

Antenas reflectoras

Hertz, en sus primeros experimentos ya utilizó una antena reflectora en forma de cilindro parabólico. En la actualidad se utilizan en los campos más variados, como la recepción de señales de satélite, los grandes radiotelescopios, los bases terrenas para la comunicación con satélites geoestacionarios, o los radioenlaces a frecuencias de milimétricas.



Los reflectores empezaron a utilizarse de forma intensiva a partir de los desarrollos técnicos realizados en la segunda guerra mundial, especialmente con los sistemas de radar y de comunicaciones a frecuencias de microondas.

El análisis de los reflectores se puede realizar mediante técnicas de trazado de rayos o óptica geométrica (GO), seguida del análisis de los campos en la apertura y el cálculo de los campos radiados.

Un análisis más detallado de la radiación requiere el estudio de la difracción en los bordes, para ello se desarrolló la teoría geométrica de la difracción (GTD).

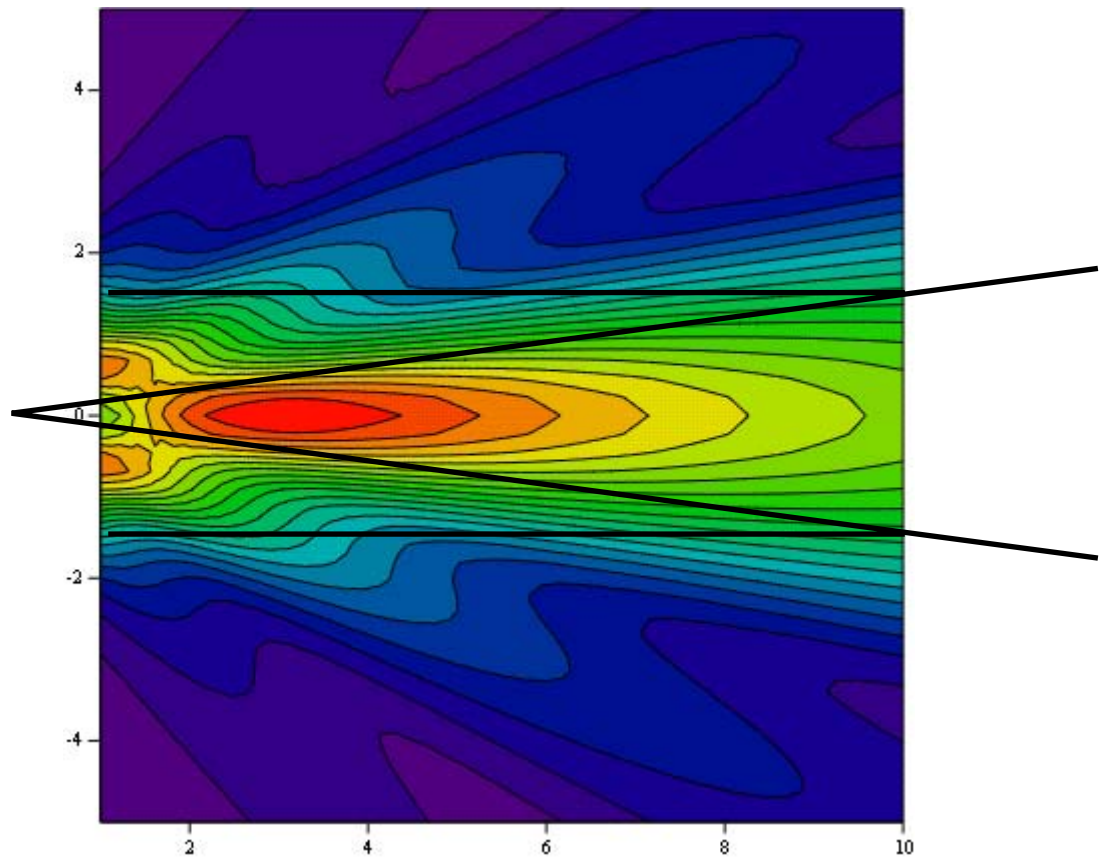
El análisis también puede realizarse a partir de las corrientes inducidas en la superficie del reflector, técnica que se denomina óptica física.

La previsión de los campos radiados por el reflector puede realizarse a partir de la transformada de Fourier bidimensional, el desarrollo de

los campos radiados en forma de series de Bessel-Jacobi, o la expansión de los campos en forma de armónicos esféricos.

Un análisis más exacto puede realizarse a partir de un análisis de la propagación del espectro de ondas planas.

En la gráfica se muestran los campos próximos de una apertura con distribución uniforme. Se puede observar que los haces se propagan de forma paralela, hasta una cierta distancia, donde empieza a formarse el diagrama de radiación.



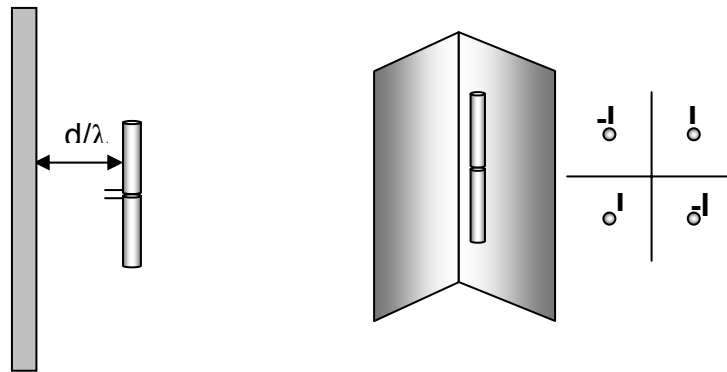
Los reflectores pueden utilizarse conjuntamente con arrays en su foco. Dicha configuración permite obtener haces conformados.

La utilización múltiples reflectores (superficies planas, parabólicas, hiperbólicas, elípticas) permite optimizar las características de radiación, como el área efectiva, la relación de lóbulo principal a secundario o los niveles de polarización cruzada. Dichas superficies pueden optimizarse para conseguir unos determinados diagramas o características de radiación.

