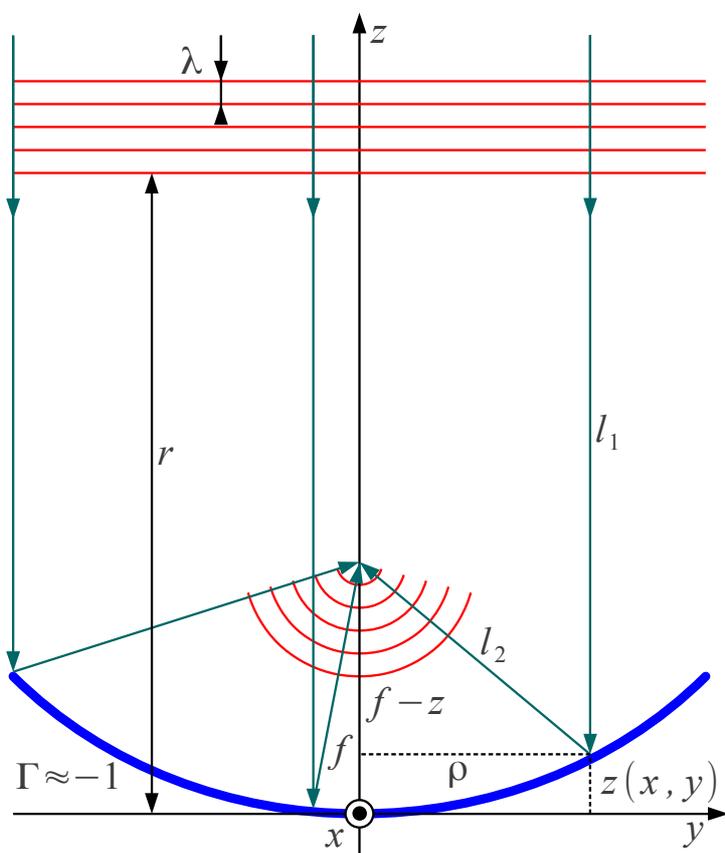


10. Zbiralna zrcala

Izmed različnih ukrepov za odpravljanje kvadratne napake faze so zbiralna zrcala za radijske valove še najbolj podobna zbiralnim zrcalom za vidno svetlobo. Radijska zrcala so učinkovitejša od kovinskih zrcal za svetlobo. Od kovine se odbije približno $P_0 \approx 80\% P_V$ ali -1dB vpadne svetlobe. Površina kovine je dosti boljše zrcalo za radijske valove, odbojnost dosega $\Gamma \approx -1$, da se odbije skoraj vsa vpadna moč.

Kvadratno napako faze popravlja zbiralno zrcalo. Zbiralno zrcalo je ukrivljena kovinska ploskev z dvema dimenzijama, torej načeloma lažja in cenejša od tri-dimenzijske dielektrične leče. Povrhu je delovanje kovinskega zrcala neodvisno od frekvence za razliko od frekvenčno zelo odvisnih umetnih dielektrikov.

Obliko zbiralnega zrcala dobimo iz pogoja, da so vsi žarki od izbrane ravne valovne fronte do gorišča zrcala enako dolgi $l_1 + l_2 = \text{konst.}$, kar pretvori ravninski val v krogelni val ali obratno:



Zbiralno zrcalo

$$l_1 + l_2 = \text{konst.} = r + f$$

$$l_1 = r - z$$

$$l_2 = \sqrt{(f - z)^2 + \rho^2}$$

$f \equiv$ goriščna razdalja

$$r - z + \sqrt{(f - z)^2 + \rho^2} = r + f$$

$$\sqrt{(f - z)^2 + \rho^2} = f + z$$

$$(f - z)^2 + \rho^2 = (f + z)^2$$

$$f^2 - 2fz + z^2 + \rho^2 = f^2 + 2fz + z^2$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$$

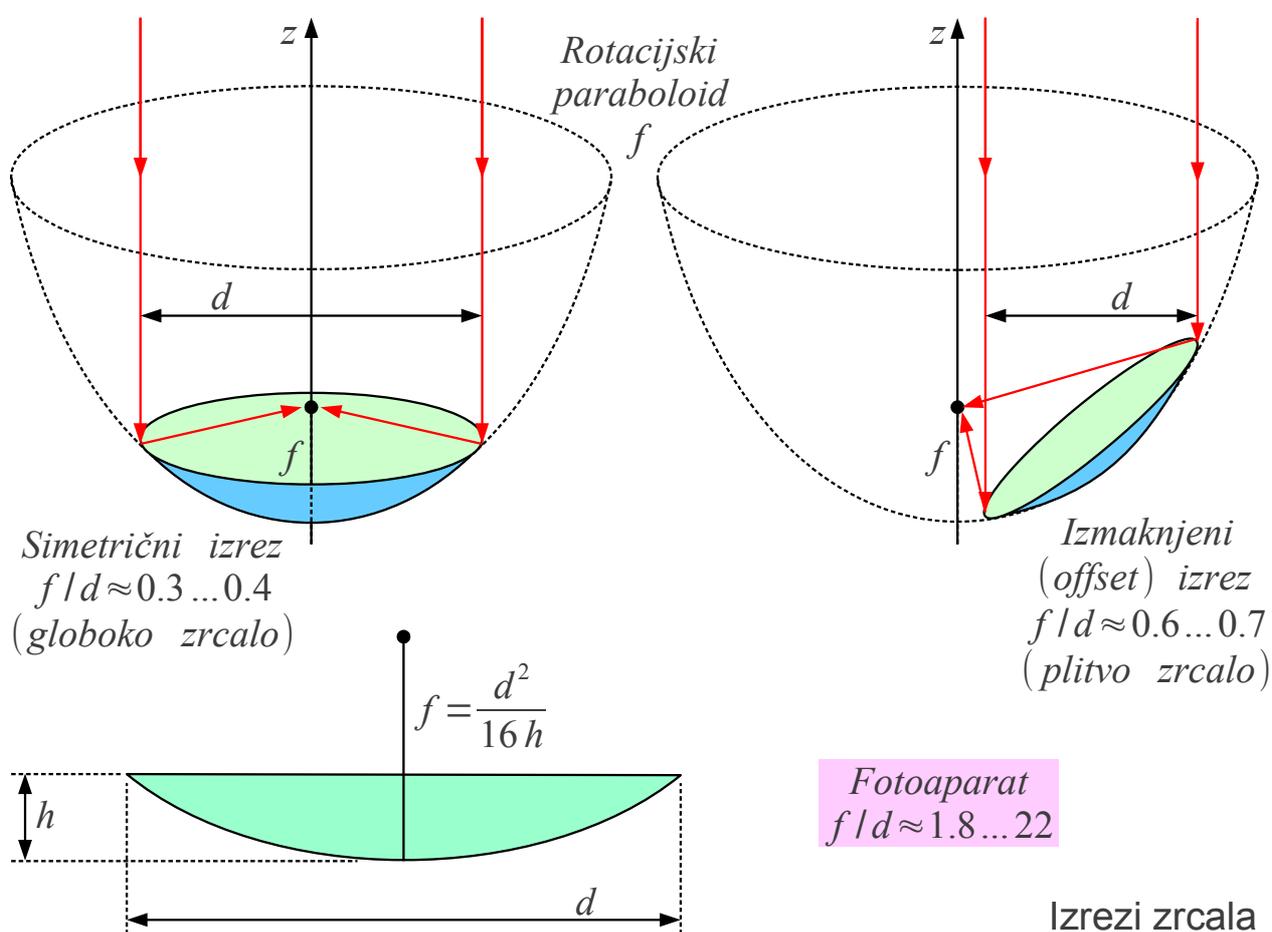
$$\rho^2 = 4fz = x^2 + y^2$$

Rotacijski paraboloid:

$$z(x, y) = \frac{x^2 + y^2}{4f}$$

Matematična krivulja, ki ima eno gorišče na končni razdalji f in drugo gorišče v neskončnosti, je v dveh dimenzijah parabola. V treh dimenzijah krivuljo nadomesti ploskev vrtenina, to je rotacijski paraboloid. Krivuljo v dveh dimenzijah oziroma ploskev v treh dimenzijah določa ena skalarna enačba, na primer $z(x, y) = (x^2 + y^2) / (4f)$.

