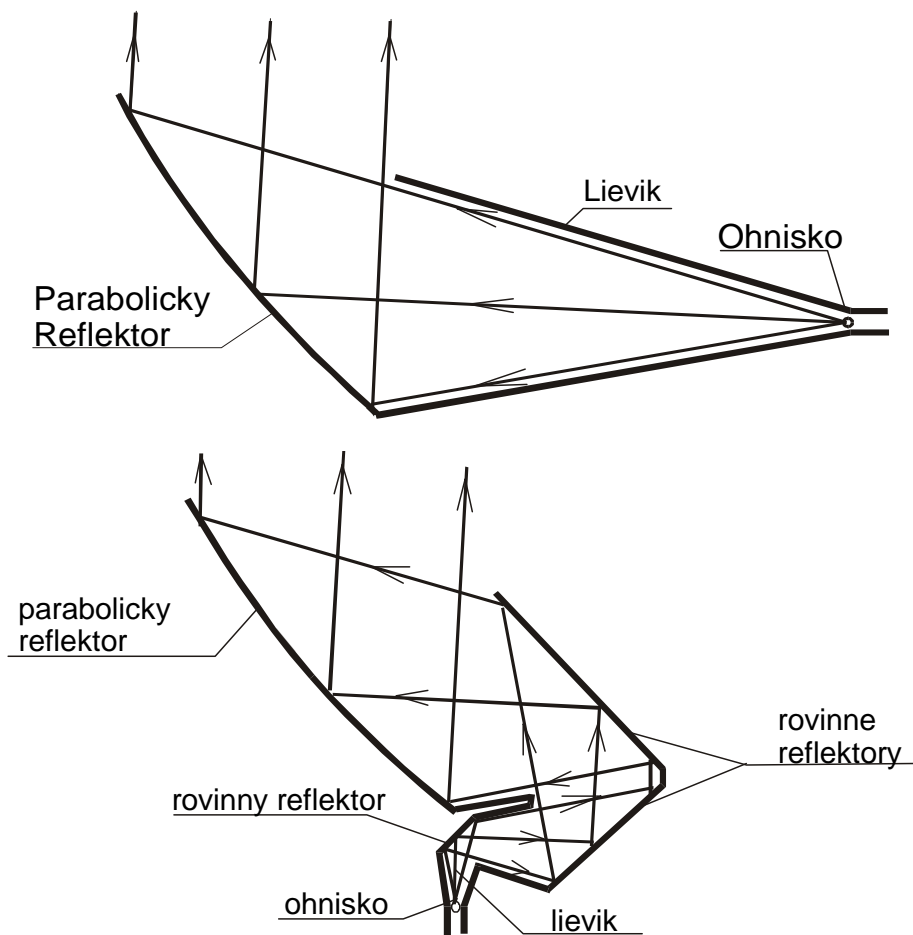


Obr. 1.24: Visocekasova parabolická anténa





Obr. 1.25: Nesymetrické parabolické antény: anténa Cassegrainova (a), anténa Gregorianova (b)



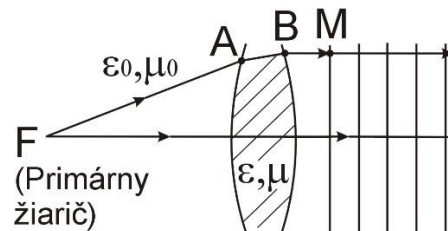
Obr. 1.26: Lievikovo-parabolické nesymetrické antény

1.4. Šošovkové antény

Na príklade antén s parabolickým reflektorom sme videli, ako možno z rozbiehavého zväzku lúčov (v priblížení geometrickej optiky) získať zväzok kváziravnoběžný a tak podstatným spôsobom zväčšiť smerovosť a zisk antény. Rovnakú funkciu však možno dosiahnuť nielen odrazom lúčov od vhodne zakrivenej (parabolickej) plochy, ale aj prechodom lúčov cez časť priestoru vhodného tvaru, v ktorej je fázová rýchlosť elektromagnetických vln iná, ako fázová rýchlosť vo voľnom prostredí. Tento princíp je známy z optiky a príslušné optické prvky sa nazývajú šošovky.

Šošovková anténa sa skladá z primárneho žiariča a šošovky. Princíp práce mikrovlnovej šošovky (pre tieto pásma sa šošovkové antény používajú), podobne ako šošovky optické, spočíva v tom, že šošovka, cez ktorú prechádza vlnenie, predstavuje prostredie s indexom lomu rôznym od jednotky. Vzhľadom na podstatný rozdiel medzi vlnovou dĺžkou a rozmermi šošovky, šošovka môže byť nehomogénna a môže byť vytvorená napr. z oddelených prvkov. Takéto prostredie, na rozdiel od prirodzených dielektrík, nazývame umelým dielektrikom. Fázová rýchlosť elektromagnetickej vlny v umelom dielektriku môže byť väčšia alebo menšia ako fázová rýchlosť svetla vo vákuu. Index lomu šošovky preto môže byť väčší alebo menší ako jednotka. Šošovky vyrobené z umelého dielektrika preto môžu byť spomaľujúce alebo urýchľujúce.

Rozmery šošovkových antén sú mnohonásobne väčšie ako vlnová dĺžka, preto na ich analýzu možno použiť metódy geometrickej optiky. Je však potrebné zdôrazniť, že výsledky získané metódami geometrickej optiky majú približný charakter a nevysvetľujú všetky javy v anténe. Presné výsledky možno získať využitím vlnovej teórie.

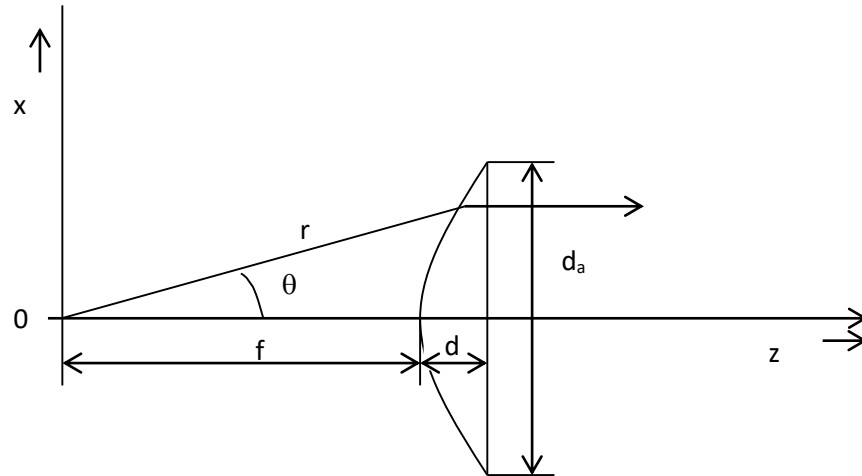


Obr. 1.27: Transformácia guľovej vlny na vlnu rovinnú pomocou šošovky

Nech v bode F (Obr. 10.27), ktorý nazývame ohniskom šošovky, je umiestnený zdroj guľovej vlny. Guľová vlna sa šíri spočiatku vo voľnom priestore s parametrami μ_0, ε_0 a potom dopadá na oblasť V s parametrami μ, ε . Oblasť s objemom V má osovú symetriu vzhľadom na os, na ktorej leží zdroj (primárny žiarič). Určíme podmienky, ktoré musí spĺňať objem V , aby guľová vlna vychádzajúca zo zdroja v bode F po prechode objemom V mala charakter rovinnéj vlny. Zvoľme bod M na ľubovoľnej vlnoploche za oblasťou V . Pre splnenie podmienky súfázovosti poľa na tejto ploche optická dráha z bodu F do bodu M musí byť rovnaká nezávisle od voľby polohy bodu M . Túto podmienku môžeme napísať v tvare

$$l_0 + nl = konst. , \quad (10.88)$$

kde $l_0 = FA + BM$ je dráha lúča vo voľnom priestore, $l = AB$ je dráha lúča v objeme šošovky, n - index lomu materiálu, z ktorého je vyrobená šošovka.



Obr. 1.28: Šošovka s rovinnou apertúrovou plochou

Dĺžku dráhy v šošovke môžeme určiť pomocou Snellovho zákona. Obmedzíme sa na riešenie špeciálneho prípadu šošovky s jednou rovinnou plochou (apertúrovou plochou) podľa Obr. 10.28. V tomto prípade lúče v objeme šošovky sú rovnobežné s jej osou. Ak zavedieme guľovú súradnicovú sústavu so začiatkom v bode F , vzťah (10.88) môžeme napísať v tvare

$$r + n(f + b - r \cos \Theta) = f + nb, \quad (10.89)$$

kde f je ohnisková vzdialenosť a b - hrúbka šošovky. Riešením rovnice (10.89) vzhľadom na r dostaneme rovnicu povrchovej plochy v tvare

$$r = f \frac{n-1}{n \cos \Theta - 1}. \quad (10.90)$$

Označme priemer šošovky d_a . Zo vzťahu (10.90) potom dostaneme vzťah medzi d_a , b , f a indexom lomu n

$$2fb(n-1) + b^2(n^2 - 1) = \left(\frac{d_a}{2}\right)^2. \quad (10.91)$$

Vyjadříme rozloženie elektromagnetického poľa v apertúre šošovky. Predpokladajme pritom, že elektromagnetická vlna dopadajúca na šošovku je lineárne polarizovaná a že smerová charakteristika primárneho žiariča je osovo symetrická. Zavedieme novú premennú $\zeta = r \cdot \sin \Theta$, ktorá je radiálnou súradnicou v rovine apertúry. Výkon prechádzajúci v rovine apertúry medzikružím so šírkou $d\zeta$ a polomerom ζ možno vyjadriť vzťahom

$$P = \frac{1}{2} g^2(\zeta) 2\pi\zeta d\zeta, \quad (10.92)$$

kde $g(\zeta)$ je funkcia, ktorá popisuje rozloženie elektrického poľa v apertúre. Tento výkon sa musí rovnať výkonu vyžiarenému primárnym žiaričom do priestorového uhla $2\pi \sin \Theta d\Theta$

$$P = \frac{1}{2} F^2(\Theta) 2\pi \sin \Theta d\Theta, \quad (10.93)$$

kde $F(\Theta)$ je smerová charakteristika primárneho žiariča. Porovnaním vzťahov (10.92) a (10.93) dostaneme

$$g^2(\zeta) = \frac{\sin \Theta}{\zeta \frac{d\zeta}{d\Theta}} F^2(\Theta). \quad (10.94)$$

Po vypočítaní derivácie $d\zeta/d\Theta$ vzťah pre rozloženie elektrického poľa v apertúre má tvar

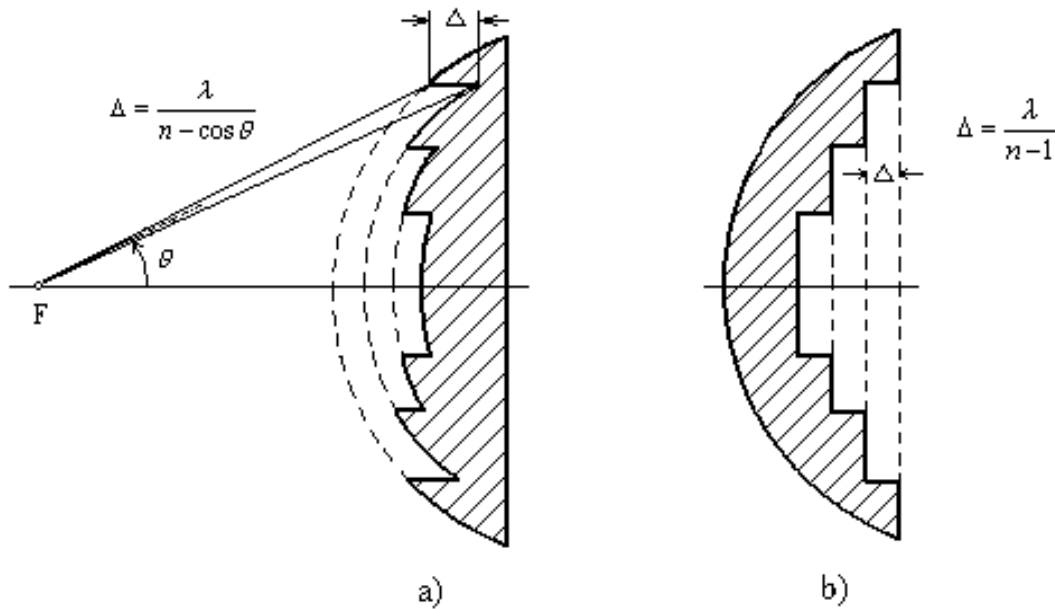
$$g(\zeta) = \frac{F(\Theta)}{f(n-1)} \sqrt{\frac{(n \cos \Theta - 1)^3}{n - \cos \Theta}}. \quad (10.95)$$

Zo vzťahu (10.95) vyplýva, že pri použití konvenčných primárnych žiaričov nie je možné dosiahnuť rovnomerné rozloženie elektromagnetického poľa v apertúre. Smerová charakteristika primárneho žiariča by musela mať minimum pri $\Theta = 0$ a dosť rýchlo sa zväčšovať so zväčšovaním uhla Θ až po hranice apertúry ($\Theta = \Theta_0$). Realizácia rovnomerného rozloženie poľa v apertúre si preto vyžaduje použitie primárne žiariče špeciálnej konštrukcie.