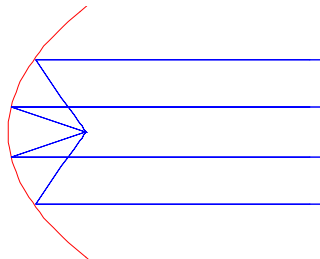
Superficies reflectoras

Las superficies planas, parabólicas, hiperbólicas y elípticas se utilizan habitualmente como parte de la antena.

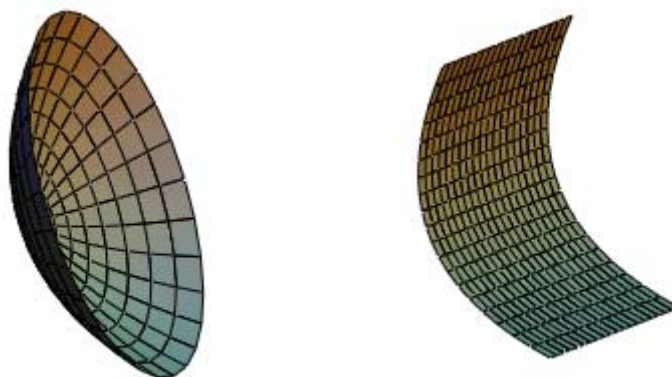
Los reflectores planos, o en forma de diedros permiten mejorar la Directividad de los dipolos y se analizan utilizando la teoría de imágenes, conjuntamente con la teoría de agrupaciones.



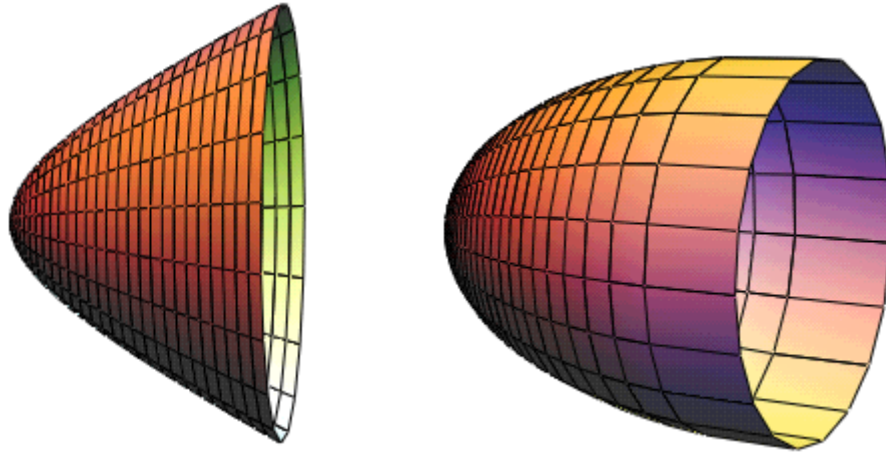
Los reflectores de forma parabólica se utilizan debido a su propiedad, que los rayos salientes de un punto denominado foco, al reflejarse se convierten en un conjunto de rayos paralelos. Recíprocamente un conjunto de rayos paralelos incidentes de forma normal al reflector, convergen en el mismo punto focal.



Los reflectores parabólicos pueden tener simetría de revolución, o bien pueden ser cilindros parabólicos.

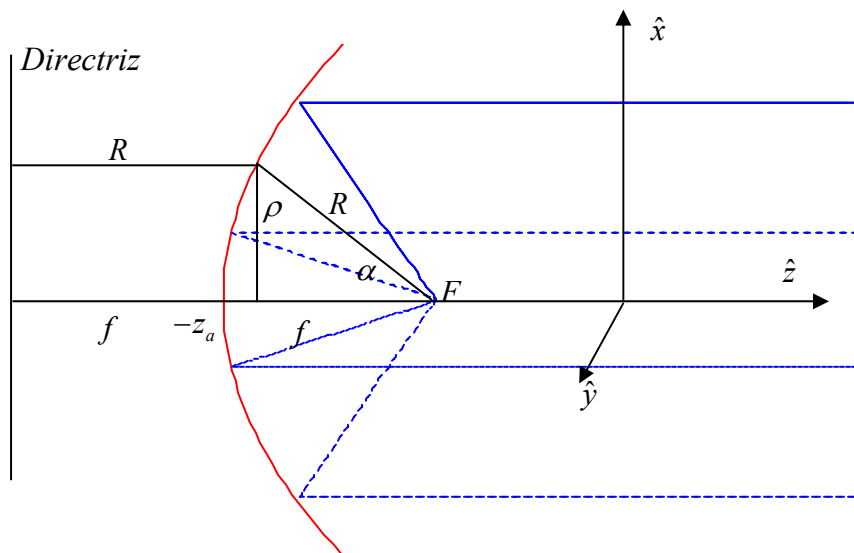


Los reflectores de forma hiperbólica se utilizan como reflectores secundarios, ya que una onda esférica incidente sobre los mismos se convierte en otra onda esférica. Los dos focos se encuentran a ambos lados de la superficie



Un elipsoide de revolución se define como el lugar geométrico de los puntos que cuya suma de distancias a los dos focos es constante.

Análisis geométrico de la parábola



La ecuación de la superficie parabólica es

$$\rho^2 = 4f(z + z_a)$$

$$(x^2 + y^2) = 4f(z + z_a)$$

La parábola se define como el lugar geométrico de los puntos que equidistan de un punto denominado foco y de la directriz. Aplicando la anterior definición, se puede obtener la ecuación de la parábola en coordenadas polares

$$R = f + (z + z_a)$$

$$R = f + (f - R \cos \alpha)$$

$$R = \frac{2f}{1 + \cos \alpha} = \frac{f}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}}$$

Las coordenadas cartesianas de un punto en la parábola también se pueden calcular en coordenadas polares

$$(z + z_a) = f - R \cos \alpha = f - f \frac{\cos \alpha}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}}$$

$$(z + z_a) = f \left(\frac{\cos^2 \frac{\alpha}{2} - \cos \alpha}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} \right) = f \left(\frac{\frac{\cos \alpha}{2} + \frac{1}{2} - \cos \alpha}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} \right) = f \tan^2 \alpha$$

$$\rho = R \sin \alpha = \frac{f \sin \alpha}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} = \frac{f 2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2}}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} = 2f \tan \frac{\alpha}{2}$$

