

5.1. Introducción

Las Figs. (5.1)(a) y (5.1)(b) muestran respectivamente los diagramas de bloques de un **transmisor** y un **receptor de RF** (o de microondas) inalámbricos. La entrada al transmisor de la Fig. (5.1)(a) (imágenes, voz, datos), usualmente conocida como **señal de banda base**, es modulada (o codificada) en una **señal portadora** sinusoidal de alta frecuencia que puede ser radiada por la antena emisora. La razón por la cual se hace esto es porque a alta frecuencia, es posible radiar de forma mucho más eficiente y con un mejor aprovechamiento del espectro que a las frecuencias de la señal de banda base. La antena del transmisor tiene como objetivo convertir la señal portadora modulada en una onda electromagnética esférica (que localmente se comporta como una onda plana). El receptor de la Fig. (5.1)(b) tiene como objetivo recuperar la señal de banda base emitida por el transmisor, y está compuesto por componentes que invierten las funciones de los componentes del transmisor. La antena del receptor capta ondas electromagnéticas procedentes de muchas fuentes en un intervalo de frecuencias relativamente amplio, y el filtro paso de banda situado a continuación de la antena se encarga de rechazar las señales indeseadas y dejar paso a la señal de RF deseada. De acuerdo con lo que se acaba de decir, la función de una antena es convertir la señal de RF de un transmisor en una onda electromagnética, o recíprocamente, convertir una onda electromagnética en una señal de RF en un receptor. En un **transceptor**, donde el transmisor y el receptor forman parte del mismo sistema para conseguir comunicaciones *full-duplex*, se puede utilizar la misma antena para transmisión y recepción.

Las *IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas* (IEEE Std 145-1983) definen la **antena** como “un medio para radiar o recibir ondas de radio”. En otras palabras, la antena es la estructura de transición entre el espacio libre y un dispositivo de transmisión de ondas guiadas, tal y como se muestra en la Fig. (5.2). El dispositivo de transmisión de ondas guiadas puede ser tanto una línea de transmisión (p.e., un cable coaxial o una línea *microstrip*) como una guía de ondas, y se utiliza para transportar la energía electromagnética entre la fuente emisora y la antena (caso de una antena emisora), o entre la antena y el receptor (caso de una antena receptora). Además de emitir y recibir energía, se requiere que una antena en un sistema inalámbrico avanzado optimice y acentúe la radiación de energía en unas direcciones y la suprima en otras. Por tanto, además de comportarse como un sensor inalámbrico, **la antena debe actuar como un dispositivo direccional**. En este sentido, la antena juega en un sistema de comunicación el mismo papel que juegan los ojos y las gafas en un ser humano.

Los aspectos de las antenas que son importantes en sistemas inalámbricos de comunicación son el rango de frecuencia de operación, el tamaño y el diagrama de cobertura de la antena. Se define el **diagrama de radiación** de una antena como una representación del nivel de potencia emitido o recibido por la antena en las distintas direcciones del espacio alrededor de la antena. Se puede demostrar que el diagrama de radiación de una antena es el mismo en emisión y en recepción. Los sistemas inalámbricos que proporcionan servicios de radiodifusión, tales como la televisión y la

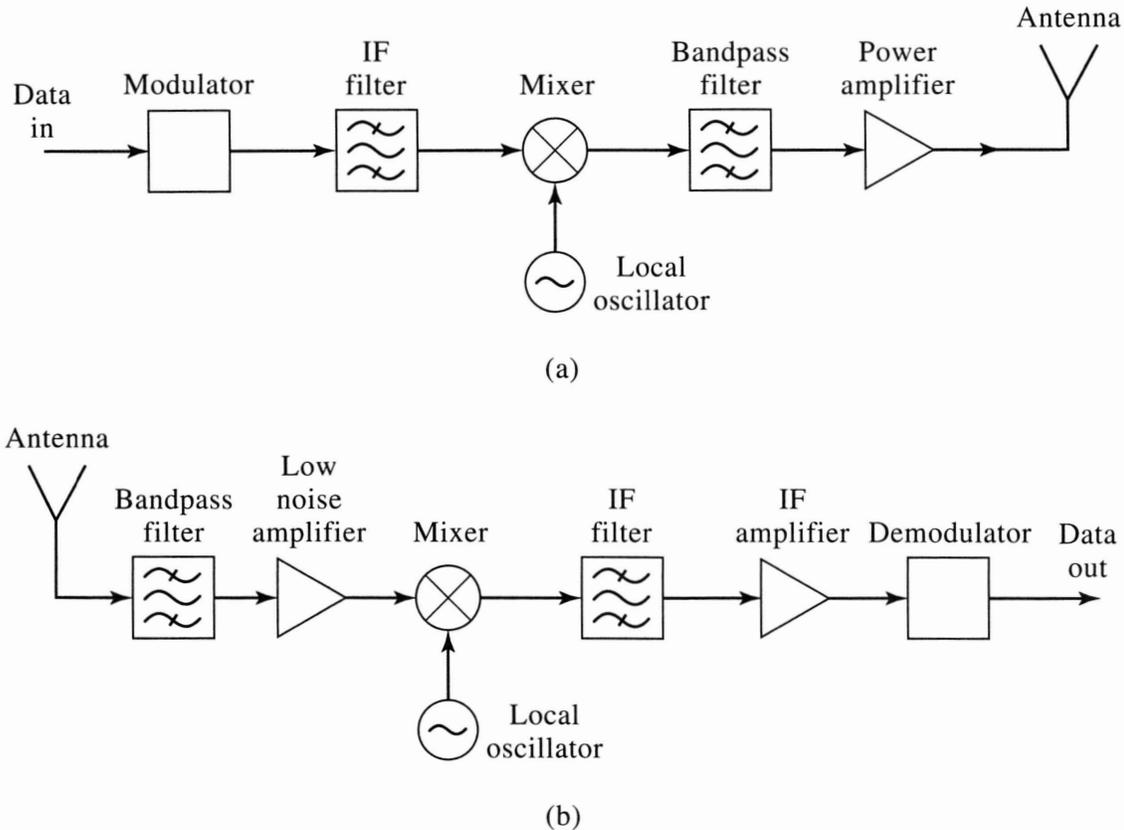


Figura 5.1: Diagrama de bloques de los sistemas básico de radio: (a) transmisor y (b) receptor

radio en AM y FM, requieren antenas con diagramas de radiación que son uniformes en todas las direcciones en un plano paralelo a la superficie de la Tierra, diagramas a los que se conoce como **omnidireccionales** (estos diagramas pueden ser obtenidos con antenas construidas con hilos metálicos, tales como monopolos, dipolos y antenas de cuadro). En otros sistemas tales como los radioenlaces punto-a-punto o los sistemas de radiodifusión por satélite, se precisan antenas que emitan (o reciban) potencia preferentemente en una única dirección, dando lugar a diagramas de radiación direccionales conocidos como diagramas tipo **pincel** o diagramas de **haz enfocado** (estos diagramas se pueden obtener con agrupaciones *-arrays-* de antenas omnidireccionales, o con antenas reflectoras). La medida de la direccionalidad de un diagrama de radiación de una antena viene dada por la **directividad** o por la **ganancia** de la antena. Una antena omnidireccional tiene una baja ganancia, mientras que una antena de haz enfocado tiene una alta ganancia.

Una característica importante de todas las antenas es que hay relaciones inevitables entre el rango de frecuencia de operación, el tamaño y la ganancia de una antena. A causa de la naturaleza electromagnética del funcionamiento de la antena, la ra-

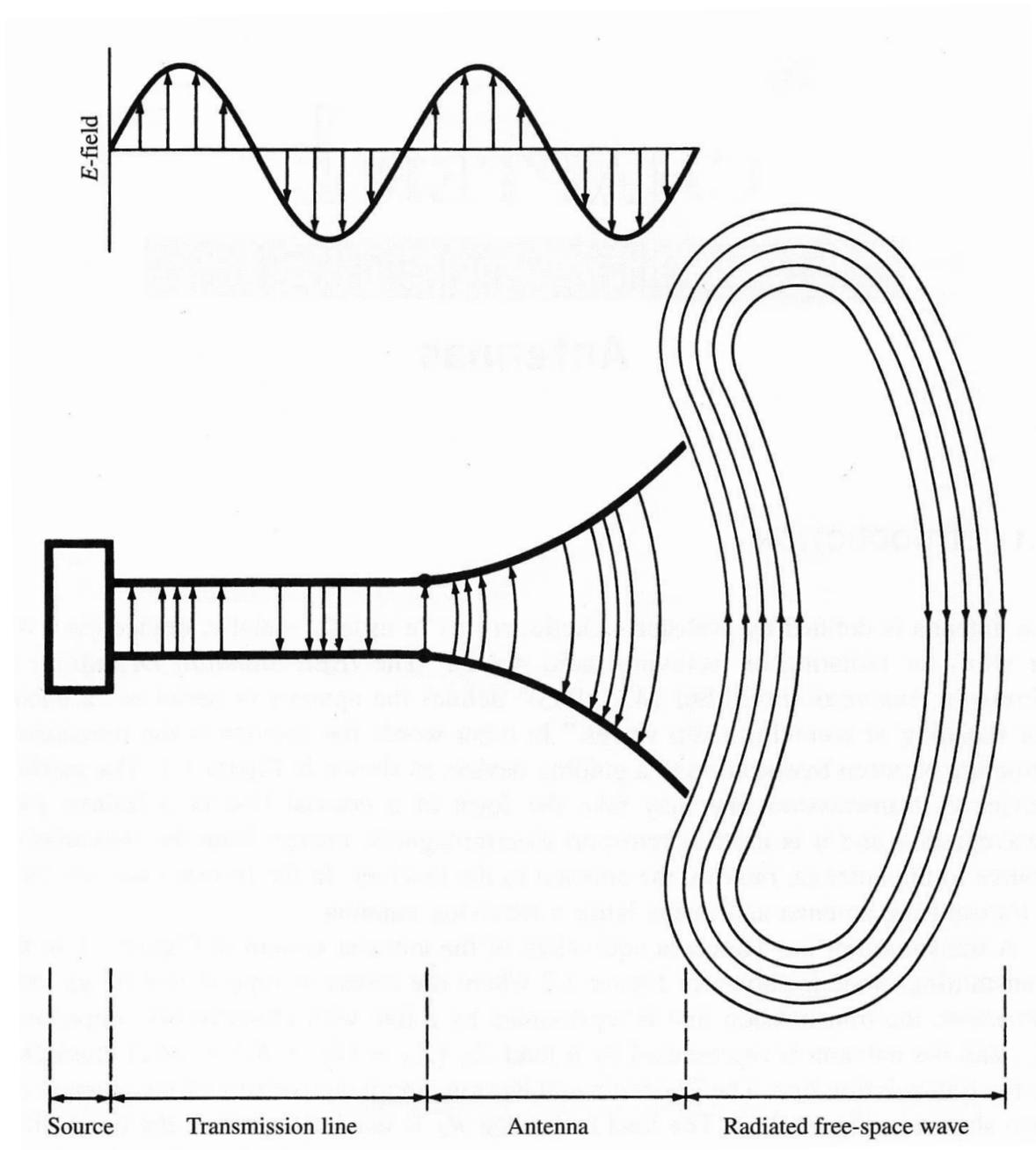


Figura 5.2: La antena como un dispositivo de transición.

diación eficiente de una señal por parte de la antena requiere que la antena tenga unas dimensiones físicas mínimas que son del orden de la longitud de onda λ_0 ($\lambda_0 = c/f$, siendo c la velocidad de la luz y f la frecuencia) a la frecuencia de operación. Esto significa que el tamaño de la antena disminuye conforme aumenta la frecuencia de forma que mientras que las antenas a baja frecuencia serán muy grandes (por ejem-

plo, las emisoras de AM que trabajan a frecuencias en torno a 1 MHz), las antenas a frecuencias de microondas (por encima de los 300 MHz) serán pequeñas (por ejemplo, las antenas utilizadas en las estaciones base de telefonía móvil). Además, se puede demostrar que la ganancia de una antena es proporcional al cociente entre el área de su sección transversal y λ_0^2 , con lo cual, las antenas de alta ganancia tienen que ser eléctricamente grandes (esto es, sus dimensiones deben ser mucho mayores que la longitud de onda). Así, mientras que una antena de baja ganancia utilizada en un receptor GPS (sistema de posicionamiento global basado en la comunicación con satélites en órbita alrededor de la Tierra) a 1.575 GHz puede tener un área de unas pocas decenas de centímetros cuadrados, el plato de una antena parabólica usada en un radioenlace punto-a-punto a la misma frecuencia puede tener varios metros de diámetro.

Existen antenas más sofisticadas que son capaces de cambiar electrónicamente la dirección de máxima emisión de radiación (esto es, la dirección del llamado **lóbullo principal del diagrama de radiación**). Tales antenas se llaman *phased arrays*, y en el pasado, su uso se ha limitado a sistemas militares a causa de su alto precio. Sin embargo, la tecnología de *phased arrays* es útil en sistemas inalámbricos comerciales porque el lóbulo principal del diagrama de radiación puede ser dirigido a un usuario dado, mientras se rechazan interferencias con otros posibles usuarios. Las antenas utilizadas en estos sistemas se conocen como *smart antennas* (antenas elegantes), y una de las implementaciones más eficientes es la que se consigue mediante *adaptive arrays* (agrupaciones adaptativas). Estas últimas antenas pueden llegar a ser útiles para aumentar la capacidad del canal en sistemas de telefonía móvil si se logran recortes los costes.

5.2. Campo electromagnético y potencia radiados por una antena

5.2.1. Regiones de campo

El espacio que rodea a una antena se subdivide usualmente en tres regiones: región de **campo próximo reactivo**, región de **campo próximo radiante** (también conocida como región de **Fresnel**) y región de **campo lejano** (también conocida como región de **Fraunhofer**). En cada una de estas tres regiones, la estructura de los campos tiene características diferentes. Aunque las fronteras que separan las tres regiones se pueden definir de distintas maneras, existe un criterio bastante extendido para identificar dichas fronteras.

- La región de campo próximo reactivo se define como “aquella porción de la región de campo próximo que rodea a la antena en la que predominan los campos reactivos (aquéllos en los que no se equilibra la densidad de energía eléctrica y la densidad de energía magnética en cada punto del espacio)”. Para la mayoría de las antenas, se suele definir la región de campo próximo reactivo como una esfera centrada en el centro geométrico de la antena cuyo radio vale

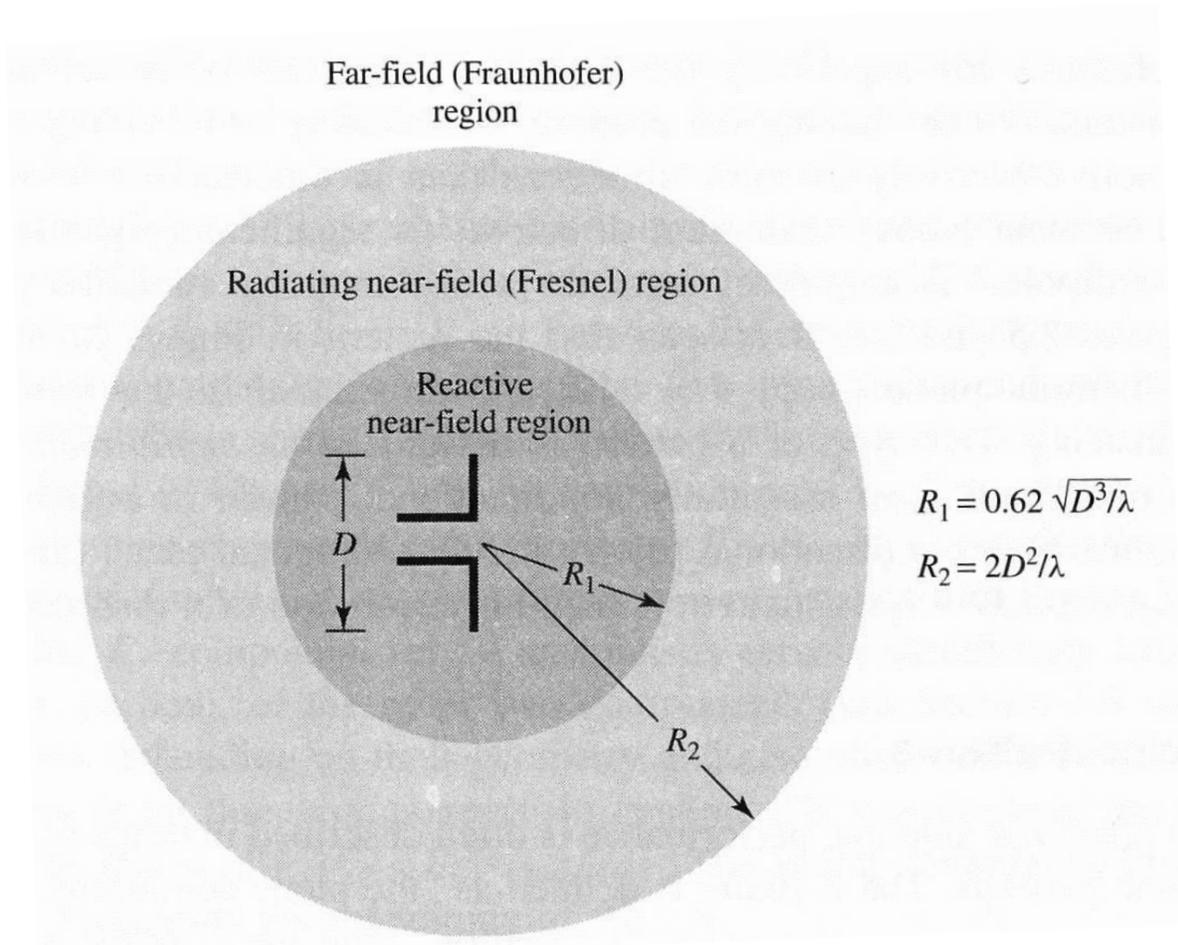


Figura 5.3: Regiones de campo de una antena.

