

Capítulo 8

Antenas com reflector

Uma alternativa à construção de agregados para o aumento da directividade consiste na utilização de reflectores metálicos que permitem redireccionar a energia de uma determinada direcção para outra onde se deseja um aumento de sinal. Se tal for feito de forma adequada, a directividade do conjunto antena - reflector será maior do que a da antena isolada. Além disto, no estabelecimento de uma ligação rádio, a presença da terra é (quase) sempre inevitável pelo que o estudo do seu efeito nas propriedades de radiação de uma antena reveste-se de grande importância. Como primeira aproximação, pode-se tratar a terra como sendo um conductor perfeito, o que permite obter uma primeira estimativa do funcionamento da antena sem complicar muito o modelo do ponto de vista analítico. De modo a se obter um resultado mais próximo do real é necessário contabilizar as características electromagnéticas da terra bem como a sua curvatura mas este tipo de estudo está fora dos objectivos deste curso.

Apesar de existirem reflectores de várias formas iremos dedicar mais atenção a dois tipos de reflectores com aplicação mais alargada: o reflector plano e o reflector parabólico.

8.1 Reflector plano

8.1.1 Teoria das imagens

Para o estudo do funcionamento de antenas na presença de superfícies reflectoras é usual a introdução de antenas virtuais, de tal modo modo que o campo produzido pela conjunto formado pelas antenas real e virtual e na ausência do plano reflector seja o mesmo que se obtém se apenas existir a antena real e o plano reflector.

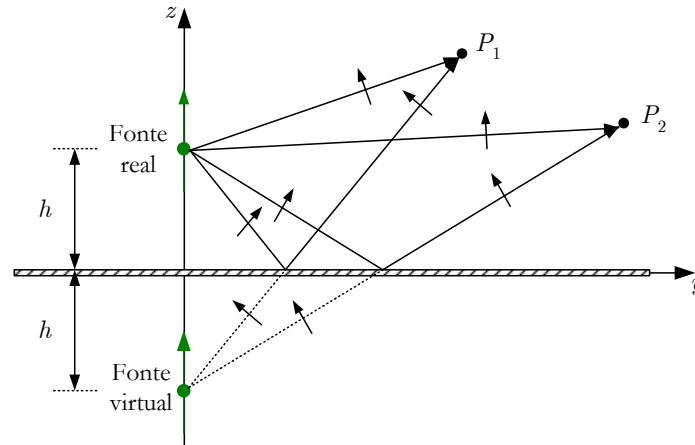


Figura 8.1: Teoria das imagens para o caso particular de uma antena com polarização vertical

Tomemos como exemplo a figura 8.1, onde é colocada uma fonte pontual com polarização vertical relativamente a um plano condutor perfeito. Cada ponto do espaço recebe contribuições de um raio directo e de um raio reflectido na superfície condutora perfeita. Num caso geral, a quantidade de energia reflectida depende do ângulo de incidência e da constituição do meio onde se dá a reflexão, no entanto, para condutores perfeitos a reflexão é sempre total. Se prolongarmos todos os raios reflectidos verificamos que estes convergem para um único ponto. É neste ponto que é localizada a fonte virtual. Assim, o campo total em cada ponto do espaço é dado pela soma do raio directo da antena real com o raio directo da antena virtual e ignorando o plano reflector. Obviamente a solução obtida por este método é válida apenas para a região do espaço acima do plano reflector pois abaixo deste o campo real será nulo.

Na figura 8.1 é mostrada também a polarização de cada raio. Esta é marcada de modo a garantir as condições de fronteira sobre o plano condutor perfeito, nomeadamente o anulamento da componente tangencial do campo eléctrico.

Se a fonte pontual do exemplo anterior for substituída por uma outra com polarização horizontal chegaríamos à conclusão que a fonte virtual estaria em oposição de fase relativamente à fonte real, de modo a que se anule a componente tangencial do campo eléctrico na superfície. Na figura 8.2 são mostradas as fontes reais e as fontes virtuais para estes dois casos.

De seguida iremos analisar o caso concreto de um dipolo de *Hertz* disposto sobre um plano reflector perfeito e para polarização vertical ou horizontal, relativamente ao plano reflector.

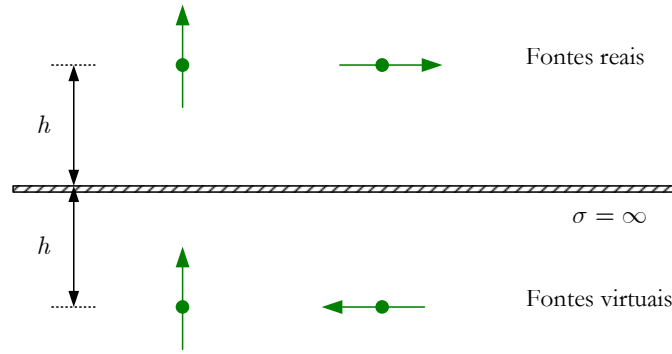
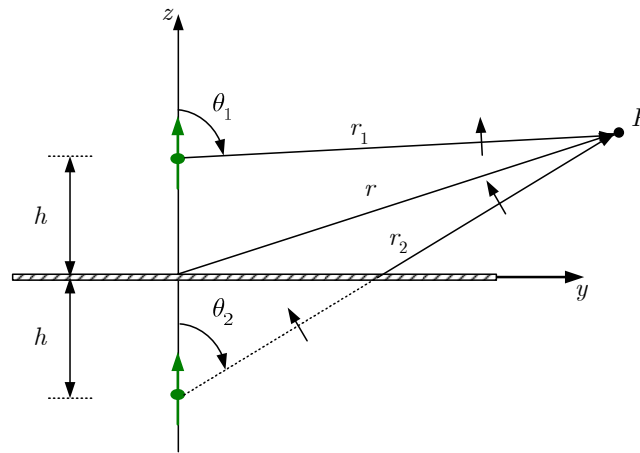


Figura 8.2: Teoria das imagens para polarização vertical e polarização horizontal

Figura 8.3: Dipolo de *Hertz* na presença de um plano refletor perfeito

8.1.2 Dipolos com plano refletor

Dipolo de *Hertz* Vertical

Consideremos um dipolo de *Hertz* disposto na vertical a uma distância h sobre um plano conductor perfeito, tal como mostrado na figura 8.3. Na zona distante de radiação a componente directa \bar{E}_θ^d e a componente reflectida \bar{E}_θ^r são dadas por

$$\bar{E}_\theta^d = j \frac{Z\beta I_M dl}{4\pi r_1} e^{-j\beta r_1} \sin \theta_1 \quad (8.1)$$

$$\bar{E}_\theta^r = j \frac{Z\beta I_M dl}{4\pi r_2} e^{-j\beta r_2} \sin \theta_2 \quad (8.2)$$