Las ecuaciones obtenidas son

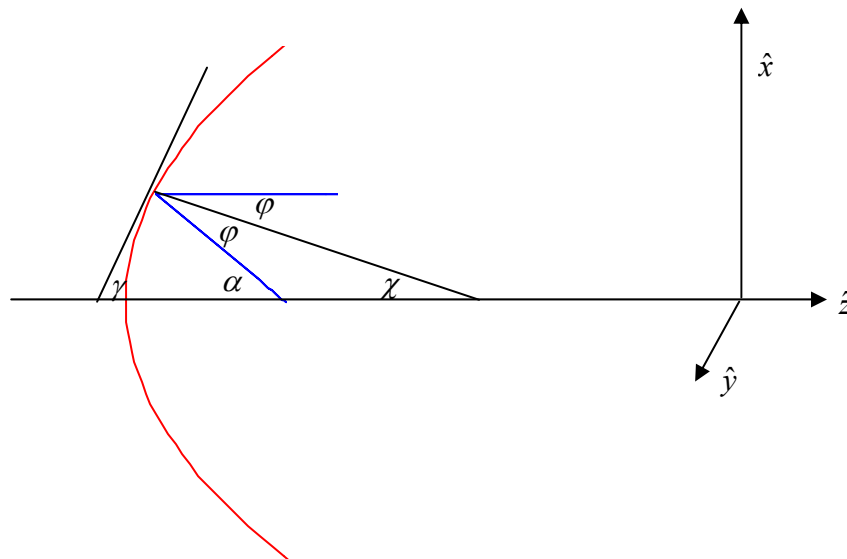
$$R = \frac{f}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}}$$

$$(z + z_a) = f \tan^2 \frac{\alpha}{2}$$

$$\rho = 2f \tan \frac{\alpha}{2}$$

Se van a demostrar las propiedades del reflector de convertir un frente de onda esférico en un frente de onda plano.

Las leyes de la óptica geométrica indican que el rayo incidente, la



normal a la superficie y el rayo reflejado están en un mismo plano, y que el ángulo de incidencia debe ser igual al ángulo de reflexión.

Por otra parte, la tangente a un punto de la curva se puede determinar a partir de la derivada.

$$\tan \gamma = \frac{\partial z}{\partial \rho} = \frac{2f}{\rho} = \frac{1}{\tan \frac{\alpha}{2}} = \cot \frac{\alpha}{2}$$

Trazando la normal y la tangente en el punto de incidencia, los ángulos cumplen la relación

$$\gamma + \chi = \frac{\pi}{2}$$

$$\tan \gamma = \cot \chi$$

De aquí se deduce la relación

$$\tan \gamma = \cot \chi = \cot \left(\frac{\alpha}{2} \right) \rightarrow \chi = \frac{\alpha}{2}$$

En el triángulo que forman la normal, el eje z y el rayo incidente, se cumple

$$\chi + \varphi + (\pi - \alpha) = \pi$$

De las anteriores relaciones se concluye que $\varphi = \frac{\alpha}{2}$, lo que supone a su vez que el rayo reflejado es paralelo al eje z.

Como conclusión se puede observar que todos los rayos reflejados en el reflector siguen caminos paralelos.

También se ha visto que la distancia recorrida por todos los rayos es la misma, concretamente desde la directriz hasta la apertura.

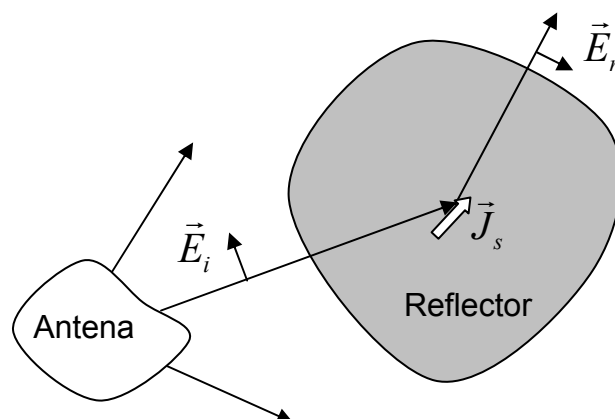
Análisis de reflectores mediante óptica física

Los campos radiados por una antena que incluya un reflector dependerán por una parte de las características de dicha antena, (ancho de haz, nivel de lóbulo principal a secundario, polarización, etc), y por otra parte de las características geométricas del reflector (distancia focal, diámetro).

El análisis electromagnético se puede realizar a partir de la apertura proyectada, o bien a partir de las corrientes inducidas. El método de las corrientes inducidas se conoce como óptica física (PO).

Para el cálculo de las corrientes inducidas en el reflector, se supondrá que el reflector se encuentra en campo lejano de la antena.

La densidad de potencia incidente en el reflector se puede calcular utilizando la ecuación de transmisión-



$$P(\theta', \phi') = \frac{|E_i|^2}{\eta} = \frac{W_t}{4\pi r^2} D(\theta', \phi')$$

El campo incidente en el reflector tiene una orientación vectorial, dependiendo de la polarización, y una fase que incluye el camino recorrido por la onda esférica.

$$\vec{E}_i = \frac{e^{-jkr}}{r} \left(\frac{\eta W_i D(\theta', \phi')}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \hat{e}_i$$

Para calcular el campo eléctrico reflejado, se debe cumplir la condición de campo eléctrico tangencial, suma del incidente y reflejado, debe ser cero

$$\hat{n} \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) = 0$$

Los campos magnéticos están relacionados con el eléctrico a partir de la impedancia de onda.