$R_1 = 0,62\sqrt{D^3/\lambda_0}$ (véase la Fig. (5.3)), siendo D la dimensión máxima de la antena. Para antenas eléctricamente pequeñas (esto es, de dimensiones mucho menores que la longitud de onda), R_1 toma un valor demasiado pequeño y se utiliza $\lambda_0/2\pi$ como radio de la región de campo próximo reactivo.

- La región de campo próximo radiante se define como “aquella región de campo de una antena comprendida entre la región de campo próximo reactivo y la región de campo lejano en la que predominan los campos de radiación, y en la que la dependencia de los campos con las coordenadas (esféricas) angulares varía con la distancia a la antena”. Típicamente, la región de campo próximo radiante es la región comprendida entre dos esferas de radio $R_1 = 0,62\sqrt{D^3/\lambda_0}$ y $R_2 = 2D^2/\lambda_0$ ($R_1 < R_2$), siendo D la dimensión máxima de la antena (véase la Fig. (5.3)). En esta región el diagrama de radiación es, en general, función de la distancia y la componente radial de los campos es apreciable.

- La región de campo lejano se define como “aquella región de campo de una antena en la que la dependencia de los campos con las coordenadas angulares no depende de la distancia a la antena”. Además, en esta región la componente radial de los campos es despreciable, y los campos pueden ser aproximadamente expresados como los campos de una onda esférica transversal electromagnética (TEM). Típicamente, la región de campo lejano es la región exterior a la esfera de radio $R_2 = 2D^2/\lambda_0$ (véase la Fig. (5.3)). Este criterio se basa en la condición de que la diferencia entre la fase de los campos y la fase de una onda esférica ideal sea siempre menor que $\pi/8$ ($22,5^\circ$). Para antenas eléctricamente pequeñas, se recomienda tomar como región de campo lejano la región exterior a una esfera de radio $2\lambda_0$.

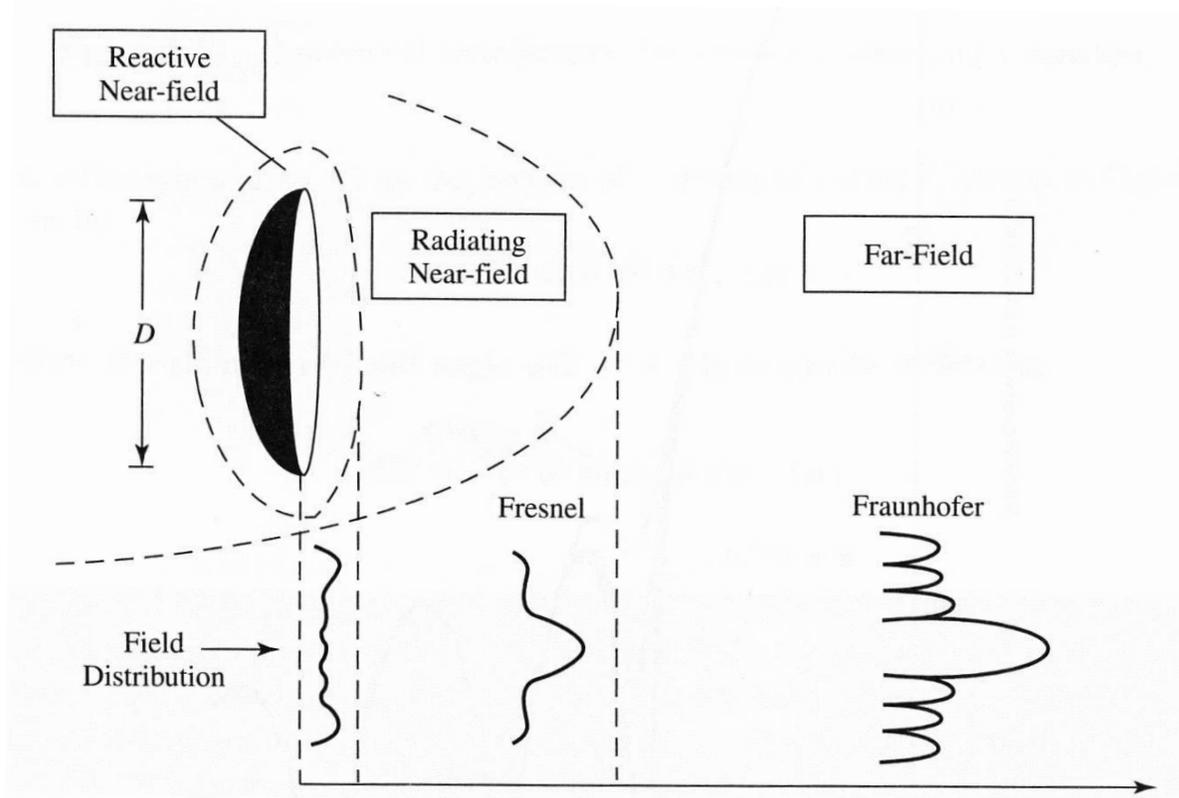


Figura 5.4: Cambios típicos en el diagrama de radiación desde la región de campo próximo reactivo hasta la región de campo lejano.

La dependencia angular del módulo de los campos de una antena varía conforme nos movemos desde la región de campo próximo reactivo hacia la región de campo lejano. En la Fig. (5.4) se muestra cómo varía progresivamente esa dependencia angular. En la región de campo próximo reactivo el diagrama de radiación tiene pequeñas oscilaciones y es casi uniforme. En la región de campo próximo radiante el diagrama

de radiación se suaviza y empieza a formar un lóbulo (como veremos más adelante, los lóbulos son porciones del diagrama limitadas por dos mínimos). Finalmente, en la región de campo lejano el diagrama de radiación pasa a estar bien formado, consistiendo en varios lóbulos secundarios y un lóbulo principal.

Ejemplo 5.1: Región de campo lejano de una antena

Una antena reflectora parabólica utilizada como receptor DBS (*Direct Broadcast Satellite*) tiene un diámetro de 18 pulgadas (1 pulgada=2.54 cm) y opera a 12.4 GHz. Encuentre la longitud de onda de operación y la distancia a la antena a la cual comienza la región de campo lejano.

Solución

La longitud de onda de operación vale:

$$\lambda_0 = \frac{c}{f} = \frac{3 \times 10^8}{12,4 \times 10^9} = 0,0242 \text{ m} = 2,42 \text{ cm}$$

Y sabiendo que $D = 18 \times 0,0254 = 0,457 \text{ m}$, la distancia a la antena a la que comienza la región de campo lejano vale:

$$R_2 = \frac{2D^2}{\lambda_0} = \frac{2(0,457)^2}{0,0242} = 17,3 \text{ m}$$

La distancia exacta entre un satélite DBS en órbita terrestre geosíncrona GEO (*geo-synchronous earth orbit*) y la superficie de la tierra es de aproximadamente 36000 km, con lo cual, se puede afirmar con seguridad que el satélite se encuentra en la región de campo lejano de la antena parabólica receptora.

5.2.2. Campos radiados en la región de campo lejano

Los campos creados por una antena deben ser obtenidos en términos de la distribución de corriente eléctrica en la antena. Aunque el cálculo exacto de esta distribución de corriente es muy complicado (es preciso recurrir a la resolución de ecuaciones integrales mediante métodos numéricos como el “método de los momentos”), existen antenas para las cuales es posible obtener un modelo aproximado de la distribución de corriente. A este tipo de antenas, a las que llamaremos **antenas tipo I**, pertenecen las antenas construidas con hilos metálicos, tales como dipolos, monopolos, antenas de cuadro, antenas de onda viajera y antenas helicoidales.

Existen otras antenas en las que es prácticamente imposible conocer la distribución de corriente sobre la antena, pero es posible conocer de forma aproximada el valor de los campos eléctrico y magnético creados por la antena en una superficie que rodea a la misma. El principio de equivalencia de Schelkunoff (basado en el principio de Huygens) permite definir unas corrientes equivalentes (eléctricas y magnéticas) en la citada superficie en términos de las componentes tangenciales de los campos, y a partir de estas corrientes equivalentes, es posible calcular los campos creados por la

antena en el exterior de la superficie. Las antenas de este tipo son conocidas como antenas de abertura porque la radiación se suele producir a través de una abertura (porción de la superficie donde se definen las corrientes equivalentes). A este tipo de antenas, a las que llamaremos **antenas tipo II**, pertenecen las antenas de ranura, las antenas de bocina, las antenas *microstrip* y las antenas reflectoras.

Sean $\vec{\mathcal{E}}(x, y, z, t)$ y $\vec{\mathcal{H}}(x, y, z, t)$ los campos eléctrico y magnético creados por una antena. Si suponemos que los campos varían en el tiempo de forma sinusoidal con una frecuencia angular $\omega = 2\pi f$, podemos definir los fasores de campo eléctrico y campo magnético $\mathbf{E}(x, y, z)$ y $\mathbf{H}(x, y, z)$ mediante las siguientes expresiones:

$$\vec{\mathcal{E}}(x, y, z, t) = \text{Re} [\mathbf{E}(x, y, z)e^{j\omega t}] \quad (5.1)$$

$$\vec{\mathcal{H}}(x, y, z, t) = \text{Re} [\mathbf{H}(x, y, z)e^{j\omega t}] \quad (5.2)$$

En caso de que la dependencia de los campos con el tiempo fuera arbitraria, los fasores $\mathbf{E}(x, y, z)$ y $\mathbf{H}(x, y, z)$ pasarían a jugar el papel de transformadas de Fourier de los campos con respecto al tiempo.

La Fig. (5.5) muestra una antena tipo I que ocupa un volumen τ'_a . Sea P un punto de la región de campo lejano de la antena de coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , y sean \hat{r} , $\hat{\theta}$ y $\hat{\phi}$ los vectores unitarios del sistema de coordenadas esféricas en el punto P . A partir de las ecuaciones de Maxwell y de la definición realizada de la región de campo lejano, es posible demostrar que los fasores de campo eléctrico y campo magnético creados por la antena tipo I en el punto P vienen dados por:

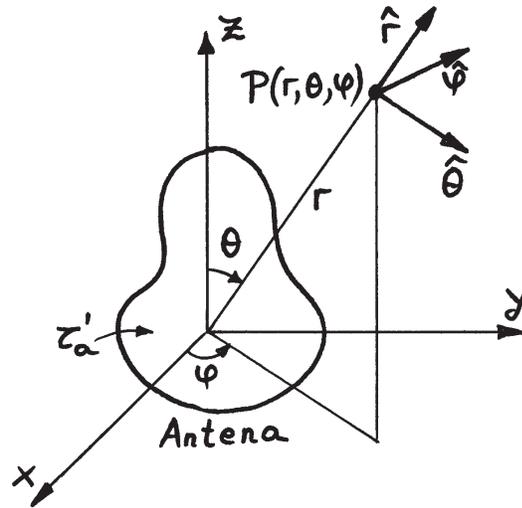


Figura 5.5: Antena tipo I y coordenadas esféricas.

$$\mathbf{E}^I(r, \theta, \phi)|_{r>R_2} \approx -\frac{jk_0\eta_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} [N_{1\theta}(\theta, \phi)\hat{\theta} + N_{1\phi}(\theta, \phi)\hat{\phi}] \quad (5.3)$$

$$\mathbf{H}^I(r, \theta, \phi)|_{r>R_2} \approx \frac{\hat{r} \times \mathbf{E}^I(r, \theta, \phi)}{\eta_0} = -\frac{jk_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} [-N_{1\phi}(\theta, \phi)\hat{\theta} + N_{1\theta}(\theta, \phi)\hat{\phi}] \quad (5.4)$$

donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ es el número de ondas en el espacio libre, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$ es la impedancia de ondas del espacio libre, y las funciones de diagrama $N_{1\theta}(\theta, \phi)$ y $N_{1\phi}(\theta, \phi)$ vienen dadas por:

$$N_{1\theta}(\theta, \phi) = \cos \theta \cos \phi N_{1x}(\theta, \phi) + \cos \theta \sin \phi N_{1y}(\theta, \phi) - \sin \theta N_{1z}(\theta, \phi) \quad (5.5)$$

$$N_{1\phi}(\theta, \phi) = -\sin \phi N_{1x}(\theta, \phi) + \cos \phi N_{1y}(\theta, \phi) \quad (5.6)$$

siendo N_{1x} , N_{1y} y N_{1z} las componentes cartesianas del vector:

$$\mathbf{N}_1(\theta, \phi) = \int_{\tau'_a} \mathbf{J}(x', y', z') e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta)} d\tau' \quad (5.7)$$

En la ecuación (5.7) $\mathbf{J}(x', y', z')$ representa el fasor de densidad de corriente volumétrica en la antena. Si la antena es un conductor ideal (*perfect electric conductor* en la literatura inglesa) o tiene la forma de un conductor laminar (de espesor despreciable), soportará una corriente superficial en su superficie S'_a a la que corresponde un fasor de densidad de corriente superficial $\mathbf{K}(x', y', z')$. En ese caso, el vector \mathbf{N}_1 de (5.7) viene dado por:

$$\mathbf{N}_1(\theta, \phi) = \int_{S'_a} \mathbf{K}(x', y', z') e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta)} dS' \quad (5.8)$$

Finalmente si la antena es un conductor filiforme y puede modelarse mediante una curva Γ'_a por la que circula una corriente de fasor de intensidad $I(x', y', z')$, el vector \mathbf{N}_1 toma la expresión:

$$\mathbf{N}_1(\theta, \phi) = \int_{\Gamma'_a} I(x', y', z') \hat{\boldsymbol{\tau}}' e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta)} dl' \quad (5.9)$$

donde $\hat{\boldsymbol{\tau}}'$ es un vector unitario tangente a Γ'_a en cada punto.