O campo total acima do plano refletor será então dado pela soma da componente directa e da componente reflectida. Como estamos a considerar apenas a zona distante de radiação podemos

admitir que

$$\theta_1 = \theta_2$$

$$r_1 = r_2 \quad \text{para os termos da amplitude}$$

$$r_1 = r - h \cos \theta \quad \text{para os termos da fase}$$

$$r_2 = r + h \cos \theta \quad \text{para os termos da fase}$$

resultando que o campo total é dado por

$$\begin{aligned} \bar{E}_\theta &= j \frac{Z \beta I_M dl}{4\pi r} e^{-j\beta r} \sin \theta [2 \cos(\beta h \cos \theta)] & z \geq 0 \\ \bar{E}_\theta &= 0 & z < 0 \end{aligned} \quad (8.3)$$

Uma análise atenta do resultado obtido revela que o campo total é dado pela multiplicação de duas parcelas (facto denominado de multiplicação de diagramas), sendo uma o campo da fonte isolada e outra um factor que depende da distância da antena ao plano reflector e do ângulo de observação. A segunda parcela é denominada de factor de agregado (ou factor espacial) tal como estudado no capítulo dedicado aos agregados de antenas.

Na figura 8.4 são mostrados vários diagramas de radiação para vários valores de h . Pode-se verificar que para qualquer distância o máximo de radiação se verifica sempre para $\theta = \pm\pi/2$. Um outro facto que se verifica é o aparecimento de lobos secundários quando $h > \lambda/4$ e aumento do número e intensidade destes à medida que a distância h aumenta.

Como o campo radiado é diferente do campo radiado pelo dipolo isolado então a potência radiada e, por consequência, a directividade será alterada. Seguindo o procedimento habitual para o cálculo da directividade temos então que a densidade de potência vale

$$S = \frac{|\bar{E}_\theta|^2}{2Z} = \frac{Z dl^2 I_M^2}{2\lambda^2 r^2} \sin^2 \theta \cos^2(\beta h \cos \theta) \quad (8.4)$$

e para a intensidade de radiação vem

$$U = r^2 S = \frac{|E|^2}{2Z} = \frac{Z dl^2 I_M^2}{2\lambda^2} \sin^2 \theta \cos^2(\beta h \cos \theta) \quad (8.5)$$

cujo valor máximo, que ocorre para $\theta = \pi/2$, é

$$U_{max} = \frac{|E|^2}{2Z} = \frac{Z dl^2 I_M^2}{2\lambda^2} \quad (8.6)$$

Note-se que este valor é 4 vezes superior à do dipolo de *Hertz* isolado.

Para o cálculo da potência radiada note-se que a integração da densidade de potência será efectuada para valores de θ no intervalo $0 < \theta < \pi/2$ (metade do espaço), uma vez que o

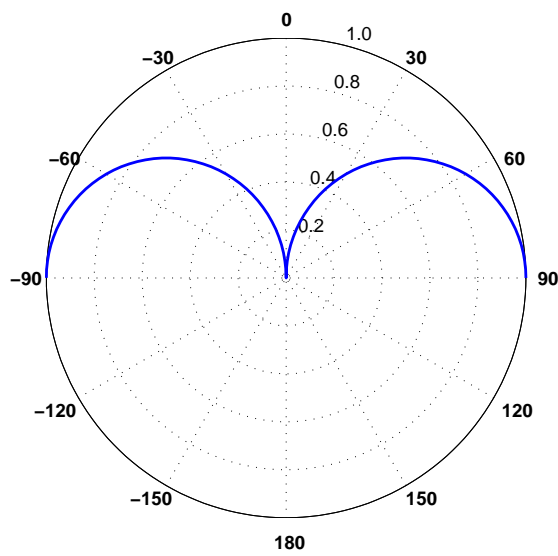
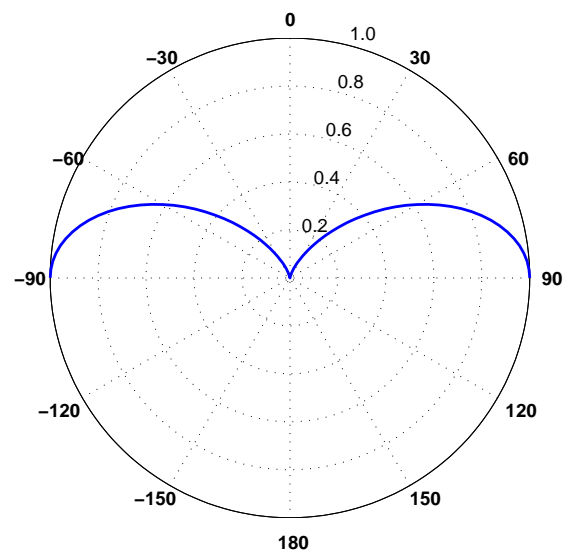
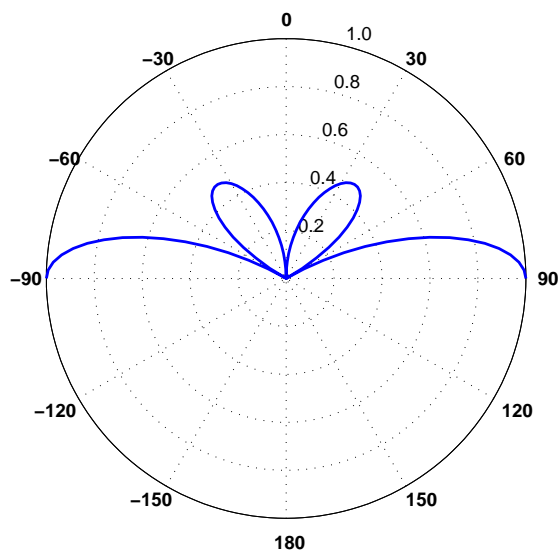
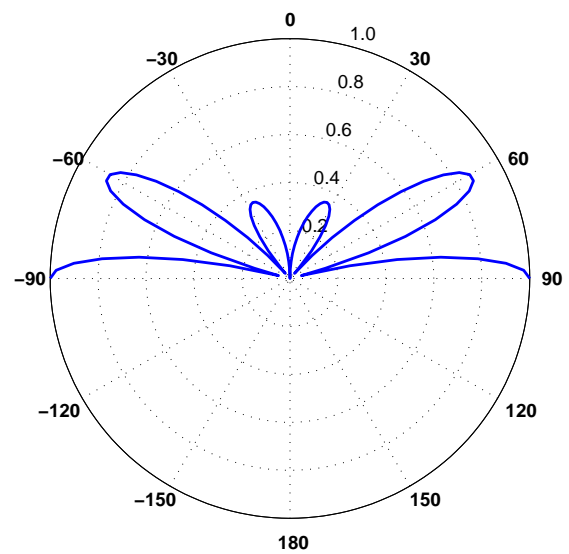
(a) $h = 0\lambda$ (b) $h = 0.25\lambda$ (c) $h = 0.5\lambda$ (d) $h = 1\lambda$