$$\vec{H}_i = \frac{(\hat{n}_i \times \vec{E}_i)}{\eta}$$

$$\vec{H}_r = \frac{(\hat{n}_r \times \vec{E}_r)}{\eta}$$

Las corrientes inducidas en el reflector se pueden calcular como

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r)$$

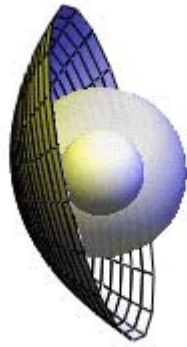
Para el cálculo de los campos radiados es necesario realizar el cálculo del vector de radiación de dichas corrientes

$$\vec{N} = \int \vec{J}_s e^{jk\hat{r} \cdot \vec{r}'} ds'$$

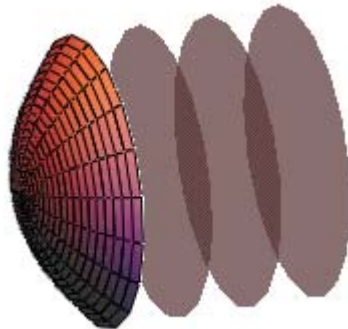
El cálculo de dicha integral, en superficies de grandes dimensiones y con polarizaciones arbitrarias puede ser muy costosa en tiempo de cálculo, por lo que es conveniente intentar simplificar la geometría y aprovechar las simetrías del problema.

Análisis de los reflectores parabólicos como aperturas

Desde el foco hasta el reflector las ondas se propagan como ondas esféricas.



Una vez reflejadas en la superficie parabólica se propagan como ondas planas hasta la apertura $\vec{E}_a = \vec{E}_r e^{-jk(z_a+z)}$



La amplitud del campo en las ondas planas es constante, tan sólo varía la fase.

En las ondas esféricas que se propagan entre el foco y el reflector, el módulo del campo va a ser proporcional a la inversa de la distancia y al diagrama de campo de la antena situada en el foco

$$|E_a| \propto \frac{\sqrt{D(\theta', \phi')}}{r}$$

La fase del campo es constante, teniendo en cuenta las propiedades de la parábola

$$fase(E_a) = -jk(R + z_a + z) = cte$$

La distribución de campos en la apertura depende de los dos factores citados: diferencia de los caminos recorridos y atenuación debido al diagrama del alimentador.

Las ondas que se propagan entre el foco y el reflector se comportan como ondas esféricas, y los campos varían en fase y en amplitud.

Las ondas que se propagan desde el reflector hasta la apertura se comportan como ondas planas, y tan sólo se modifica la fase.

Tomando como referencia el centro del reflector, la directividad en dicha dirección es D_0 y el camino recorrido es f .

La atenuación total de los campos será

$$\tau = 20 \log \left(\frac{\sqrt{\frac{D(\theta', \phi')}{D_0}}}{\frac{f}{R}} \right) = 10 \log \left(\frac{D(\theta', \phi')}{D_0} \right) + 20 \log \left(\frac{R}{f} \right)$$

Teniendo en cuenta la ecuación paramétrica de la parábola

$$R = \frac{f}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}}$$

La atenuación de los campos en la apertura es debida a la diferencia de caminos y al diagrama.

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = 40 \log \left(\cos \frac{\alpha}{2} \right) + 10 \log \left(\frac{D(\theta', \phi')}{D_0} \right)$$

Una vez conocida la distribución de campos en la apertura, es posible calcular los campos radiados, utilizando la teoría que ha sido desarrollada para aperturas circulares, y que ya se ha aplicado en el caso de las bocinas cónicas.

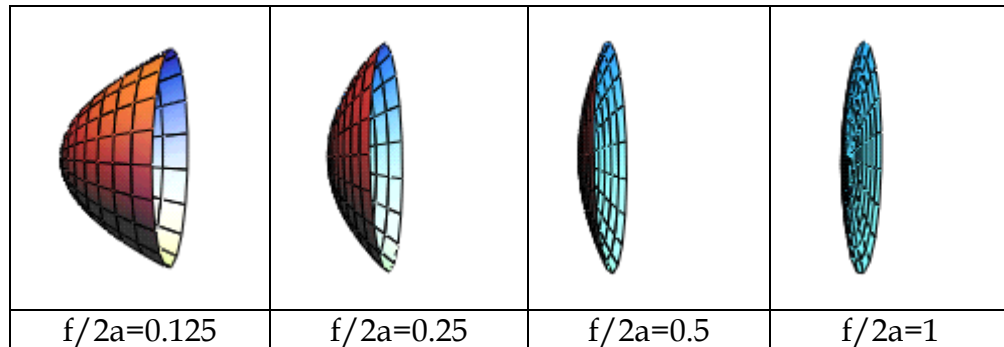
El valor de τ permite aproximar la distribución por una función uniforme más una distribución tipo parabólica o parabólica al cuadrado.

Una apertura circular uniforme tiene un diagrama proporcional a la transformada de los campos en la apertura

$$\iint_{s'} E_u(x', y') e^{jk\hat{r} \cdot \hat{\rho}'} ds' = E_u \left(\pi a^2 2 \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right)$$

Si la apertura circular tiene simetría de revolución, el parámetro fundamental de análisis es la variación radial de los campos en la apertura.

Las propiedades del reflector parabólico dependen del parámetro distancia focal a diámetro de la apertura ($f/2a$). Un valor reducido equivale a un reflector con gran curvatura, mientras que valores superiores a 1 suponen que el reflector está más cerca de un plano.



La relación que liga el ángulo máximo con el parámetro $f/2a$ se pueden obtener a partir de las ecuaciones de la parábola.

$$\rho^2 = 4f(z + z_a)$$

$$\rho = 2f \tan \frac{\alpha}{2}$$

Particularizando en el extremo de la parábola resulta la relación entre los distintos parámetros de la curva

$$\left(\frac{a}{2}\right)^2 = 4f(z + z_a) = 4fh$$

$$a = 2f \tan \frac{\beta}{2}$$

Las relaciones que ligan las dimensiones geométricas con la relación f/D son

$$h = \frac{1}{16 \left(\frac{f}{2a}\right)^2} f$$

$$\tan \frac{\beta}{2} = \frac{1}{4 \left(\frac{f}{2a}\right)}$$

En la siguiente tabla comparativa se puede observar el efecto que tiene la elección de un valor de $f/2a$ sobre el diseño del reflector

$f/2a$	1/8	1/4	1/2	1
h	4f	f	f/4	f/16
2β	253	180	106	56

Se puede observar que el valor $f/2a=1/8$ supone que el foco se encuentra en el interior del volumen limitado por el paraboloide y la superficie de la apertura. Este podría ser un ejemplo para el diseño de faros de coche. Si el radiador a situar en el foco fuera directivo, por ejemplo una bocina, se aprovecharía de forma muy poco eficiente la superficie del reflector, y además la gran curvatura supondría radiación de las dos polarizaciones, debidas a las corrientes inducidas.