Rotacijski paraboloid je neskončno velika ploskev. Neskončno velike naprave v praksi ne moremo izdelati. Izdelamo lahko kvečjemu del ploskve, ki jo izrežemo iz teoretskega paraboloida. V radijskih antenah se večinoma uporabljata dva izreza, simetrični izrez in izmaknjeni (angleško: offset) izrez:

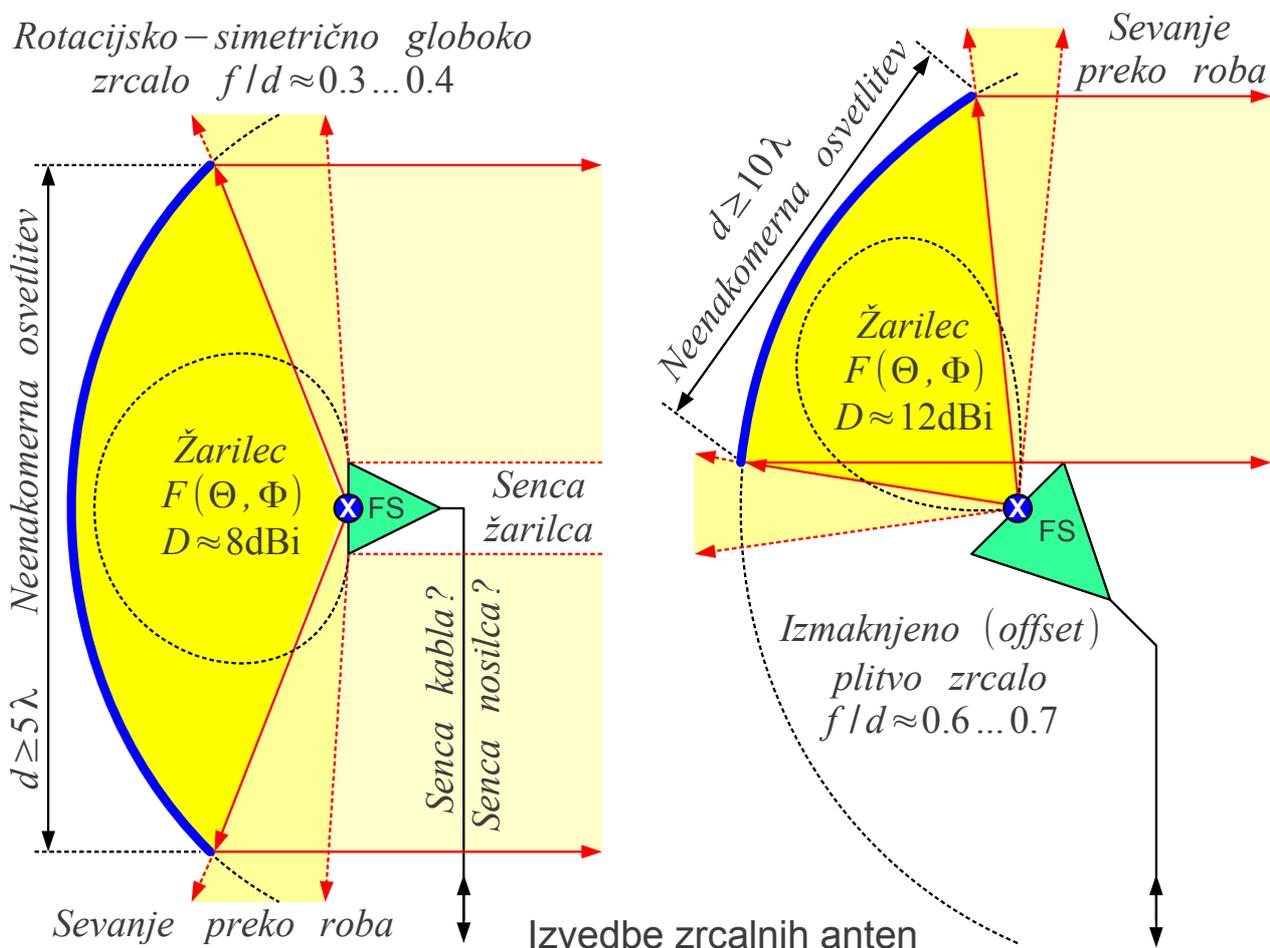


Oba izreza sta največkrat krožne oblike premera d . Izreza sta lahko eliptične oblike, ko želimo sploščen snop sevanja. Kvadratne izreze oziroma izreze drugačnih oblik je težje izdelati in še težje učinkovito osvetliti s primernim žarilcem. Pri krožnem simetričnem izrezu velja preprosta povezava med goriščnico in globino zrcala $f = d^2 / (16h)$.

Rotacijsko-simetrična zrcala so večinoma globoka zrcala z razmerjem $f/d \approx 0.3 \dots 0.4$, kar za izbrano površino daje kompaktno anteno.

Izmaknjena zrcala so plitvejša z razmerjem $f/d \approx 0.6 \dots 0.7$. Vsa ta razmerja so majhna v primerjavi s tistim, česar smo navajeni v optiki. Zaslونka fotoaparata nastavlja $f/d \approx 1.8 \dots 22$.

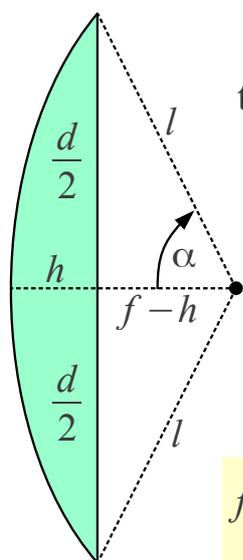
Žarilec moramo pred zrcalo namestiti tako, da fazno središče žarilca sovpada z goriščem zrcala:



Vsaka izvedba zrcalne antene ima svoje omejitve. Smerni diagram žarilca ni idealen. Površina zrcala ni osvetljena enakomerno. Nekaj sevanja žarilca uhaja tudi preko roba zrcala (angleško: spillover). Pri rotacijsko-simetričnem zrcalu se ne moremo izogniti senci žarilca kot tudi njegovih nosilcev in priključnega voda. Izmaknjeno zrcalo se sicer izogiblje senci žarilca, ima pa zaradi bolj položnega vpada valovanja večjo površino in zahteva daljši nosilec žarilca.

Velikost žarilca in učinek njegove sence postavlja najmanjše smiselne izmere globokega rotacijsko simetričnega zrcala $d \geq 5\lambda$. Plitvo izmaknjeno zrcalo ima večji f/d , kar zahteva večji žarilec in postavlja smiselne izmere izmaknjenega zrcala nad $d \geq 10\lambda$. Zbiralno zrcalo ni smiselna izbira za majhne antene, kjer drugačna zasnova antene daje enako smernost z manj stranskimi snopi in predvsem z manj materiala za nižjo ceno.

Lastnosti zrcalne antene so v veliki meri odvisne od načine osvetlitve in uporabljenega žarilca. Zahteve za žarilec najlažje določimo pri rotacijsko-simetričnem zrcalu. Iz razmerja f/d lahko določimo kot 2α , ki mora ustrezati snopu sevanja žarilca:



$$\tan \alpha = \frac{\frac{d}{2}}{f-h} = \frac{\frac{d}{2}}{f - \frac{d^2}{16f}} = \frac{2 \cdot \frac{d}{4f}}{1 - \left(\frac{d}{4f}\right)^2}$$

$$h = \frac{d^2}{16f}$$

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{d}{4f}$$

$$\tan \alpha = \frac{2 \tan \frac{\alpha}{2}}{1 - \left(\tan \frac{\alpha}{2}\right)^2}$$

$$f/d = \frac{1}{4 \tan \frac{\alpha}{2}}$$

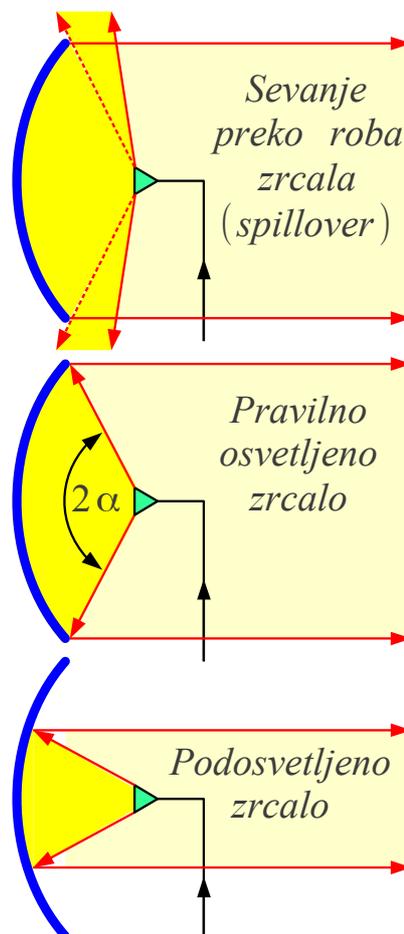
$$\alpha = 2 \arctan \frac{1}{4(f/d)}$$

$$l = \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (f-h)^2} = f \left[1 + \left(\frac{1}{4(f/d)}\right)^2 \right]$$