Figura 8.4: Diagrama de radiação normalizado na zona distante de radiação de um dipolo de *Hertz* disposto na vertical relativamente ao um plano reflector perfeito.

reflector impede que exista campo no interior deste. Vem portanto que

$$P_{rad} = \oint_S \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S} \quad (8.7)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{|\bar{\mathbf{E}}_\theta|^2}{2Z} dS \quad (8.8)$$

$$= \pi Z \left(\frac{I_M dl}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{1}{3} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right] \quad (8.9)$$

Para a directividade máxima temos que esta vale

$$D = 4\pi \frac{U_{max}}{P_{rad}} = \frac{2}{\left[\frac{1}{3} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right]} \quad (8.10)$$

cujo andamento é mostrado na figura 8.5(a). Facilmente se verifica que à medida que o dipolo se afasta do plano reflector a directividade tende para 6 e quando $h \rightarrow 0$ a directividade tende para 3, ou seja, o dobro da directividade do dipolo isolado.

Para a resistência de radiação vem que

$$R_{rad} = \frac{2P_{rad}}{I_M^2} = 2\pi Z \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{1}{3} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right] \quad (8.11)$$

cujo andamento é mostrado em 8.5(b) para um dipolo com $dl = \lambda/50$. Aqui verifica-se que o valor que se obtêm quando $\beta h \rightarrow \infty$ é o mesmo que se obtêm para o dipolo isolado. No entanto, se $\beta h \rightarrow 0$, a resistência de radiação será de 0.63Ω que é o dobro da dipolo isolado que vale 0.316Ω e metade da de um dipolo com um tamanho $dl' = 2dl$.

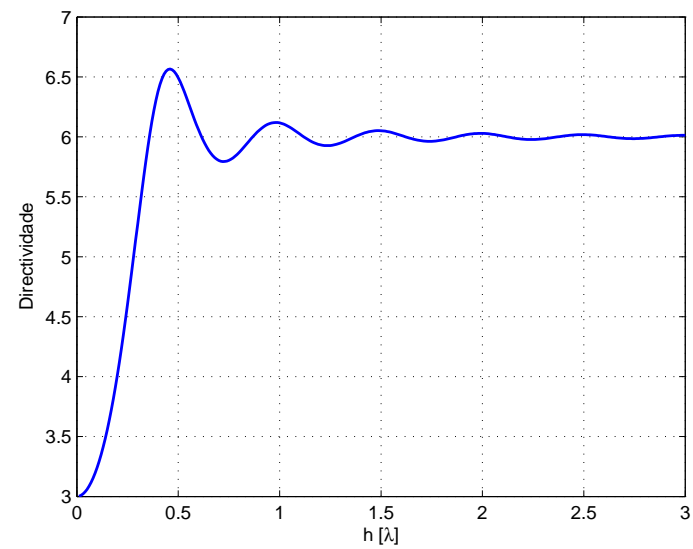
Monopolos lineares

Um monopolo linear é um exemplo de uma antena com plano reflector que obteve uma grande aplicação prática. Esta antena consiste num troço de antena linear de comprimento l e assente num plano reflector. Usando a teoria das imagens, o seu equivalente é mostrado na figura 8.6. Daqui pode concluir-se que, para $z > 0$, o campo gerado por um monopolo de tamanho l é equivalente ao campo de um dipolo linear de tamanho $L = 2l$. Para $z < 0$ obviamente o campo será nulo.

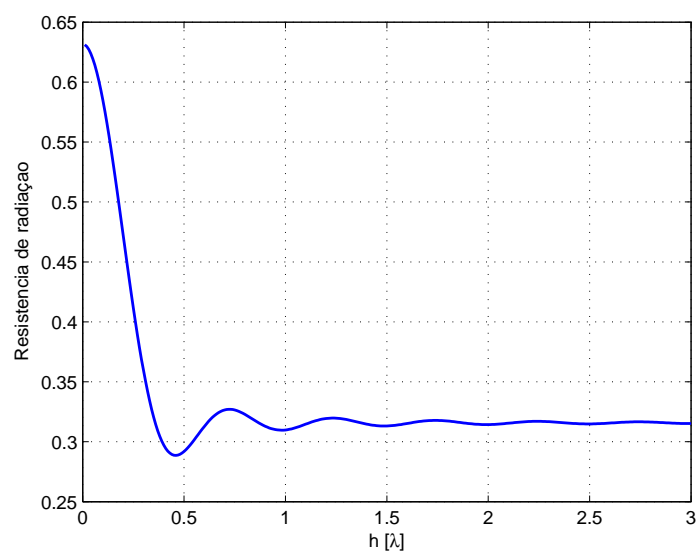
Da análise dos resultados da secção anterior podemos afirmar que, para qualquer monopolo

$$Z_{in}(\text{monopolo}) = \frac{1}{2} Z_{in}(\text{dipolo}) \quad (8.12)$$

$$D(\text{monopolo}) = 2D(\text{dipolo}) \quad (8.13)$$



(a)



(b)

Figura 8.5: Dipolo de *Hertz* disposto na vertical sobre um plano condutor perfeito a) Directividade b) Resistência de radiação.