Para $f/2a=1/4$ el foco se sitúa en la misma superficie de la apertura. El camino recorrido por las ondas esféricas es f en la zona central y $2f$ en el extremo del reflector. Por lo tanto existe una diferencia de 6 dB en la iluminación por el efecto de la propagación. Si se situara una apertura elemental en el foco se tendría una diferencia adicional de otros 6 dB por el efecto del diagrama.

Para $f/2a=1/2$ ya se requiere una cierta directividad en la antena a situar en el foco, dado que si se situara una antena isotrópica, más de la mitad de la potencia se estaría radiando en zonas no deseadas.

Los valores de $f/2a=1$ o superiores hacen que el reflector sea muy plano, y serían necesarias antenas muy directivas en el foco y estructuras de soporte apropiadas.

La mayor parte de los reflectores parabólicos utilizados en la recepción de señales de satélite utilizan valores de $f/2a$ comprendidos entre 0.25 y 0.5, con valores típicos de 0.4

Las estaciones terrenas profesionales para la conexión con satélites utilizan valores mayores de 0.4, para evitar el efecto de la polarización cruzada.

Directividad de los reflectores parabólicos

Un reflector parabólico se puede analizar como una apertura circular en la que conocemos el valor de la distribución de campos. Los campos radiados si la polarización es circular serían.

$$E_{\theta} = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} \cos \phi \left(\frac{\eta}{Z_0} \cos \theta + 1 \right) \iint_{s'} E(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy'$$

$$E_{\phi} = -j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} \sin \phi \left(\frac{\eta}{Z_0} + \cos \theta \right) \iint_{s'} E(x', y') e^{jk_x x'} e^{jk_y y'} dx' dy'$$

La directividad se calcula como

$$D_p = \frac{P_m}{\frac{W_t}{4\pi r^2}} = \frac{4\pi r^2}{\eta} \frac{E_{\theta}^2 + E_{\phi}^2}{W_t}$$

$$D_p = \frac{4\pi \left(\iint_{s'} E_a(x', y') ds' \right)^2}{\lambda^2 \iint_{s'} |E_a(x', y')|^2 ds'} = \frac{4\pi \left(\iint_{s'} E_a(x', y') \rho d\rho d\phi' \right)^2}{\lambda^2 \iint_{s'} |E_a(x', y')|^2 \rho d\rho d\phi'}$$

$$D_p = \frac{4\pi}{\lambda^2} \pi a^2 \varepsilon_{il}$$

Eficiencia de iluminación

Los campos en la apertura son proporcionales al camino recorrido por las ondas y al diagrama de la antena situada en el foco. Si la antena tiene simetría de revolución

$$\vec{E}_a = \frac{e^{-jkr}}{r} \left(\frac{\eta W_t D(\alpha)}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-jk(x_a - x)} \hat{e}_r$$

$$E_a = E_0 \frac{\sqrt{D(\alpha)}}{R}$$

Sustituyendo los valores de las ecuaciones paramétricas de la parábola

$$\rho = 2f \tan \frac{\alpha}{2}$$

$$d\rho = \frac{f}{\cos^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)} d\alpha$$

$$R = \frac{f}{\cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

$$\eta_{il} = \frac{1}{\pi a^2} \frac{\left(\iint_{s'} E_a(x', y') \rho d\rho d\phi' \right)^2}{\iint_{s'} |E_a(x', y')|^2 \rho d\rho d\phi'}$$

Sustituyendo las expresiones anteriores

$$\eta_{il} = \frac{1}{\pi a^2} \frac{\left(\iint_{s'} \frac{\sqrt{D(\alpha)}}{R} \rho d\rho d\phi' \right)^2}{\iint_{s'} \left| \frac{\sqrt{D(\alpha)}}{R} \right|^2 \rho d\rho d\phi'}$$

Teniendo en cuenta la relación entre el ángulo β y la relación distancia focal a diámetro

$$\tan \frac{\beta}{2} = \frac{1}{4 \left(\frac{f}{2a} \right)}$$

Se llega a la expresión final para la eficiencia de iluminación

$$\eta_{il} = 2 \cot^2 \beta \frac{\beta \left(\int_0^\beta \sqrt{D(\alpha)} \tan \frac{\alpha}{2} d\alpha \right)^2}{\int_0^\beta D(\alpha) \sin \alpha d\alpha}$$

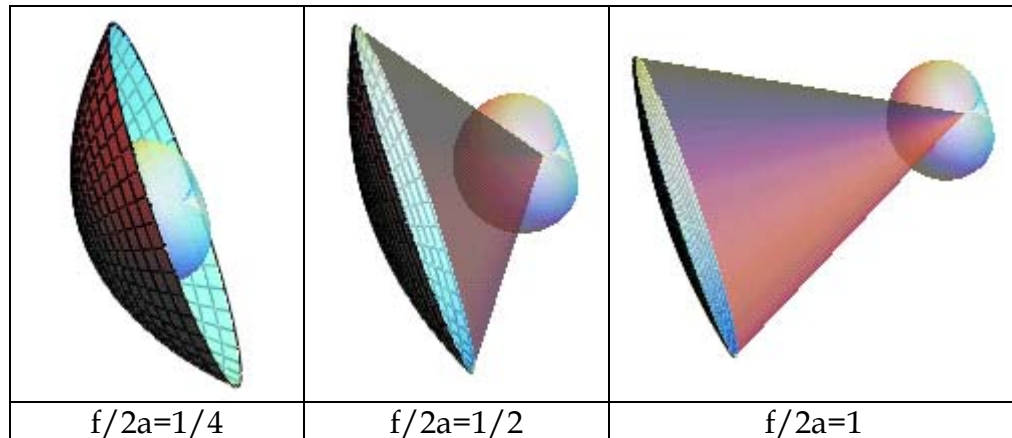
Eficiencia de desbordamiento

La eficiencia de desbordamiento (spillover) se define como la relación entre la potencia radiada por el alimentador situado en el foco que llega al reflector, y la potencia total radiada por el mismo.