La Fig. (5.6) muestra una antena tipo II. En la figura aparece una superficie imaginaria S'_{ap} que rodea a la antena y está situada en su región de campo próximo reactivo, donde se supone que se conocen los fasores de campo eléctrico y campo magnético creados por la antena $\mathbf{E}^{II}(x, y, z)$ y $\mathbf{H}^{II}(x, y, z)$. Invocando el principio de equivalencia de Schelkunoff, podemos definir en S'_{ap} una densidad superficial de corriente eléctrica equivalente $\mathbf{K}_{ee}(x', y', z')$ y una densidad superficial de corriente magnética equivalente $\mathbf{K}_{me}(x', y', z')$ (aunque la corriente magnética no tiene sentido físico, sí tiene sentido matemático en el contexto del principio de equivalencia) que vienen dadas por:

$$\mathbf{K}_{ee}(x', y', z') = \mathbf{n}' \times \mathbf{H}(x', y', z') \quad (x', y', z') \in S'_{ap} \quad (5.10)$$

$$\mathbf{K}_{me}(x', y', z') = -\mathbf{n}' \times \mathbf{E}(x', y', z') \quad (x', y', z') \in S'_{ap} \quad (5.11)$$

donde \mathbf{n}' es un vector unitario normal a S'_{ap} , y $\mathbf{K}_{ee}(x', y', z')$ y $\mathbf{K}_{me}(x', y', z')$ son en general vectores complejos (fasores). Si el punto P de la Fig. (5.6) pertenece a la región

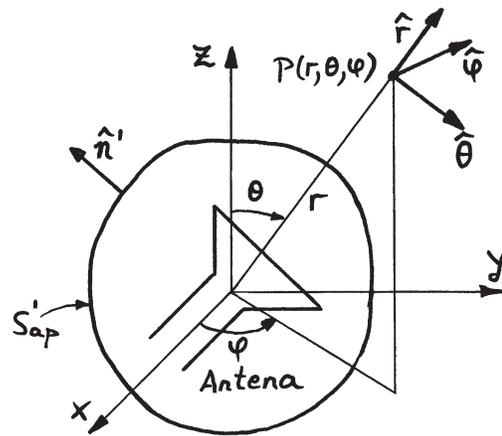


Figura 5.6: Antena tipo II y superficie donde se definen las corrientes equivalentes.

de campo lejano de la antena, a partir de las ecuaciones de Maxwell y del principio de equivalencia, es posible demostrar que los fasores de campo eléctrico y campo magnético creados por la antena en P vienen dados por:

$$\mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)|_{r>R_2} \approx -\frac{jk_0\eta_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \left\{ \left[N_{2\theta}(\theta, \phi) + \frac{L_{2\phi}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \hat{\boldsymbol{\theta}} + \left[N_{2\phi}(\theta, \phi) - \frac{L_{2\theta}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \hat{\boldsymbol{\phi}} \right\} \quad (5.12)$$

$$\mathbf{H}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)|_{r>R_2} \approx \frac{\hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)}{\eta_0} = -\frac{jk_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \left\{ \left[-N_{2\phi}(\theta, \phi) + \frac{L_{2\theta}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \hat{\boldsymbol{\theta}} + \left[N_{2\theta}(\theta, \phi) + \frac{L_{2\phi}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \hat{\boldsymbol{\phi}} \right\} \quad (5.13)$$

donde las funciones $N_{2\theta}(\theta, \phi)$, $N_{2\phi}(\theta, \phi)$, $L_{2\theta}(\theta, \phi)$ y $L_{2\phi}(\theta, \phi)$ vienen dadas por:

$$N_{2\theta}(\theta, \phi) = \cos \theta \cos \phi N_{2x}(\theta, \phi) + \cos \theta \sin \phi N_{2y}(\theta, \phi) - \sin \theta N_{2z}(\theta, \phi) \quad (5.14)$$

$$N_{2\phi}(\theta, \phi) = -\sin \phi N_{2x}(\theta, \phi) + \cos \phi N_{2y}(\theta, \phi) \quad (5.15)$$

$$L_{2\theta}(\theta, \phi) = \cos \theta \cos \phi L_{2x}(\theta, \phi) + \cos \theta \sin \phi L_{2y}(\theta, \phi) - \sin \theta L_{2z}(\theta, \phi) \quad (5.16)$$

$$L_{2\phi}(\theta, \phi) = -\sin \phi L_{2x}(\theta, \phi) + \cos \phi L_{2y}(\theta, \phi) \quad (5.17)$$

siendo N_{2x} y L_{2x} , N_{2y} y L_{2y} , y N_{2z} y L_{2z} , las componentes cartesianas de los vectores \mathbf{N}_2 y \mathbf{L}_2 dados por:

$$\mathbf{N}_2(\theta, \phi) = \int_{S'_{ap}} \mathbf{K}_{ee}(x', y', z') e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta)} dS' \quad (5.18)$$

$$\mathbf{L}_2(\theta, \phi) = \int_{S'_{ap}} \mathbf{K}_{me}(x', y', z') e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta)} dS' \quad (5.19)$$

Para muchas de las antenas tipo II, en la mayor parte la superficie S'_{ap} de la Fig. (5.6) los campos creados por la antena son despreciables y los campos sólo toman valores apreciables en una superficie plana conocida como “abertura”. Cuando esto ocurre, si los ejes coordenados se toman de forma que la abertura esté contenida en el plano $z = 0$, las integrales de las ecuaciones (5.18) y (5.19) se convierten en transformadas de Fourier bidimensionales de $\mathbf{K}_{ee}(x', y', z' = 0)$ y $\mathbf{K}_{me}(x', y', z' = 0)$ con respecto a las variables x' e y' .

Tanto las ecuaciones (5.3) y (5.4) como las ecuaciones (5.12) y (5.13) muestran que los campos creados por una antena en la región de campo lejano no tienen componente radial (esto es, no tienen componente a lo largo del vector unitario $\hat{\mathbf{r}}$), y que dichos campos corresponden a una onda electromagnética esférica transversal electromagnética (los campos eléctrico y magnético son perpendiculares entre sí y perpendiculares a la dirección radial de propagación de la onda). Además, en las expresiones de dichos campos está factorizada la dependencia con la coordenada r por un lado, y la dependencia con las coordenadas angulares θ y ϕ por otro lado. Esto último significa que la distribución angular de los campos (dependencia de los campos con θ

y ϕ) no varía al variar la coordenada r . Las ecuaciones (5.3), (5.4), (5.12) y (5.13) sólo son válidas para antenas que radian en el aire (para el que supondremos que la permitividad vale ε_0 y la permeabilidad vale μ_0) bajo la suposición de que el aire es un medio homogéneo infinito. Si las antenas radian en presencia de objetos conductores o dieléctricos, las ecuaciones (5.3), (5.4), (5.12) y (5.13) no se pueden aplicar en principio. No obstante, a veces se pueden usar algunos teoremas electromagnéticos (tales como el teorema de las imágenes) y algunas aproximaciones que permiten reducir un problema de radiación en presencia de conductores y dieléctricos a un problema de radiación en un medio homogéneo infinito.

5.2.3. Vector de Poynting, intensidad de radiación y potencia radiada

De acuerdo con el principio de conservación de la energía para el campo electromagnético, la potencia por unidad de superficie transportada por una onda electromagnética en una dirección (y en un punto del espacio) viene dada por la componente del **vector de Poynting** en esa dirección (y en ese punto del espacio). Si $\vec{\mathcal{E}}(x, y, z, t)$ y $\vec{\mathcal{H}}(x, y, z, t)$ son los campos eléctrico y magnético de la onda, el vector de Poynting $\vec{\mathcal{S}}(x, y, z, t)$ instantáneo viene dado por:

$$\vec{\mathcal{S}}(x, y, z, t) = \vec{\mathcal{E}}(x, y, z, t) \times \vec{\mathcal{H}}(x, y, z, t) \quad (5.20)$$

En caso de que los campos varíen en el tiempo en forma sinusoidal con la misma frecuencia (véanse las ecuaciones (5.1) y (5.2)), el promedio del vector de Poynting a lo largo de un período viene dado por:

$$\mathbf{S}_{\text{av}}(x, y, z) = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}(x, y, z) \times \mathbf{H}(x, y, z)^*] \quad (5.21)$$

donde $\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$ es el llamado vector de Poynting complejo. Para el caso de las ondas esféricas emitidas por una antena en la región de campo lejano, el promedio del vector de Poynting vale (véanse las ecuaciones (5.3), (5.4), (5.12) y (5.13)):

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{av}} &= \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = \frac{1}{2\eta_0} \text{Re} [(E_\theta \hat{\boldsymbol{\theta}} + E_\phi \hat{\boldsymbol{\phi}}) \times (-E_\phi^* \hat{\boldsymbol{\theta}} + E_\theta^* \hat{\boldsymbol{\phi}})] \\ &= \frac{1}{2\eta_0} [|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2] \hat{\mathbf{r}} \end{aligned} \quad (5.22)$$

donde E_θ y E_ϕ son las componentes esféricas del fasor \mathbf{E} en la región de campo lejano. Si sustituimos (5.3) en (5.22), obtenemos el promedio del vector de Poynting para las antenas tipo I en la región de campo lejano:

$$\mathbf{S}_{\text{av}}^{\text{I}}(r, \theta, \phi) = \frac{M}{r^2} [|N_{1\theta}(\theta, \phi)|^2 + |N_{1\phi}(\theta, \phi)|^2] \hat{\mathbf{r}} \quad (5.23)$$

siendo $M = (k_0^2 \eta_0)/(32\pi^2)$. Y si sustituimos (5.3) en (5.22), se obtiene el promedio del vector de Poynting para las antenas tipo II en la región de campo lejano:

$$\mathbf{S}_{\text{av}}^{\text{II}}(r, \theta, \phi) = \frac{M}{r^2} \left[\left| N_{2\theta}(\theta, \phi) + \frac{L_{2\phi}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right|^2 + \left| N_{2\phi}(\theta, \phi) - \frac{L_{2\theta}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right|^2 \right] \hat{\mathbf{r}} \quad (5.24)$$

Las ecuaciones (5.22), (5.23) y (5.24) nos indican que el promedio del vector de Poynting creado por una antena en la región de campo lejano lleva dirección radial, que es la dirección en la que transporta la energía la onda esférica radiada por la antena.

La **intensidad de radiación** emitida por una antena en una dirección dada $U(\theta, \phi)$ representa el promedio de potencia radiada por la antena en esa dirección por unidad de ángulo sólido en la región de campo lejano. Teniendo en cuenta la definición de intensidad de radiación y teniendo en cuenta la ecuación (5.22), la intensidad de radiación de una antena vendrá dada por:

$$U(\theta, \phi) = r^2 |\mathbf{S}_{\text{av}}| = \frac{1}{2\eta_0} [|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2] \quad (5.25)$$

De acuerdo con (5.23) y (5.25), para las antenas tipo I la intensidad de radiación se calcula mediante la expresión:

$$U^{\text{I}}(\theta, \phi) = M [|N_{1\theta}(\theta, \phi)|^2 + |N_{1\phi}(\theta, \phi)|^2] \quad (5.26)$$

Y para las antenas tipo II, mediante la expresión (véanse las ecuaciones (5.23) y (5.25)):

$$U^{\text{II}}(\theta, \phi) = M \left[\left| N_{2\theta}(\theta, \phi) + \frac{L_{2\phi}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right|^2 + \left| N_{2\phi}(\theta, \phi) - \frac{L_{2\theta}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right|^2 \right] \quad (5.27)$$

La **potencia promedio total radiada** por una antena P_{rad} podría obtenerse integrando la densidad de potencia por unidad de superficie en una esfera de radio r que rodea a la antena. Este cálculo se simplifica mucho si la esfera se sitúa en la región de campo lejano, en cuyo caso la potencia total también se puede calcular como una integral de la intensidad de radiación con respecto al ángulo sólido como muestra la siguiente ecuación:

$$P_{\text{rad}} = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \mathbf{S}_{\text{av}} \cdot \hat{\mathbf{r}} r^2 \sin \theta d\theta d\phi = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (5.28)$$

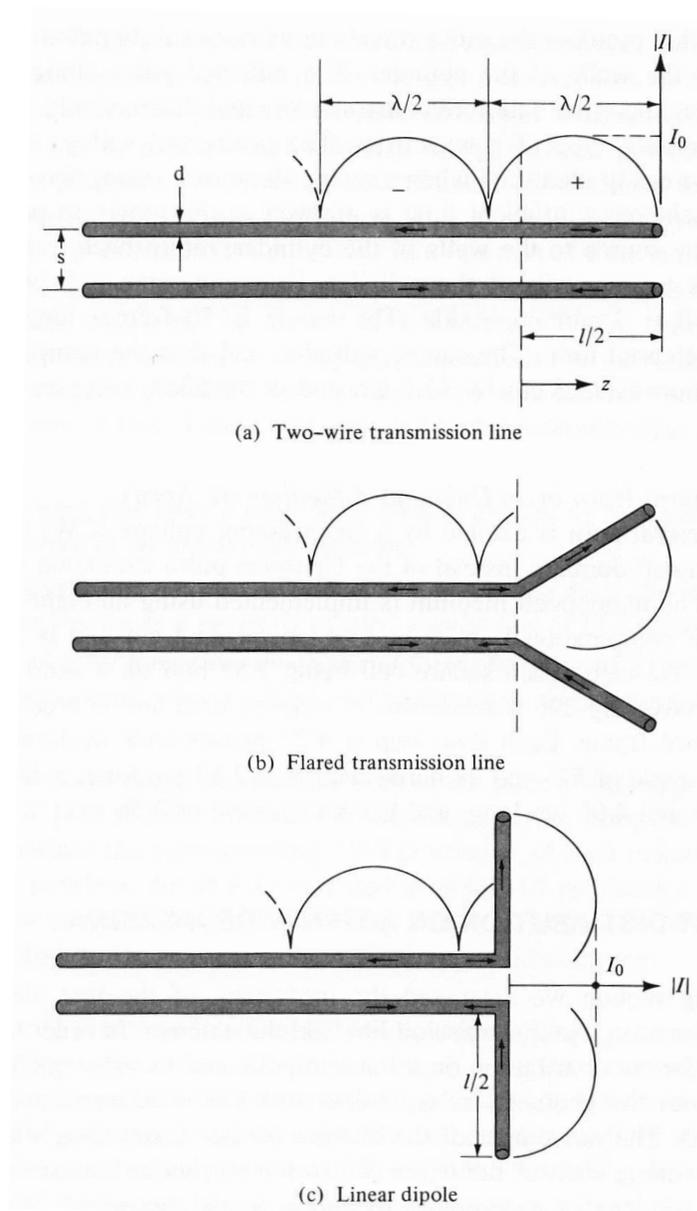


Figura 5.7: Distribución de corriente en una línea de transmisión bifilar sin pérdidas acabada en abierto (a), en una línea bifilar acabada en abierto parcialmente doblada (b) y en un dipolo rectilíneo (c).

Ejemplo 5.2: Campos y potencia radiados por un dipolo

Calcule los campos radiados por una antena dipolo en la región de campo lejano. Asimismo, calcule la potencia promedio radiada en el caso en que la longitud de la antena dipolo vale $\lambda_0/2$.

Solución

La Fig. (5.7) muestra como una antena dipolo rectilíneo puede ser vista como el resultado de la evolución de una línea de transmisión bifilar acabada en abierto cuando dos tramos de los hilos de la línea se rotan en sentidos contrario alrededor de ejes que pasan por puntos situados a la misma distancia de los extremos de los hilos (véase la Fig. (5.7)(b)) hasta conseguir que los tramos rotados sean perpendiculares a los hilos que formaban la línea de transmisión original. Si en la línea de transmisión original (la de la Fig. (5.7)(a)) la corriente tenía un patrón sinusoidal, se anulaba en el extremo de los hilos y tenía sentidos contrarios en los hilos, parece lógico pensar que en la antena dipolo resultante la corriente tendrá aproximadamente un patrón sinusoidal, se anulará en los extremos, y a diferencia de lo que ocurre en la línea, llevará el mismo sentido en los dos tramos del dipolo (véase la Fig. (5.7)(c)). Este patrón de corriente de tipo sinusoidal con nulos en los extremos ha sido verificado experimentalmente para antenas dipolo.