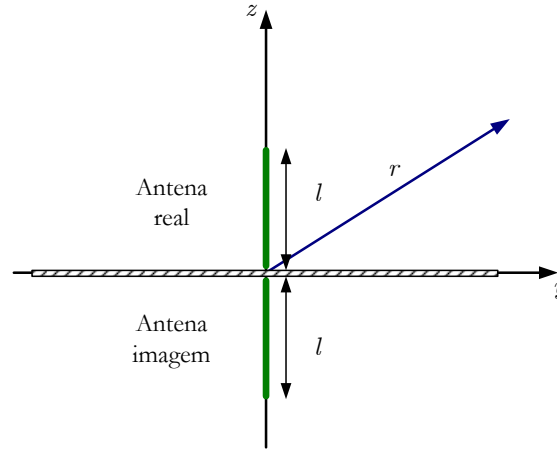


Figura 8.6: Monopolo: esquema equivalente

Tomemos como exemplo um monopolo de $\lambda/4$. Pelo descrito anteriormente, o comportamento deste monopolo pode ser obtido a partir do conhecimento do comportamento do dipolo de $\lambda/2$. Assumindo que um dipolo cilíndrico de $\lambda/2$ apresenta uma impedância de entrada de

$$Z_{in}(\text{dipolo de } \lambda/2) = 73 + j42.5\Omega \quad (8.14)$$

então a impedância de entrada do monopolo será

$$Z_{in}(\text{monopolo de } \lambda/4) = 36.5 + j21.25 \quad (8.15)$$

É também sabido que um dipolo de $\lambda/2$ tem um ganho de 1.643 (2.156dB) pelo que o ganho do monopolo será de 3.286 (5.156dB).

Dipolo de *Hertz* Horizontal

Consideremos agora um dipolo de *Hertz* disposto na horizontal a uma distância h sobre um plano conductor perfeito, tal como mostrado na figura 8.7. Na zona distante de radiação a componente directa, \bar{E}_η^d , e a componente reflectida, \bar{E}_η^r , são dadas por

$$\bar{E}_\eta^d = j \frac{Z\beta I_M dl}{4\pi r_1} e^{-j\beta r_1} \sin \eta_1 \quad (8.16)$$

$$\bar{E}_\eta^r = -j \frac{Z\beta I_M dl}{4\pi r_2} e^{-j\beta r_2} \sin \eta_2 \quad (8.17)$$

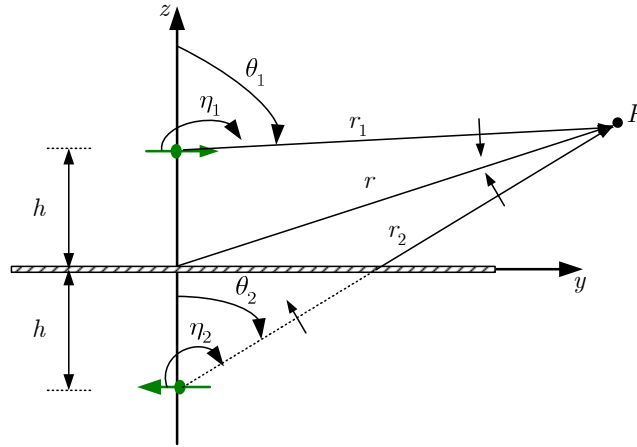


Figura 8.7: Teoria das imagens para o caso particular de uma antena com polarização horizontal

Como estamos a considerar apenas a zona distante de radiação podemos admitir que

$$\eta_1 = \eta_2 = \eta$$

$$r_1 = r_2 \quad \text{para os termos da amplitude}$$

$$r_1 = r - h \cos \theta \quad \text{para os termos da fase}$$

$$r_2 = r + h \cos \theta \quad \text{para os termos da fase}$$

Relembrando que $\sin \eta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi}$, o campo total acima do plano reflector será então dado pela soma da componente directa e da componente reflectida, ou seja

$$\begin{aligned} \bar{E}_\eta &= j \frac{Z\beta I_M dl}{4\pi r} e^{-j\beta r} \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi} [2j \sin(\beta h \cos \theta)] \quad z \geq 0 \\ \bar{E}_\eta &= 0 \quad z < 0 \end{aligned} \quad (8.18)$$

Mais uma vez o campo total é dado pela multiplicação do campo da fonte isolada pelo factor de agregado. Na figura 8.8 é mostrado o diagrama de radiação obtido para várias distâncias h entre o dipolo e o plano reflector e para $\phi = \pi/2$. Pode verificar-se que existe um reforço do campo radiado na direcção de máxima radiação do dipolo isolado sempre que a distância entre o dipolo e o plano reflector for dada por $m\lambda/4$ com m ímpar. Isto é expectável porque uma onda que parte do dipolo ao direcção ao plano reflector e é reflectida, quando torna ao ponto onde se encontra o dipolo sofreu uma desfasamento de percurso de $4\pi h$ e na reflexão sofreu ainda um desfasamento adicional de π . Para que o campo reflectido se some em fase com o campo emitido então o espaçamento tem de obedecer a expressão acima enunciada. Relativamente aos lobos secundários também se verifica o aparecimento destes quando $h > \lambda/4$ e aumento do seu número e intensidade à medida que a distância h aumenta.