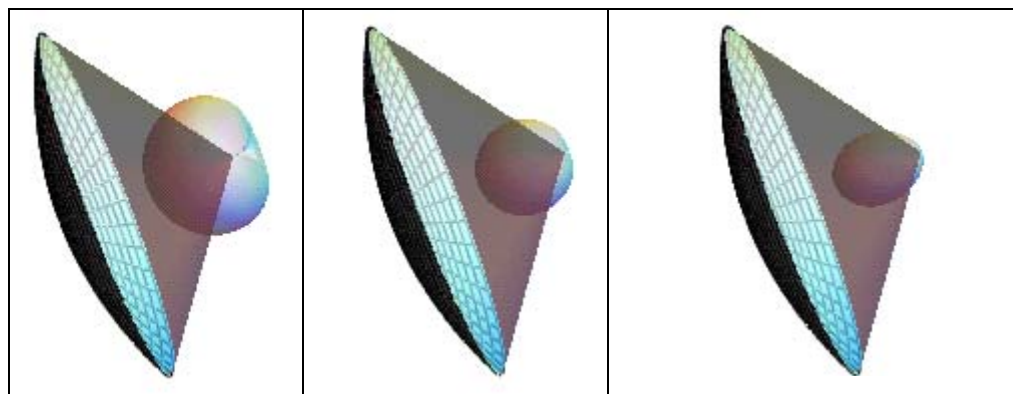
$$\eta_s = \frac{W_{refl}}{W_{total}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\beta P(\theta', \phi') ds}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta', \phi') ds} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\beta D(\theta', \phi') d\Omega}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D(\theta', \phi') d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\beta D(\theta', \phi') d\Omega$$

Dicha eficiencia depende de la relación del valor del ángulo β . En la gráfica se observa la eficiencia para una apertura elemental.

El ángulo máximo depende de la relación distancia focal/diámetro. En la gráfica se comparan tres casos de $f/2a$. Se observa claramente que la eficiencia de desbordamiento es mayor para valores reducidos de dicha relación.



La eficiencia de desbordamiento también depende del diagrama de la antena situada en el foco. La eficiencia será mayor si la antena es más directiva.



Eficiencia de bloqueo

La Directividad puede disminuir debido al efecto de sombra del alimentador o del subreflector.

La eficiencia de bloqueo se define como la relación entre las directividades o las áreas efectivas de la antena con bloqueo y sin bloqueo.

En el caso de aperturas circulares de radio a con distribución uniforme el Área efectiva es

$$A_{ef} = \pi a^2$$

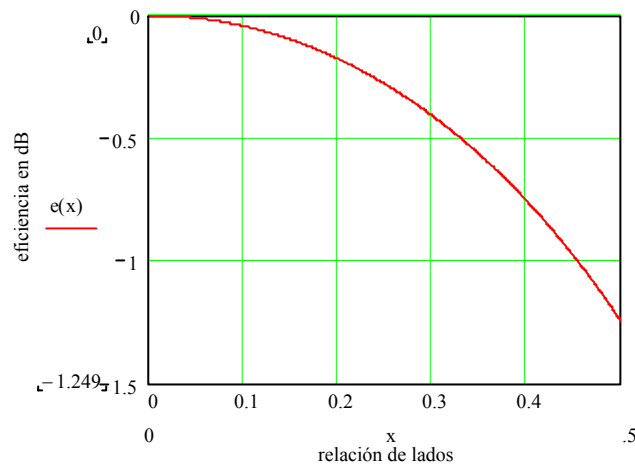
Si se bloquea en el centro una zona de radio b , la nueva área efectiva será

$$A_{ef}^b = \pi(a^2 - b^2)$$

La eficiencia de bloqueo será

$$\eta_b = \frac{A_{ef}^b}{A_{ef}} = \frac{a^2 - b^2}{a^2} = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 = 1 - x^2$$

La disminución en dB de la eficiencia se muestra en la siguiente gráfica



Eficiencia de polarización

Las corrientes en el reflector tienen una orientación variable. El diagrama tiene componentes copolar y de polarización cruzada. Se define la eficiencia de polarización como la relación entre la potencia radiada en la polarización copolar y la potencia total radiada en las dos polarizaciones.

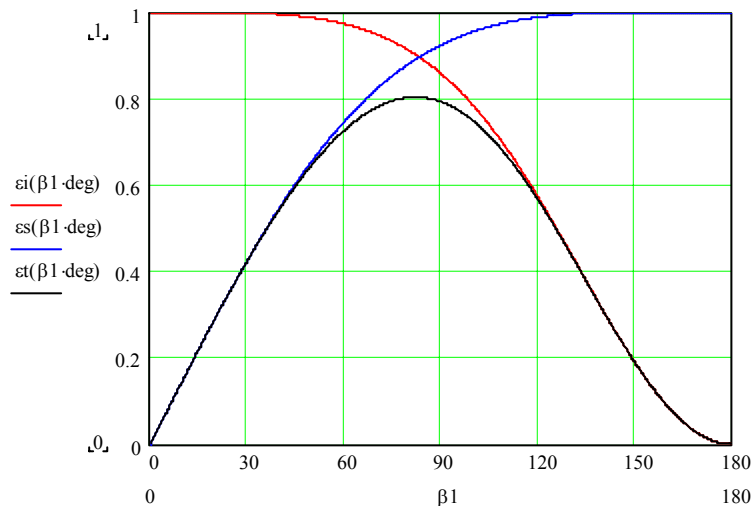
Eficiencia total

La eficiencia total incluye el efecto de pérdidas por radiación fuera del reflector y de iluminación en la apertura, así como el resto de pérdidas por polarización, bloqueo, etc.