Zgled $f/d = 0.4 \rightarrow \alpha \approx 1.12 \text{rd} \approx 64^\circ \quad 2\alpha \approx 128^\circ$

$$l \approx 1.39f \rightarrow 20 \log_{10}(l/f) \approx 2.86 \text{dB}$$

Osvetlitev zrcala



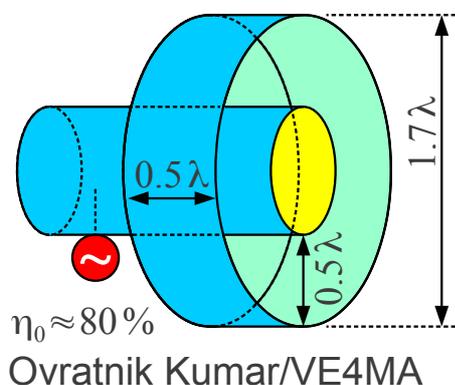
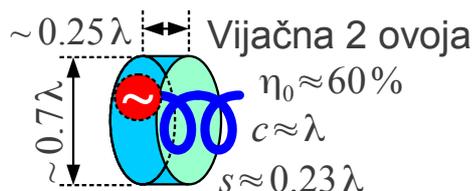
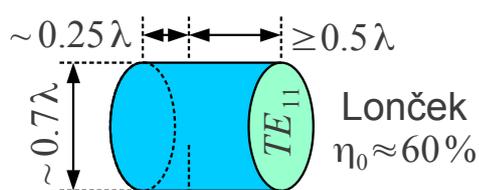
Pri osvetlitvi zrcala moramo upoštevati, da se razdalja med žarilcem in površino zrcala spreminja od najnižje vrednosti f v temenu zrcala vse do l na robu zrcala. Pri globokih rotacijsko simetričnih zrcalih

$f/d \approx 0.3 \dots 0.4$ povečana razdalja prinese do $\Delta a \approx -3 \text{dB} \dots -4 \text{dB}$ več slabljenja do roba zrcala glede na teme.

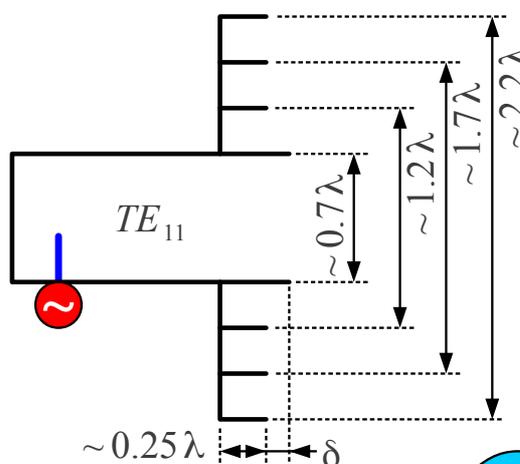
Preprosti žarilci imajo zvezno funkcijo smernega diagrama $F(\Theta, \Phi)$, ki počasi upada od smeri največjega sevanja v osi. Z upoštevanjem neenakomerne osvetlitve površine zrcala, sevanja preko roba in sence žarilca izkoristek osvetlitve odprtine dosega komaj $\eta_0 \approx 50\% \dots 60\%$, ko osvetlitev na robu zrcala upade za približno $a \approx -10 \text{dB}$ glede na središče zrcala. Upadanje osvetlitve vključuje okoli -6dB upadanja smernega diagrama žarilca $F(\Theta, \Phi)$ ter učinek povečane razdalje do roba zrcala $l > f$.

Visoko slabljenje stranskih snopov sevanja zrcalne antene zahteva večje upadanje osvetlitve vse do $a \approx -15\text{dB} \dots -20\text{dB}$ na robu zrcala. Pri vesoljskih komunikacijah predstavlja veliko omejitev toplotni šum. Satelitske antene pogosto načrtujemo za upadanje osvetlitve $a \approx -15\text{dB}$ na robu zrcala, da pogled žarilca preko roba ne sprejema toplotnega šuma vroče okolice $T_Z \approx 290\text{K}$ na Zemlji. Znižanje toplotnega šuma na raven hladnega neba $T_N \approx 10\text{K}$ je v tem primeru bolj pomembno od manjše izgube smernosti sprejemne antene.

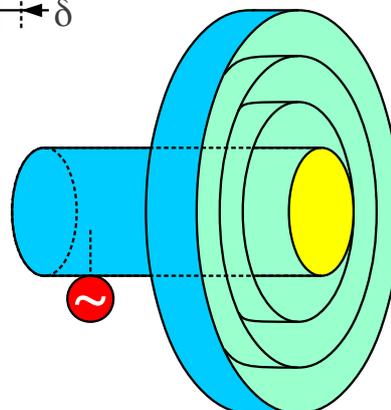
Smernost žarilca je v velikostnem razredu $D \approx 8\text{dBi}$ za osvetlitev globokega zrcala $f/d \approx 0.3 \dots 0.4$. Za osvetlitev majhnega $d \approx 5\lambda$ zrcala je smiselno uporabiti čim manjši žarilec, da je njegova senca čim manjša. V ta namen lahko uporabimo votlinsko anteno "lonček" oziroma prehod iz koaksialnega kabla na krožni valovod. Podobne lastnosti ima tudi krajša vijačna antena na dva ovoja. V obeh primerih lahko računamo na izkoristek osvetlitve okoli $\eta_0 \approx 60\%$. Pri krožni polarizaciji ne smemo pozabiti, da odboj od zrcala menja smer krožne polarizacije!



Žarilci za globoka zrcala



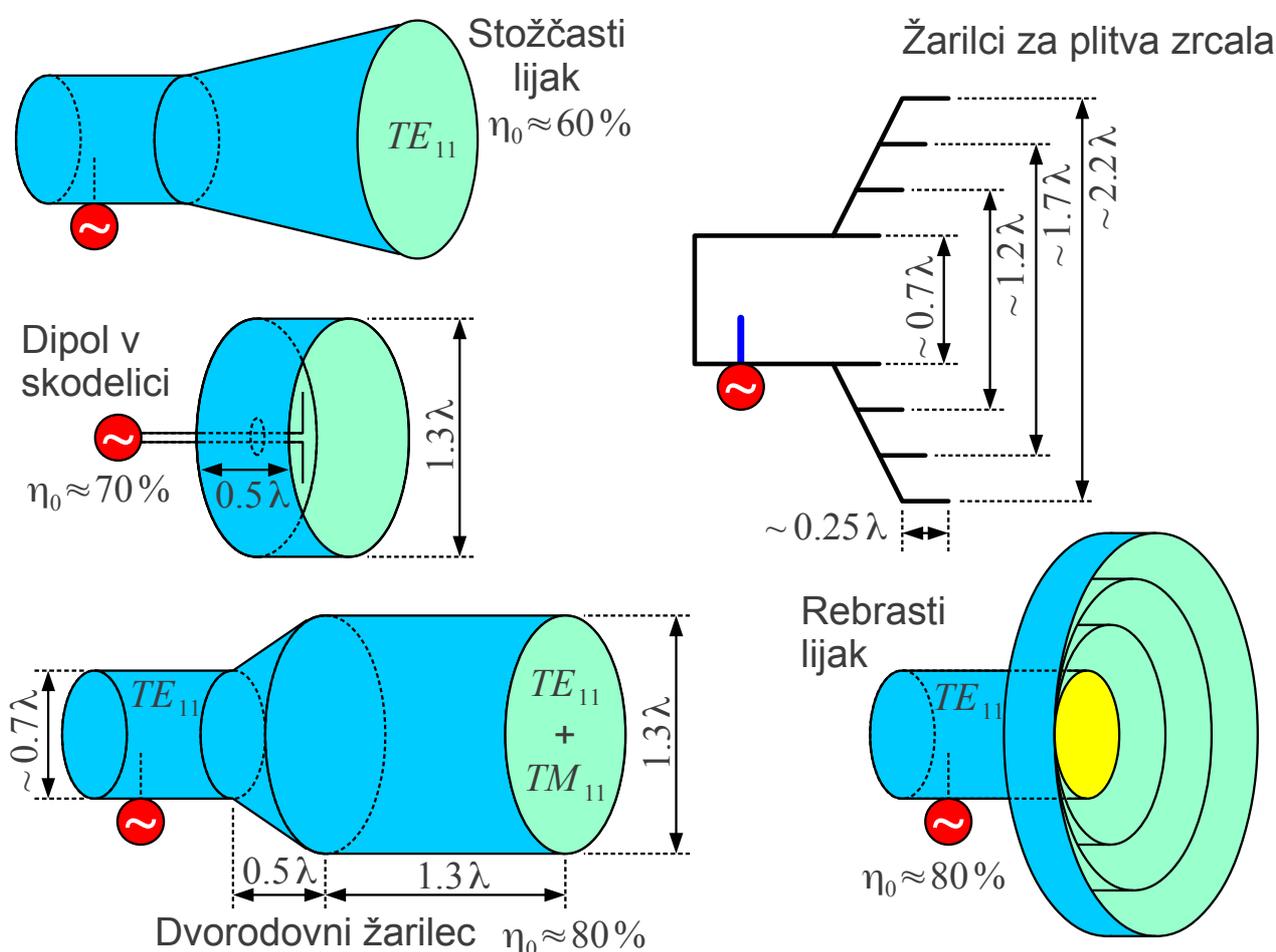
Rebrasta prirobnica
 $\eta_0 \approx 80\%$