La Fig. (5.8) muestra una antena dipolo rectilíneo de longitud l y radio a . Se supone que la antena está alimentada con una corriente de intensidad I_0 en su punto medio (que suponemos que coincide con el origen de coordenadas), y que el eje de la antena coincide con el eje z . Si $a \ll l$ (para que la antena pueda ser tratada como un conductor filiforme), a partir de la relación que existe entre la corriente en una línea bifilar acabada en abierto y la corriente en la antena dipolo (véase la Fig. (5.7)), podemos aproximar el fasor de intensidad de corriente en la antena dipolo mediante la expresión:

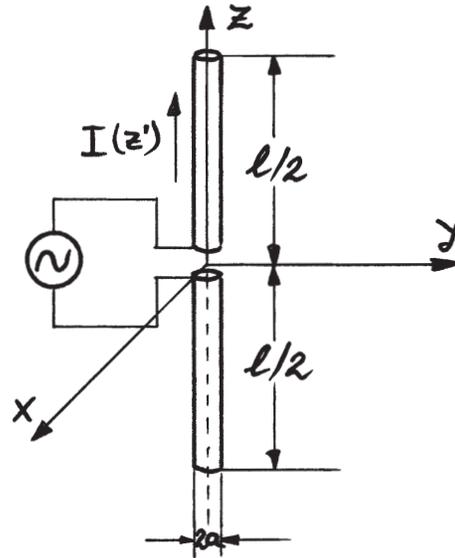


Figura 5.8: Antena dipolo.

$$I(z') = I_0 \operatorname{sen} \left[k_0 \left(\frac{l}{2} - |z'| \right) \right] \quad |z'| < \frac{l}{2}$$

donde I_0 es en general una cantidad compleja. De acuerdo con la ecuación (5.9), el vector \mathbf{N}_1 para esta antena tipo I vendrá dado por:

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_1(\theta, \phi) &= \int_{z'=-l/2}^{z'=+l/2} I_0 \operatorname{sen} \left[k_0 \left(\frac{l}{2} - |z'| \right) \right] \hat{\mathbf{z}} e^{jk_0 z' \cos \theta} dz' \\ &= 2I_0 \hat{\mathbf{z}} \int_{z'=0}^{z'=+l/2} I_0 \operatorname{sen} \left[k_0 \left(\frac{l}{2} - z' \right) \right] \cos(k_0 z' \cos \theta) dz' \\ &= \frac{2I_0}{k_0} \left[\frac{\cos \left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta \right) - \cos \left(\frac{k_0 l}{2} \right)}{\operatorname{sen}^2 \theta} \right] \hat{\mathbf{z}} \end{aligned}$$

Con lo cual, de acuerdo con las ecuaciones (5.5) y (5.6), se va a cumplir que:

$$\begin{aligned} N_{1\theta}(\theta, \phi) &= -\frac{2I_0}{k_0} \left[\frac{\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right)}{\text{sen } \theta} \right] \\ N_{1\phi}(\theta, \phi) &= 0 \end{aligned}$$

Utilizando las ecuaciones anteriores en (5.3) y (5.4), se llega a que los campos radiados por la antena en la región de campo lejano valen:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^I(r, \theta, \phi) &\approx \frac{j\eta_0 I_0 e^{-jk_0 r}}{2\pi r} \left[\frac{\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right)}{\text{sen } \theta} \right] \hat{\theta} \\ \mathbf{H}^I(r, \theta, \phi) &\approx \frac{jI_0 e^{-jk_0 r}}{2\pi r} \left[\frac{\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right)}{\text{sen } \theta} \right] \hat{\phi} \end{aligned}$$

Y de acuerdo con (5.23), el promedio del vector de Poynting en la región de campo lejano vale:

$$\mathbf{S}_{\text{av}}^I(r, \theta, \phi) = \frac{4M|I_0|^2}{k_0^2 r^2} \left[\frac{\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right)}{\text{sen } \theta} \right]^2 \hat{r}$$

En el caso concreto en que la antena mide $\lambda_0/2$ (esto es, $l = \lambda_0/2$, y en consecuencia, $k_0 l = \pi$), la potencia promedio radiada por la antena viene dada por (véase la ecuación (5.28)):

$$\begin{aligned} P_{\text{rad}}|_{k_0 l = \pi} &= \frac{|I_0|^2 \eta_0}{8\pi^2} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\text{sen } \theta} \right] d\theta d\phi \\ &= \frac{|I_0|^2 \eta_0}{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\text{sen } \theta} \right] d\theta = \frac{2,44|I_0|^2 \eta_0}{8\pi} \end{aligned}$$

donde se ha hecho uso de que $C_{in}(2\pi) = \int_0^{2\pi} \frac{1-\cos t}{t} dt = 2,44$, siendo $C_{in}(\bullet)$ una función relacionada con la función coseno integral.

Si la longitud de la antena dipolo es inferior a la longitud de onda ($l \leq \lambda_0$), para un valor fijo de r , los módulos de los vectores $\mathbf{E}^I(r, \theta, \phi)$ y $\mathbf{H}^I(r, \theta, \phi)$ alcanzan su valor máximo cuando $\theta = \pi/2$ (o lo que es lo mismo, en el plano $z = 0$, que es el plano mediatriz de la antena) y se anulan cuando $\theta = 0$ (esto es, en los puntos del eje z , que es el eje que contiene a la antena). En el plano $\theta = \pi/2$, que es el plano donde la emisión de radiación es máxima, $\mathbf{E}^I(r, \theta, \phi)$ está dirigido paralelamente a la antena (polarización vertical) y $\mathbf{H}^I(r, \theta, \phi)$ es perpendicular a la antena (polarización horizontal). Según hemos visto, si $l \leq \lambda_0$, la radiación de la antena dipolo es máxima y es isótropa en el plano mediatriz de la antena, y además, es nula a lo largo del eje de la antena. Por tanto, si $l \leq \lambda_0$, la antena dipolo se comporta como una antena omnidireccional.

Ejemplo 5.3: Campos y potencia radiados por una guía de ondas rectangular acabada en abierto

Calcule los campos radiados por una guía de ondas rectangular abierta en la región de campo lejano cuando por la guía se propaga el modo fundamental. Asimismo, calcule la potencia promedio radiada por la guía de ondas abierta.

Solución

La Fig. (5.9) muestra una guía de ondas acabada en abierto. Supondremos que por la guía se propaga el modo fundamental TE_{10} (esto es, la frecuencia de operación es superior a la frecuencia de corte del modo TE_{10} e inferior a la frecuencia de corte del primer modo superior -modo TE_{20} si $a > 2b$). Para calcular los campos radiados por la guía abierta en la región de campo lejano, vamos a suponer que los campos creados por la guía abierta en la región $z < 0$ son despreciables (región situada a la espalda de la abertura de la guía de ondas).

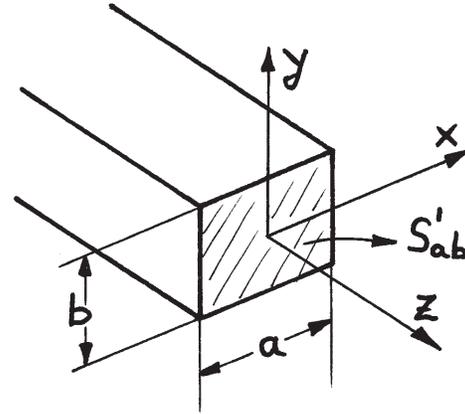


Figura 5.9: Guía de ondas rectangular acabada en abierto.

Asimismo, vamos a suponer que los campos existentes en la abertura de la guía S'_{ab} son los correspondientes al modo TE_{10} (esto es, vamos a despreciar los modos superiores que se excitan en la abertura al acabar bruscamente la guía de ondas). Teniendo en cuenta todas esas suposiciones, si tomamos la superficie S'_{ap} de la Fig. (5.6) como una superficie que contiene a la abertura S'_{ab} y que se cierra a través de la región $z < 0$ envolviendo a la guía de ondas, S'_{ab} será la única parte de S'_{ap} en la que los campos tendrán valores apreciables.

De acuerdo con lo que se ha dicho en el párrafo anterior, la expresión de los fasores de los campos en S'_{ab} será:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}|_{S'_{ab}} &= E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{y}} \quad |x'| \leq \frac{a}{2}, |y'| \leq \frac{b}{2} \\ \mathbf{H}|_{S'_{ab}} &= -Y_{10} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{x}} \quad |x'| \leq \frac{a}{2}, |y'| \leq \frac{b}{2} \end{aligned}$$

donde $Y_{10} = \beta_{10}/(k_0 \eta_0)$ es la admitancia del modo TE_{10} y $\beta_{10} = \sqrt{k_0^2 - (\pi/a)^2}$ es la constante de fase de dicho modo. De acuerdo con las ecuaciones (5.10) y (5.11), las densidades de corriente equivalentes en S'_{ab} valdrán:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{ee} &= \hat{\mathbf{z}} \times \left[-Y_{10} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{x}} \right] = -Y_{10} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{y}} \quad |x'| \leq \frac{a}{2}, |y'| \leq \frac{b}{2} \\ \mathbf{K}_{me} &= -\hat{\mathbf{z}} \times \left[E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{y}} \right] = E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{x}} \quad |x'| \leq \frac{a}{2}, |y'| \leq \frac{b}{2} \end{aligned}$$

y como los campos son despreciables en el resto de la superficie S'_{ap} , las corrientes equivalentes también serán despreciables en dicha porción de S'_{ap} . Teniendo en cuenta esto último y aplicando las ecuaciones (5.18) y (5.19), se llega a que los vectores \mathbf{N}_2 y \mathbf{L}_2 para la guía acabada en abierto vienen dados por:

$$\begin{aligned}\mathbf{N}_2(\theta, \phi) &= - \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} Y_{10} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{y}} e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi)} dx' dy' \\ &= \frac{\pi ab}{2} Y_{10} E_0 \frac{\cos(X)}{X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin(Y)}{Y} \hat{\mathbf{y}} \\ \mathbf{L}_2(\theta, \phi) &= \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) \hat{\mathbf{x}} e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi)} dx' dy' \\ &= -\frac{\pi ab}{2} E_0 \frac{\cos(X)}{X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin(Y)}{Y} \hat{\mathbf{x}}\end{aligned}$$

donde $X = (\pi a/\lambda_0) \sin \theta \cos \phi$ e $Y = (\pi b/\lambda_0) \sin \theta \sin \phi$. Si ahora utilizamos las ecuaciones anteriores en las ecuaciones (5.14) a (5.16), y posteriormente sustituimos los resultados obtenidos en las ecuaciones (5.12) a (5.13), se llega a que los campos creados por la guía de ondas abierta en la región de campo lejano vienen dados por:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi) &\approx -\frac{jk_0 \eta_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \left\{ \left[\cos \theta \sin \phi N_{2y}(\theta, \phi) - \sin \phi \frac{L_{2x}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \hat{\boldsymbol{\theta}} \right. \\ &\quad \left. + \left[\cos \phi N_{2y}(\theta, \phi) - \cos \theta \cos \phi \frac{L_{2x}(\theta, \phi)}{\eta_0} \right] \right\} \hat{\boldsymbol{\phi}} \\ &= -\frac{j e^{-jk_0 r} ab E_0}{8r} (\beta_{10} \cos \theta + k_0) \frac{\cos(X)}{X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin(Y)}{Y} \left[\sin \phi \hat{\boldsymbol{\theta}} + \cos \phi \hat{\boldsymbol{\phi}} \right] \\ \mathbf{H}^{\text{II}}(r, \theta, \phi) &\approx \frac{\hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)}{\eta_0} \\ &= -\frac{j e^{-jk_0 r} ab E_0}{8r \eta_0} (\beta_{10} \cos \theta + k_0) \frac{\cos(X)}{X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin(Y)}{Y} \left[-\cos \phi \hat{\boldsymbol{\theta}} + \sin \phi \hat{\boldsymbol{\phi}} \right]\end{aligned}$$

Y de acuerdo con la ecuación (5.24), el vector de Poynting en la región de campo lejano valdrá:

$$\mathbf{S}_{\text{av}}^{\text{II}}(r, \theta, \phi) = \frac{a^2 b^2 |E_0|^2}{128 \eta_0 r^2} (\beta_{10} \cos \theta + k_0)^2 \frac{\cos^2(X)}{\left[X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right]^2} \frac{\sin^2(Y)}{Y^2}$$

Finalmente, la potencia promedio radiada será la potencia emitida por la abertura de la guía que, teniendo en cuenta que los campos en la abertura son los campos del modo TE_{10} de la guía, vendrá dada por:

$$\begin{aligned}P_{\text{rad}} &= \frac{1}{2} \int_{S'_{ab}} \text{Re} \left[\mathbf{E}|_{S'_{ab}} \times \mathbf{H}^*|_{S'_{ab}} \right] \cdot \hat{\mathbf{z}} dx' dy' \\ &= \frac{Y_{10} |E_0|^2}{2} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \cos^2\left(\frac{\pi x'}{a}\right) dx' dy' = \frac{Y_{10} |E_0|^2 ab}{4}\end{aligned}$$

Fijado un valor de r , los módulos de $\mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)$ y $\mathbf{H}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)$ son máximos cuando $\theta = 0$ (esto es, a lo largo del eje z , que es la dirección perpendicular a la abertura). Además, cuando $\theta = 0$, se cumple que $\mathbf{E}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)$ lleva la dirección del vector unitario $\left. \sin \phi \hat{\boldsymbol{\theta}} + \cos \phi \hat{\boldsymbol{\phi}} \right|_{\theta=0} = \hat{\mathbf{y}}$, y que $\mathbf{H}^{\text{II}}(r, \theta, \phi)$ lleva la dirección de $\left. -\cos \phi \hat{\boldsymbol{\theta}} + \sin \phi \hat{\boldsymbol{\phi}} \right|_{\theta=0} = -\hat{\mathbf{x}}$ (esto es, a lo largo de la dirección de máxima emisión de radiación, el campo eléctrico está polarizado paralelamente a los dos lados más cortos de la guía de ondas, y el campo magnético está polarizado paralelamente a los dos lados más largos, tal y como les ocurre a los campos eléctrico y magnético transversales dentro de la guía). Como la dirección de máxima emisión de radiación es a lo largo del eje de la guía de ondas, la guía abierta tiene un diagrama de radiación direccional tipo “pincel”.

5.3. Parámetros de radiación de una antena

5.3.1. Diagramas de radiación

Los **diagramas de radiación** de una antena son representaciones gráficas de las propiedades de radiación de una antena en la región de campo lejano en función de las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ . Los diagramas de radiación más usuales son los **diagramas de campo**, en los que se representan los módulos de las componentes del fasor de campo eléctrico E_θ y E_ϕ en los puntos de una esfera (en la que la coordenada esférica r permanece constante), y los **diagramas de potencia**, en los que representa la intensidad de radiación $U(\theta, \phi)$. A menudo, las magnitudes representadas en los diagramas de campo y potencia se normalizan con respecto a su valor máximo, con lo cual, se realizan representaciones de:

$$E_{\theta,n}(\theta, \phi) = \frac{|E_\theta(r, \theta, \phi)|}{|E_\theta(r, \max)|} \quad (5.29)$$

$$E_{\phi,n}(\theta, \phi) = \frac{|E_\phi(r, \theta, \phi)|}{|E_\phi(r, \max)|} \quad (5.30)$$

$$U_n(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U(\max)} \quad (5.31)$$

Aunque las representaciones se pueden llevar a cabo en una escala lineal, es muy corriente llevar a cabo las representaciones en escala logarítmica, y más concretamente en decibelios (dB). En ese caso, las magnitudes que se representan en los diagramas de campo y potencia son:

$$E_{\theta,n}(\theta, \phi)_{\text{dB}} = 20 \log (E_{\theta,n}(\theta, \phi)) \quad (5.32)$$

$$E_{\phi,n}(\theta, \phi)_{\text{dB}} = 20 \log (E_{\phi,n}(\theta, \phi)) \quad (5.33)$$

$$U_n(\theta, \phi)_{\text{dB}} = 10 \log (U_n(\theta, \phi)) \quad (5.34)$$

donde se ha tenido en cuenta que la intensidad de radiación es una magnitud relacionada con el cuadrado del campo eléctrico (véase la ecuación (5.25)). La representación en escala logarítmica es deseable porque puede resaltar con más detalle

aquellas partes del diagrama de radiación donde las magnitudes representadas alcanzan valores pequeños, a las que más adelante nos referiremos como lóbulos secundarios. Este hecho se pone de manifiesto en la Fig. (5.10).