$$\eta_t = \eta_s \eta_i = \frac{1}{2} \int_0^\beta D(\theta', \phi') d\Omega \left(2 \cot^2 \frac{\beta}{2} \right) \frac{\left(\int_0^\beta \sqrt{D(\alpha)} \tan \frac{\alpha}{2} d\alpha \right)^2}{\int_0^\beta D(\alpha) \sin \alpha d\alpha}$$

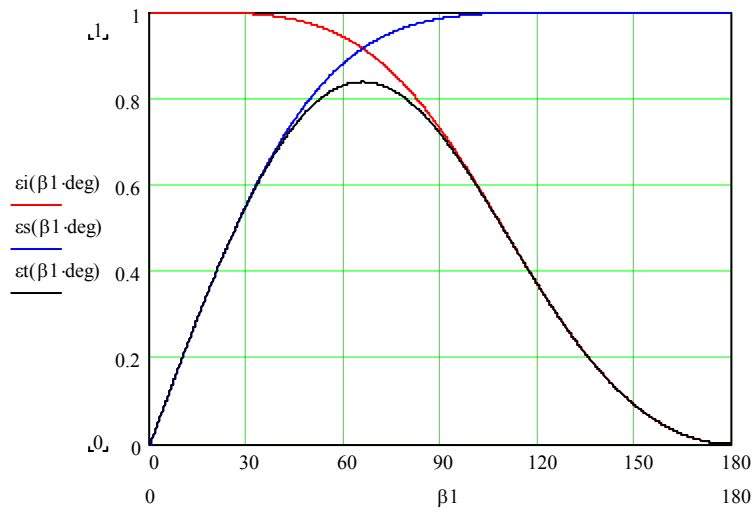
$$\eta_t = \cot^2 \frac{\beta}{2} \left(\int_0^\beta \sqrt{D(\alpha)} \tan \frac{\alpha}{2} d\alpha \right)^2$$

La gráfica de las eficiencias, para una apertura elemental es



Se observa que hay un óptimo que es 0.8.

La eficiencia máxima depende del diagrama de la antena situada en el foco. Si la antena es más directiva, por ejemplo el cuadrado del anterior diagrama, el óptimo se tiene para un valor de f/D más alto, equivalente a un ángulo β menor.



La Directividad se puede calcular a partir de la eficiencia total, que incluye el efecto de desbordamiento y de iluminación.

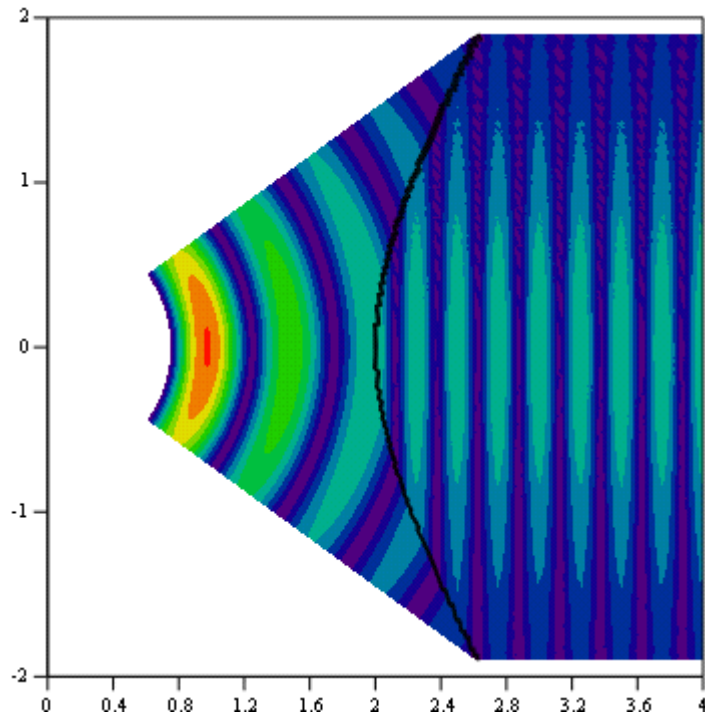
$$D_p = \frac{4\pi}{\lambda^2} A \eta_t = \frac{4\pi}{\lambda^2} \pi a^2 \cot^2 \frac{\beta}{2} \left(\int_0^{\beta} \sqrt{D(\alpha)} \tan \frac{\alpha}{2} d\alpha \right)^2$$

Lentes

Si superficie de separación entre dos medios de distinta constante dieléctrica tiene forma de una hipérbola se puede conseguir que una onda esférica se transforme en una onda plana.

Para ello es necesario que los caminos eléctricos recorridos sean los mismos para cualquier posible trazado de rayos.

Por ejemplo, en la transición desde el aire a un medio de índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon_r}$, la representación gráfica de la amplitud de los campos es



Como se puede observar se produce un cambio en la longitud de onda, así como una atenuación de los campos debido a la diferencia de caminos recorridos por la onda esférica.

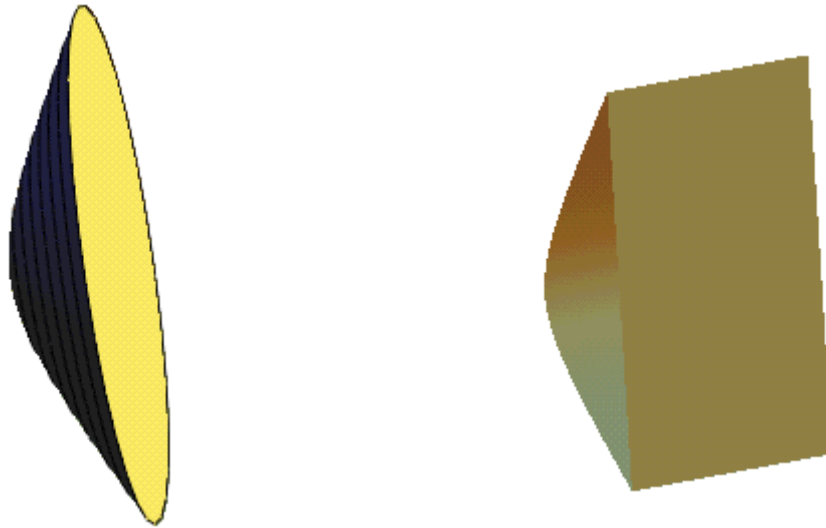
Si la antena que se sitúa en el foco tiene un diagrama directivo, aparece además el efecto de atenuación del diagrama.