Vlna dopadajúca na šošovku sa čiastočne odráža a pri prechode cez šošovku je tlmená. Tieto javy spôsobujú zmenšenie zisku šošovkových antén a zhoršenie ich smerových charakteristík. Okrem toho sa zväčšuje pomer stojatých vln v napájacom vedení pripojenom k primárnemu žiariču. Maximálna hodnota koeficienta odrazu na rozhraní vzduch - dielektrikum je rovná

$$\zeta_0 = \frac{1-n}{1+n}. \quad (10.96)$$

Jednou z možností zmenšenia odrazu na povrchu šošovky je pokrytie šošovky vrstvou dielektrika s hrúbkou $\lambda/4$ a indexom lomu \sqrt{n} (antireflexná vrstva).



Obr. 1.29: Zónované šošovky: (a) strana primárneho žiariča; (b) strana apertúry

Šošovky s veľkou apertúrou a tvarom podľa vzťahu (10.90) sa vyznačujú veľkou hrúbkou a z toho vyplývajúcim veľkým tlmením prechádzajúcej vlny. Preto sa šošovkové antény často konštruujú s použitím tzv. zónovaných šošoviek. Zónovaná šošovka je vytvorená z "plnej" šošovky odstránením časti jej materiálu tak, aby rozdiel optických dráh lúčov prechádzajúcich cez rôzne zóny bol rovný celému násobku vlnovej dĺžky. Potom je zabezpečená súfázovosť poľa v apertúre. Zónovanie možno uskutočniť buď na strane primárneho žiariča (Obr. 10.29a), alebo na strane apertúry (Obr. 10.29b). Šošovka na Obr. 10.29b má výhodnejšie elektrické vlastnosti, pretože v nej nevzniká tienenie apertúry ani rozptyl energie zónami. V šošovke podľa Obr. 10.29a nastáva rozptyl energie na jednotlivých stupňoch, ale táto šošovka je výhodnejšia z hľadiska mechanickej konštrukcie. Ak minimálna hrúbka šošovky, prípustná z hľadiska mechanickej konštrukcie, je b_{\min} , potom jej maximálna hrúbka je približne $b_{\min} + \lambda/(n-1)$.

Tlmenie v šošovke možno odhadnúť nasledujúcim spôsobom. V homogénnom dielektriku s indexom lomu n a stratovým uhlom δ je tlmenie dané vzťahom

$$\alpha = \frac{27,3n \cdot \text{tg} \delta}{\lambda} [\text{dB}] . \quad (10.97)$$

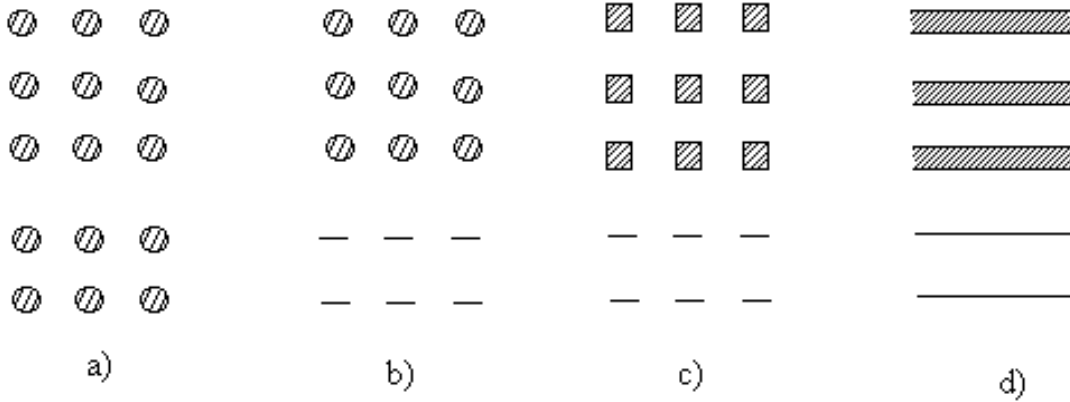
Hrúbka zónovanej šošovky na Obr. 10.29a je približne $\lambda/(n-1)$, potom tlmenie je

$$\alpha \approx 27,3 \frac{n}{n-1} \text{tg} \delta . \quad (10.98)$$

Okrem osovo symetrických šošoviek ožarovaných bodovými primárnymi žiaričmi sa používajú aj šošovky valcové ožarované lineárnymi primárnymi žiaričmi. Rovnica pričného rezu takejto šošovky je rovnaká ako pre šošovky s osovou symetriou.

1.4.1. Spomaľujúce šošovky

V anténovej technike sa na výrobu spomaľujúcich šošoviek okrem "klasických" dielektrických materiálov používajú i umelé dielektriká s indexom lomu $n > 1$. Dielektriká tohoto typu sa získavajú rozmiestnením vodivých prvkov v prostredí s indexom lomu blízky jednotke. Rozmery týchto prvkov ako i vzdialenosti medzi nimi musia byť malé v porovnaní s vlnovou dĺžkou (napr. $\lambda / 10$). Najčastejšie sa používajú vodivé prvky v tvare guľičiek, diskov, štvorcov alebo pásov umiestnených rovnobežne s vektorom intenzity magnetického poľa. Možno takto vytvárať umelé dielektriká izotropné i anizotropné (Obr. 10.30).



Obr. 1.30: Vodivé prvky umelých dielektrík: (a) guľôčky, (b) disky, (c) štvorčeky, (d) pásiky

Elektrické parametre umelého dielektrika možno popísať napr. pomocou pojmu elektrickej polarizácie. Uvažujme dielektrikum vytvorené z rovnomerne rozmiestnených vodivých guľičiek s priemerom a vo voľnom priestore. Elektrický dipólový moment jednej guľičky umiestnenej v poli \vec{E} v priestore (pri zanedbaní vplyvu ostatných guľičiek) je

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 a^3 \vec{E} . \quad (10.99)$$

Podľa definície polarizácie umelého dielektrika je

$$\vec{p} = 4\pi N \epsilon_0 a^3 \vec{E} , \quad (10.100)$$

kde A je počet guľičiek v jednotke objemu. Pre prirodzené dielektrikum je vektor elektrickej polarizácie vyjadrený vzťahom

$$\vec{p} = \epsilon_0 \chi \vec{E} . \quad (10.101)$$

Porovnaním vzťahov (10.100) a (10.101) dostaneme pre χ vzťah

$$\chi = 4\pi N a^3 \quad (10.102)$$

a pre relatívnu permitivitu umelého dielektrika vzťah

$$\varepsilon_r = 1 + \chi = 1 + 4\pi N a^3 . \quad (10.103)$$

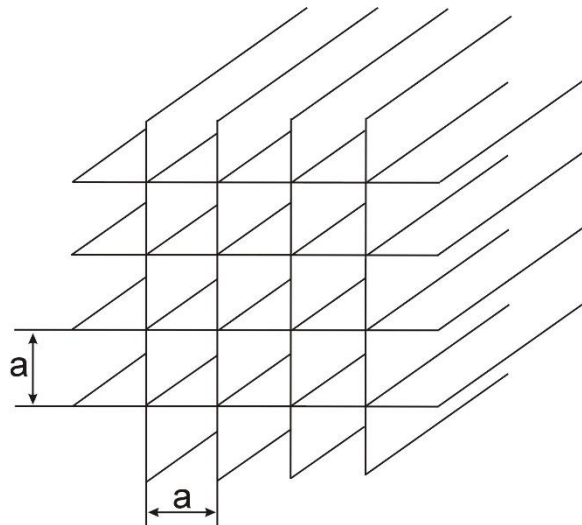
Získaný výsledok musíme chápať ako približný, pretože sme neuvažovali vzájomné ovplyvňovanie guľičiek a fakt, že v dôsledku existencie prúdov na povrchu guľičiek majú tieto i určitý magnetický dipólový moment.

Zo vzťahu (10.103) vyplýva, že umelé dielektriká s indexom lomu $n > 1$ sú (podobne ako prirodzené dielektriká) nedisperzné. Toto tvrdenie je samozrejme ohraničené len na frekvenčné pásmo, v ktorom rozmery vodivých prvkov a vzájomné vzdialenosti medzi nimi sú malé v porovnaní s vlnovou dĺžkou.

1.4.2. Urýchľujúce šošovky

Uvažujme prostredie vytvorené z dvoch navzájom kolmých sústav nekonečne rozľahlých vodivých rovín (Obr. 10.31), pričom vzdialenosť medzi susednými rovinami je a a platí

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda . \quad (10.104)$$



Obr. 1.31: Urýchľujúca štruktúra

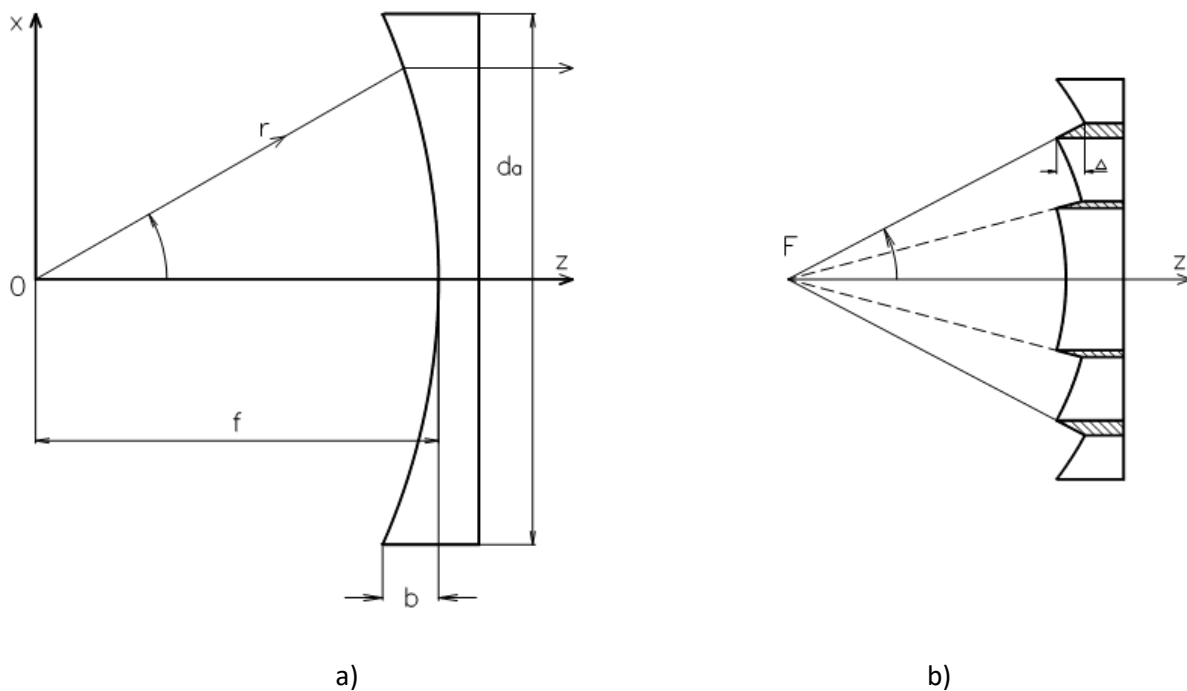
Roviny vytvárajú sústavu vlnovodov so štvorcovým prierezom. Ako je známe, fázová rýchlosť vedenej elektromagnetickej vlny šíriacej sa dominantným vidom takýmto vlnovodom je väčšia ako fázová rýchlosť vlny vo voľnom priestore a je popísaná vzťahom

$$v_\varphi = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} . \quad (10.105)$$

Uvažovanú štruktúru v takomto prípade môžeme považovať za umelé dielektrikum s indexom lomu rovným

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1. \quad (10.106)$$

Ako vyplýva zo vzťahu (10.106), index lomu závisí od frekvencie, preto takéto umelé dielektrikum je disperzným prostredím. Popísanú štruktúru možno použiť pri konštrukcii kovových šošoviek. Pri výpočte ich tvaru sa uplatňujú rovnaké postupy ako pri výpočte spomaľujúcich šošoviek optického typu. Rovnica povrchovej plochy (10.90) platí s tým, že pre $n < 1$ predstavuje inverzný elipsoid (Obr. 10.32a). Podobne ako v prípade spomaľujúcich šošoviek možno zmenšiť hrúbku kovovej urýchľujúcej šošovky pomocou zónovania (Obr. 10.32b). Zónovanie však spôsobuje zmenšenie súčiniteľa využitia apertúry a vznik zatienených zón.