Pri večji globokih zrcalih $d \geq 10\lambda$ si lahko privoščimo večji žarilec, ki omogoča bolj enakomerno osvetlitev zrcala z izkoristkom do $\eta_0 \approx 80\%$.

Preprosta rešitev je ovratnik globine $\lambda/2$ in širine $\lambda/2$, ki ga je izumil Akhileshwar Kumar leta 1978, med radioamaterje pa razširil VE4MA. Širši frekvenčni pas pokrije rebrasta prirobnica (angleško: corrugated flange), ki jo namestimo na krožni valovod. Odmik prirobnice δ od odprtine valovoda pri tem omogoča manjše popravke kota sevanja 2α žarilca.

Plitva (izmaknjena) zrcala $f/d \approx 0.6 \dots 0.7$ zahtevajo večje žarilce z višjo smernostjo okoli $D \approx 12 \text{dBi}$. Stožčasti kovinski lijak pri tem dosega izkoristek osvetlitve okoli $\eta_0 \approx 60\%$ zaradi nesimetrije osnovnega valovodnega rodu TE_{11} . Boljši izkoristek osvetlitve doseže dipol v skodelici. Še boljši izkoristek osvetlitve okoli $\eta_0 \approx 80\%$ doseže dvorodovni žarilec:



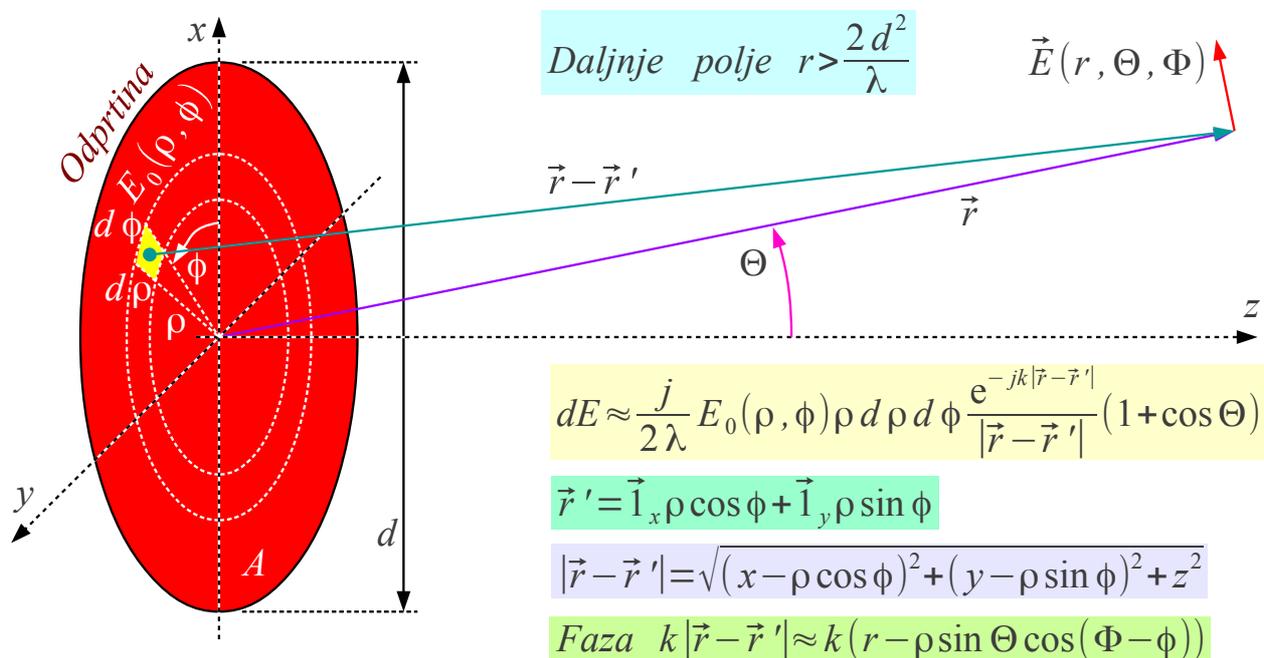
V dvorodovnem žarilcu krožni valovod hitro razširimo, da poleg osnovnega rodu TE_{11} vzbudimo še višji rod TM_{11} v širši cevi. Zaradi različnih faznih konstant $\beta_{TM11} < \beta_{TE11}$ lahko s skrbno izbiro dolžine širše cevi natančno nastavimo medsebojno fazo obeh rodov. Opisana rešitev dobro deluje v ozkem frekvenčnem pasu.

Širokopasovna rešitev za vsa zrcala je rebrasti lijak (angleško:

corrugated horn). Rebrasta prirobnica je navsezadnje samo široko odprt rebrasti lijak. Rebrasta površina ima krožne utore globine $\lambda/4$. Utori preslikajo kratek stik v odprte sponke, kar preprečuje ploskovne tokove $\vec{K}=0$ oziroma tangencialno komponento magnetnega polja ob steni $\vec{H}_t=0$. Kovinski grebeni med utori preprečujejo tangencialno komponento električnega polja $\vec{E}_t=0$.

Rebraste stene valovoda oziroma lijaka se pri gostoti najmanj tri rebra na valovno dolžino (boljše več) obnašajo enako za električno in magnetno polje. Osnovni rod v takšnem valovodu oziroma lijaku je hibridni rod HE_{11} , ki ima zelo lepo simetrično porazdelitev električnega in magnetnega polja ter lep, rotacijsko-simetričen smerni diagram. Rebrasti žarilec oziroma angleško "scalar feed" dosega izkoristek osvetlitve zrcala okoli $\eta_0 \approx 80\%$ za globoka in plitva zrcala in celo še več pri dvo-zrcalnih antenah.