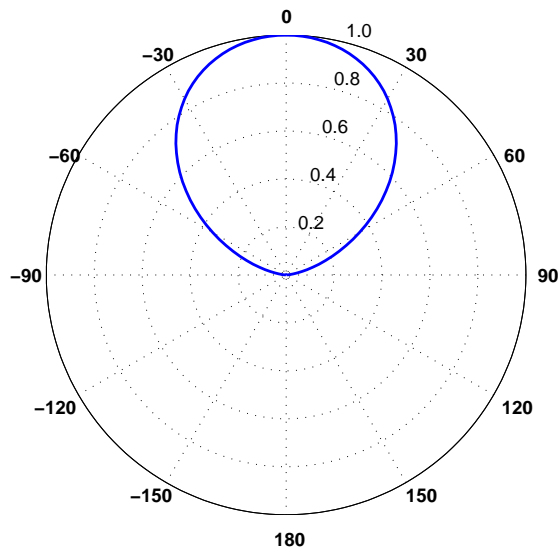
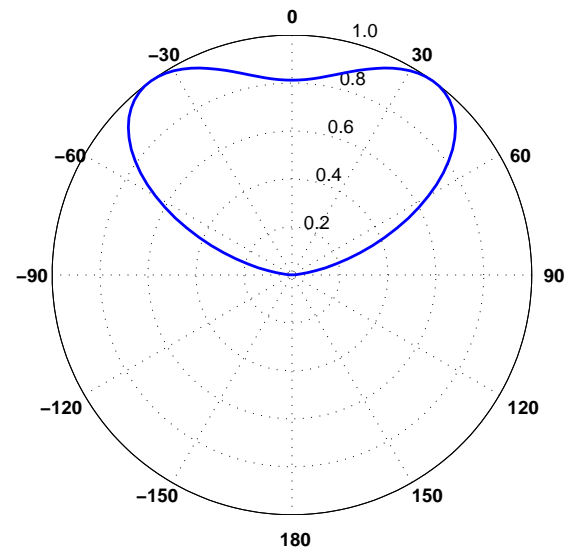
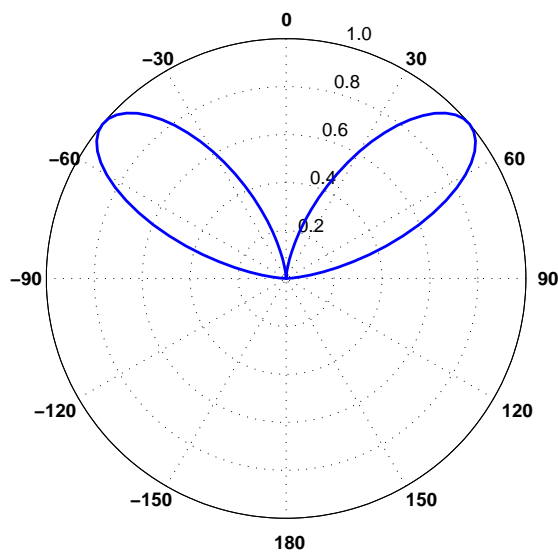
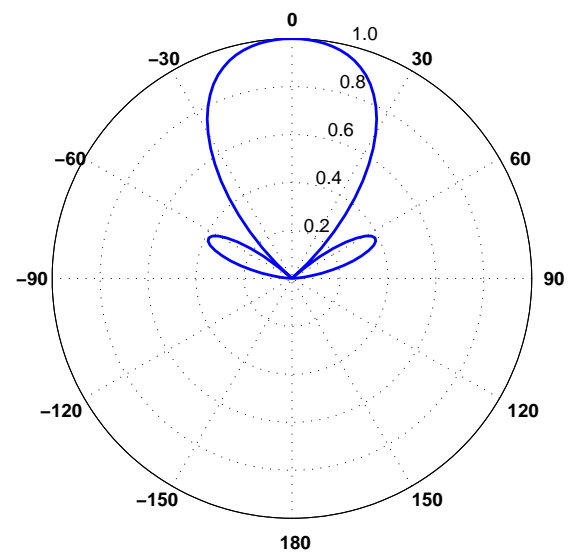
(a) $h = 0.25\lambda$ (b) $h = 0.4\lambda$ (c) $h = 0.5\lambda$ (d) $h = 0.75\lambda$

Figura 8.8: Diagrama de radiação normalizado na zona distante de radiação de um dipolo de *Hertz* disposto na horizontal relativamente ao um plano reflector perfeito.

Seguindo um procedimento idêntico ao seguido no caso do dipolo vertical pode demonstrar-se que a potência radiada vale

$$P_{rad} = Z \frac{\pi}{2} \left| \frac{I_M l}{\lambda} \right|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right] \quad (8.19)$$

a resistência de radiação é dada por

$$R_{rad} = Z \pi \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right] \quad (8.20)$$

e para a intensidade de radiação vem

$$U = \frac{Z}{2} \left| \frac{I_M l}{\lambda} \right|^2 \left[(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi) \sin^2(\beta h \cos \theta) \right] \quad (8.21)$$

cujo valor máximo depende do valor de βh e é dado por

$$U_{max} = \begin{cases} \frac{Z}{2} \left| \frac{I_M l}{\lambda} \right|^2 \sin^2(\beta h) & \beta \leq \pi/2 \quad (\theta_{max} = 0) \\ \frac{Z}{2} \left| \frac{I_M l}{\lambda} \right|^2 & \beta > \pi/2 \quad (\theta_{max} = \cos^{-1}(\pi/2\beta h)) \end{cases} \quad (8.22)$$

resultando para a directividade máxima

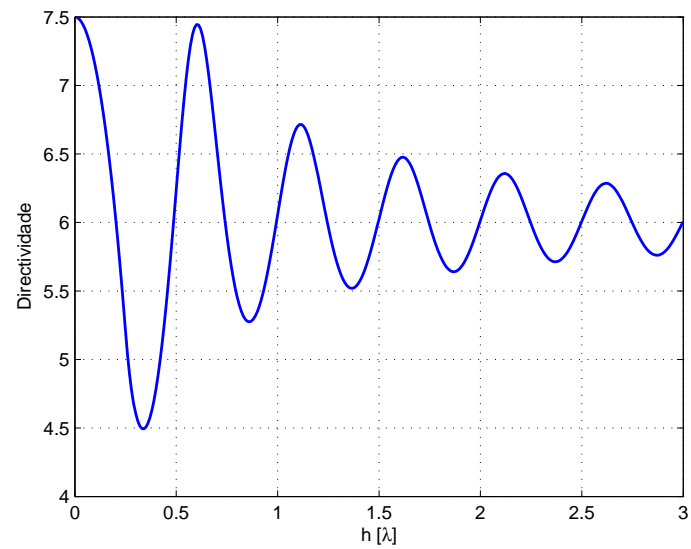
$$D_{max} = \begin{cases} \frac{4 \sin^2(\beta h)}{R(\beta h)} & \beta \leq \pi/2 \\ \frac{4}{R(\beta h)} & \beta > \pi/2 \end{cases} \quad (8.23)$$

onde

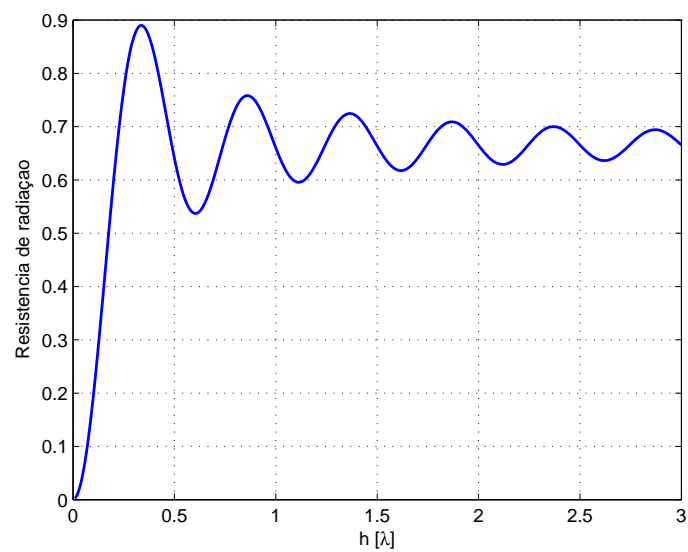
$$R(\beta h) = \left[\frac{2}{3} - \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)} - \frac{\cos(2\beta h)}{(2\beta h)^2} + \frac{\sin(2\beta h)}{(2\beta h)^3} \right] \quad (8.24)$$

Os andamentos da directividade e da resistência de radiação são mostrados na figura 8.9. Também aqui se verifica que à medida que o dipolo se afasta do plano reflector a directividade tende para 6 e quando $\beta h \rightarrow 0$ a directividade tende para 7.5. No entanto, quando $\beta h = 0$, a resistência de radiação é nula o que quer dizer que não existe radiação. Isto explica-se pelo facto de a antena ficar curto-circuitada quando $h = 0$.