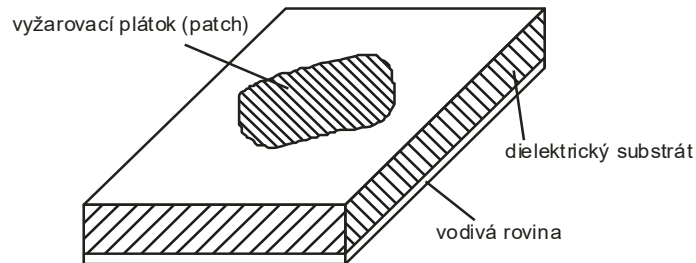
Obr. 1.32: Urýchľujúce šošovky: (a) kovová šošovka, (b) zónovanie kovovej šošovky a vznik zatienených zón

Koeficient odrazu od kovovej šošovky možno vypočítať podobne ako v prípade dielektrickej šošovky podľa vzťahu (10.96). Výhodou týchto šošoviek však je, že ich tlmenie je prakticky zanedbateľné.

1.5. Mikropásikové antény

Koncepcia mikropásikových žiaričov bola prvýkrát navrhnutá Deschampsom v roku 1953. Patent bol vydaný vo Francúzku roku 1955 na mená Gutton a Baissinot. Prvé praktické antény boli navrhnuté a vyrobené až po 20 rokoch. Vývoj počas 70. rokov 20teho storočia bol zrýchlený dostupnosťou dobrých substrátov s nízkymi tangenciálnymi stratami a atraktívnymi tepelnými a mechanickými vlastnosťami, zlepšením fotolitografických techník a lepšimi teoretickými modelmi. Prvé praktické antény boli vyvinuté Howellom a Munsonom. Odvtedy rozsiahly výskum a vývoj mikropásikových antén a polí bol mierený na využitie ich početných výhod ako je nízka hmotnosť, malé rozmery, nízka cena, podobné konfigurácie,

kompatibilita s integrovanými obvodmi, atď. Vývoj viedol k striedaniu aplikácií a od začiatku osemdesiatych rokov dochádza k prudkému rozvoju mikropásikových antén a najmä teoretickému zvládnutiu všetkých problémov s nimi spojených.



Obr. 1.33: Konfigurácia mikropásikovej antény

Ako je ukázané na Obr. 10.33, mikropásiková anténa v jej najjednoduchšom prevedení pozostáva z vyžarujúceho plátka (patch) na jednej strane dielektrického substrátu ($\epsilon_r \leq 10$), ktorý má vodivú rovinu na druhej strane. Tento plátok - plôška (patch) je tvorený zlatom alebo meďou, môže nadobúdať prakticky hocijaký plošný tvar, ale používajú sa hlavne regulárne tvary pre zjednodušenie analýzy a určenie charakteristík. Ideálne by mala byť dielektrická konštanta substrátu malá ($\epsilon_r < 2,5$) pre zväčšenie okrajových polí, ktoré sú zodpovedné za vyžarovanie. Iné výkonové požiadavky môžu požadovať použitie substrátových materiálov, ktorých dielektrické konštanty môžu byť väčšie než je hore uvedené. Boli vyvinuté rôzne typy substrátov s veľkým rozsahom hodnôt dielektrických konštánt a tangenciálnych strát. Niektoré z týchto substrátov majú flexibilné (ohybné) vlastnosti, ktoré ich robia vhodnými pre montáž na rôzne tvarované objekty.

1.5.1. Výhody a nevýhody mikropásikových antén

Mikropásikové antény majú niekoľko výhod v porovnaní s tradičnými mikrovlnnými anténami a preto veľa ich aplikácií pokrýva široké frekvenčné pásmo radovo od 100 MHz do 100 GHz. Princiálne výhody mikropásikových antén v porovnaní s tradičnými mikrovlnnými anténami sú:

- nízka hmotnosť, malé rozmery, nízko profilové,
- nízke výrobné náklady, možnosť hromadnej výroby,
- lineárna a kruhová polarizácia je možná s jednoduchým napájaním,
- ľahká výroba duálno-frekvenčných a duálno-polarizovaných antén,
- nie je požadovaná dutinová výstuž,
- môže byť ľahko včlenená do mikrovlnných integrovaných obvodoch,
- napájacie vedenia a prispôsobovacie prvky môžu byť vyrobené súčasne s anténou štruktúrou.

Mikropásikové antény majú taktiež niekoľko nevýhod v porovnaní s tradičnými mikrovlnnými anténami:

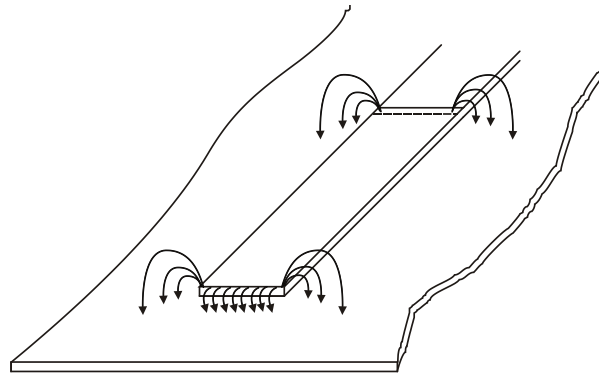
- úzka šírka pásma a tolerančné problémy,
- nízky zisk (približne 6 dB),
- značné ohmické straty v napájacej štruktúre poľa,
- mikropásikové antény väčšinou vyžarujú do polpriestoru,
- pre vysoko-výkonné polia sú požadované zložité napájacie štruktúry,
- je zložité dosiahnuť polarizačnú čistotu,
- zlé pozdĺžne vyžarujúce žiariče, vynímajúc kuželové štrbinové antény,
- parazitné vyžarovanie z napájacej sústavy a kontaktov,
- schopnosť nižšej výkonovej spracovateľnosti (približne 100 W),
- znížený zisk a účinnosť tak isto ako neakceptovateľné vysoké úrovne krížovej polarizácie a vzájomná väzba v priestore tela antény pri vysokých frekvenciách,
- vybudzovanie povrchových vln,
- mikropásikové antény vyrobené so substrátom s veľkou dielektrickou konštantou sú veľmi uprednostňované pre ľahkú integráciu s MMIC RF predradnou technikou obvodov, hoci použitie veľkej dielektrickej konštanty substrátu vedie k slabej účinnosti a úzkej šírke pásma.

V ďalšom uvedieme spôsoby ako minimalizovať vplyv niektorých týchto nevýhod. Napríklad, šírka pásma môže byť zvýšená o viacej než 60% použitím špeciálnych techník, nižší zisk a obmedzenia nižšej výkonovej spracovateľnosti môžu byť prekonané cez inú konfiguráciu poľa. Obmedzenia spojené s povrchovými vlnami ako slabá účinnosť, zvýšená vzájomná väzba, znížený zisk a degradovaná smerová charakteristika môžu byť prekonané použitím fotonických charakteristických štruktúr.

1.5.2. Mechanizmus vyžarovania mikropásikovej antény

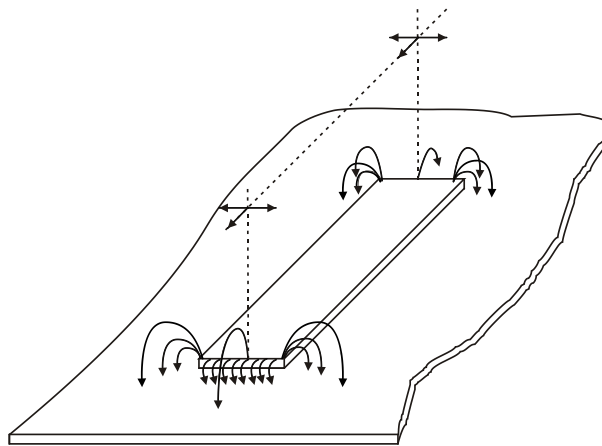
Všimnime si, ako dochádza k vyžarovaniu (v ďalšom budeme požívať tento pojem, ktorý je v anténnej praxi recipročný pojmu príjmu) elektromagnetických vln u mikropásikovej antény. Najlepšie je to zrejmé z Obr. 10.34, kde je vyznačené rozloženie siločiar elektrického poľa v okolí mikropásikového vedenia.

Siločiary sú rozložené súmerne po oboch stranách vedenia, takže zložky elektrického poľa pôsobia proti sebe a nevzniká žiadne podstatné vyžarovanie elektromagnetickej energie.



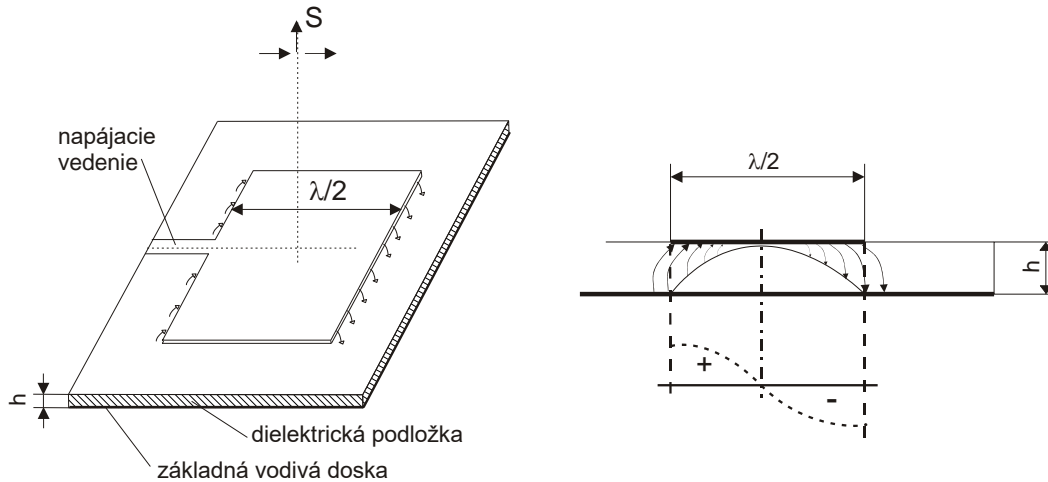
Obr. 1.34: Rozloženie siločiar elektrického poľa v okolí dlhého mikropásikového vedenia

K vyžarovaniu energie nedôjde ani vtedy, ak pôjde o kratší kus mikropásikového vedenia (Obr. 10.35).



Obr. 1.35: Rozloženie siločiar elektrického poľa na koncoch krátkeho mikropásikového vedenia

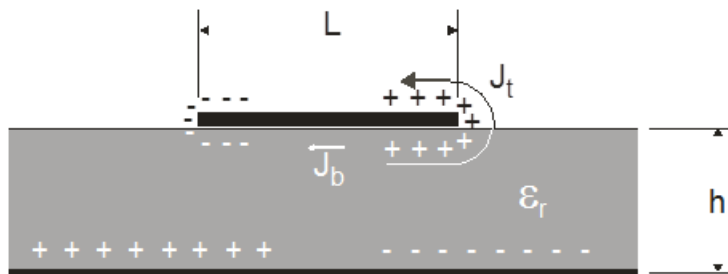
Opäť elektrické zložky elektromagnetického poľa v priestore sú v protifáze, a to pre obidva konce vedenia (pozdĺžny a priečny smer). Iná situácia nastane, ak bude pozdĺžny smer mikropásiku rovný polovici vlnovej dĺžky (Obr. 10.36).



Obr. 1.36: Mikropásiková patch anténa a orientácia siločiar elektrického poľa

Elektrické zložky elektromagnetického poľa na oboch koncoch mikropásika budú vo fáze (v dôsledku sínusového rozloženia poľa pozdĺž vedenia) a nastane vyžarovanie energie v smere kolmom (S) k rovine mikropásikového vedenia.