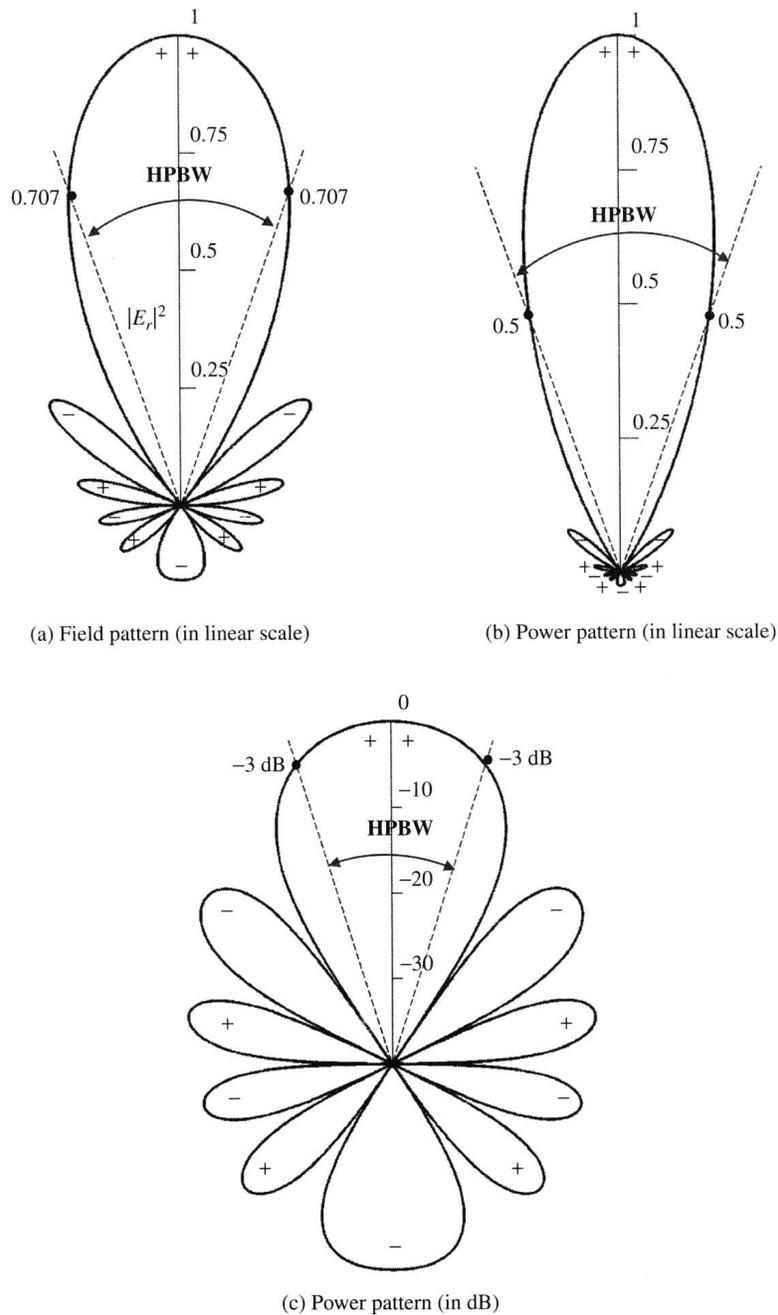


Figura 5.10: Representaciones polares de los diagramas de radiación de una agrupación lineal de 10 antenas isótropas, separadas una distancia $d = 0,25\lambda_0$. Diagrama de campo en escala lineal (a), diagrama de potencia en escala lineal (b) y diagrama de potencia en dB (c).

En ocasiones, se hacen representaciones tridimensionales (polares o cartesianas) de los diagramas de radiación frente a las dos variables θ y ϕ , o frente a las dos variables alternativas $u = \sin \theta \cos \phi$ y $v = \sin \theta \sin \phi$ (siendo $-1 \leq u \leq +1$ y $-1 \leq v \leq +1$). La Fig. (5.11)(a) muestra una de esas representaciones tridimensionales. No obstante, las representaciones más populares son representaciones bidimensionales de cortes de los diagramas tridimensionales. Así, se llevan a cabo representaciones “en elevación” frente a la variable θ manteniendo constante la variable ϕ (éste es el caso tratado en la Fig. 5.11(b)) y representaciones “en azimut” frente a la variable ϕ manteniendo constante la variable θ (en este caso se suele hacer la representación en el plano azimutal $\theta = \pi/2$). Las Figs. (5.10) y (5.11) nos muestran que los diagramas de radiación suelen tener varios lóbulos (*lobes* en inglés). Un **lóbulo de radiación** es una porción del diagrama de radiación que está limitada por regiones donde la intensidad de radiación es relativamente más débil. El **lóbulo principal** (*major lobe* en inglés) del diagrama de radiación es el que contiene la dirección de máxima emisión de radiación. Los **lóbulos secundarios** (*minor lobes* en inglés) son todos aquellos lóbulos diferentes al lóbulo principal. Los **lóbulos laterales** (*side lobes* en inglés) son los lóbulos secundarios adyacentes al lóbulos principal. El **lóbulo posterior** (*back lobe* en inglés) es el que emite radiación en una dirección que forma un ángulo de aproximadamente 180° con la dirección de emisión de radiación del lóbulo principal. Una figura de mérito que mide la capacidad de la antena para concentrar la potencia disponible en el lóbulo principal es el **nivel de lóbulos secundarios NLS**, que es la relación entre la intensidad de radiación emitida en la dirección de máxima emisión de radiación del mayor lóbulo secundario y la intensidad de radiación emitida en la dirección de máxima emisión de radiación del lóbulo principal. Normalmente, los lóbulos secundarios más relevantes en un diagrama de radiación son los lóbulos laterales (por este motivo, al “nivel de lóbulos secundarios” también se le suele llamar “nivel de lóbulos laterales”). En decibelios, NLS viene dado por:

$$\text{NLS}_{\text{dB}} = 10 \log \left(\frac{U(LS)}{U(\text{max})} \right) \quad (5.35)$$

Una propiedad fundamental de las antenas es su capacidad para focalizar la potencia radiada en determinadas direcciones, tratando de evitar la emisión de potencia en otras direcciones distintas. Una antena con un lóbulo principal ancho puede emitir (o recibir) potencia en un gran intervalo angular, mientras que una antena con un lóbulo principal estrecho sólo emitirá (o recibirá) potencia en un pequeño intervalo angular. Una medida de la capacidad que tiene la antena de concentrar la potencia en determinadas direcciones la da el **ancho de haz para la mitad de potencia AHMP** (*half-power beamwidth* HPBW en inglés), también conocido como “ancho de haz a -3 dB”. En cada plano que contiene la dirección de máxima emisión de radiación del lóbulo principal, se define el ancho del haz para la mitad de potencia como la separación angular entre los puntos del lóbulo principal para los cuales la intensidad de radiación es igual a la mitad de lo que vale en la dirección de máxima emisión de radiación (o bien, el módulo del campo eléctrico es igual a 0.707 veces su valor en la dirección de máxima emisión de radiación), tal y como muestran las Figs. (5.10)

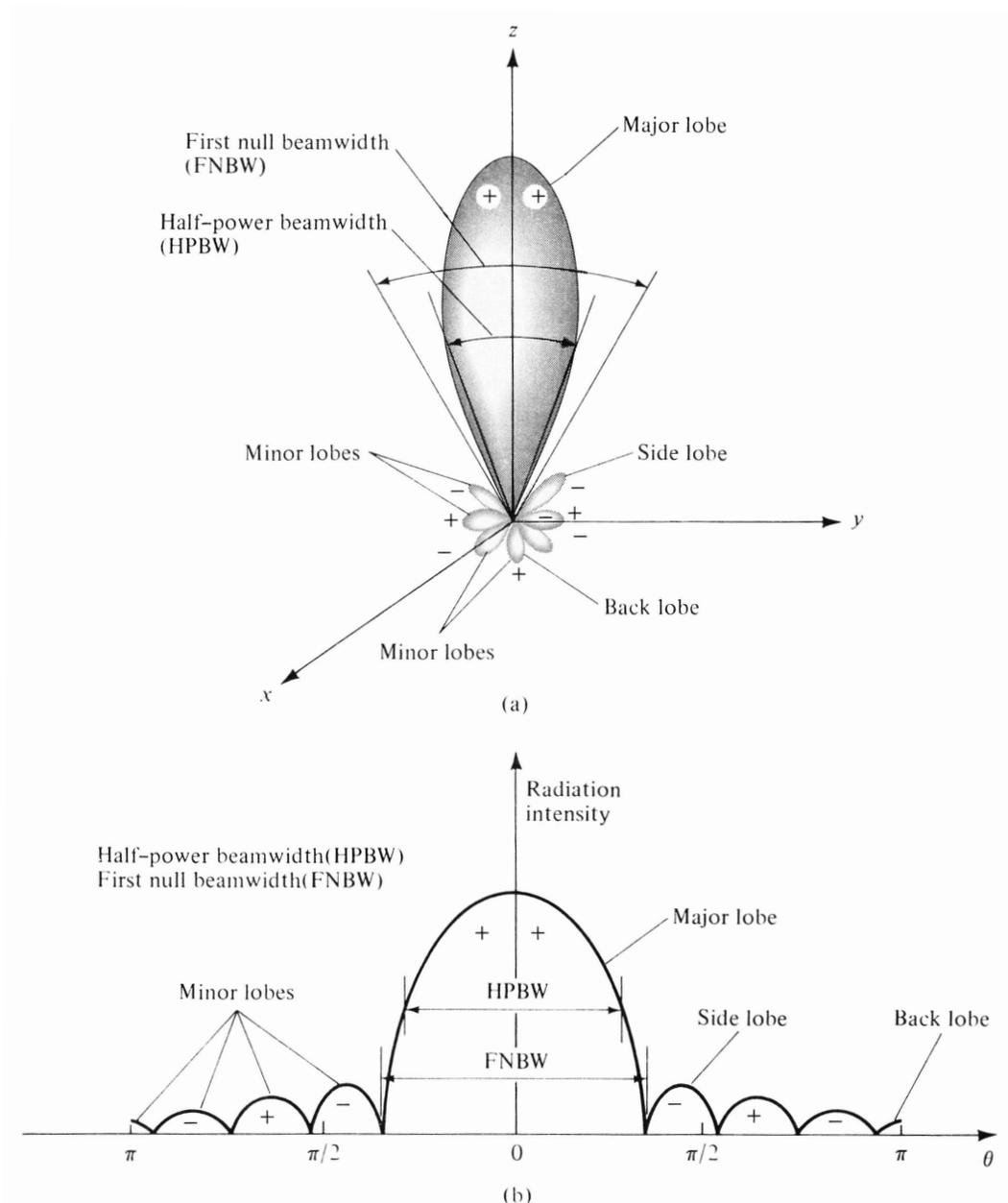


Figura 5.11: (a) Representación polar tridimensional de un diagrama de radiación. (b) Representación cartesiana de un diagrama de potencia en escala lineal. En los dos casos se muestran los lóbulos del diagrama, el ancho de haz para la mitad de potencia, y el ancho de haz entre primeros nulos.

y (5.11). Una medida alternativa de la anchura relativa del lóbulo principal la da el **ancho de haz entre primeros nulos** AHPN (*first null beamwidth* FNBW en inglés), que es la separación angular entre los nulos adyacentes al lóbulo principal del diagrama de radiación (véase la Fig. (5.11)). Cuando el lóbulo principal del diagrama de ra-

diación tiene simetría de revolución (como ocurre con el diagrama de la Fig. (5.11)(a)), el “ancho de haz para la mitad de potencia” es el mismo para todos los planos que contienen a la dirección de máxima emisión de radiación de la antena. Sin embargo, cuando el lóbulo principal no tiene simetría de revolución, el AHMP va cambiando en cada plano que contiene a la dirección de máxima emisión de radiación. Cuando esto ocurre, se define un contorno para la mitad de potencia en el lóbulo principal del diagrama de radiación, que suele ser una elipse (la elipse se convierte en una circunferencia si el diagrama tiene simetría de revolución), y se fijan dos valores relevantes del “ancho de haz para la mitad de potencia”, que corresponden a los valores del AHMP en los planos que contienen a los ejes mayor y menor de la elipse.

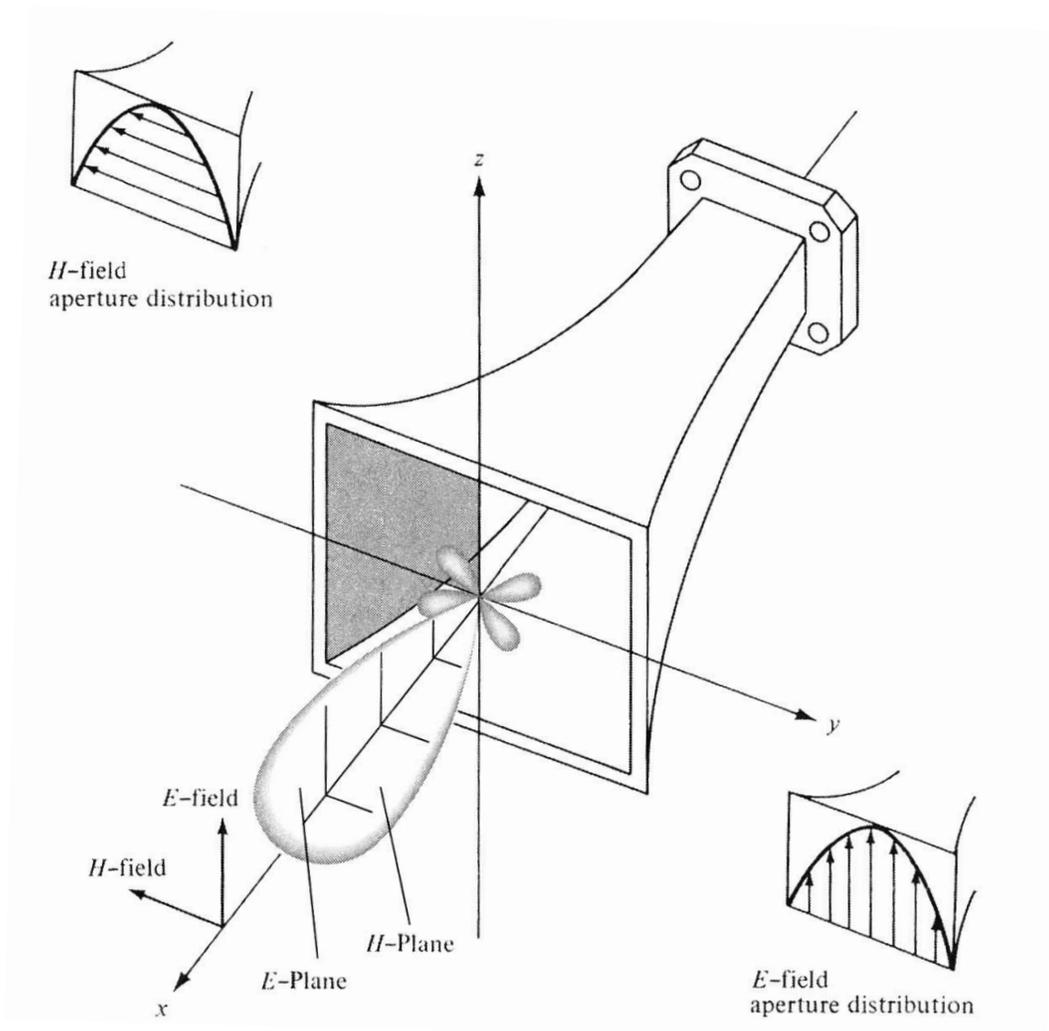


Figura 5.12: Planos principales E y H para una antena de bocina piramidal.

En el diseño de una buena antena direccional se debe minimizar el AHMP (para que el lóbulo principal sea tan estrecho como sea posible) y se debe minimizar el NLS

(para que la mayor parte de la potencia disponible se concentre en el lóbulo principal, y no en los lóbulos secundarios). Pues bien, en la práctica ocurre que al reducir el AHMP, aumenta el NLS, y viceversa, con lo cual, es preciso llegar a un compromiso entre las dos figuras de mérito AHMP y NLS (este compromiso es habitual en la síntesis de diagramas de radiación mediante agrupaciones de antenas).

Cuando las antenas están polarizadas linealmente (véase la subsección 5.3.6), las propiedades de radiación quedan muy bien descritas en términos de las representaciones bidimensionales de los diagramas de radiación en los planos principales: plano E y plano H . El **plano E** es el plano que contiene a la dirección de máxima emisión de radiación y al vector campo eléctrico radiado en esa dirección. El **plano H** contiene a la dirección de máxima emisión de radiación y al vector campo magnético radiado en esa dirección. La Fig. (5.12) muestra los planos principales de radiación de una antena de bocina piramidal. Obsérvese que los ejes coordenados se han elegido con respecto a la antena de manera que los planos E y H coincidan con los planos geométricos canónicos. De hecho, el plano E coincide con el plano $x - z$, y el plano H , con el plano $y - z$. Se observa que los planos principales de la antena de bocina son equivalentes a los planos principales de la guía de ondas abierta estudiada en el Ejemplo 5.3.

Ejemplo 5.4: Cálculo de AHMP, AHPN y NLS

La intensidad de radiación normalizada de una antena (véase la ec. (5.31)) vale $U_n(\theta) = \cos^2(\theta) \cos^2(3\theta)$. Calcule el AHMP, el AHPN y el NLS para esa antena.