El análisis de las lentes es similar al de los reflectores parabólicos, y se pueden definir el mismo tipo de eficiencias, como la eficiencia de desbordamiento y la de iluminación.

En las lentes aparece nuevos factores de pérdidas por atenuación y reflexión en el dieléctrico. Dichos efectos se pueden reducir mediante el uso de recubrimientos de un cuarto de longitud de onda de espesor.

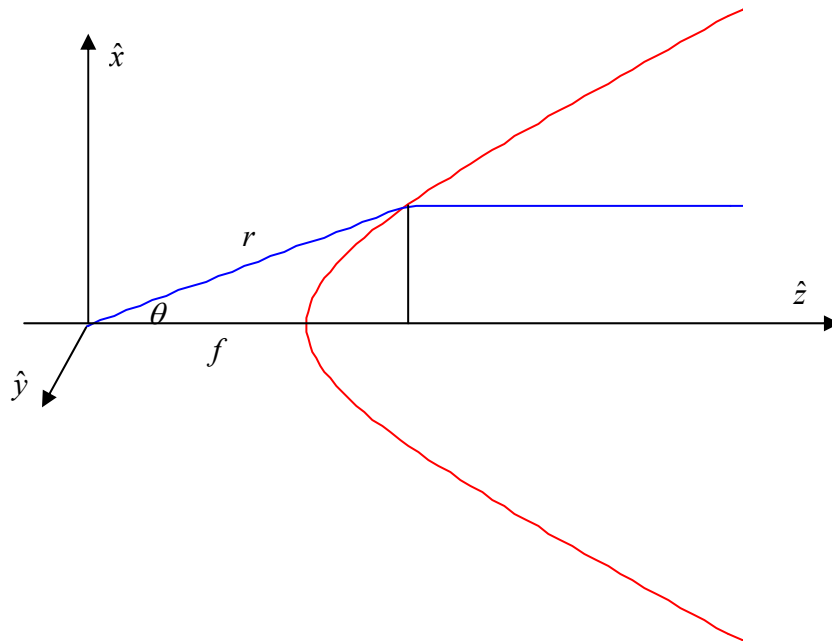
Una vez que las ondas son planas se puede introducir una nueva transición al espacio libre.

Al igual que en los reflectores se pueden diseñar lentes de diversas formas, con simetría de revolución o lentes cilíndricas.



Con respecto a los reflectores las lentes funcionan en modo de transmisión, se utilizan a frecuencias más elevadas, son menos sensibles a tolerancias mecánicas y tienen mayor peso y volumen. Desaparecen los efectos de bloqueo, pero por el contrario se añaden efectos de pérdidas en el dieléctrico y por reflexiones en las discontinuidades.

Ecuación de la lente



Para obtener la ecuación de la lente hay que imponer la condición de igualdad de fase en todos los caminos recorridos. La velocidad de

propagación es inferior en el medio más denso, y la longitud de onda es menor.

$$k \cdot r = k \cdot f + (r \cos \theta - f)k \cdot n$$

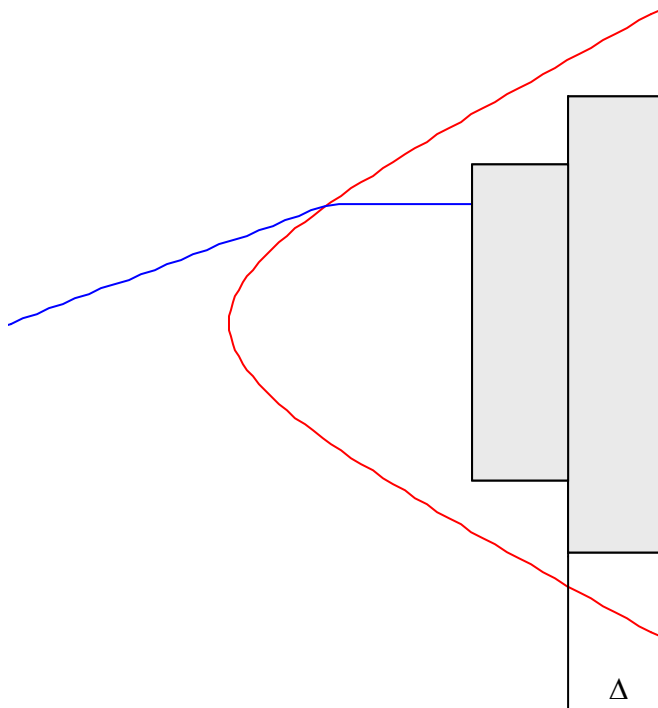
$$r = \frac{(n-1)f}{n \cos \theta - 1}$$

Es posible diseñar lentes utilizando líneas de transmisión, como cables, guías de onda o placas metálicas paralelas.

En este último caso, los modos de propagación en una línea de placas paralelas tienen una longitud de onda en la guía dependiente con la frecuencia, y la lente es dispersiva, es decir sus propiedades no son constantes con la frecuencia.

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}$$

Las lentes se pueden construir de forma escalonada, con el fin de reducir peso y volumen.



En la lente de la figura se podría eliminar el material indicado siempre que la diferencia de fase con respecto a la lente original fuese múltiplo de 2π

$$k(n-1)\Delta = 2\pi m$$

$$(n-1)\Delta = m\lambda$$

$$m = 1, 2, \dots$$

El inconveniente de realizar un escalonamiento es la disminución del ancho de banda de la lente, dado que la fase no es constante, sino que sigue una distribución en forma de escalera, con saltos de 2π , pero sólo a la frecuencia de diseño.