Relativamente à resistência de radiação, também se verifica que o valor que se obtém quando $\beta h \rightarrow \infty$ é o mesmo que se obtém para o dipolo isolado e que esta apresenta um comportamento oscilatório quando $\beta h \rightarrow 0$.



(a)



(b)

Figura 8.9: Dipolo de *Hertz* disposto na horizontal sobre um plano condutor perfeito a) Diretividade b) Resistência de radiação.

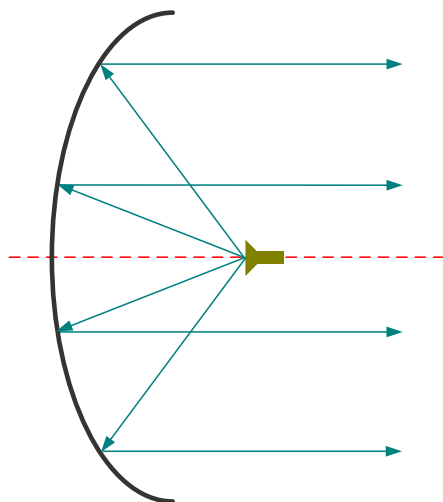


Figura 8.10: Princípio de funcionamento de um refletor parabólico

8.2 Reflector parabólico

A directividade de uma antena pode ainda ser aumentada se forem utilizados reflectores com formas especiais. Uma dessas formas é o refletor parabólico, cujo princípio de funcionamento é muito simples e ilustrado na figura 8.10.

Todos os raios que incidam no refletor segundo uma direcção paralela ao seu eixo de simetria serão reflectidos e vão convergir para um único ponto, denominado de foco. De igual modo, todos os raios que partam do foco em direcção ao refletor parabólico serão reflectidos por este e irão partir todos paralelamente uns aos outros. Adicionalmente, a estrutura garante que todos raios partem da boca da antena em fase e, para uma onda plana que chegue à boca da antena, todos os raios chegam com a mesma fase ao foco, interferindo positivamente.

8.2.1 Geometria

As características geométricas da parábola são mostradas na figura 8.11. Importa para já definir alguns termos

- f - distância focal
- d - diâmetro
- θ_0 - semi-abertura

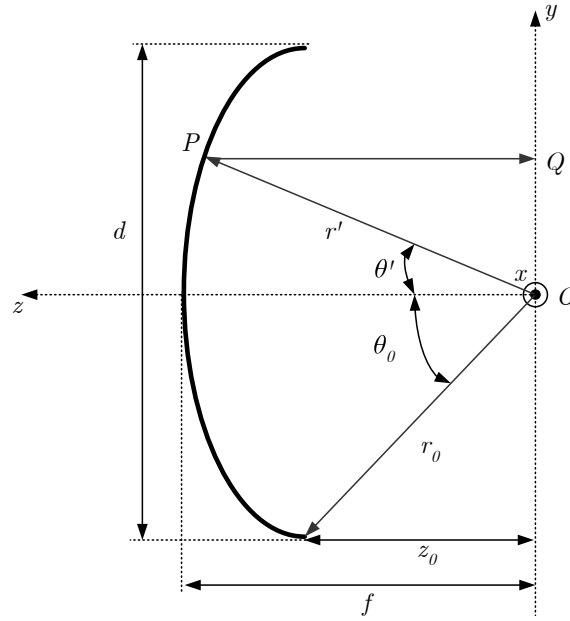


Figura 8.11: Geometria de um refletor parabólico

Tendo com referência a figura 8.11, para que esta geometria garanta a propriedade enunciada anteriormente relativa à fase, é necessário que se verifique a seguinte relação

$$OP + PQ = 2f \quad (8.25)$$

Como

$$OP = r' \quad (8.26)$$

$$PQ = r' \cos \theta' \quad (8.27)$$

resulta

$$r' + r' \cos \theta' = 2f \quad (8.28)$$

ou seja

$$r' = \frac{2f}{1 + \cos \theta'} = f \sec^2 \left(\frac{\theta'}{2} \right) \quad (8.29)$$

Como o parabolóide é obtido por rotação da parábola em torno do seu eixo, então 8.29 também representa a equação de um parabolóide, uma vez que, dada a simetria da rotação, o resultado será independente de ϕ' . A equação 8.29 pode também ser escrita em coordenadas cartesianas obtendo-se

$$r' + r' \cos \theta' = \sqrt{(x')^2 + (y')^2 + (z')^2} + z' = 2f \quad (8.30)$$

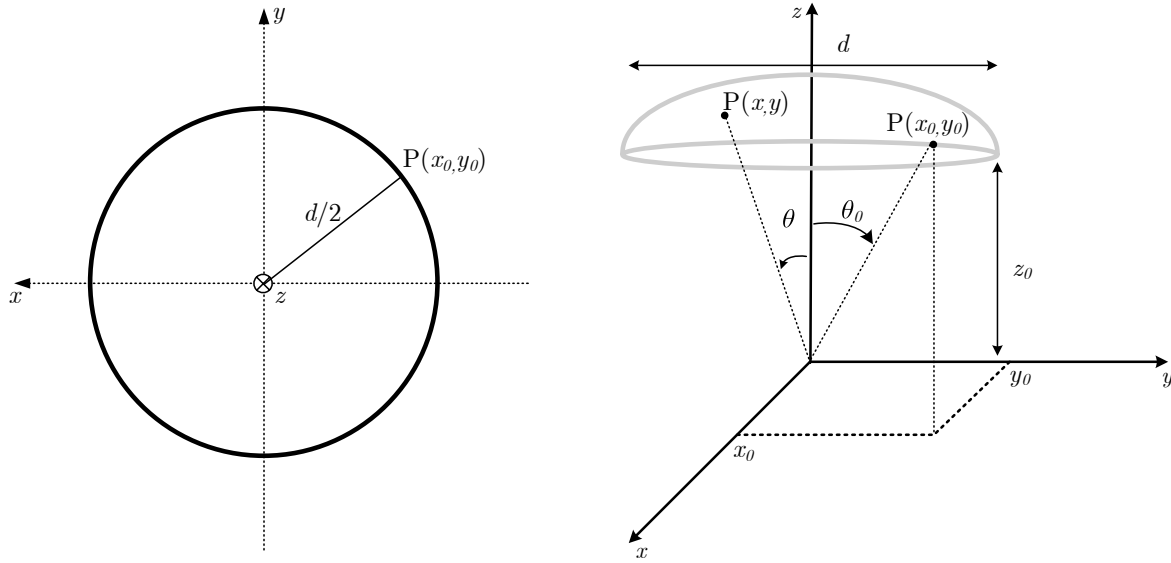


Figura 8.12: Geometria de um refletor parabólico

ou

$$(x')^2 + (y')^2 = 4f(f - z') \quad (8.31)$$

Comparando 8.31 com

$$z = ax^2 + by^2 + c \quad (8.32)$$

que é a equação que representa um parabolóide de revolução em torno do eixo Oz , então 8.31 representa de facto um parabolóide de revolução.