Solución

De acuerdo con la Fig. (5.13), para calcular el AHMP, debemos calcular el valor de $\theta = \theta_h$ para el cual $U_n(\theta = \theta_h) = 0,5$. De acuerdo con esta condición, se debe cumplir que:

$$\begin{aligned} \cos^2(\theta_h) \cos^2(3\theta_h) &= 0,5 \Rightarrow \cos(\theta_h) \cos(3\theta_h) = 0,707 \Rightarrow 4 \cos^4(\theta_h) - 3 \cos^2(\theta_h) - 0,707 = 0 \\ &\Rightarrow \cos^2(\theta_h) = 0,938 \Rightarrow \cos(\theta_h) = 0,969 \Rightarrow \theta_h = 0,25 \text{ rad} \end{aligned}$$

donde se ha tenido en cuenta que $\cos(3\theta) = 4 \cos^3(\theta) - 3 \cos(\theta)$. Una vez conocido θ_h , de la Fig. (5.13) queda claro que:

$$AHMP = 2\theta_h = 0,5 \text{ rad} = 28,65^\circ$$

Para calcular el AHPN, tenemos que determinar los ceros de $U_n(\theta) = \cos^2(\theta) \cos^2(3\theta)$. Los valores de $\theta = \theta_n$ para los cuales $U_n(\theta = \theta_n) = 0$ en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi/2$ son:

$$\begin{aligned} \cos(\theta_{n,1}) &= 0 \Rightarrow \theta_{n,1} = \frac{\pi}{2} \text{ rad} = 90^\circ \\ \cos(3\theta_{n,2}) &= 0 \Rightarrow \theta_{n,2} = \frac{\pi}{6} \text{ rad} = 30^\circ \end{aligned}$$

con lo cual, a la vista del diagrama de radiación de la antena (Fig. (5.13)), queda claro que:

$$AHPN = 2\theta_{n,2} = \frac{\pi}{3} \text{ rad} = 60^\circ$$

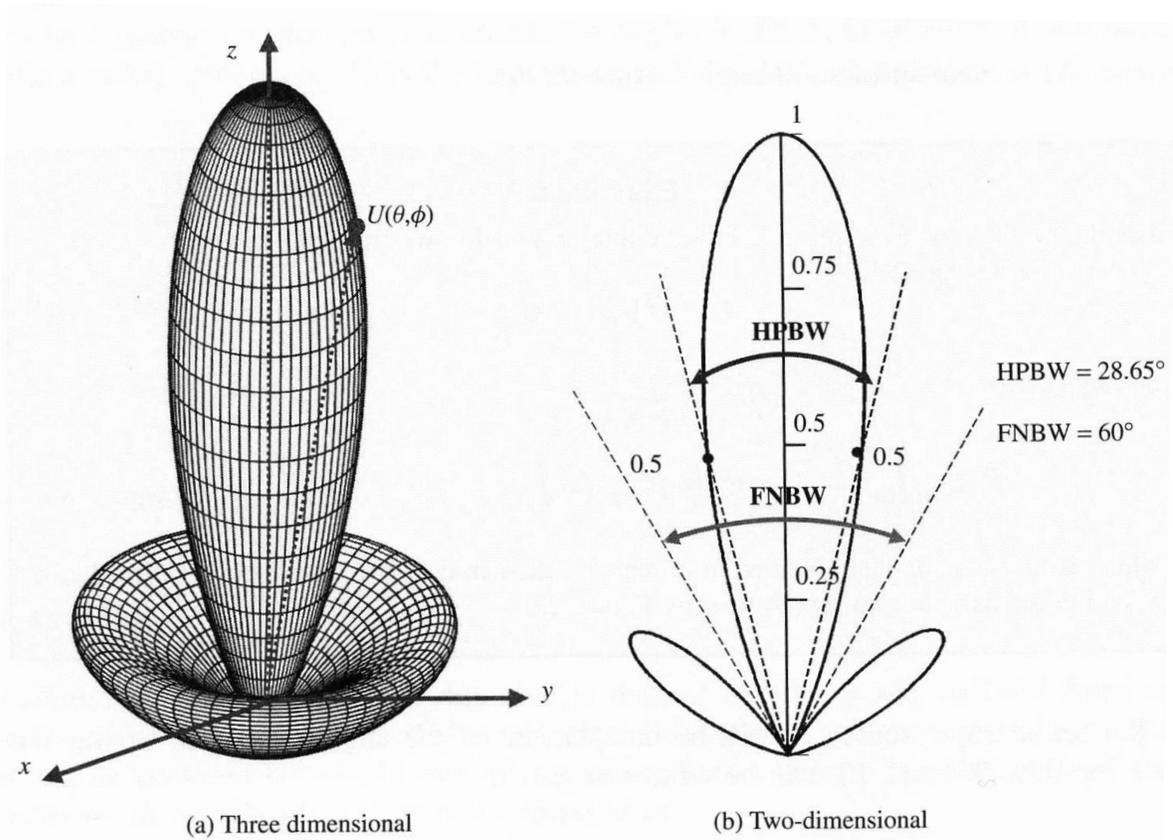


Figura 5.13: Representaciones tridimensional (a) y bidimensional (b) del diagrama de radiación correspondiente a $U_n(\theta) = \cos^2(\theta) \cos^2(3\theta)$.

Finalmente, para obtener el NLS, debemos obtener los máximos de $U_n(\theta)$, o lo que es lo mismo, los valores $\theta = \theta_m$ para los cuales $\left. \frac{dU_n(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_m} = 0$ y $\left. \frac{d^2U_n(\theta)}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_m} > 0$. Si tenemos en cuenta que:

$$\frac{dU_n(\theta)}{d\theta} = 4 \cos^2(\theta) \cos(3\theta) \sin \theta (8 \cos^2(\theta) - 3)$$

es fácil deducir que los máximos de $U_n(\theta)$ en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi/2$ son $\theta_{m,1} = 0$ y $\theta_{m,2} = \cos^{-1}(\sqrt{3/8}) = 0,9117$ rad. Por tanto, si hacemos uso de la ecuación (5.35) y de la Fig. (5.13), se llega a que:

$$\text{NLS}_{\text{dB}} = 10 \log \left(\frac{U_n(\theta_{m,2})}{U_n(\theta_{m,1})} \right) = 10 \log (0,3164) \approx -5 \text{ dB}$$

5.3.2. Directividad

La versión de 1983 de las *IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas* (IEEE Std 145-1983) define la **directividad** de una antena en una dirección dada como la

razón entre la intensidad de radiación en esa dirección y la intensidad de radiación promediada en todas las direcciones del espacio. De acuerdo con esta definición, si $D(\theta, \phi)$ es la directividad en la dirección caracterizada por las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ , se cumple que:

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{\frac{1}{4\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{rad}}} \quad (5.36)$$

donde se ha hecho uso de la ecuación (5.28). Si al hablar de directividad, no se especifica la dirección, se sobreentiende que nos estamos refiriendo a la directividad en la dirección de máxima emisión de radiación de la antena. Esto es, la directividad a secas $D_0 (= D_{\text{max}})$ viene dada por:

$$D_0 = \frac{U(\text{max})}{\frac{1}{4\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} = \frac{4\pi U(\text{max})}{P_{\text{rad}}} \quad (5.37)$$

La directividad es una cantidad adimensional. Como la directividad es un cociente entre densidades de potencia, la directividad en decibelios viene dada por:

$$D(\theta, \phi)_{\text{dB}} = 10 \log (D(\theta, \phi)) \quad (5.38)$$

Una antena isótropa es una hipotética antena que radia por igual en todas las direcciones del espacio (esta antena no es físicamente realizable, y por tanto, es un modelo ideal de antena). Para una antena isótropa, se cumple que la intensidad de radiación es la misma en todas las direcciones del espacio (esto es $U(\theta, \phi) = C$ para todos los valores de θ y ϕ , siendo C una constante), y de acuerdo con la ecuación (5.36), se cumple que $D(\theta, \phi) = 1 = 0$ dB para valores cualesquiera de θ y ϕ . Por este motivo, muchas veces se habla de la directividad de una antena como de la directividad de la antena referida a la directividad de una antena isótropa (cociente entre la directividad de la antena y 1), y se mide la directividad de una antena en dBi (decibelios referidos a los de una antena isótropa).

La directividad en una dirección es una figura de mérito que nos indica la capacidad que tiene la antena para concentrar la energía radiada en esa dirección. En este sentido, es un indicador de las propiedades direccionales relativas de la antena.

Tanto la directividad (máxima) como el ancho de haz son indicativos de la habilidad de focalizar la energía que tiene una antena. Un diagrama de radiación con un lóbulo principal estrecho tendrá una alta directividad, y un diagrama de radiación con un lóbulo principal ancho tendrá una baja directividad. Aunque parece lógico pensar que existe una relación directa entre la directividad y el ancho de haz, en el fondo esa relación no es del todo válida. Y esto es debido a que mientras que el ancho de haz sólo depende de las propiedades del lóbulo principal del diagrama de radiación, en la definición de directividad entra tanto la potencia radiada a través del lóbulo principal como la potencia radiada a través de los lóbulos secundarios. A pesar de esta sutil diferencia, para antenas direccionales se ha obtenido una relación aproximada entre la directividad D_0 y los valores del ancho de haz para la mitad de potencia θ_1 y θ_2 en

dos planos ortogonales del lóbulo principal (aquellos que contienen los ejes menor y mayor del contorno elíptico para la mitad de potencia). Esta relación viene dada por:

$$D_0 = \frac{32000}{\theta_1 \theta_2} \quad (5.39)$$

donde θ_1 y θ_2 se miden en grados. La ecuación (5.39) no sirve para calcular la directividad de antenas con diagramas de radiación omnidireccionales, y en ese caso, hay que utilizar otras expresiones aproximadas de la directividad.

Como ya se ha comentado con anterioridad, muchas antenas son conocidas como **antenas de abertura** ya que en estas antenas la emisión de radiación tiene lugar a través de una superficie plana conocida como "abertura" (éste es el caso de las antenas de ranura, las guías de ondas abiertas, las antenas de bocina y las antenas reflectoras). Para una superficie de abertura dada, se puede demostrar que la máxima directividad posible se consigue cuando los campos en la abertura son uniformes. Si la abertura tiene un área física A_f , esta directividad máxima D_{ap}^{\max} que se puede conseguir con la abertura viene dada por:

$$D_{ap}^{\max} = \frac{4\pi A_f}{\lambda_0^2} \quad (5.40)$$

Por ejemplo, si la abertura de la antena de bocina piramidal de la Fig. (5.12) tiene dimensiones $2\lambda_0 \times 3\lambda_0$, la máxima directividad posible que se puede obtener con esa abertura vale 24π . En la práctica las aberturas no suelen estar uniformemente iluminadas y su directividad suele ser inferior a la de la ecuación (5.40). Si la directividad de una antena de abertura vale D_{ap} , se define la **eficiencia de la abertura** e_{ap} como:

$$e_{ap} = \frac{D_{ap}}{D_{ap}^{\max}} = \frac{\lambda_0^2 D_{ap}}{4\pi A_f} \quad (5.41)$$

Como $D_{ap} \leq D_{ap}^{\max}$, la eficiencia de abertura es una cantidad menor o igual que 1, y se suele expresar en tanto por ciento. Por poner algún ejemplo, una abertura rectangular con una distribución triangular del campo eléctrico posee una eficiencia de abertura del 75 %, y una abertura rectangular con una distribución sinusoidal del campo eléctrico (véase el Ejemplo 5.3) posee una eficiencia de abertura del 81 %.

Ejemplo 5.5: Cálculo de la directividad de un dipolo

Calcule la directividad de una antena dipolo de longitud l cuando $l \ll \lambda_0$ y cuando $l = \lambda_0/2$.

Solución

De acuerdo con la ecuación (5.22) y con los resultados obtenidos en el Ejemplo 5.2, la intensidad de radiación de una antena dipolo viene dada por:

$$U(\theta, \phi) = \frac{4M|I_0|^2}{k_0^2} \left[\frac{\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right)}{\sin \theta} \right]^2$$

Si $l \ll \lambda_0$, se cumple que $k_0 l \ll 1$, y podemos hacer las aproximaciones $\cos\left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right) \approx 1 - \left(\frac{k_0 l}{2} \cos \theta\right)^2 / 2$ y $\cos\left(\frac{k_0 l}{2}\right) \approx 1 - \left(\frac{k_0 l}{2}\right)^2 / 2$. En ese caso, la intensidad de radiación admite la expresión más sencilla:

$$U(\theta, \phi) = \frac{M |I_0|^2 k_0^2 l^4}{16} \sin^2 \theta$$

con lo cual, de acuerdo con (5.36), la directividad valdrá:

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi \sin^2 \theta}{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \sin^3 \theta d\theta d\phi} = \frac{2 \sin^2 \theta}{\frac{4}{3}} = 1,5 \sin^2 \theta$$

y la directividad máxima valdrá $D_0 = 1,5 = 1,76$ dBi.

En el caso de una antena dipolo de longitud $\lambda_0/2$, los resultados del Ejemplo 5.2 nos dicen que la intensidad de radiación vale:

$$U(\theta, \phi) = \frac{|I_0|^2 \eta_0}{2\pi} \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \right]$$

con lo cual, utilizando una vez más los resultados del Ejemplo 5.2, la directividad vendrá dada por:

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{rad}}} = 1,64 \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \right]$$

y la directividad máxima valdrá $D_0 = 1,64 = 2,15$ dBi.

Se observa que las directividades del dipolo corto y del dipolo $\lambda_0/2$ son bajas, lo cual es debido a que sus diagramas de radiación son omnidireccionales.

Ejemplo 5.6: Cálculo de la directividad de una guía de ondas acabada en abierto.

Calcule la directividad de la guía de ondas rectangular acabada en abierto del Ejemplo 5.3.

Solución

De acuerdo con los resultados obtenidos en el Ejemplo 5.3, la intensidad de radiación de la guía de ondas rectangular acabada en abierto viene dada por:

$$U(\theta, \phi) = \frac{a^2 b^2 |E_0|^2}{128 \eta_0} (\beta_{10} \cos \theta + k_0)^2 \frac{\cos^2(X) \sin^2(Y)}{\left[X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right]^2 Y^2}$$

donde $X = (\pi a / \lambda_0) \sin \theta \cos \phi$ e $Y = (\pi b / \lambda_0) \sin \theta \sin \phi$. Utilizando una vez más los resultados obtenidos en el Ejemplo 5.3, la directividad de la guía de ondas rectangular acabada en abierto valdrá:

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{rad}}} = \frac{\pi a b}{8 \eta_0 Y_{10}} (\beta_{10} \cos \theta + k_0)^2 \frac{\cos^2(X) \sin^2(Y)}{\left[X^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right]^2 Y^2}$$

y la directividad máxima valdrá:

$$D_0 = D(\theta = 0, \phi) = \frac{2ab}{\pi^3 \eta_0 Y_{10}} (\beta_{10} + k_0)^2 = \frac{ab}{\lambda_0^2} \frac{8}{\pi \eta_0 Y_{10}} \left(1 + \frac{\beta_{10}}{k_0}\right)^2$$

La ecuación anterior muestra que D_0 es proporcional al cociente entre el área de la abertura (ab) y λ_0^2 . Esta es una propiedad común a todas las antenas de abertura, y para poder disponer de antenas de abertura muy direccionales, será necesario que el cociente entre el área de la abertura y λ_0^2 sea elevado (lo cual obliga a trabajar con antenas eléctricamente grandes).

En el caso concreto de una guía de ondas rectangular WR-90 ($a = 2,286$ cm y $b = 1,016$ cm) a una frecuencia de operación de 10 GHz (la guía WR-90 está pensada para trabajar en régimen monomodo en el intervalo de frecuencias $8 \text{ GHz} \leq f \leq 12 \text{ GHz}$), la directividad de la guía acabada en abierto vale $D_0 = 2,681 = 4,283$ dBi (debe tenerse en cuenta que la directividad no es muy elevada porque $ab/\lambda_0^2 = 0,258064$ es una cantidad pequeña).