Vieme, že vyžarovanie z mikropásikového vedenia, štruktúra podobná mikropásikovej anténe, môže byť podstatne redukované ak použitý substrát je tenký a má vyššiu relatívnu dielektrickú konštantu. Naproti tomu vyžarovanie z mikropásikovej antény je podporované pre lepšiu účinnosť vyžarovania. Preto sú použité v mikropásikovej anténe hrubé substráty s nízkou permitivitou. Vyžarovanie z mikropásikovej antény môže byť vypočítané z rozloženia elektromagnetického poľa medzi metalizovaným plátkom a vodivou základňou. A taktiež môže byť alternatívne vypočítané aj z rozloženia povrchových prúdov na metalizovanom plátku. Presný výpočet poľa a prúdového rozloženia plátku je veľmi komplikovaný. Pri vypracovávaní spracovateľného modelu pre mikropásikovú anténu môžu byť použité hrubé aproximácie a jednoduché argumenty.

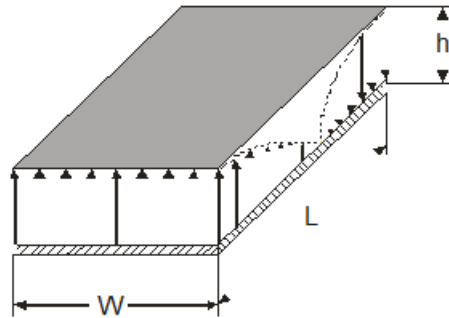


Obr. 1.37: Rozloženie náboja a prúdová hustota na mikropásikovej anténe

Uvažujeme mikropásikovú patch anténu, ktorá bola napojená na mikrovlnný zdroj. Budenie plátku vytvorí rozloženie náboja na hornom a dolnom povrchu plátku tak isto ako na povrchu vodivej základne. Rozloženie pre pravouhlý plátok ukazuje Obr. 10.37, ktorý zobrazuje, že záporný a kladný charakter nábojového rozloženia vzniká, pretože plátok je dlhý približne polovicu vlnovej dĺžky pri dominantnom vide. Odpudivé sily medzi rovnakými nábojmi na spodnom povrchu plátku majú sklon potlačiť určitú časť

náboja zo spodného povrchu plátka okolo jeho hrán na jeho horný povrch. Tento pohyb náboja vytvára príslušné prúdové hustoty \vec{J}_b a \vec{J}_t na hornom a spodnom povrchu plátka ako je ukázané na Obr. 10.37. Pre väčšinu mikropásikových antén pomer h/W je veľmi malý. Preto príťažlivá sila medzi nábojmi prevláda a najväčšia koncentrácia náboja a prúdový tok ostáva pod plátkom. Malé množstvo prúdu tečie okolo hrán plátka na jeho horný povrch, ktoré je zodpovedné za slabé magnetické pole tangenciálne k hranám.

Teda môžeme urobiť jednoduchú aproximáciu, že tangenciálne magnetické pole je nulové a umiestniť magnetické steny dookola celej periferie plátka. Tento predpoklad má väčšiu platnosť pre tenké substráty s veľkým ε_r . Taktiež použitý substrát je veľmi tenký v porovnaní s vlnovou dĺžkou ($h \ll \lambda$) v dielektriku, zmeny magnetického poľa pozdĺž výšky h môžu byť považované za konštantné a elektrické pole skoro kolmé na povrch plátka. Z toho vyplýva, že plátok môže byť modelovaný ako rezonátor s elektrickými stenami (elektrické pole je takmer kolmé na povrch plátka) na vrchu a dolu a štyrmi magnetickými stenami pozdĺž hrán plátka (tangenciálne magnetické pole je veľmi slabé). V tomto rezonátore sú možné iba TM vidy. Rozloženie elektrického poľa rezonátora pre dominantný vid TM_{100} je vykreslené na Obr. 10.38.

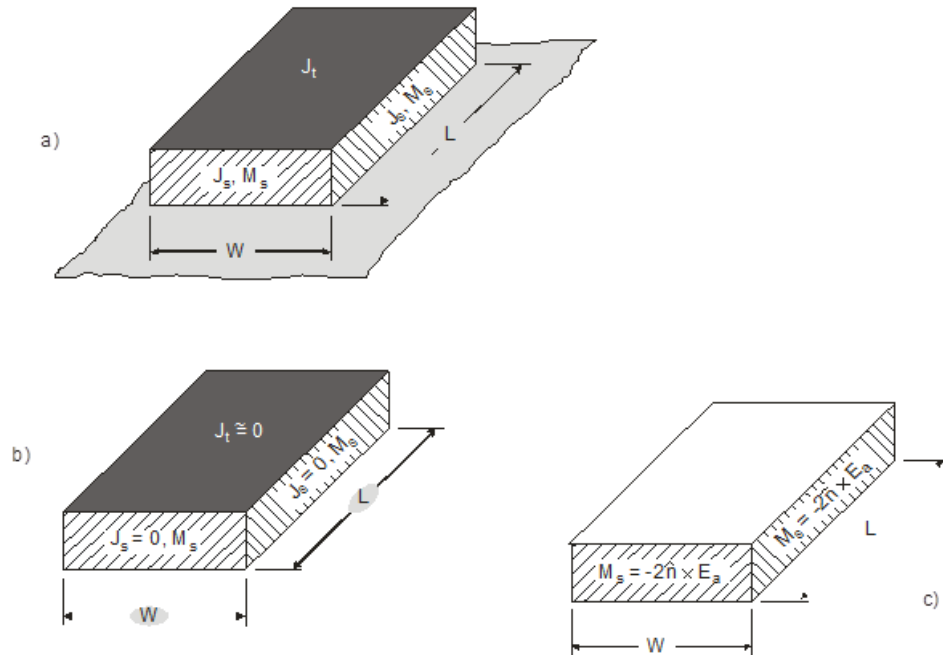


Obr. 1.38: Rozloženie elektrického poľa pre vid TM_{100} v mikropásikovom rezonátore

Štyri bočné steny rezonátora reprezentujú štyri úzke apertúry alebo štrbiny, cez ktoré sa uskutočňuje vyžarovanie. Použitím Huygensovho princípu ekvivalentného poľa, môže byť mikropásikový plátok reprezentovaný rovnocennou prúdovou hustotou \vec{J}_t na hornom povrchu spôsobenou výskytom metalizovaného plátka. Štyri postranné apertúry sú reprezentované ekvivalentnými prúdovými hustotami \vec{J}_s a \vec{M}_s , zodpovedajúcimi magnetickým a elektrickým poliam \vec{H}_a a \vec{E}_a jednotlivu v štrbinách. Ekvivalentné prúdy sú zobrazené na Obr. 10.39a a sú dané vzťahmi

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H}_a, \quad (10.107)$$

$$\vec{M}_s = -\hat{n} \times \vec{E}_a. \quad (10.108)$$



Obr. 1.39: Ekvivalentné prúdové hustoty na pravouhлом mikropásikovom plátku (plôške): (a) J_s a M_s s vodivou základňou, (b) $J_s=0$ a M_s s vodivou základňou, (c) M_s bez vodivej základne

Pre tenké substráty bolo ukázané, že prúdová hustota na vrchu plátku \vec{J}_t je oveľa menšia ako \vec{J}_b na spodnej strane plátku. \vec{J}_t teda bude považovaná za nulovú na vyjadrenie zanedbateľného vyžarovania od tohto prúdu na povrchu plátku. Podobne tangenciálne magnetické polia pozdĺž hrán plátku a príslušná prúdová hustota \vec{J}_s sú nastavené na nulu. Teda jediná nenulová prúdová hustota je ekvivalentná magnetická prúdová hustota \vec{M}_s pozdĺž periferie plátku. Je to zobrazené na Obr. 10.39b. Ak by vodivá základňa nebola prítomná, ako vidíme na Obr. 10.39c, ekvivalentná prúdová hustota by bola zdvojnásobená. Preto vyžarovanie z plátku môže byť prisudzované štyrom pruhom magnetickej prúdovej hustoty (okolo periferie plátku), ktoré vyžarujú do voľného priestoru ako je ukázané v Obr. 10.39c.

Nová prúdová hustota je daná vzťahom

$$\vec{M}_s = -2\hat{n} \times \vec{E}_a . \quad (10.109)$$

Elektrické pole štrbiny \vec{E}_a pre dominantný vid je zobrazené na Obr. 10.38 a je definované ako

$$\vec{E}_a = \hat{z}E_0 \quad (10.110)$$

pre štrbiny s dĺžkou W a výškou h . Podobne pre ostatné dva štrbiny s dĺžkou L a výškou h platí

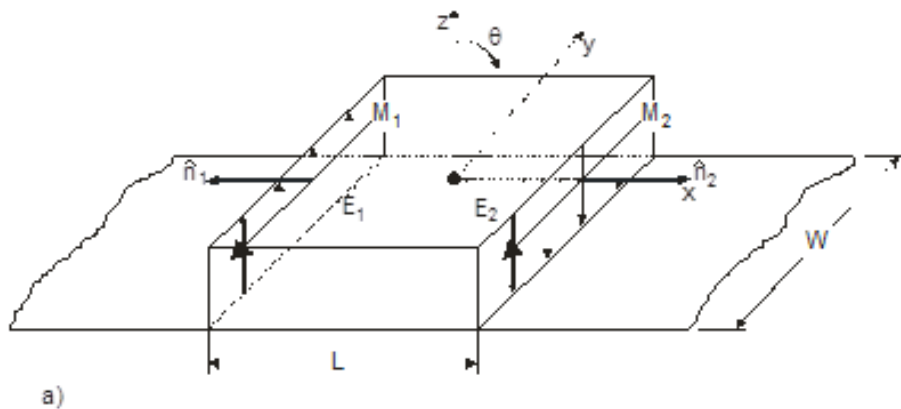
$$\vec{E}_a = -\hat{z}E_0 \sin(\pi x / L) . \quad (10.111)$$

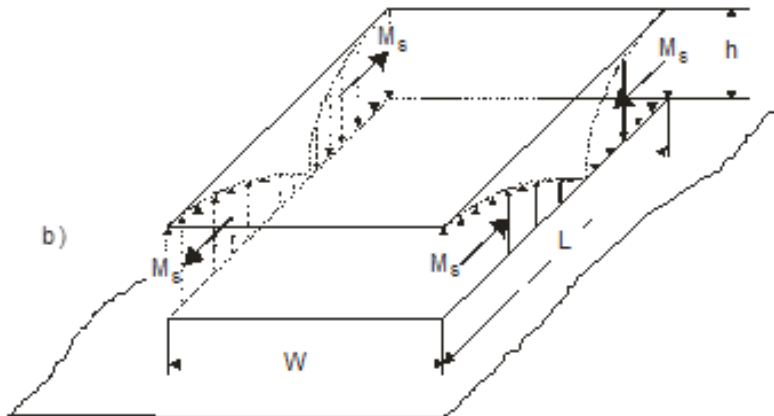
Tento redukovaný model je podobný rezonátoru so štyrmi apertúrami alebo štrbinami, cez ktoré môže dôjsť k vyžarovaniu. Ekvivalentné prúdové hustoty štrbín dĺžky L a výšky h nespôsobujú vyžarovanie, pretože sú fázovo posunuté o 180° a rovné veľkosťou. Teda tieto dve bočné steny sú nevyžarujúce štrbiny.

Obr. 10.40b ilustruje tento žiarenie potlačujúci efekt pre dominantný vid TM_{100} za predpokladu že $L \approx \frac{\lambda}{2}$.

Iba dve štrbiny, každá so šírkou W a výškou h , vyžarujú pretože ich prúdové hustoty sú rovnaké vo veľkosti aj fáze ako je ukázané na Obr. 10.40a. Sú to štrbiny vyžarujúce pri $L \approx \frac{\lambda}{2}$.

Tieto prúdové hustoty budú sčítane vo fáze a vyžarovanie antény nastane v smere kolmom na plátok. Vyžarujúce štrbiny sú vo fáze preto vo vzdialenom bode dôjde ku konštruktívnej interferencii. Pri nevyžarujúcich štrbinách, ktoré sú fázovo posunuté o 180° , dôjde vo vzdialenom bode k deštruktívnej interferencii. Základný mechanizmus vyžarovania mikropásikovej antény spočíva vo vyžarujúcich a nevyžarujúcich štrbinách, na základe ktorého môžeme vypočítať ďalšie charakteristiky, ako je smerová charakteristika, vstupná impedancia, atď.