A semi-abertura do parabolóide é também um parâmetro muito importante porque está directamente relacionado com a directividade do elemento radiante a colocar no foco. Analisando a figura 8.12 facilmente se conclui que

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{d/2}{z_0} \right) \quad (8.33)$$

onde z_0 é dado por

$$z_0 = f - \frac{x_0^2 + y_0^2}{4f} = f - \frac{d^2}{16f} \quad (8.34)$$

Utilizando 8.34 em 8.33 pode-se obter a semi-abertura a partir exclusivamente da distância focal e do diâmetro, obtendo-se

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left| \left(\frac{d/2}{f - d^2/(16f)} \right) \right| = \tan^{-1} \left| \left(\frac{0.5(f/d)}{(f/d)^2 - (1/16)} \right) \right| \quad (8.35)$$

Na figura 8.13 são mostradas várias parábolas com diferentes relações f/d . Como se pode observar, quanto maior for a distância do foco ao vértice da parábola mais suave se torna a

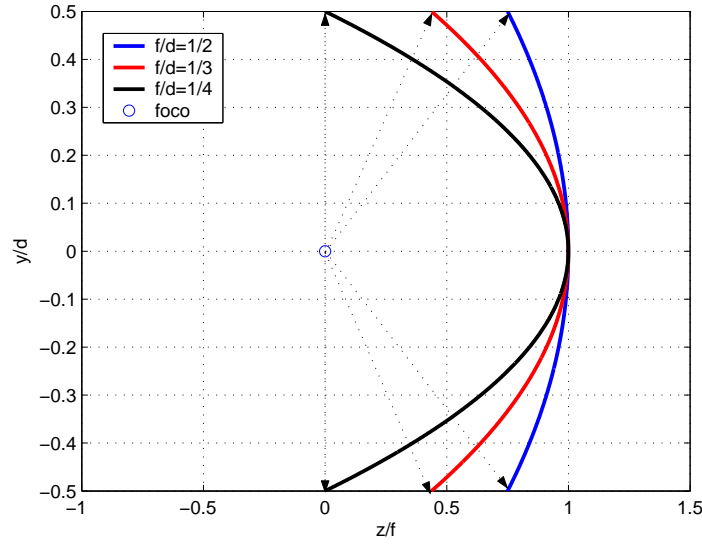


Figura 8.13: Exemplo de reflectores parabólicos para diferentes relações f/d

curvatura desta. Por outro lado a abertura necessária para iluminar todo o plano reflector é menor, ou seja, o elemento radiante colocado no foco terá de ser mais directivo. Quanto mais afastado ficar o foco do vértice mais complicado será o sistema de alimentação pois será necessário utilizar um maior comprimento de guia ou cabo para atingir o foco da antena, o que aumenta a obstrução à onda radiada ou recebida.

8.2.2 Rendimento e Directividade

É possível demonstrar que a directividade de um reflector parabólico é dada por

$$D = \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \left\{ \cot^2 \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{D_f(\theta')} \tan \left(\frac{\theta'}{2} \right) d\theta' \right|^2 \right\} \quad (8.36)$$

onde $D_f(\theta')$ representa a directividade da fonte utilizada no foco.

Admitamos que a área efectiva A_e de uma antena parabólica se pode obter a partir da área da boca A_b da mesma através de uma factor multiplicativo, a que chamaremos rendimento de abertura e simbolizaremos por η_{ab} , ou seja

$$A_e = \eta_{ab} A_b \quad (8.37)$$

Como a área da boca é dada por

$$A_b = \pi r^2 = \frac{\pi d^2}{4} \quad (8.38)$$

então

$$A_e = \eta_{ab} \frac{\pi d^2}{4} \quad (8.39)$$

Por outro lado, no capítulo sobre parâmetros fundamentais vimos que a directividade e a área efectiva se relacionam através de

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} D \quad (8.40)$$

Assim, igualando 8.39 a 8.40 resulta

$$D = \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \eta_{ab} \quad (8.41)$$

Uma comparação entre esta equação e 8.36 revela que o factor η_{ab} é dado por

$$\eta_{ab} = \cot^2 \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{D_f(\theta')} \tan \left(\frac{\theta'}{2} \right) d\theta' \right|^2 \quad (8.42)$$

Note-se que este factor depende apenas do diagrama de radiação do elemento utilizado no foco e do semi-ângulo de abertura θ_0 (ou seja, da relação f/d), e portanto, contabiliza apenas a influência da forma como o parabolóide é iluminado. Se a fase e amplitude do campo na boca da parábola fossem uniformes então o rendimento de abertura seria unitário. Apesar da uniformidade da fase ser garantida pela geometria do parabolóide a uniformidade da amplitude já não o é, devido quer à diferente intensidade de radiação do elemento no foco para cada direcção θ' , quer às diferenças de percurso entre o foco e cada ponto na superfície da parábola. Além disto, poderá existir campo radiado que não intersecte o parabolóide e acabe por se perder - facto denominado de *spillover*.