5.3.3. Eficiencia de radiación

Todas las antenas tienen pérdidas resistivas debidas a las pérdidas óhmicas en los metales con las que están fabricadas, y en el caso de las antenas que incluyen dieléctricos (caso de las antenas *microstrip*), a las pérdidas en los dieléctricos (caracterizadas a través de la tangente de pérdidas). Todas estas pérdidas tienen como consecuencia que exista una diferencia entre la potencia promedio suministrada en los terminales de entrada de la antena P_{in} y la potencia promedio radiada por la antena P_{rad} . Como ocurre con otros componentes eléctricos, se define la **eficiencia de radiación** de una antena e_{rad} como el cociente entre la potencia deseada a la salida y la potencia suministrada a la entrada, esto es:

$$e_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{in}}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{pcd}}} \quad (5.42)$$

donde P_{pcd} representa la potencia promedio disipada por pérdidas en conductores y dieléctricos. De acuerdo con la definición dada en (5.42), la eficiencia de radiación es siempre un número menor que uno, y se suele expresar en tanto por ciento. Aunque en la ecuación (5.42) la eficiencia de radiación se define para antenas en transmisión, el mismo concepto es válido también para antenas en recepción, siendo necesario en este caso sustituir en (5.42) la potencia promedio radiada P_{rad} por la potencia promedio recibida P_{rec} .

Aunque para antenas en transmisión y recepción existen otros factores que influyen sobre la potencia transmitida o recibida tales como la desadaptación de impedancias a la entrada (antenas en transmisión) o a la salida (antenas en recepción), o como la desadaptación en la polarización en el caso de las antenas en recepción, todos estos factores de pérdidas son externos a las antenas y podrían ser eliminados mediante el uso de redes de adaptación (para acabar con la desadaptación de

impedancias) o mediante una colocación adecuada de las antenas en recepción (para eliminar la desadaptación en la polarización). Dado que todos estos factores externos no pueden ser atribuidos a las antenas, no deben ser contemplados en la definición de la eficiencia de la antena, que únicamente está supeditada a las pérdidas disipativas en los conductores y en los dieléctricos con los que está fabricada.

Ejemplo 5.7: Cálculo de la eficiencia de radiación de una antena dipolo.

Una antena dipolo mide $l = 1$ m y está fabricada con un cable de cobre ($\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$) de radio $a = 1,63$ mm. Calcule la eficiencia de radiación de la antena dipolo a 1MHz y a 150 MHz, teniendo en cuenta que la profundidad de penetración en el cobre δ es mucho menor que el radio de la antena,

Solución

A 1 MHz, se cumple que $\lambda_0 = 300$ m, y en consecuencia, $k_0 l \ll 1$. Por tanto, si en la expresión obtenida para la intensidad de corriente en la antena dipolo del Ejemplo 5.2, hacemos la aproximación $\sin [k_0(\frac{l}{2} - |z'|)] \approx k_0(\frac{l}{2} - |z'|)$ ($|z'| < \frac{l}{2}$), llegamos a la siguiente expresión para el fasor de intensidad de corriente en el dipolo corto:

$$I(z') = I_0 k_0 \left(\frac{l}{2} - |z'|\right) \quad |z'| < \frac{l}{2}$$

Y además, si tenemos en cuenta que estamos en condiciones de fuerte efecto pelicular ($\delta = \sqrt{1/\pi\mu_0\sigma f} \ll a$), podemos suponer que toda la corriente en la antena está concentrada en una película de espesor δ alrededor de su superficie, y en ese caso, podemos aproximar el fasor de densidad volumétrica de corriente en la antena mediante la expresión:

$$\mathbf{J}(\rho', z') \approx \begin{cases} \frac{I(z')}{2\pi a \delta} \hat{\mathbf{z}} = \frac{I_0 k_0}{2\pi a \delta} \left(\frac{l}{2} - |z'|\right) \hat{\mathbf{z}} & a - \delta \leq \rho \leq a; |z'| < \frac{l}{2} \\ 0 & \rho < a - \delta; |z'| < \frac{l}{2} \end{cases}$$

La potencia óhmica promedio disipada en la antena de cobre viene dada por la expresión:

$$\begin{aligned} P_{\text{ohm}} &= \frac{1}{2\sigma} \int_{\tau'_a} |\mathbf{J}(\rho', z')|^2 d\tau' = \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{|I_0| k_0}{2\pi a \delta}\right)^2 \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\rho=a-\delta}^{\rho=a} \int_{z=-l/2}^{z=l/2} \left(\frac{l}{2} - |z'|\right)^2 adz' d\rho' d\phi' \\ &= \frac{|I_0|^2 k_0^2 l^3}{48\pi\sigma a \delta} \end{aligned}$$

Por otro lado, utilizando la expresión obtenida en el Ejemplo 5.5 para la intensidad de radiación de un dipolo corto ($k_0 l \ll 1$), tendremos que la potencia promedio radiada por esta antena vale:

$$P_{\text{rad}} = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \frac{M |I_0|^2 k_0^2 l^4}{16} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \sin^3 \theta d\theta d\phi = \frac{\eta_0 |I_0|^2 k_0^4 l^4}{192\pi}$$

con lo cual, la eficiencia de radiación de la antena dipolo a 1 MHz resulta ser:

$$e_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{pcd}}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{ohm}}} = \frac{\frac{\eta_0 |I_0|^2 k_0^4 l^4}{192\pi}}{\frac{\eta_0 |I_0|^2 k_0^4 l^4}{192\pi} + \frac{|I_0|^2 k_0^2 l^3}{48\pi\sigma a\delta}} = \frac{1}{1 + \frac{2\delta}{k_0 l a}} \approx 20\%$$

A 150 MHz, se cumple que $\lambda_0 = 2$ m, y en consecuencia, $l = \lambda_0/2$ ($k_0 l = \pi$), con lo cual, no nos vale la aproximación de dipolo corto y la expresión para el fasor de intensidad de corriente en la antena es la que aparece en el Ejemplo 5.2. Por tanto, si seguimos suponiendo que estamos en condiciones de fuerte efecto pelicular, el fasor de densidad volumétrica de corriente en la antena viene dado por:

$$\mathbf{J}(\rho', z') \approx \begin{cases} \frac{I(z')}{2\pi a\delta} \hat{\mathbf{z}} = \frac{I_0}{2\pi a\delta} \sin\left[\frac{\pi}{2}\left(1 - \frac{2|z'|}{l}\right)\right] \hat{\mathbf{z}} & a - \delta \leq \rho \leq a; |z'| < \frac{l}{2} \\ 0 & \rho < a - \delta; |z'| < \frac{l}{2} \end{cases}$$

y ahora la potencia óhmica promedio disipada en la antena vendrá dada por la expresión:

$$\begin{aligned} P_{\text{ohm}} &= \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{|I_0|}{2\pi a\delta}\right)^2 \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\rho=a-\delta}^{\rho=a} \int_{z=-l/2}^{z=l/2} \sin^2\left[\frac{\pi}{2}\left(1 - \frac{2|z'|}{l}\right)\right] adz' d\rho' d\phi' \\ &= \frac{|I_0|^2 l}{8\pi\sigma a\delta} \end{aligned}$$

Por tanto, teniendo en cuenta el resultado obtenido en el Ejemplo 5.2 para la potencia radiada por una antena $\lambda_0/2$ ($P_{\text{rad}} = \frac{2,44|I_0|^2 \eta_0}{8\pi}$), la eficiencia de radiación de la antena dipolo a 150 MHz valdrá:

$$e_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{rad}} + P_{\text{ohm}}} = \frac{\frac{2,44|I_0|^2 \eta_0}{8\pi}}{\frac{2,44|I_0|^2 \eta_0}{8\pi} + \frac{|I_0|^2 l}{8\pi\sigma a\delta}} = \frac{1}{1 + \frac{l}{2,44a\sigma\delta\eta_0}} \approx 99,8\%$$

Se observa que mientras que la eficiencia del dipolo corto es pequeña, la eficiencia del dipolo $\lambda_0/2$ está próxima a la unidad. Se ha comprobado que este resultado es extensible a otros tipos de antenas. En general, la eficiencia de las antenas eléctricamente pequeñas (dimensiones mucho menores que la longitud de onda) es baja, y en cambio, la eficiencia de las antenas cuyas dimensiones son del orden de la longitud de onda (o mayores) es prácticamente la unidad. La eficiencia de las antenas monopolo utilizadas en los aparatos de radio y en los vehículos para recepción de señales de AM (frecuencias en torno a 1 MHz) es pequeña ya que el tamaño de estas antenas está alrededor de 1 m y la longitud de onda está en torno a los 300 m. Esto significa que estas antenas sólo van a capturar una parte muy pequeña de la potencia que les llega (a la baja recepción de potencia también contribuye la dificultad para adaptar bien estas antenas eléctricamente pequeñas). A pesar de todo, este bajo nivel de potencia se considera suficiente en recepción. Sin embargo, es inadmisibles que una antena tenga una baja eficiencia en transmisión ya que la mayor parte de la potencia entregada a la antena se perdería en pérdidas resistivas. Por este motivo, las antenas monopolo utilizadas en las emisoras de AM son torres de estructura metálica que tienen varias decenas de metros (y por tanto, un tamaño comparable a la longitud de onda de operación).

5.3.4. Ganancia

La directividad de una antena depende exclusivamente de las características de los diagramas de radiación, y únicamente da idea de las propiedades direccionales de la antena. Cuando una antena se utiliza en un sistema en transmisión, además de interesarnos las propiedades direccionales de la antena, nos interesa saber también cuál es la eficiencia de la transformación de la potencia disponible en los terminales de entrada de la antena en potencia radiada. La **ganancia** de una antena es una figura de mérito que da cuenta, tanto de las propiedades direccionales de la antena como de la eficiencia de radiación. Se define la ganancia de una antena en una determinada dirección como la razón entre la intensidad de radiación en esa dirección y la intensidad de radiación que se obtendría si toda la potencia suministrada a la antena se radiara de forma isótropa. De acuerdo con esta definición, la ganancia de la antena $G(\theta, \phi)$ en la dirección caracterizada por las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ viene dada por:

$$G(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{\frac{P_{\text{in}}}{4\pi}} = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{in}}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{in}}} \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{rad}}} = e_{\text{rad}} D(\theta, \phi) \quad (5.43)$$

donde se ha hecho uso de las ecuaciones (5.36) y (5.42). De acuerdo con la ecuación (5.43), la ganancia de una antena en una dirección es igual al producto de la eficiencia de radiación por la directividad en esa dirección. Por tanto, la ganancia es siempre menor o igual que la directividad. Al igual que ocurre con la directividad, si al hablar de la ganancia no especificamos la dirección, nos estaremos refiriendo a la ganancia máxima $G_0 (= G_{\text{max}})$, que viene dada por:

$$G_0 = \frac{4\pi U(\text{max})}{P_{\text{in}}} = e_{\text{rad}} D_0 \quad (5.44)$$

Análogamente a lo que ocurre con la directividad, como la ganancia es también un cociente entre densidades de potencia, la ganancia en decibelios viene dada por:

$$G(\theta, \phi)_{\text{dB}} = 10 \log (G(\theta, \phi)) \quad (5.45)$$

A veces, la ganancia de una antena se expresa en dBi, en cuyo caso se hace referencia a la ganancia de la antena relativa a una hipotética antena isótropa sin pérdidas (para la cual $G(\theta, \phi) = 1 = 0$ dB).

Al igual que ocurre con la eficiencia de radiación, la definición dada en (5.43) nos indica que la ganancia de una antena sólo incluye las pérdidas resistivas en la antena, y no da cuenta ni de las pérdidas por desadaptación a la impedancia de la línea de transmisión conectada a la antena, ni de las pérdidas por desadaptación en la polarización de la antena en recepción.

5.3.5. Polarización

La **polarización** de una antena en una dirección es la polarización del campo electromagnético emitido por la antena en esa dirección en la región de campo lejano.

Si no se especifica la dirección, la polarización de una antena es la polarización del campo emitido por la antena en la dirección en la que la ganancia es máxima (dirección de máxima emisión de radiación) en la región de campo lejano. En la práctica, la polarización de una antena varía con la dirección, con lo cual, partes diferentes del diagrama de radiación pueden tener polarizaciones distintas.

La polarización de una onda electromagnética en un punto del espacio está vinculada al lugar geométrico de los puntos recorridos por la punta del vector campo eléctrico en ese punto del espacio en un plano perpendicular a la dirección de propagación. Según ese lugar geométrico sea un segmento, una circunferencia o una elipse, tendremos **polarización lineal, circular o elíptica**. A continuación, se describen en detalle las condiciones que conducen a esos tres estados de polarización.

De acuerdo con las ecuaciones (5.3) y (5.12), el fasor del campo eléctrico creado por una antena en un punto P de la región de campo lejano se puede escribir:

$$\mathbf{E}(P) = E_1 \hat{\boldsymbol{\theta}} + E_2 \hat{\boldsymbol{\phi}} \quad (5.46)$$

donde E_1 y E_2 son dos números complejos. Si ahora elegimos un sistema de coordenadas local con origen en el punto P , en el que la parte positiva del eje x vaya en la dirección y sentido de $\hat{\boldsymbol{\theta}}$, la parte positiva del eje y vaya en la dirección y sentido de $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ y la parte positiva del eje z vaya en la dirección y sentido de $\hat{\boldsymbol{r}}$ (que, según las ecuaciones (5.3) y (5.12), es la dirección y sentido de propagación de la onda esférica emitida por la antena), el fasor de campo eléctrico en P se podrá escribir:

$$\mathbf{E}(P) = E_1 \hat{\boldsymbol{x}} + E_2 \hat{\boldsymbol{y}} = E_{x0} e^{j\phi_x} \hat{\boldsymbol{x}} + E_{y0} e^{j\phi_y} \hat{\boldsymbol{y}} \quad (5.47)$$

donde $E_{x0} = |E_1|$, $E_{y0} = |E_2|$, $\phi_x = \arg(E_1)$ y $\phi_y = \arg(E_2)$. Y de acuerdo con (5.47) y (5.1), el campo eléctrico instantáneo en el punto P vendrá dado por

$$\vec{\mathcal{E}}(P, t) = \text{Re} [\mathbf{E}(P) e^{j\omega t}] = E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x) \hat{\boldsymbol{x}} + E_{y0} \cos(\omega t + \phi_y) \hat{\boldsymbol{y}} = \mathcal{E}_x(t) \hat{\boldsymbol{x}} + \mathcal{E}_y(t) \hat{\boldsymbol{y}} \quad (5.48)$$

La punta del vector campo eléctrico en el punto P describe en el plano $\mathcal{E}_x - \mathcal{E}_y$ una curva cuyas ecuaciones paramétricas son:

$$\mathcal{E}_x(t) = E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x) \quad (5.49)$$

$$\mathcal{E}_y(t) = E_{y0} \cos(\omega t + \phi_y) \quad (5.50)$$

Despejando el parámetro t de (5.49) y (5.50), podemos obtener la ecuación implícita de la curva, dada por:

$$\left(\frac{\mathcal{E}_x}{E_{x0}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{E}_y}{E_{y0}} \right)^2 - 2 \left(\frac{\mathcal{E}_x}{E_{x0}} \right) \left(\frac{\mathcal{E}_y}{E_{y0}} \right) \cos \Delta\phi = \sin^2 \Delta\phi \quad (5.51)$$

donde $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$. En general, la ecuación (5.51) es la ecuación de una elipse (elipse de polarización) que se muestra en la Fig. (5.14).

Se define la **razón axial** RA (*axial ratio* AR en inglés) como el cociente entre el eje mayor y el eje menor de la elipse de polarización (de acuerdo con la notación de la

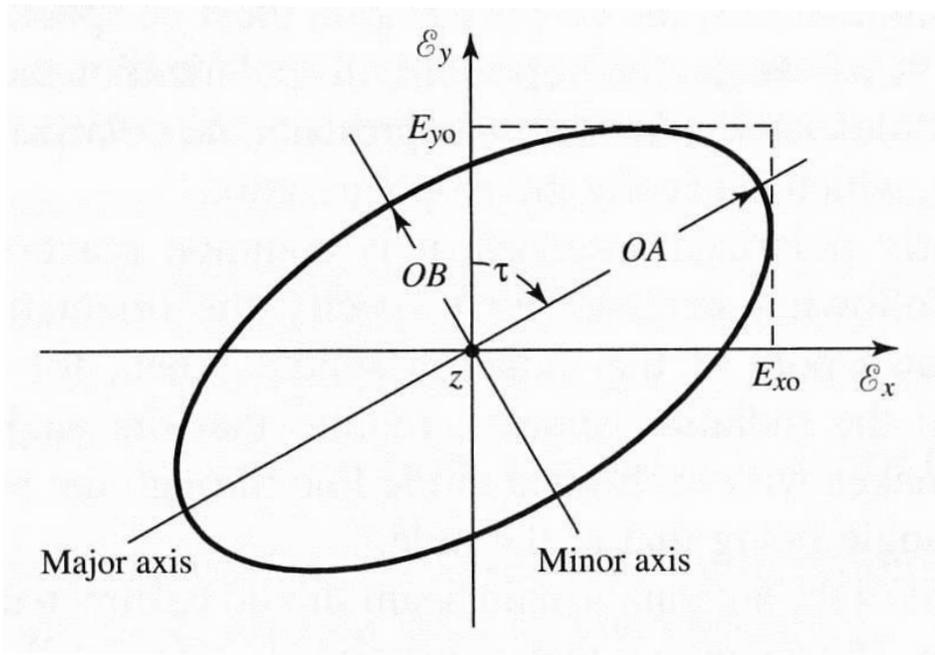


Figura 5.14: Elipse de polarización. OA y OB representan el eje mayor y el eje menor de la elipse respectivamente. τ es el ángulo que forma el eje mayor de la elipse con el eje de abscisas.