Obr. 1.40: Pravouhlý mikropásikový plátok s rozložením magnetickej prúdovej hustoty pre vid TM_{100} na vyžarujúcich štrbinách: (a) rozloženie prúdu na vyžarujúcich štrbinách, (b) rozloženie prúdu na nevyžarujúcich štrbinách

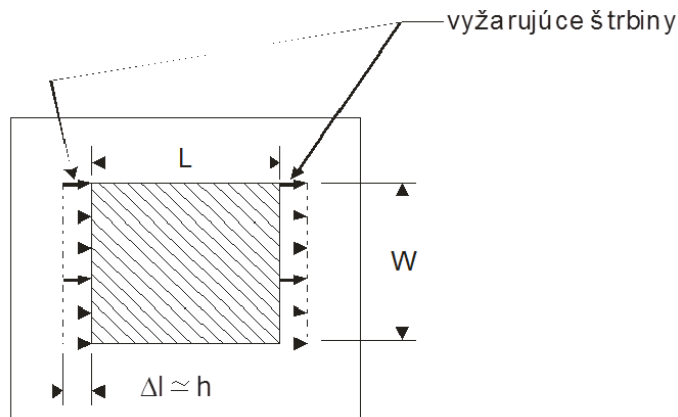
1.5.3. Konfigurácie mikropásikových antén

Mikropásikové antény možno realizovať v rôznych tvaroch a rozmeroch. Môžeme ich rozdeliť do štyroch základných skupín:

- mikropásikové plátkové (patch) antény,
- mikropásikový dipól,
- mikropásikové štrbinové antény, sú tvorené štrbinou rôzneho tvaru, vyrezanou v jednej z vodivých plôch na obojstranne pokovovanom substráte,
- mikropásikové antény s postupujúcou vlnou, pozostávajú z reťazca periodických štruktúr, ktorých otvorený koniec je zakončený prispôbenou odporovou záťažou. Vyžarujúce prvky u týchto antén sú vlastne diskontinuity na mikropásikovom vedení.

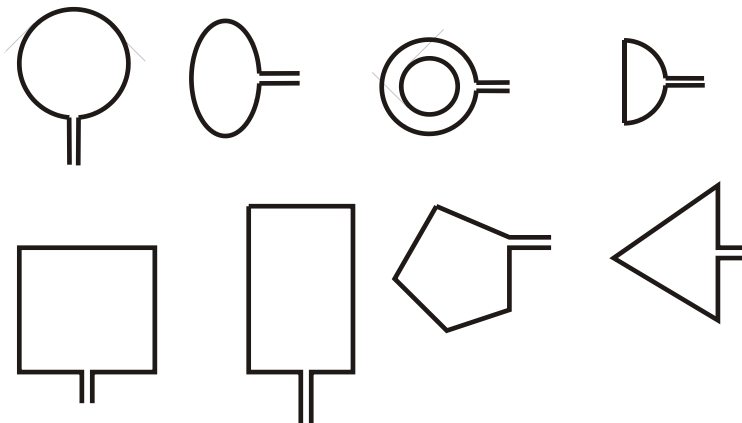
1.5.3.1. Mikropásikové plátkové (patch) antény

Základná reprezentácia s najčastejšie používaným tvarom plátku je na Obr. 10.41. Základné parametre mikropásikových patch antén sú:



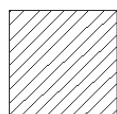
Obr. 1.41: Pravoúhlá mikropásiková patch anténa s ekvivalentnými vyžarujúcimi štrbinami

- rôzne tvary plátka ale najviac používané pravouhlé (Obr. 10.42),
- typický zisk: 5~6 dB,
- šírka hlavného laloka: 70°~90°,
- vodivá základňa pod plátkami (patchmi), t.j. vyžaruje len do polpriestoru,
- šírka vyžarujúcej štrbiny približne rovná h , h je hrúbka substrátu, vid'. Obr. 10.41,
- výška h dielektrického substrátu je $0,003\lambda_0 \leq h \leq 0,05\lambda_0$
- dĺžka L plátka je zvyčajne $0,3333\lambda_0 < L < 0,5\lambda_0$, kde λ_0 je vlnová dĺžka vo voľnom priestore,
- šírka W plátka je $W \approx 0,5\lambda_0$,
- dielektrická konštanta substrátu je v rámci $2,2 \leq \epsilon_r \leq 12$.

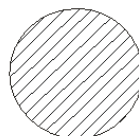


Obr. 1.42: Niekoľko typov mikropásikových patch antén

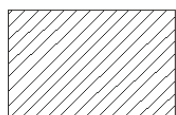
Rozdelenie mikropásikových patch antén do troch podskupín na základe tvaru plátka (Obr. 10.43, 44, 45).



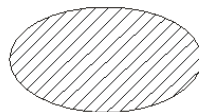
štvorec



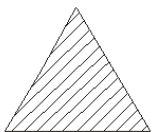
kruh



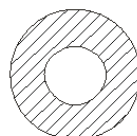
obdĺžnik



elipsa



rovnos tranný
trojuholník



prstenec

Obr. 1.43: 1. podskupina mikropásikových plátkových (patch) antén



kruh s výrezom



polkruh



kruhový výsek



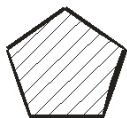
eliptický prstenec



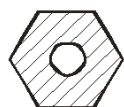
polprstenec



prstencový výsek



päťuholník

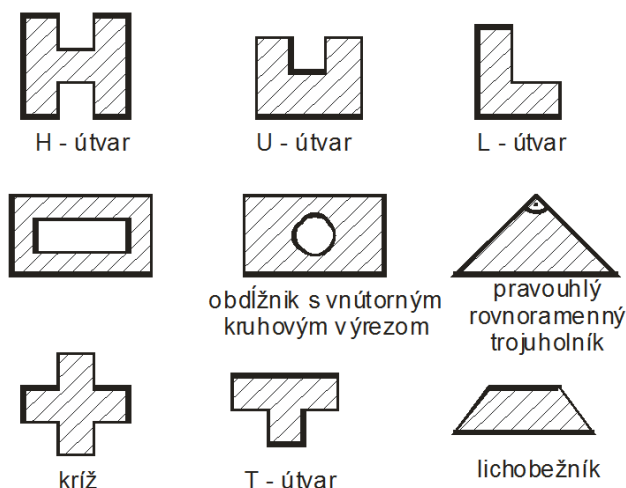


šesťuholník s vnútorným
kruhovým výrezom



kruh s excentrickým
kruhovým výrezom

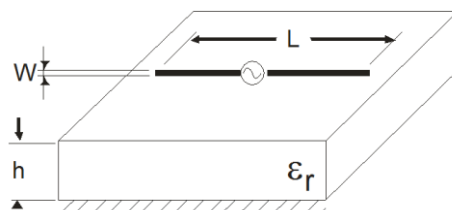
Obr. 1.44: 2. podskupina mikropásikových plátkových (patch) antén



Obr. 1.45: 3. podskupina mikropásikových plátkových (patch) antén

1.5.3.2. Mikropásikový dipól

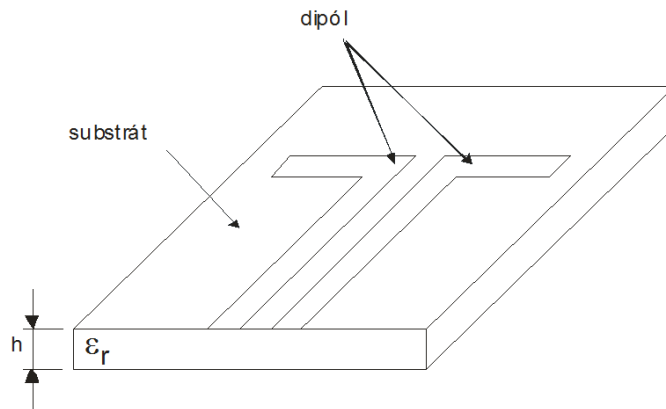
Základná reprezentácia je na Obr. 10.46. Je to vlastne mikropásikový plátok, ktorého šírku W považujeme za približne nulovú. Šírka W vyžarujúceho elementu je bežne menšia než $0,05\lambda$ (λ je vlnová dĺžka vyžarovaného signálu). Má rozdielny odpor vyžarovania, šírku pásma, výkonnosť, atď., ako mikropásiková patch anténa a pri numerických výpočtoch budeme považovať šírku dipólu W za nulovú, t.j. napríklad prúdová hustota sa so zmenou súradnice v smere šírky meniť nebude. Má rozdielne napájacie štruktúry a je (mikropásikový dipól) navrhovaný s alebo bez vodivej základne.



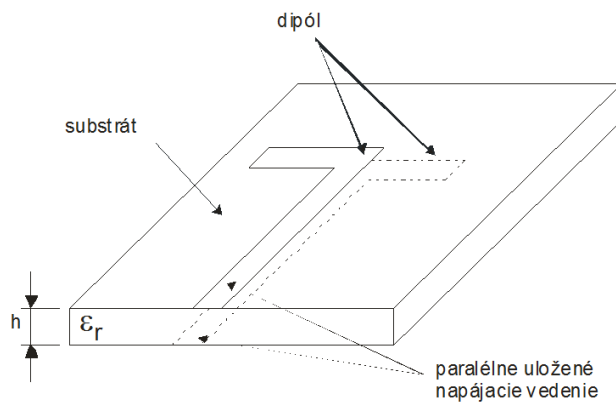
Obr. 1.46: Základná reprezentácia mikropásikového dipólu

Poznáme niekoľko rozdielnych konfigurácií mikropásikových dipólov, medzi ktoré patria napríklad základné usporiadania typu:

- sústredne napájaný dipól pomocou priameho napájania mikropásikovým vedením s pravouhlými mikropásikmi jednostranný (Obr. 10.47) a obojstranný (Obr. 10.48),

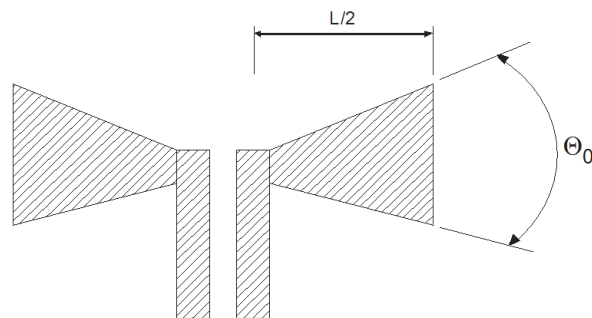


Obr. 1.47: Sústredene napájaný dipól s pravouhlými mikropásikmi - jednostranný



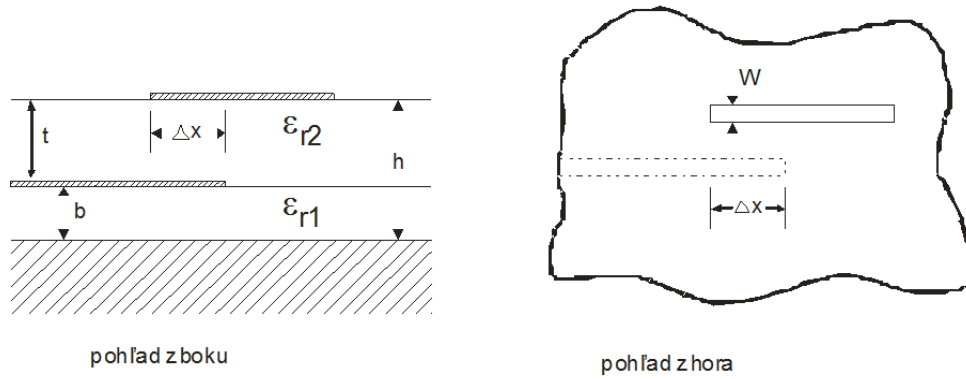
Obr. 1.48: Sústredene napájaný dipól s pravouhlými mikropásikmi - obojstranný

- sústredne napájaný dipól pomocou priameho napájania mikropásikovým vedením s trojuholníkovými mikropásikmi jednostranný (Obr. 10.49), taktiež nazývaný ako motýlik a obojstranný,



Obr. 1.49: Sústredene napájaný dipól s trojuholníkovými mikropásikmi - jednostranný

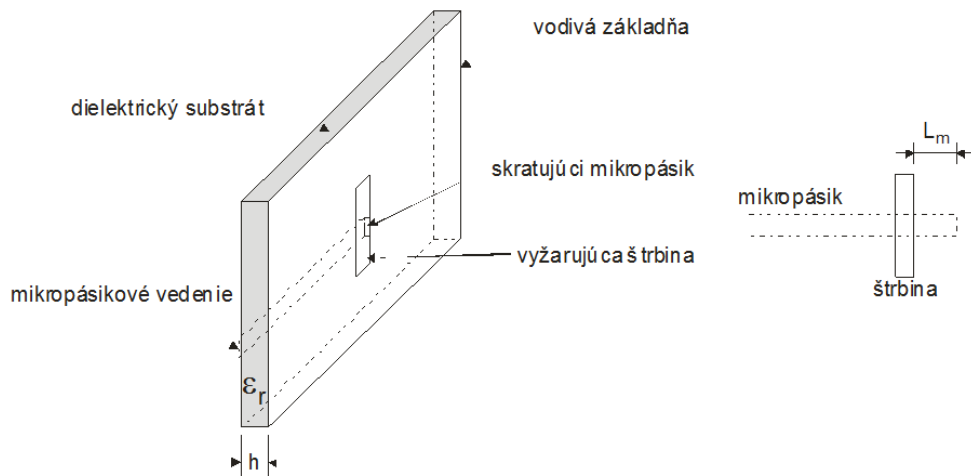
- dipól s pravouhlým mikropásikom s napájaním viazaným tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia (Obr. 10.50).