Sevanje zrcalne antene $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(r, \Theta, \Phi)$ običajno računamo kot sevanje krožne odprtine. Osvetlitev odprtine $E_0(\rho, \phi)$ običajno zapišemo z valjnimi koordinatami na površini zrcala A :



$$dE \approx \frac{j}{2\lambda} E_0(\rho, \phi) \rho d\rho d\phi \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \Theta) e^{jk\rho \sin \Theta \cos(\Phi - \phi)}$$

$$E = E(r, \Theta, \Phi) = \iint_A dE \approx \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \Theta) \int_0^{d/2} \int_0^{2\pi} E_0(\rho, \phi) e^{jk\rho \sin \Theta \cos(\Phi - \phi)} \rho d\rho d\phi$$

Sevanje krožne odprtine

Osvetlitev odprtine $E_0(\rho, \phi)$ je lahko zelo komplicirana funkcija. Pri rotacijsko-simetričnem zrcalu moramo pri osvetlitvi upoštevati celo senco žarilca! Valovanje, ki ga zasenči žarilec, sicer ne izgine v nič, pač pa ga opazimo kot odbiti val, ki kazi impedančno prilagoditev linearno-polariziranega žarilca oziroma povzroči presluh med levo in desno krožno polarizacijo za velikost odbojnosti:

$$|\Gamma| \approx \frac{G\lambda}{4\pi f} \quad G \equiv \text{dobitek žarilca}$$

Pri velikih zrcalih $d > 30\lambda$ je pojav zanemarljiv. Protiukrep pri manjših zrcalih $d < 30\lambda$ je majhen kovinski disk v temenu simetričnega zrcala. Disk je po velikosti primerljiv žarilcu. Razdaljo med diskom in površino zrcala nastavimo tako, da je odboj od zrcala nazaj v žarilec najmanjši.

Enakomerno osvetlitev zrcala brez sence žarilca in drugih napak je zelo težko doseči. Kljub temu izpeljava sevanja in smernega diagrama enakomerno osvetljene krožne odprtine brez napake faze veliko pove o obnašanju zrcalnih anten:

$$E_0(\rho, \phi) = \text{konst.} = C$$

$$J_n(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m t^{2m+n}}{2^{2m+n} m!(m+n)!}$$

$$E = \frac{j}{2\lambda} C \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \Theta) \int_0^{d/2} \int_0^{2\pi} e^{jk\rho \sin \Theta \cos(\Phi - \phi)} \rho d\rho d\phi$$

$$\int_0^{2\pi} e^{jt \cos \phi} d\phi = 2\pi J_0(t)$$

$$E = \frac{j}{\lambda} C \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \cos \Theta}{2} \int_0^{d/2} 2\pi J_0(k\rho \sin \Theta) \rho d\rho$$

$$\frac{d}{dt} [t^n J_n(t)] = t^n J_{n-1}(t)$$

$$\int_0^{d/2} 2\pi J_0(k\rho \sin \Theta) \rho d\rho = 2\pi \left[\rho \frac{J_1(k\rho \sin \Theta)}{k \sin \Theta} \right]_0^{d/2} = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \frac{2 J_1 \left(\frac{kd}{2} \sin \Theta \right)}{\frac{kd}{2} \sin \Theta}$$

$$A = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2$$

$$\frac{kd}{2} = \frac{\pi d}{\lambda}$$

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{1 + \cos \Theta}{2} \frac{2 J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \Theta \right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \Theta}$$

$$E = \frac{j}{\lambda} C A \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \cos \Theta}{2} \frac{2 J_1 \left(\frac{kd}{2} \sin \Theta \right)}{\frac{kd}{2} \sin \Theta}$$

$$J_1(t) = 0 \rightarrow t \approx 3.8318$$

Enakomerno osvetljen krog

$$\alpha_{-3\text{dB}} \approx \Theta_0 \approx \arcsin \Theta_0 \approx \frac{3.8318\lambda}{\pi d} \approx 1.22 \frac{\lambda}{d}$$

Integracija po kotu ϕ je povsem enaka definiciji Besselove funkcije $J_0(t)$. Integracija po polmeru ρ daje funkcijo oblike $2J_1(t)/t$, ki v valjnih koordinatah zamenja $\sin(x)/x$ iz kartezičnih koordinat. Obe funkciji sicer izgledata podobno. Pri enakomerno osvetljeni krožni odprtini je prvi stranski snop bolj zadušen za približno -17.6dB glede na glavni snop sevanja, ko smemo zanemariti $1 + \cos \Theta$ Huygensovega izvora.

Smer prve ničle smernega diagrama je preprosto določiti $\Theta_0[\text{rd}] \approx \arcsin \Theta_0 \approx 1.22 \lambda/d$ v primeru enakomerno osvetljene krožne odprtine. Obrazec ima široko področje uporabe, od določanja ločljivosti optičnih daljnogledov do ocene širine -3dB snopa sevanja zrcalne antene približno $\alpha_{-3\text{dB}} \approx \Theta_0$.

Kljub temu, da je glavna naloga zbiralnega zrcala popraviljanje kvadratne napake faze, smerni diagram in smernost krožne odprtine največkrat kazi prav kvadratna napaka faze. Sevanje krožne odprtine premera d zato izpeljemo za primer konstante jakosti osvetlitve C in napako faze, ki narašča sorazmerno kvadratu oddaljenosti od osi odprtine ρ^2 vse do vrednosti $\Delta\phi$ na robu odprtine:

$$E_0(\rho, \phi) = C e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2}$$

$$\int_0^{2\pi} e^{jt \cos \phi} d\phi = 2\pi J_0(t)$$

$$E = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \Theta) \int_0^{d/2} \int_0^{2\pi} C e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2} e^{jk\rho \sin \Theta \cos(\Phi - \phi)} \rho d\rho d\phi$$

$$E = \frac{j}{\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \cos \Theta}{2} \int_0^{d/2} C e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2} 2\pi J_0(k\rho \sin \Theta) \rho d\rho$$

$$A = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2$$

$$E = \frac{j}{\lambda} C A \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \cos \Theta}{2} \left[\frac{8}{d^2} \int_0^{d/2} e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2} J_0(k\rho \sin \Theta) \rho d\rho \right]$$

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{1 + \cos \Theta}{2} \left[\frac{8}{d^2} \int_0^{d/2} e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2} J_0(k\rho \sin \Theta) \rho d\rho \right]$$

$$\Theta = 0 \rightarrow \cos \Theta = 1 \quad J_0(k\rho \sin \Theta) = 1 \quad u = (2\rho/d)^2$$

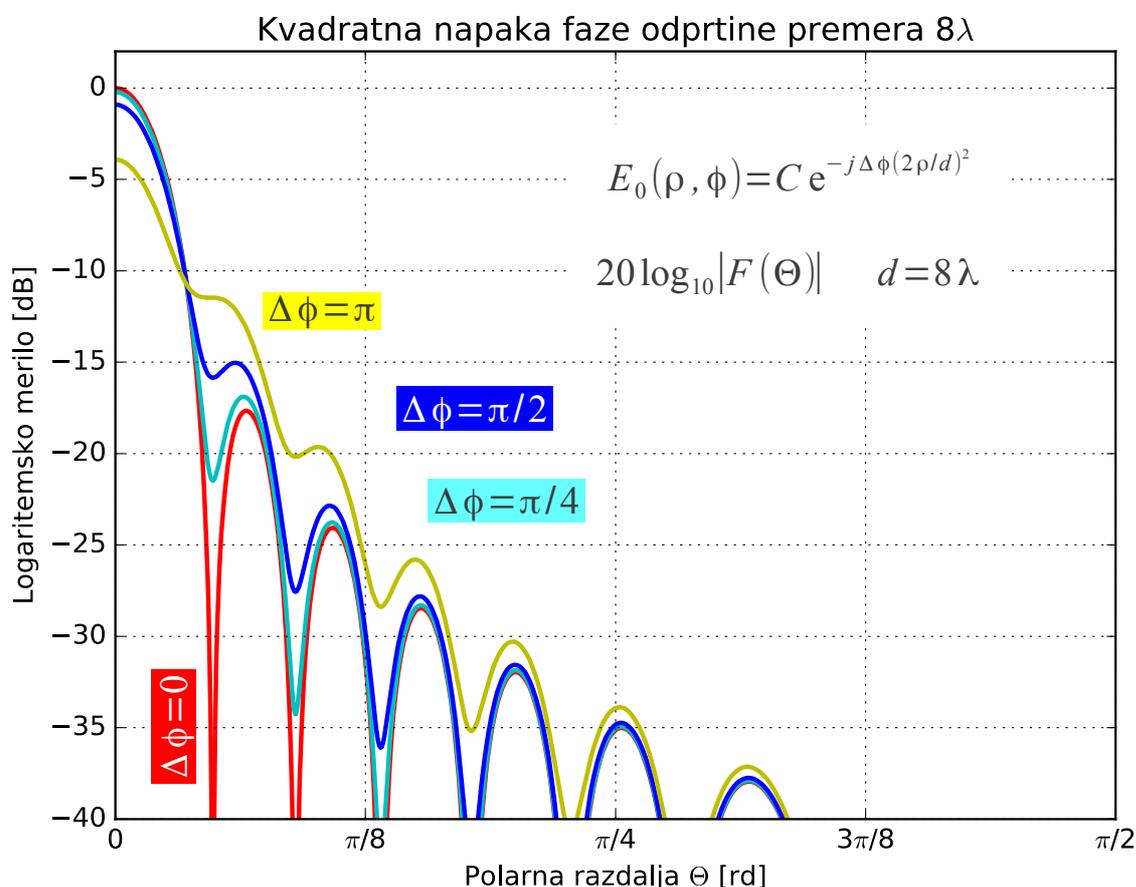
$$F(\Theta = 0) = \frac{8}{d^2} \int_0^{d/2} e^{-j\Delta\phi(2\rho/d)^2} \rho d\rho = \int_0^1 e^{-j\Delta\phi u} du = \frac{e^{-j\Delta\phi} - 1}{-j\Delta\phi} = e^{-j\Delta\phi/2} \frac{\sin(\Delta\phi/2)}{\Delta\phi/2}$$