Assim, contabilizando através de η_s o efeito do *spillover* e por η_i o efeito da iluminação do parabolóide então podemos escrever

$$\eta_{ab} = \eta_s \eta_i \quad (8.43)$$

Existem ainda outros factores que podem fazer diminuir ainda mais o rendimento de radiação e que não foram contabilizados

- η_b - Bloqueamento provocado pelo elemento no foco e pelos guias
- η_p - Não uniformidade de polarização da onda
- η_r - Rugosidade da superfície reflectora
- η_f - Não uniformidade da fase na boca da antena

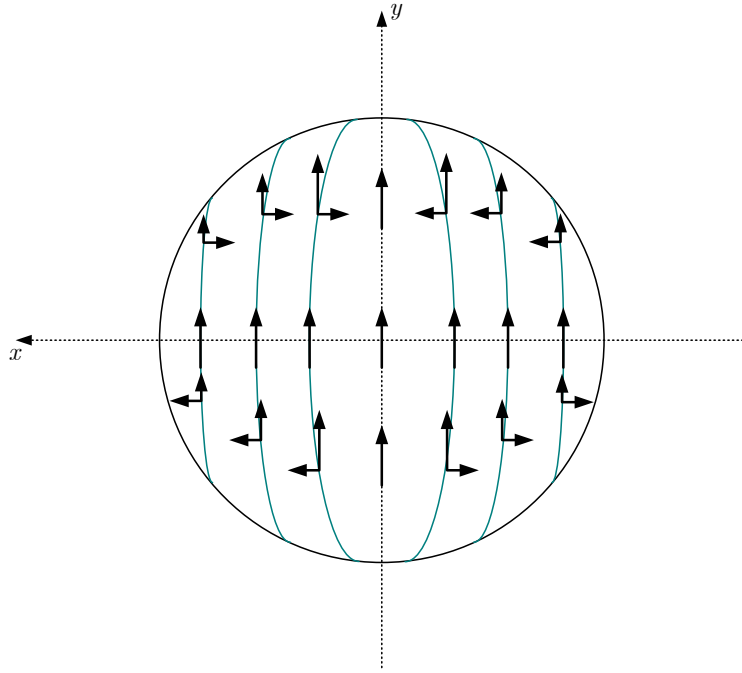


Figura 8.14: Polarização da onda radiada pelo reflector parabólico

Finalmente, recorde-se que se assumiu que quer o elemento colocado no foco quer o próprio reflector não têm perdas. Na realidade tal não é verdade pelo que o rendimento total será então dado por

$$\eta = \eta_s \eta_i \eta_b \eta_p \eta_r \eta_f \eta_{rad}^e \eta_{rad}^r \quad (8.44)$$

onde

η_{rad}^e - Rendimento de radiação do elemento radiante

η_{rad}^r - Rendimento de radiação do reflector

Tipicamente, para um reflector parabolóide alimentado por uma corneta devidamente dimensionada, o rendimento total encontra-se no intervalo $0.5 < \eta < 0.6$ e a largura de feixe a -3dB pode ser obtida por

$$\theta_{-3dB} \approx 70 \frac{\lambda}{d} \quad (8.45)$$

8.2.3 Polarização cruzada

Admitamos que a fonte que ilumina o reflector tem uma polarização linear segundo Oy . O campo irá ser enviado em direcção ao parabolóide e será reflectido. Mostra-se na figura 8.14 a polarização do campo reflectido. Como se pode observar, apesar da fonte ter uma polarização

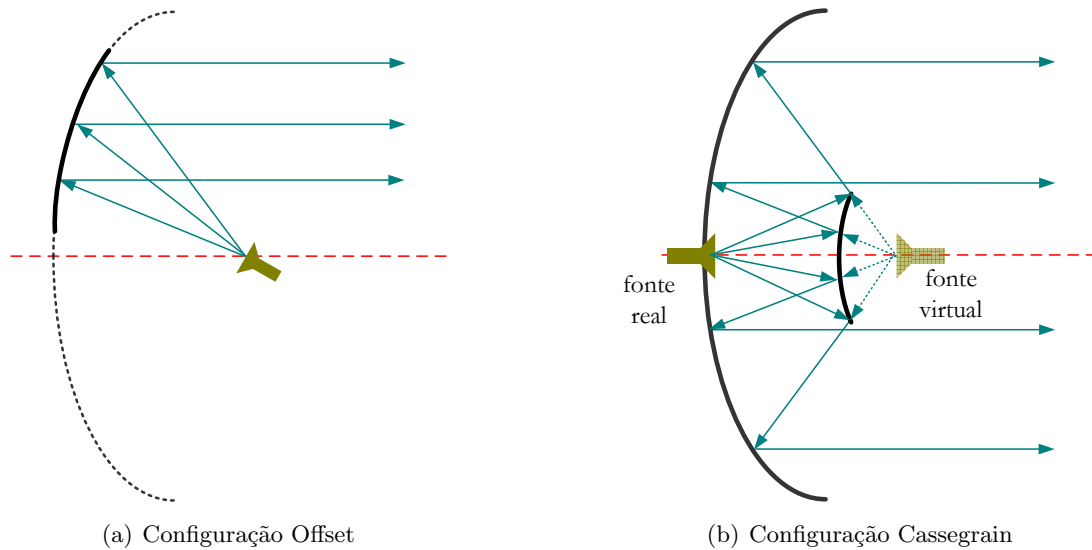


Figura 8.15: Outras configurações de reflectores parabólicos

linear, a polarização do campo reflectido varia conforme a direcção considerada, sendo que só apresenta uma polarização linear segundo Oy para $x = 0$ ou $y = 0$. Este fenómeno (além de introduzir uma perda adicional já contabilizado pelo factor η_p) é de especial importância quando se usa multiplexagem de polarização (dois canais são transmitidos em simultâneo e na mesma frequência mas utilizando polarizações ortogonais) uma vez que a despolarização da onda no reflector vai introduzir interferência entre os dois canais.

8.2.4 Outras configurações

A configuração anterior, por ter o elemento radiante colocado no foco do parabolóide é denominada de alimentação por foco primário ou alimentação frontal. Esta montagem tem alguns inconvenientes: o elemento radiante bem como a linha de alimentação deste bloqueiam alguma da energia que seria radiada e o comprimento necessário é muitas vezes exagerado, em especial para aplicações em que o ruído é um factor importante. Para eliminar estes inconvenientes existem outras configurações de reflectores parabólicos.

Offset

A configuração em *offset*, tal como mostrado na figura 8.15(a), utiliza apenas uma parte do reflector parabólico. Esta montagem tem como principais vantagens o facto de não existir bloqueamento pelo alimentador nem pelos cabos e de reduzir a onda estacionária que se forma

no interior do guia que alimenta o reflector devido à energia que é reflectida para o interior deste.

Cassegrain

A configuração Cassegrain, mostrada na figura 8.15(b), utiliza dois reflectores, em que o reflector principal é parabólico e o auxiliar é hiperbólico. Quando o eixo dos focos de ambos os reflectores coincide, então as propriedades do reflector parabólico com alimentação frontal mantêm-se. Esta configuração é especialmente útil quando é necessário minimizar o tamanho do cabo entre o alimentador da antena e o restante equipamento de recepção.