Obr. 1.50: Dipól s napájaním viazaným tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia

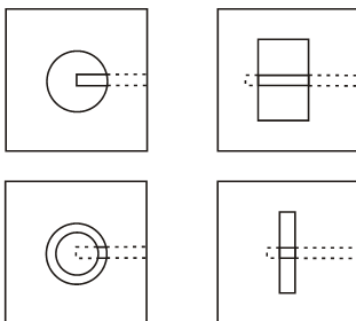
1.5.3.3. Mikropásikové štrbinové antény

Základná reprezentácia je na Obr. 10.51.



Obr. 1.51: Základná reprezentácia mikropásikovej štrbinovej antény

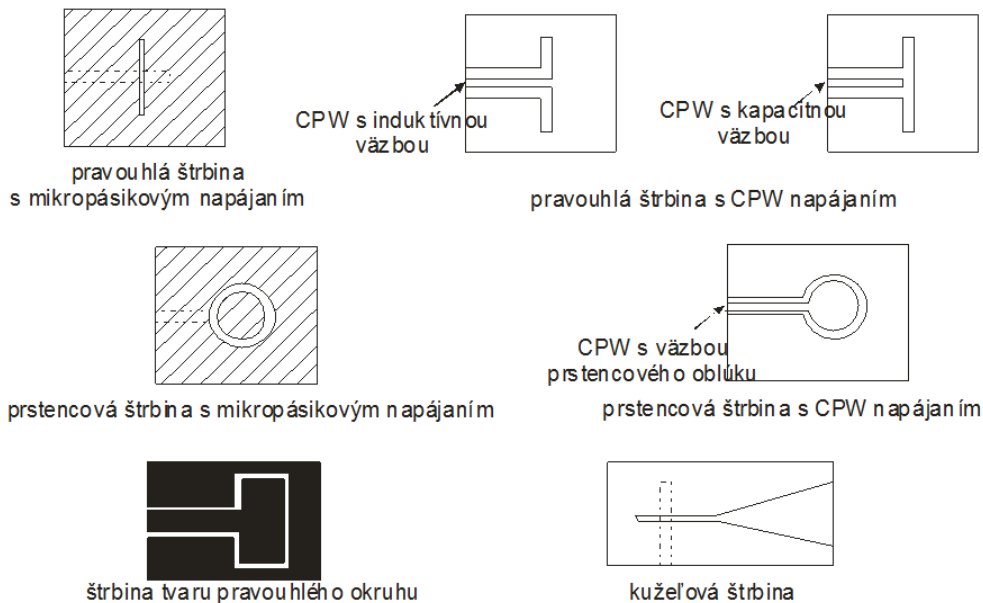
Mikropásikové štrbinové antény sú tvorené štrbinou rôzneho tvaru, vyrezanou v jednej z vodivých plôch na obojstranne pokovenom substráte. Napájanie je uskutočnené otvoreným koncom mikropásikového vedenia (Obr. 10.52).



Obr. 1.52: Niekoľko typov štrbinových mikropásikových antén

Sú to vlastne komplementárne štruktúry k mikropásikovým patch anténam obvykle obojsmerne vyžarujúce, t.j. vyžarujú do celého priestoru. Na jednej strane substrátu je vodivá základňa so štrbinou. Ak pridáme reflektor (odrazovú platňu) na opačnú stranu substrátu vytvoríme rezonátor (dutinu). Tým dosiahneme jednosmerné vyžarovanie (t.j. vyžarovanie do polpriestoru), ale zredukujeme pracovnú šírku pásma antény.

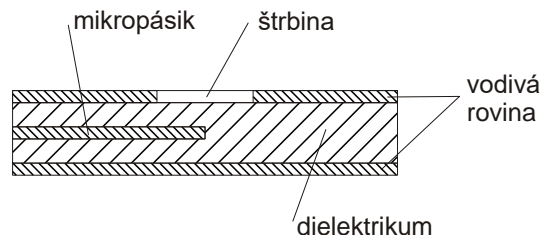
Poznáme veľa typov mikropásikových štrbinových antén, ktoré môžu byť rôzne napájané (Obr.10.53).



Obr. 1.53: Rôzne typy mikropásikových štrbinových antén

Mikropásikové štrbinové antény sú na rozdiel od plátkových (patch) antén a antén s postupnou vlnou napájané kapacitnou väzbou (Obr. 10.54).

Je zrejmé, že tento spôsob napájania bude citlivý na zmeny v hrúbke dielektrika a na rozmeroch väzobnej oblasti mikropásikového vedenia so štrbinou.

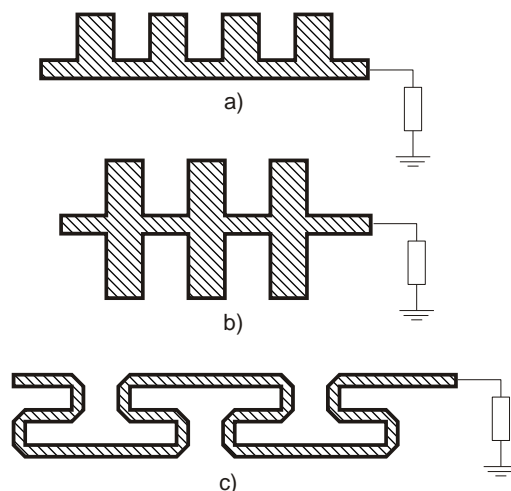


Obr. 1.54: Kapacitná väzba mikropásika na štrbinovú anténu

U mikropásikových antén hrajú veľkú úlohu rozmery vlastných antén a najmä rozmery a permitivita substrátu. Elektrické pole je tu sústredené prevažne do dielektrika a každá zmena jeho rozmerov i permitivity ovplyvňuje parametre antény, najmä impedanciu anténneho prvku. Bežne požadovaná presnosť hrúbky dielektrika musí byť v tolerancii 0,1 až 0,05mm. S predošlými parametrami súvisí aj šírka frekvenčného pásma, v ktorom je schopná mikropásiková anténa pracovať. Silno sústredené elektromagnetické pole v dielektriku dovoľuje pracovnú šírku pásma 1 až 5 %. Pre pásmo družicovej televízie v okolí 12 GHz to znamená maximálne 600 MHz, čo však postačí iba na časť vyhradeného frekvenčného pásma. O zväčšenie frekvenčnej šírky pásma mikropásikových antén sa v súčasnej dobe veľmi usiluje.

1.5.3.4. Mikropásikové antény s postupujúcou vlnou

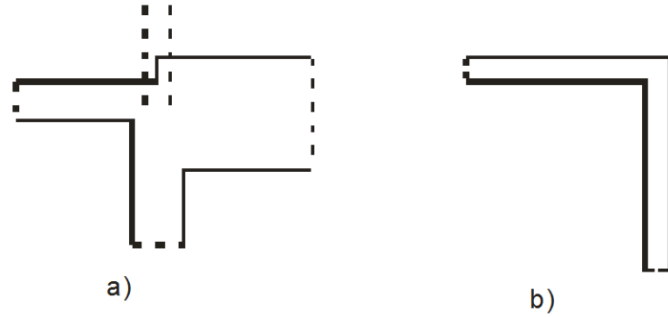
Mikropásikové antény s postupnou vlnou (Obr. 10.55) pozostávajú z reťazca periodických štruktúr, ktorých otvorený koniec je zakončený pridanou prispôsobenou odporovou záťažou.



Obr. 1.55: Ukážka mikropásikových antén s postupnou vlnou

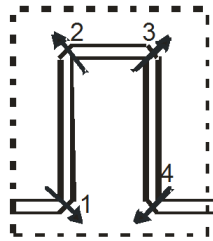
Vyžarujúce prvky u týchto antén sú vlastne diskontinuity na mikropásikovom vedení. Mikropásikové diskontinuity sú napríklad ohyby vedenia alebo rôzne spojenia vedení (T-spojenie), pozri Obr. 10.56.

Na každej strane rovného mikropásikového vedenia je elektrické pole rovnaké a opačného smeru. Teda polia sa vyrušia a nedôjde k vyžarovaniu. Pri ohybe bude elektrická prúdová hustota vyššia na vnútornej strane ohybu než na vonkajšej strane.



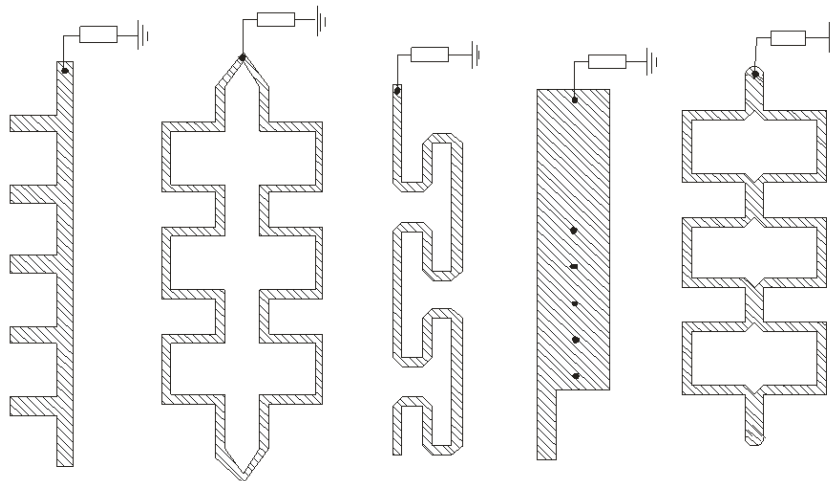
Obr. 1.56: Diskontinuity mikropásikového vedenia (a) T – spojenie, (b) ohyb

Potom polia pri ohyboch nebudú rovnaké, a preto dôjde k vyžarovaniu energie (detail miest, kde dochádza k vyžarovaniu, je zobrazený Obr. 10.57). Podobný prípad nerovnosti polí nastáva aj pri spojení dvoch vedení.



Obr. 1.57: Detail miest, kde dochádza k vyžarovaniu

Typy základných periodických štruktúr mikropásikových antén s postupujúcou vlnou sú zobrazené na Obr. 10.58.



Obr. 1.58: Základné typy periodických štruktúr mikropásikových antén s postupujúcou vlnou

1.5.3.5. Porovnanie jednotlivých konfigurácií mikropásikových antén

V tabuľke (Tab. 10.xx) je porovnanie jednotlivých konfigurácií (3-och typov) mikropásikových antén z hľadiska hrúbky, zložitosti výroby, možnosti tvarovej zmeny antény, šírky pásma či parazitného vyžarovania.

Tab. 1.3: Porovnanie jednotlivých konfigurácií mikropásikových antén

Typ antény	Mikropásikové patch antény	Mikropásikové štrbinové antény	Mikropásikový dipól
Charakteristika			
profil	tenký	tenký	tenký
výroba	veľmi jednoduchá	jednoduchá	jednoduchá
polarizácia	lineárna aj kruhová	lineárna aj kruhová	lineárna
duálno-frekvenčná obsluha	možná	možná	možná
možnosti útvarov	hocijaký útvar	väčšinou pravouhlé a kruhové útvary	pravouhlé a trojuholníkové útvary
parazitné vyžarovanie	prítomné	prítomné	prítomné
šírka pásma	2% až 50%	5% až 30%	okolo 30%

1.5.4. Napájanie mikropásikových antén

Mikropásiková patch anténa môže byť napájaná rôznymi metódami. Tieto metódy sú klasifikované do dvoch kategórií: kontaktné (k) a nekontaktné (nek). Pri kontaktnej metóde je VF zdroj napojený priamo na vyžarujúci plátok použitím spojovacieho prvku akým je napríklad mikropásik alebo koaxiálny kábel. Pri nekontaktnej metóde je vytvorená väzba elektromagnetickým poľom na prenos energie medzi napájacím mikropásikom a vyžarujúcim plátkom.