Kvadratna napaka faze

$$\Delta D_{[\text{dB}]} = 20 \log_{10} |F(\Theta = 0)| = 20 \log_{10} \left| \frac{\sin(\Delta\phi/2)}{\Delta\phi/2} \right|$$

Integracija po polmeru ρ v splošnem ni analitsko rešljiva z izjemo osi $\Theta=0$ krožne odprtine. Na osi krožne odprtine preko integracije polja preprosto izračunamo izgubo smernosti, dobotka oziroma moči kot funkcijo napake faze $\Delta\phi$. Rezultat računa smo uporabili že v poglavju o meritvah anten pri določanju Fraunhoferjevega pogoja oziroma Rayleighjeve razdalje.

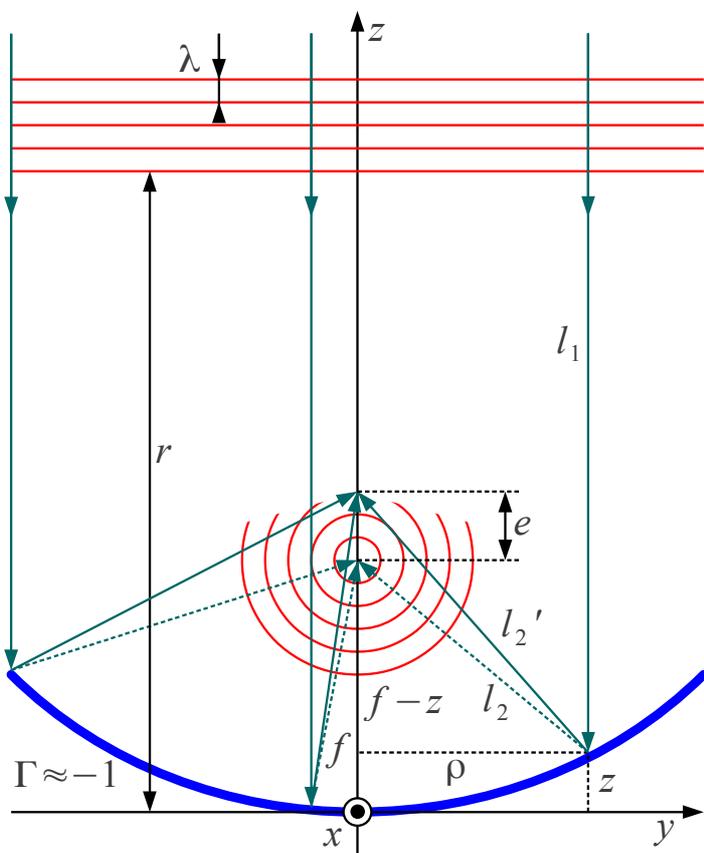
Integracijo v poljubni smeri Θ pri neničelni kvadratni napaki faze $\Delta\phi \neq 0$ izvedemo številsko. Kot zgled izrišemo smerne diagrame krožne odprtine premera $d=8\lambda$ brez fазne napake (analitska rdeča krivulja $\Delta\phi=0$ oziroma s fazno napako $\Delta\phi=\pi/4$ (sinja krivulja), $\Delta\phi=\pi/2$ (modra krivulja) in $\Delta\phi=\pi$ (rumena krivulja):



Tudi v primeru krožne odprtine so smerni diagrame izrisani v logaritmskem merilu z razponom 40dB v območju $0 \leq \Theta \leq \pi/2$, saj nas vzvratno sevanje odprtine ne zanima. Učinek kvadratne napake faze na krožni odprtini je podoben učinku na pravokotni odprtini piramidnega lijaka. Prva ničla smernega diagrama postaja čedalje bolj plitev minimum, še preden se učinek kvadratne napake faze sploh opazi kot izguba smernosti odprtine.

V primeru antene s paraboličnim zbiralnim zrcalom hitro opazimo bočni odmik žarilca od osi zrcala. Manjše bočne odmike lahko popravimo tako, da

celotno anteno zasukamo za najmočnejši sprejem. Osni odkik e faznega središča žarilca od gorišča paraboličnega zrcala povzroči v prvem približku tik ob osi zrcala kvadratno napako faze:



Osni odkik žarilca

$$l_2 = \sqrt{(f-z)^2 + \rho^2} \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$l_2' = \sqrt{(e+f-z)^2 + \rho^2} \quad l_1 = r - z$$

$$l_1 + l_2' = r - z + \sqrt{(e+f-z)^2 + \rho^2} = r - z + \sqrt{(f+z)^2 + e^2 + 2ef - 2ez}$$

$$e \ll f$$

$$l_1 + l_2' \approx r + f + \frac{(e^2 + 2ef - 2ez)}{2(f+z)}$$

$$\Delta l \approx e \left[\frac{f-z}{f+z} - 1 \right] = e \frac{-2z}{f+z}$$

$$\Delta l \approx e \frac{-2\rho^2}{4f^2 + \rho^2} \quad z = \frac{\rho^2}{4f}$$

$$\Delta \phi = k \Delta l \approx ke \frac{-2\rho^2}{4f^2 + \rho^2}$$

Ob osi zrcala
 $\rho \ll f \rightarrow \Delta \phi \approx -ke(\rho/f)^2/2$

Osni odkik žarilca težko opazimo iz geometrije antene, iz izgube smernosti antene oziroma iz sprejete moči signala. Položaj gorišča ni prav preprosto določiti pri izmaknjenem zrcalu. Natančnega položaja faznega središča žarilca običajno sploh ne poznamo.