Základné rozdelenie:

- (1) priame napájanie koaxiálnym vedením (k),
- napájanie mikropásikovým vedením:
 - (2) priame napájanie mikropásikovým vedením (k),
 - (3) napájanie mikropásikovým vedením väzbou cez medzeru (nek),
 - (4) priame vsunuté napájanie mikropásikovým vedením (k),
 - (5) priame asymetrické napájanie mikropásikovým vedením (k),
 - (6) napájanie viazané tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia (nek)
 - (7) napájanie viazané apertúrou (nek),
- (8) napájanie koplanárnym vlnovodom (CPW).

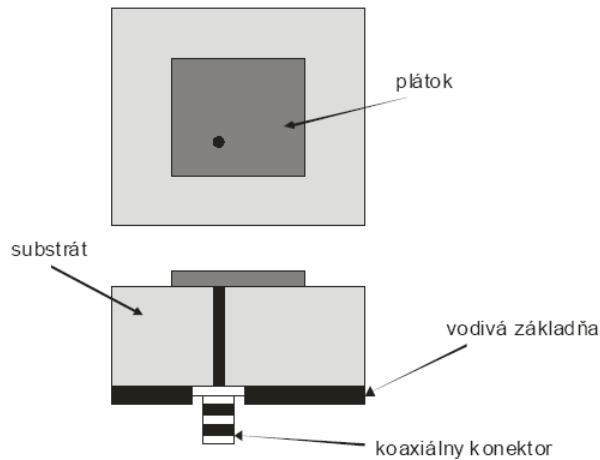
Ďalšie delenie napájania môže byť na: koplanárne, t.j. všetky prvky sú v jednej rovine alebo a nekoplanárne, t.j. všetky prvky nie sú v jednej rovine.

Štyri najviac používané napájacie techniky sú priame napájanie mikropásikovým vedením a priame napájanie koaxiálnym vedením (obidve sú kontaktné metódy), napájanie viazané apertúrou a napájanie viazané tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia (obidva nekontaktné metódy).

1.5.4.1. Priame napájanie koaxiálnym vedením

Koaxiálne napájanie je veľmi bežná technika používaná na pripojenie mikropásikových patch antén k zdroju signálu. Ako vidíme na Obr. 10.59, vnútorný vodič koaxiálneho konektora je predĺžený cez dielektrikum a prispájkovaný k vyžarujúcejmu plátku, zatiaľ čo vonkajšie tienenie koaxiálneho kábla je napojené na vodivú základňu.

Základná výhoda tohto typu napájacej schémy je, že napojenie vnútorného vodiča koaxiálneho kábla na plochu plátku môže byť umiestnené na hocijakej polohe v závislosti na jeho vstupnej impedancii. Táto metóda napájania je ľahko výrobné realizovateľná a má malé parazitné vyžarovanie.

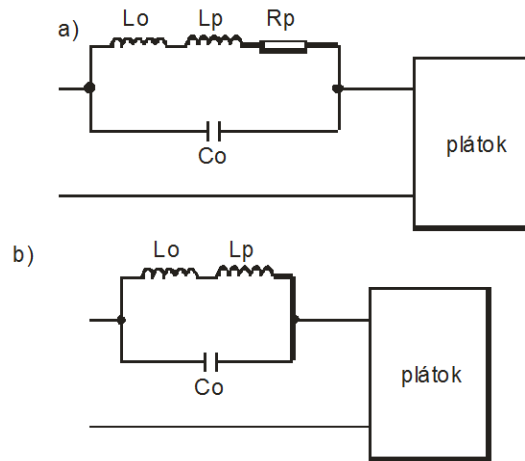


Obr. 1.59: Priame napájanie koaxiálnym vedením

Hlavné nevýhody sú, že pri hrubých substrátoch ($h > 0,02\lambda_0$) napájanie poskytuje úzku šírku pásma a je ťažké urobiť aproximačný model pre výpočty. Návrh aproximačného modelu (ekvivalentného obvodu) v skratke: Väzba medzi koaxiálnym vedením a plátkom ja daná vzťahom

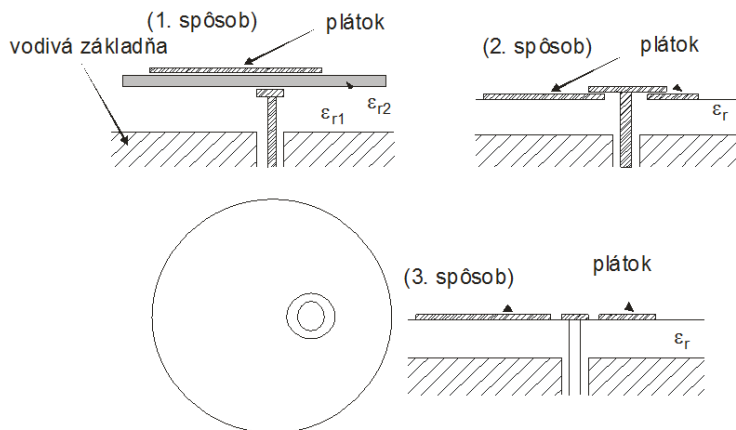
$$Väzba = \iiint_V E_z J_z dv \approx \cos(\pi x_0 / L). \quad (10.112)$$

Teda najsilnejšia väzba nastane vtedy, keď vnútorný vodič koaxiálneho kábla bude napojený na okraji vyžarujúceho plátku. Na Obr. 10.60 sú znázornené aproximačné modely (ekvivalentné obvody): a) pre všeobecnú polohu napojenia vnútorného vodiča koaxiálneho vedenia na plátok a b) pre polohu napojenia na okraji plátku.



Obr. 1.60: Aproximačné modely: (a) pre všeobecnú polohu napojenia, (b) pre polohu napojenia na okraji plátka

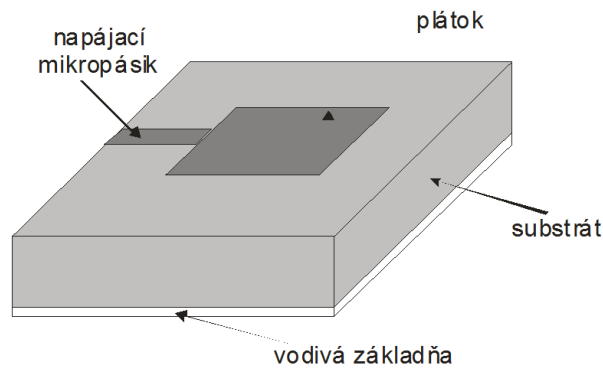
Taktiež otvory na vnútorný vodič musia byť vyvrtané do substrátu a konektor vyčnieva vonku z vodivej roviny, čo spôsobí že anténa nebude mať úplne rovinný tvar. Pri hrubých substrátoch sa samozrejme zväčšuje aj dĺžka vnútorného vodiča koaxiálneho konektora, tým je vstupná impedancia viac induktívneho charakteru a zväčšujú sa problémy s napájaním. Poznáme rôzne metódy kompenzácie induktívneho efektu, z ktorých niekoľko je uvedených na Obr. 10.61.



Obr. 1.61: Kompenzácia induktívneho efektu pri priamom napájaní koaxiálnym vedením

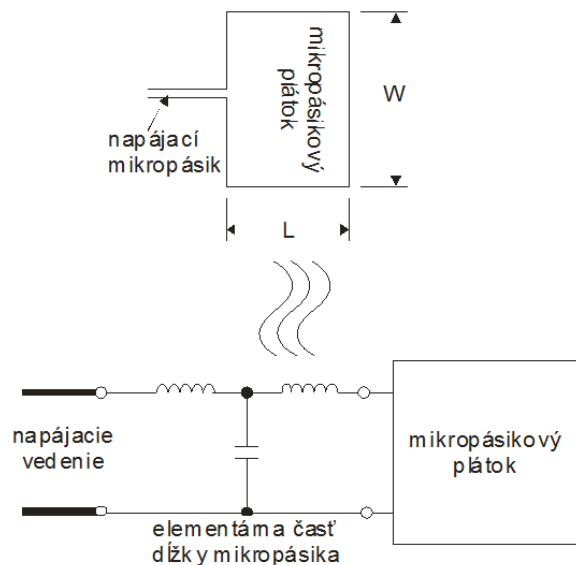
1.5.4.2. Priame napájanie mikropásikovým vedením

V tomto type napájacej techniky je mikropásikové napájacie vedenie napojené priamo na hranu mikropásikového plátka ako je ukázané na Obr. 10.62. Napájací mikropásik má v porovnaní s plátkom menšiu šírku. Takýto druh napájacej zostavy má tú výhodu, že napájanie môže byť vyleptané na tom istom substráte, čo zabezpečí plošnú štruktúru antény. Táto napájacia schéma je veľmi jednoduchá, teda poskytuje jednoduchosť výroby, modelovania a zmeny impedancie.



Obr. 1.62: Priame napájanie mikropásikovým vedením

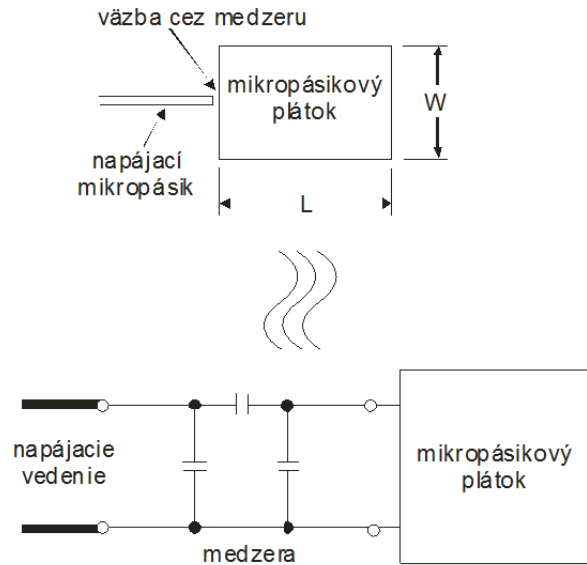
Aproximačný model (ekvivalentný obvod) tohto druhu napájania je na Obr. 10.63. Pri zväčšovaní hrúbky dielektrického substrátu sa zväčšuje parazitné vyžarovanie z vedenia a vznikajú väčšie povrchové vlny, čo zmenší šírku pracovného pásma antény. Vyžarovanie z napájania taktiež vedie k nežiaducemu krížovo polarizovanému vyžarovaniu antény. Ako vidíme, hrubé dielektrické substráty, ktoré poskytujú veľkú šírku pásma, prinášajú pri priamom napájaní mikropásikovým vedením a priamom napájaní koaxiálnym vedením mnohé nevýhody. Tieto nevýhody riešia nekontaktné napájacie techniky popísané ďalej.



Obr. 1.63: Aproximačný (náhradný) model priameho napájania mikropásikovým vedením

1.5.4.3. *Napájanie mikropásikovým vedením väzbou cez medzeru*

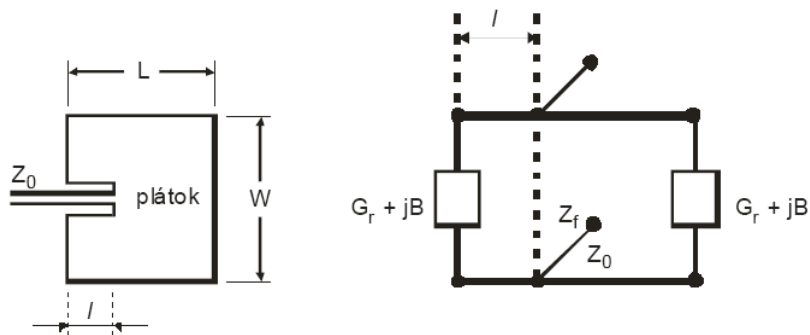
Tato napájacia metóda bola navrhnutá z dôvodu, že nastavenie vstupnej impedancie je jednoduchšie ako pri metóde priameho napojenia mikropásikového vedenia. Medzera musí byť veľmi úzka, aby dochádzalo k dostatočnej väzbe, t.j. prechodu dostatočného množstva energie z napájacieho mikropásika na plátok. Vyrobiť takúto veľmi úzku medzeru presného rozmeru je náročné. Približný aproximačný model (ekvivalentný obvod) tohto druhu napájania je zobrazený na Obr. 10.64.



Obr. 1.64: Aproximačný (náhradný) model napájania mikropásikovým vedením väzbou cez medzeru

1.5.4.4. Priame vsunuté napájanie mikropásikovým vedením

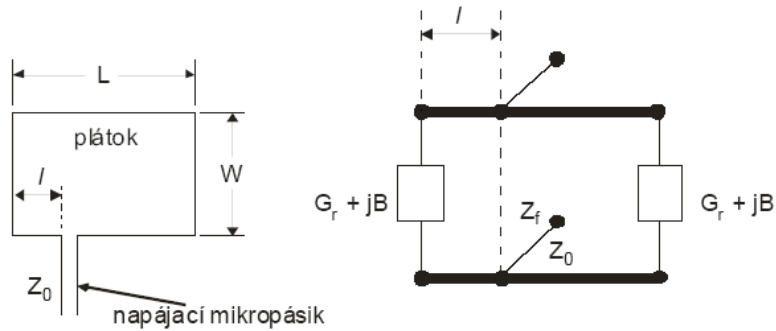
Tento typ napájacej techniky patrí medzi koplanárny druh napájania. Účelom vsunutého napájania plátka je zmeniť impedanciu napájacieho mikropásiku na hrane plátka bez potreby iných prídavných obvodových prvkov. Zmena impedancie sa dosiahne správnou pozíciou vsunutia mikropásiku do plátka. Touto metódou sa dá nastaviť vstupná impedancia ešte ľahšie ako pri metóde napájania mikropásikovým vedením väzbou cez medzeru. Nevýhodou je horšia smerová charakteristika. Technika vsunutého napájania je znázornená na Obr. 10.65.



Obr. 1.65: Priame vsunuté napájanie mikropásikovým vedením

1.5.4.5. Priame asymetrické napájanie mikropásikovým vedením

Je veľmi podobné vsunutému napájaniu. Dá sa taktiež ľahko nastaviť vstupná impedancia. Vyžarovanie z plátka pri takomto asymetrickom pripojení napájacieho mikropásiku je tiež nesúmerné. Metóda napájania je načrtnutá na Obr. 10.66.

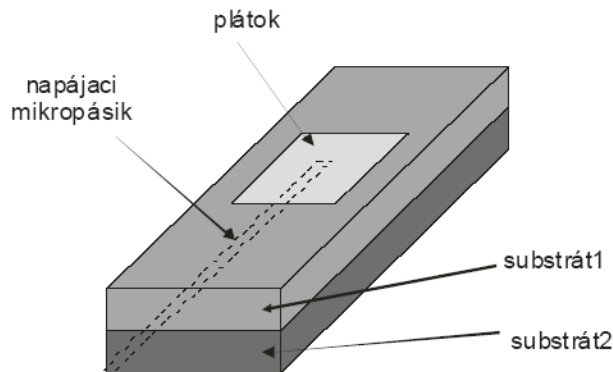


Obr. 1.66: Priame asymetrické napájanie mikropásikovým vedením

1.5.4.6. Napájanie viazané tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia

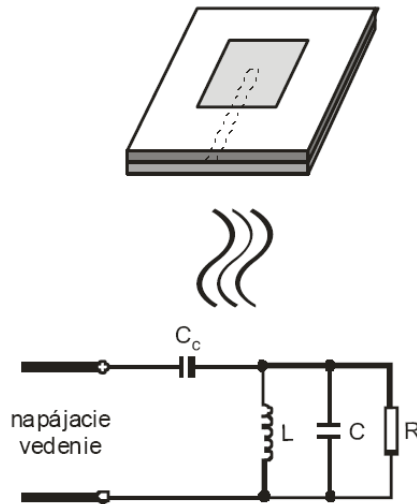
Tento typ napájacej techniky je taktiež nazývaný ako systém elektromagnetickej väzby. Ako je ukázané na Obr. 10.67, sú použité dva dielektrické substráty tak, že napájací mikropásik je umiestnený medzi dvomi substrátmi a vyžarujúci plátok je na vrchu horného substrátu.

Najväčšia výhoda tejto napájacej techniky je, že eliminuje parazitné vyžarovanie z napájania a poskytuje veľkú šírku pracovného pásma antény (až 13%), ktoré je dané celkovým zväčšením hrúbky mikropásikovej patch antény. Táto technika zabezpečuje výber medzi dvomi dielektrickými materiálmi, jeden pre plátok a jeden pre napájací mikropásik na optimalizovanie ich individuálnych charakteristík. Voľba parametrov dielektrických materiálov sa robí na základe dĺžky napájacieho mikropásika a pomeru šírky plátka ku vzdialenosti plátka od mikropásika.



Obr. 1.67: Napájanie viazané tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia

Približný aproximačný model (ekvivalentný obvod) je na Obr. 10.68. Hlavná nevýhoda tejto metódy napájania je v jej náročnej výrobe, pretože dve dielektrické vrstvy je potrebné precízne uložiť. Taktiež kvôli dvom vrstvám substrátu je celková hrúbka antény väčšia.



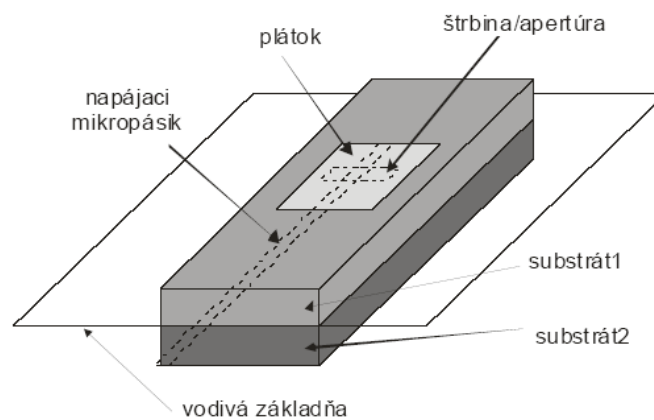
Obr. 1.68: Aproximačný (náhradný) model napájania viazaného tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia

1.5.4.7. Napájanie viazané apertúrou

V tomto type napájacej techniky vyžarujúci plátok a napájací mikropásik sú oddelené vodivou základňou, ako je zobrazené na Obr. 10.69.

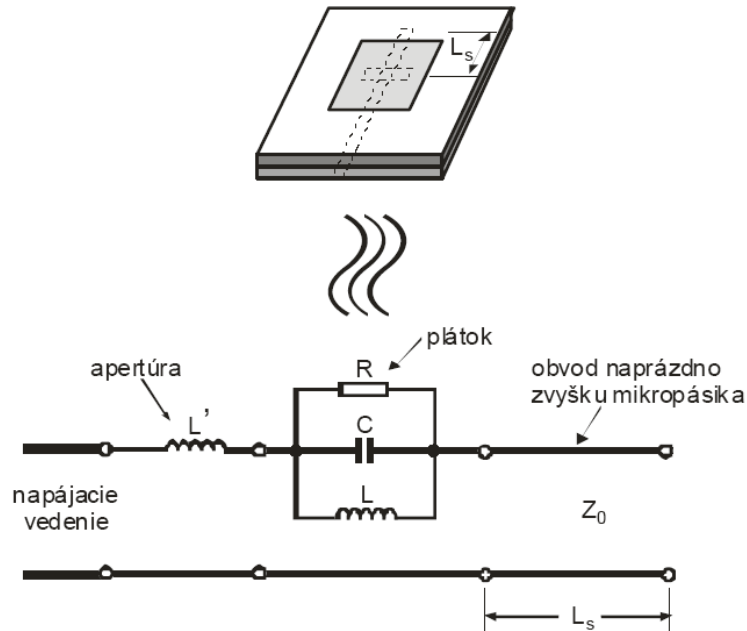
Väzba medzi vyžarujúcim plátkom a napájacím mikropásikom je tvorená cez štrbinu alebo cez nejakú apertúru vo vodivej základni. Štrbina väzby napájania je zvyčajne sústredná s plátkom, čo vedie k zníženiu krížovej polarizácie na základe symetrie tejto konfigurácie. Veľkosť väzby medzi napájacím mikropásikom a plátkom je určená tvarom, veľkosťou a uložením štrbiny. Väzba je sprostredkovaná magnetickým poľom a je daná vzťahom

$$Väzba = \iiint_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} dv \approx \sin(\pi x_0 / L) . \quad (10.113)$$



Obr. 1.69: Napájanie viazané apertúrou

Približný aproximačný model (ekvivalentný obvod) je na Obr. 10.70. Pretože vodivá základňa oddeľuje plátok a mikropásik, bude parazitné vyžarovanie z vedenia minimalizované. Väčšinou pre dolný substrát sa používa materiál s veľkou dielektrickou konštantou a pre horný substrát materiál s nízkou dielektrickou konštantou a väčšou hrúbkou pre optimalizovanie vyžarovania z plátka. Hlavná nevýhoda tejto napájacej techniky je jej zložitá výroba zapríčinená mnohonásobnými vrstvami, ktoré tiež zväčšia hrúbku antény. Táto napájacia schéma poskytuje úzku šírku pracovného pásma.



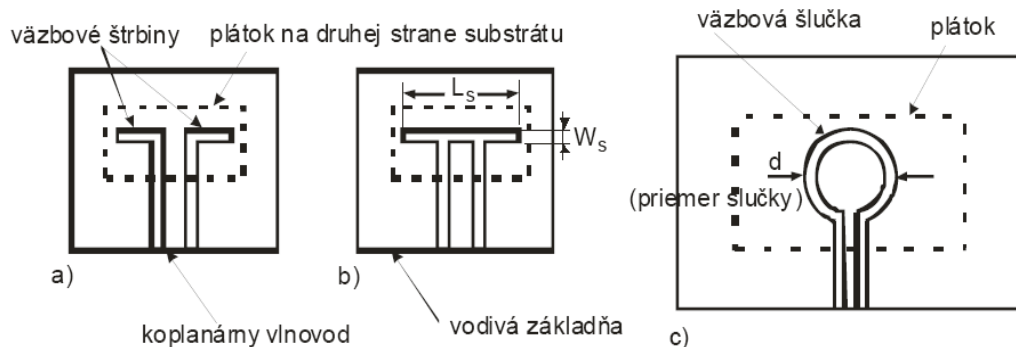
Obr. 1.70: Aproximačný model napájania viazaného apertúrou

1.5.4.8. Napájanie koplanárnym vlnovodom

S takýmto druhom napájania sa dosahuje veľmi nízka úroveň parazitného vyžarovania a anténa vyžaruje len do polpriestoru. Štruktúra napájania je jednovrstvová pričom vyžarujúce plátky sú na druhej strane substrátu. Väzba medzi vyžarujúcim plátkom a zdrojom signálu je sprostredkovaná magnetickým poľom.

Poznáme tri základné typy napájania mikropásikovej patch antény koplanárnym vlnovodom, ktoré sú zobrazené na Obr. 10.71:

- induktívna väzba vytvorená rozdelením väzbových výrezov na dve pri koplanárnom vlnovode,
- kapacitná väzba medzi plátkom a štrbinou (výrezom),
- väzba cez prstencovú štrbinu, ktorá redukuje spätné vyžarovanie zo štrbiny.



Obr. 1.71: Napájanie koplanárnym vlnovodom: (a) indukívna väzba, (b) kapacitná väzba, (c) väzba cez prstencovú štrbinu

1.5.4.9. Porovnanie rôznych napájacích techník

Tab. 1.4: Porovnanie jednotlivých napájacích techník mikropásikových antén

Typ napájania Charakteristika	Priame napájanie koaxiálnym vedením	Priame napájanie mikropásikovým vedením	Priame asymetrické napájanie mikropásikovým vedením	Napájanie mikropásikovým vedením väzbou cez medzeru
parazitné vyžarovanie z napájania	väčšie	menšie	menšie	väčšie
rýdzosť polarizácie	slabá	dobrá	slabá	slabá
náročnosť výroby	potrebné vŕtanie a spájkovanie	ľahká	ľahká	ľahká
spoľahlivosť	slabá kvôli spájkovaniu	lepšia	lepšia	lepšia
stanovenie vstupnej impedancie	ľahké	ťažšie	ľahké	ľahké
šírka pásma (dosiahnutá stanovením vstupnej impedancie)	2-5%	9-12%	2-5%	2-5%
Typ napájania Charakteristika	Priame vsunuté napájanie mikropásikovým vedením	Napájanie viazané tesnou blízkosťou mikropásikového vedenia	Napájanie viazané apertúrou	Napájanie koplanárnym vlnovodom (CPW)
parazitné vyžarovanie z napájania	väčšie	väčšie	väčšie	menšie
rýdzosť polarizácie	slabá	slabá	výborná	dobrá
náročnosť výroby	ľahká	požadujú sa precízne nastavenia	požadujú sa precízne nastavenia	požadujú sa precízne nastavenia
spoľahlivosť	lepšia	dobrá	dobrá	dobrá
stanovenie vstupnej impedancie	ľahké	ľahké	ľahké	ľahké
šírka pásma (dosiahnutá stanovením vstupnej impedancie)	2-5%	13%	21%	3%