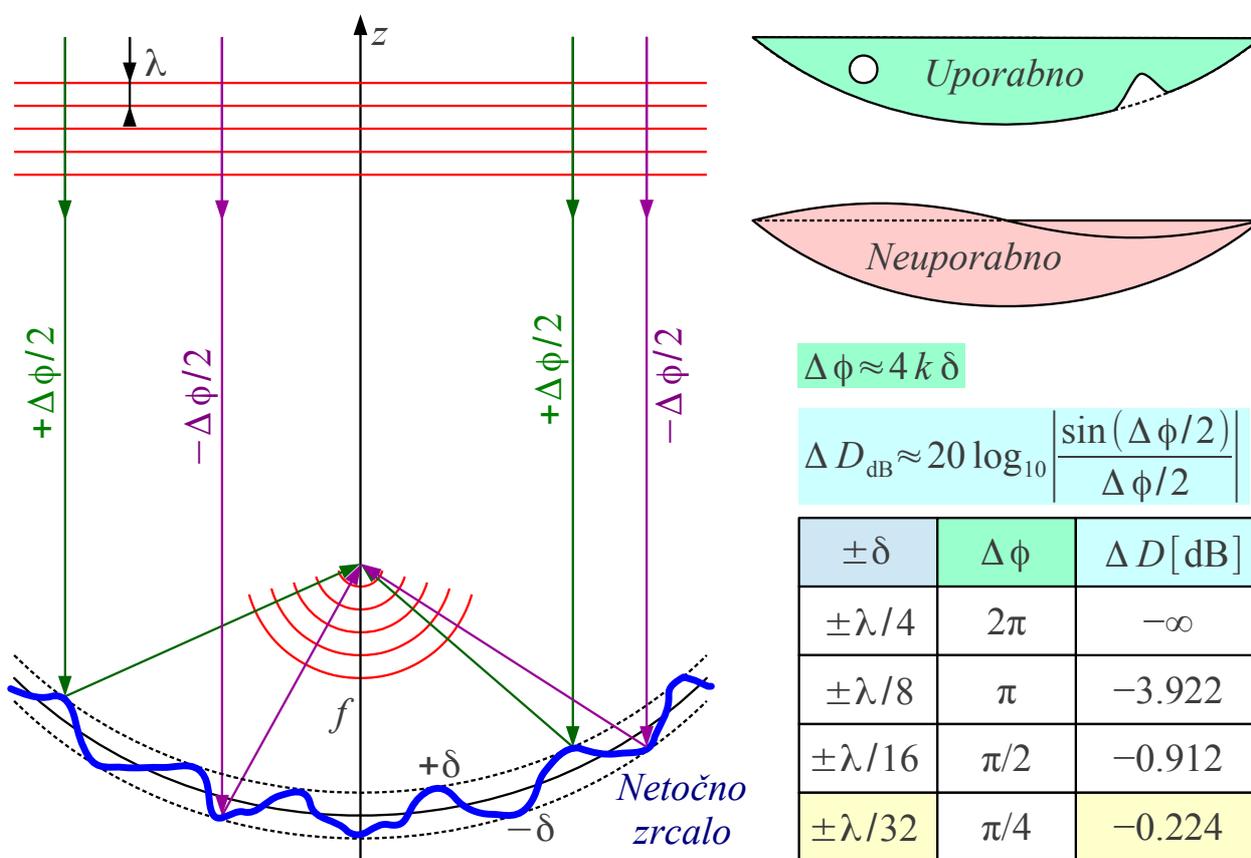
V takšnih primerih je smiselno nalogo obrniti. Najprej izmeriti smerni diagram celotne zrcalne antene. Nato iz globine prvih ničel oceniti kvadratno napako faze. Končno iz kvadratne napake faze določiti osni odkik žarilca. Pri merjenju smernega diagrama moramo uporabiti zadosti veliko oddaljenost r referenčne antene oziroma končno oddaljenost referenčne antene r preračunati v popravek položaja gorišča f' po enačbi zbiralnega zrcala:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{r}$$

V napake faze se preslikajo tudi napake oblike zrcala. Natančno izdelan astronomski teleskop prikaže vsaj en uklonski kolobar (prva ničla smernega

diagrama!) okoli točkastega vira svetlobe (oddaljena zvezda). Nekakovosten teleskop z netočnimi lečami oziroma zrcali ne prikaže uklonskih kolobarjev okoli zvezd.

V primeru zbiralnega zrcala se netočnost površine zrcala $\pm\delta$ preslika v dvakratno spremembo dolžine poti žarka valovanja $\pm 2\delta$ od ravne valovne fronte do površine zrcala in od površine zrcala do gorišča. Pri odstopanju površine zrcala $\pm\delta$ zato pričakujemo skupni razpon napake faze $\Delta\phi \approx 4k\delta$. Če so odstopanja oblike zrcala enakomerno razporejena po površini zrcala, izgubo smernosti antene opisuje popolnoma enak izraz kot v primeru kvadratne napake faze:



Napake oblike zrcala

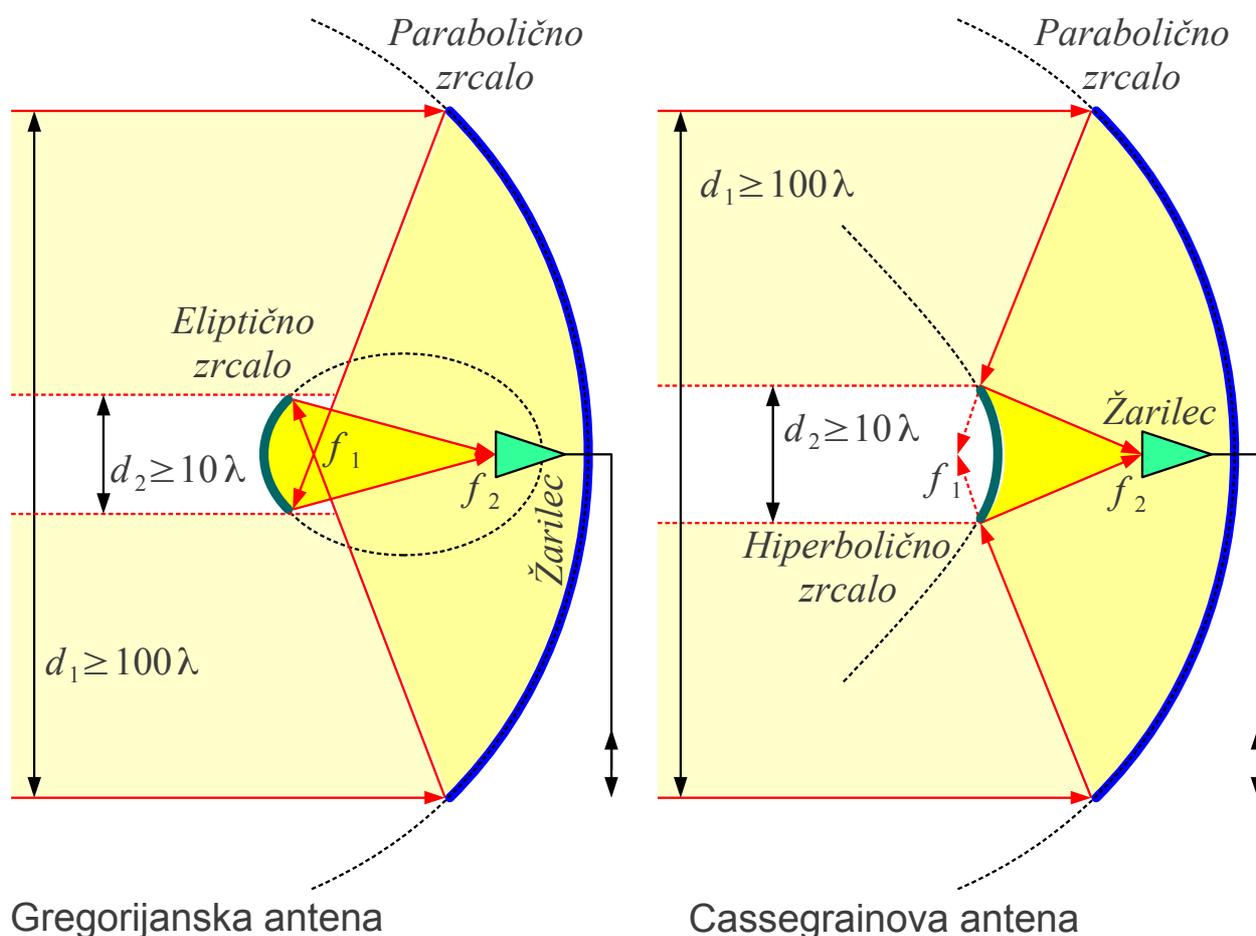
Zgled: $f = 12\text{GHz}$ $\lambda = 25\text{mm}$ $\pm\delta = \pm 0.8\text{mm}$

Smiselna izguba smernosti antene zahteva zelo točno zrcalo. Oblika zrcala sme odstopati za največ $\pm\lambda/32$! Sprejem satelitske televizije v frekvenčnem pasu $f_0 = 12\text{GHz}$ zahteva zbiralno zrcalo s površino, ki ne odstopa za več kot $\pm 0.8\text{mm}$ od idealnega rotacijskega paraboloida.

V resničnem svetu brezhibno zrcalo ne obstaja. Vsako zrcalo ima določena odstopanja zaradi netočne izdelave, napačne vgradnje, okoljskih vplivov (težnost, veter) in poškodb. Zrcalo z manjšimi lokalnimi poškodbami, kot so posamezne luknje ali globoke buške v površini, je običajno povsem

uporabno, saj večina površine nima hujših napak. Obratno je zrcalo z ukrivljenim robom v osmico običajno povsem neuporabno, saj večina površine hudo odstopa od predpisane oblike.

Podobno kot optične teleskope lahko izdelamo tudi radijske antene z več različnimi zrcali. Najbolj znana dvo-zrcalna teleskopa sta Gregorijanski teleskop, ki ga je izumil James Gregory leta 1663 in Cassegrainov teleskop, ki ga je izumil Laurent Cassegrain leta 1672. Na popolnoma enak način sta načrtovani dvo-zrcalni radijski anteni, Gregorijanska in Cassegrainova antena:



Pri obeh teleskopih oziroma antenah je veliko zrcalo rotacijski paraboloid. Gregorijanski teleskop uporablja rotacijski elipsoid kot manjše zrcalo. Cassegrainov teleskop uporablja rotacijski hiperboloid kot manjše zrcalo. Rotacijski elipsoid oziroma hiperboloid ima dve gorišči, da preslika gorišče velikega paraboličnega zrcala f_1 v drugo gorišče f_2 .

Eliptično zrcalo ima obe gorišči na isti strani zrcalne ploskve. Žarki iz velikega paraboličnega zrcala se najprej sekajo v gorišču f_1 , preden ji eliptično zrcalo odbije v drugo gorišče f_2 . Hiperbolično zrcalo ima gorišči na različnih straneh zrcalne ploskve. Žarki iz velikega paraboličnega zrcala

sploh ne dosežejo gorišča f_1 , saj jih hiperbolično zrcalo že prej odbije v drugo gorišče f_2 .

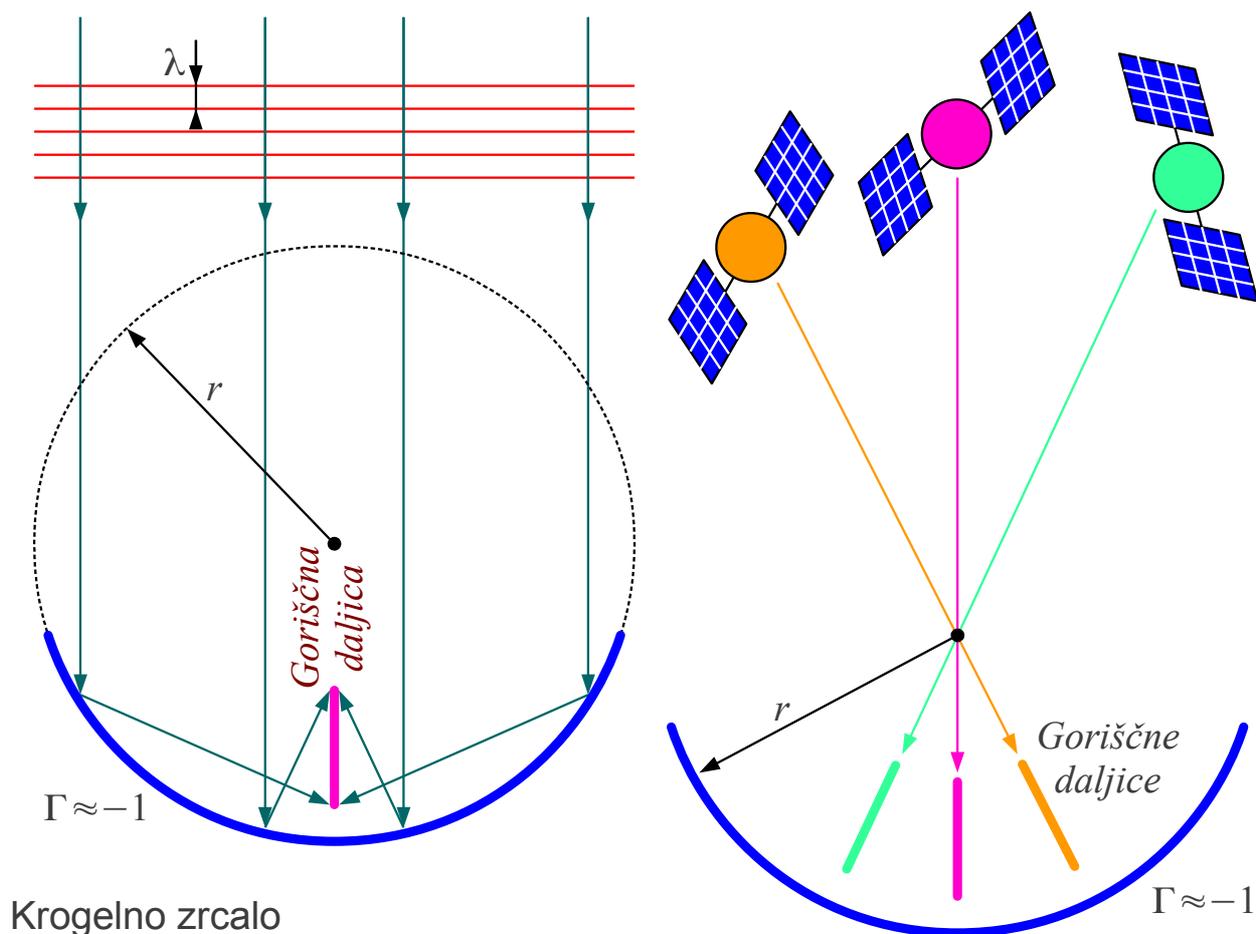
S stališča načrtovanja dvo-zrcalne antene imata obe, Gregorijanska in Cassegrainova podobne lastnosti. Obe potrebujeta žarilec za višje razmerje f/d , kjer lahko z dolgim in položnim rebrastim lijakom dosežemo zelo natančno osvetlitev zrcal. Dostop do žarilca je ugoden z zadnje strani antene, še posebno v primeru, ko anteno napajamo z radijskim oddajnikom velike moči na visokih frekvencah. Sevanje preko roba malega zrcala in stranski snopi žarilca vidijo hladno nebo, torej prispevajo le malo toplotnega šuma v radijski sprejemnik.

Smiselne izmere dvo-zrcalne antene so zelo velike. Veliko parabolično zrcalo je običajno večje od $d_1 \geq 100\lambda$, manjše eliptično ali hiperbolično zrcalo pa večje od $d_2 \geq 10\lambda$. Zaradi nekoliko manjših izmer in preprostejše mehanske konstrukcije se pogosteje uporablja Cassegrainova antena.

Pri dvo-zrcalnih antenah lahko manjše zrcalo oblikujemo tako, da popravimo smerni diagram žarilca in dosežemo zelo enakomerno osvetlitev velikega zrcala. Manjšo napako faze je nujno popraviti z obliko velikega zrcala, ki ni več natančen paraboloid. Opisani ukrepi prinesejo do 1 dB višjo smernost dvo-zrcalne antene v primerjavi z eno-zrcalno anteno z odličnim rebrastim žarilcem v gorišču paraboličnega zrcala. Pri tem lahko izkoristek osvetlitve odprtine preseže $\eta_0 > 95\%$ kljub nezanemarljivi senci manjšega zrcala.

Načrtovanje takšne optimizirane dvo-zrcalne antene daleč presega okvir tega učbenika. Sama izgradnja antene dopušča veliko stopenj svobode za medsebojno lego obeh zrcal in žarilca. Natančna nastavitve lege dveh zrcal in žarilca je dosti bolj komplicirana naloga od iskanja gorišča eno-zrcalne antene!

Rotacijski paraboloid ni edina možna oblika zbiralnega zrcala. Od drugih oblik zbiralnih zrcal je najpomembnejše krogelno zrcalo. Krogelno zrcalo ima prednost, da zbira žarke na povsem enak način ne glede na smer prihoda valovanja. Žal krogelno zrcalo nima točkastega gorišča, pač pa goriščno daljico. Slednja zahteva poseben žarilec, ki nima faznega središča:



Krogelno zrcalo

$\Gamma \approx -1$

Krogelno zrcalo je smiselno takrat, ko želimo z istim zrcalom hkrati sprejemati signale iz različnih smeri, na primer iz različnih satelitov na različnih položajih v geostacionarni tirnici. Krogelno zrcalo uporabljamo tudi takrat, ko je zrcalo preveliko, da bi ga lahko mehansko obračali. Največji radioteleskopi uporabljajo fiksna krogelna zrcala, premika se le žarilec.

Izvedba krogelnega zrcala in primernih žarilcev se silno poenostavi za manjša $d < 30\lambda$ plitva (običajno izmaknjena) zrcala. Krogla se tedaj kaj dosti ne razlikuje od rotacijskega paraboloida. Pri majhnih razlikah smeri televizijskih satelitov $\Theta < 10^\circ$ preprosto namestimo več standardnih dvorodovnih žarilcev na primernih legah pred standardno izmaknjeno zrcalo.

* * * * *