Fig. (5.14), se cumple que $RA = OA/OB$). Se puede demostrar que la RA se puede obtener en términos de los parámetros que aparecen en la ecuación (5.51) mediante la expresión:

$$RA = \left\{ \frac{E_{x0}^2 + E_{y0}^2 + [E_{x0}^4 + E_{y0}^4 + 2E_{x0}^2 E_{y0}^2 \cos(2\Delta\phi)]^{1/2}}{E_{x0}^2 + E_{y0}^2 - [E_{x0}^4 + E_{y0}^4 + 2E_{x0}^2 E_{y0}^2 \cos(2\Delta\phi)]^{1/2}} \right\}^{1/2} \quad (5.52)$$

Asimismo, se puede demostrar que el ángulo τ que forma el eje mayor de la elipse con el eje E_y de la Fig. (5.14) viene dado por:

$$\tau = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[\frac{2E_{x0}E_{y0}}{E_{x0}^2 - E_{y0}^2} \cos(2\Delta\phi) \right] \quad (5.53)$$

Los tres estados diferentes de polarización se alcanzan cuando se dan las siguientes condiciones:

- Polarización lineal.** Se produce cuando $\Delta\phi = n\pi$ ($n = \dots, -1, 0, 1, \dots$), o lo que es lo mismo, cuando la diferencia de fase entre las dos componentes ortogonales del campo eléctrico es un múltiplo entero de π . En ese caso, la elipse de polarización degenera en un segmento ($OB = 0$) y $RA = \infty$ (véanse, por ejemplo las Figs. (5.15)(a) y (5.15)(b)).

- Polarización circular.** Se produce cuando $E_{x0} = E_{y0}$ y cuando $\Delta\phi = \pi/2 + 2n\pi$ o $\Delta\phi = -\pi/2 + 2n\pi$ ($n = \dots, -1, 0, 1, \dots$), o lo que es lo mismo, cuando las amplitudes de las dos componentes ortogonales del campo eléctrico son iguales y el desfase entre esas dos componentes es un múltiplo impar de $\pi/2$. En ese caso, la elipse se convierte en una circunferencia ($OA = OB$) y $RA = 1$. Cuando $\Delta\phi = \pi/2 + 2n\pi$, la circunferencia de polarización se recorre en sentido horario para un observador que mira en sentido contrario al de la propagación (véase la Fig. (5.15)(c)) y tenemos polarización circular de la mano izquierda o PCMI (*left hand circular polarization* o LHCP en inglés) ya que el campo gira como lo haría la mano izquierda si el pulgar apuntara en la dirección de propagación. Cuando $\Delta\phi = -\pi/2 + 2n\pi$, la circunferencia de polarización se recorre en sentido anti-horario para un observador que mira en sentido contrario al de la propagación (véase la Fig. (5.15)(d)) y tenemos polarización circular de la mano derecha o PCMD (*right hand circular polarization* o RHCP en inglés) ya que el campo gira como lo haría la mano derecha si el pulgar apuntara en la dirección de propagación.
- Polarización elíptica.** Se produce cuando, o bien $E_{x0} \neq E_{y0}$ y $\Delta\phi \neq n\pi$ ($n = \dots, -1, 0, 1, \dots$), o bien $E_{x0} = E_{y0}$ y $\Delta\phi \neq n\pi/2$ ($n = \dots, -1, 0, 1, \dots$), o lo que es lo mismo, cuando la polarización ni es lineal ni es circular. En ese caso, se cumple que $1 < RA < \infty$. Al igual que ocurre con la polarización circular, podemos tener polarización elíptica de la mano izquierda (véase la Fig. (5.15)(e)) o polarización elíptica de la mano derecha (véase la Fig. (5.15)(f)).

El estado de polarización de una antena en recepción es muy importante ya que la captación de potencia por parte de la antena es máxima cuando la antena tiene la misma polarización que la onda incidente, tal y como se mostrará en la sección 5.5. Las antenas receptoras polarizadas linealmente y circularmente son muy importantes ya que las antenas emisoras de señales de radio y televisión suelen emitir ondas polarizadas linealmente o circularmente. En particular, las antenas situadas en satélites de comunicaciones en órbita alrededor de la tierra suelen estar polarizadas circularmente para evitar el efecto de la rotación de Faraday, y para impedir que el movimiento del satélite dé lugar a un hipotético bloqueo de comunicaciones que se produciría en caso de polarización lineal (este bloqueo tendría lugar si las polarizaciones de las antenas emisora y receptora fueran ambas lineales y ortogonales). Cuando una antena está polarizada circularmente, la polarización circular pura ($RA = 1$) sólo se puede conseguir a una única frecuencia. Se suele definir el ancho de banda de una antena polarizada circularmente como el intervalo porcentual de frecuencias en el cual la razón axial es menor o igual que 3 dB, siendo $RA_{dB} = 20 \log RA$ (esto es, se acepta que la polarización de la antena es aproximadamente circular, siempre y cuando la razón axial no suba por encima de 3 dB).

El campo eléctrico radiado por una antena se puede expresar siempre como suma de dos componentes ortogonales con el mismo tipo de polarización (por ejemplo, una componente de polarización lineal vertical y otra componente de polarización lineal horizontal, o una componente PCMI y otra componente PCMD, etc.). Normalmente,

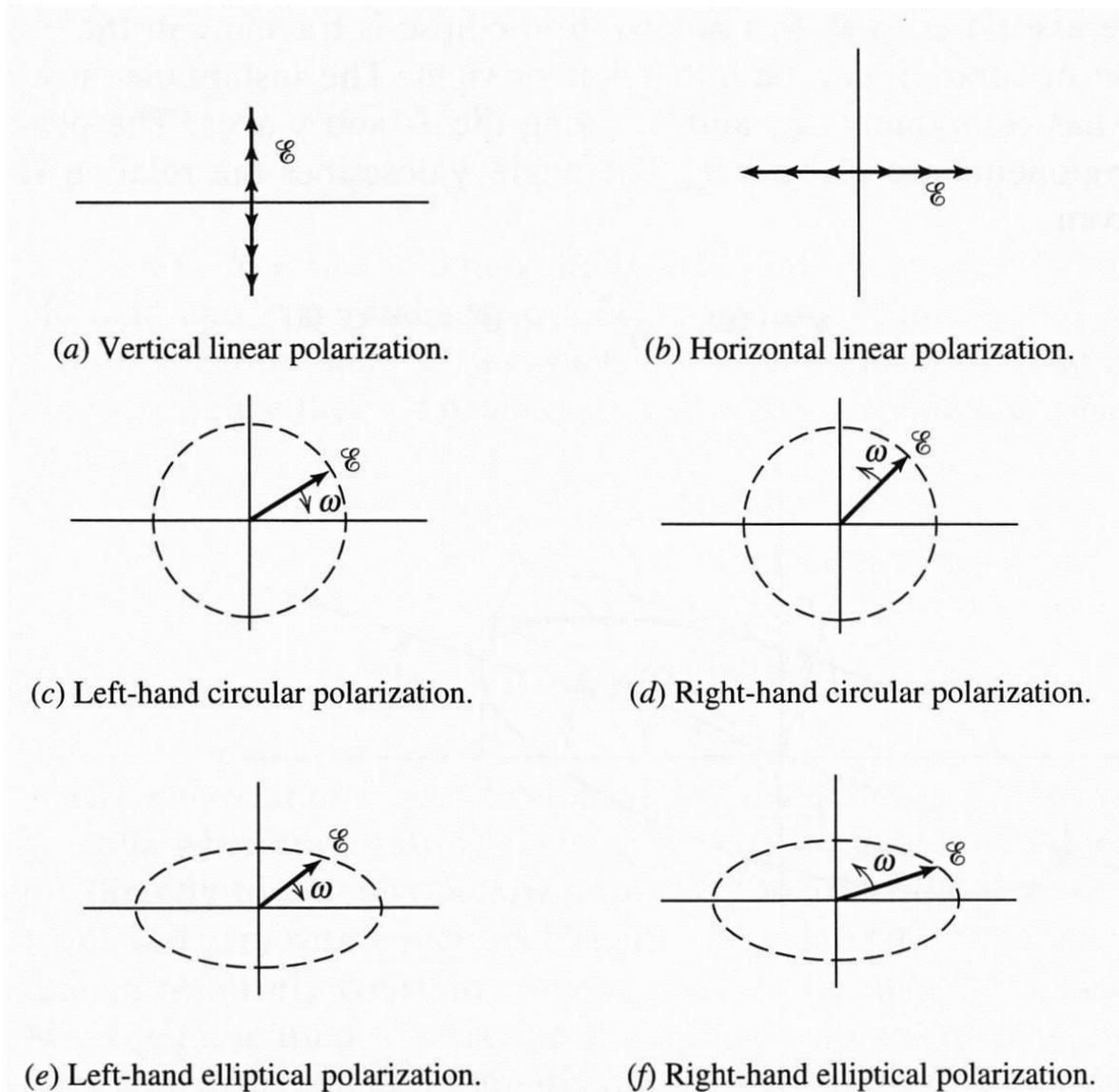


Figura 5.15: Diferentes estados de polarización. En todos los casos suponemos que la onda se propaga perpendicularmente al papel y hacia fuera del mismo.

las antenas se diseñan para radiar un tipo específico de polarización, y dentro de ese tipo de polarización, una componente determinada (polarización lineal vertical, polarización lineal horizontal, PCMI, PCMD, etc.). Pues bien, se llama **componente copolar** del campo radiado a la componente que se desea radiar y **componente contrapolar** (o también componente de polarización cruzada), a la que tiene el mismo tipo de polarización que la componente copolar y es ortogonal a dicha componente. Aunque idealmente la componente contrapolar debería ser cero, en la práctica las antenas siempre radian un cierto nivel de polarización cruzada. Al igual que se sue-

len hacer representaciones de los diagramas de radiación en los planos principales (planos E y H) para antenas polarizadas linealmente, son también muy frecuentes las representaciones de la componente copolar y contrapolar del campo eléctrico en antenas polarizadas linealmente y circularmente.

5.3.6. Área efectiva

Las figuras de mérito directividad, eficiencia de radiación y ganancia no sólo se usan para antenas en transmisión sino que también se usan para antenas en recepción. Dada una antena en recepción, es interesante conocer la potencia captada por la antena cuando sobre ella incide una onda plana para la que se conoce el promedio de potencia transportada por unidad de superficie (o lo que es lo mismo, el vector de Poynting complejo). Este problema es el inverso a calcular el promedio de potencia por unidad de superficie radiado por una antena en transmisión (véanse las ecuaciones (5.23) y (5.24)). La determinación de la potencia captada por una antena en recepción es importante para poder derivar la ecuación de Friis para radioenlaces, de la que se hablará en la Sección 5.5.

Consideremos una antena cuyo centro geomético coincide con el origen de un sistema de coordenadas (véase la Fig. (5.11)(a)), y supongamos que sobre la antena incide una onda plana que se propaga en la dirección caracterizada por las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ . Si el promedio del vector de Poynting de la onda plana vale $\mathbf{S}_{av,i}$ (véase la ecuación (5.21)) y la potencia promedio captada por la antena (y entregada a la impedancia de carga conectada a la antena) vale P_{rec} , se define el **área efectiva** de la antena en recepción $A_e(\theta, \phi)$ en la dirección de incidencia de la onda plana como:

$$A_e(\theta, \phi) = \frac{P_{rec}}{|\mathbf{S}_{av,i}|} \quad (5.54)$$

El área efectiva tiene dimensiones de superficie (m^2 en el sistema internacional) y puede ser interpretada como el "área de captura" que presenta la antena en recepción a la potencia transportada por la onda plana que incide sobre ella.

A partir del teorema de reciprocidad del campo electromagnético, se puede demostrar que el área efectiva de una antena en recepción sin pérdidas, adaptada a la impedancia de carga conectada a la antena, y adaptada a la polarización de la onda incidente sobre la antena, se puede expresar en términos de la directividad de la antena mediante la expresión:

$$A_e(\theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)\lambda_0^2}{4\pi} \quad (5.55)$$

De acuerdo con la ecuación anterior, el área efectiva de la antena en recepción será máxima cuando la onda que incide sobre la antena se propague en la dirección de máxima emisión de radiación de la antena (esto es, en la dirección del máximo del lóbulo principal de la antena). Teniendo en cuenta la ecuación (5.37), la máxima

área efectiva de una antena sin pérdidas, adaptada a la impedancia de carga y a la polarización de la onda incidente, vendrá dada por:

$$A_{em} = \frac{D_0 \lambda_0^2}{4\pi} \quad (5.56)$$

Pues bien, de acuerdo con la ecuación (5.40), en el caso particular de una antena de abertura en la que los campos en la abertura son uniformes en transmisión, la máxima área efectiva de la antena de abertura en recepción coincide exactamente con el área física de la antena (esto es, $A_{em} = A_f$). Si la abertura no se ilumina uniformemente en transmisión, se va a cumplir que $A_{em} = e_{ap} A_f < A_f$, siendo e_{ap} la eficiencia de la abertura.

Cuando la antena tiene pérdidas, la potencia promedio captada por la antena P_{rec} se ve reducida en un factor e_{rad} con respecto al caso en que no hay pérdidas. Por tanto, de acuerdo con las ecuaciones (5.54) y (5.55), el área efectiva de una antena con pérdidas, adaptada a la impedancia de carga y a la polarización de la onda incidente, viene dada por:

$$A_e(\theta, \phi) = \frac{e_{rad} D(\theta, \phi) \lambda_0^2}{4\pi} = \frac{G(\theta, \phi) \lambda_0^2}{4\pi} \quad (5.57)$$

Y de acuerdo con (5.44), la máxima área efectiva de la antena con pérdidas, adaptada a la impedancia de carga y a la polarización de la onda incidente, valdrá:

$$A_{em} = \frac{G_0 \lambda_0^2}{4\pi} \quad (5.58)$$

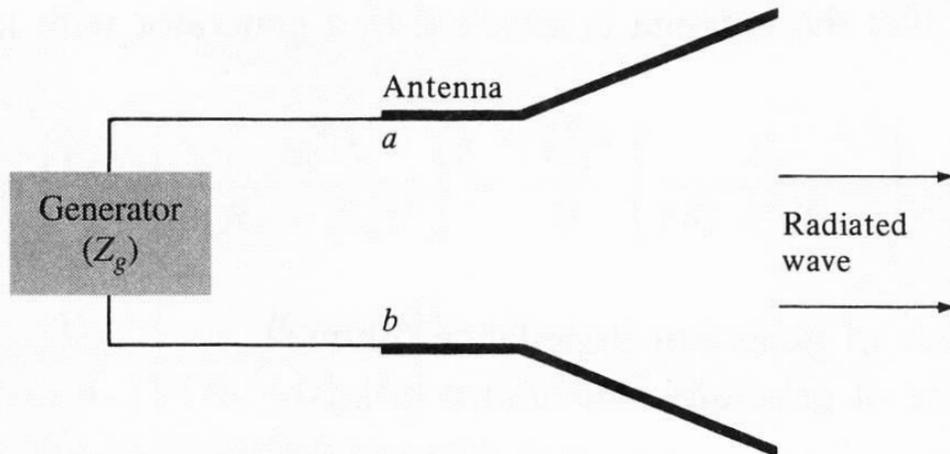
El estudio de los efectos de la desadaptación en la impedancia de carga y de la desadaptación a la polarización de la onda incidente sobre el área efectiva de una antena en recepción se llevará a cabo en la Sección 5.5 cuando se estudie la ecuación de Friis.

De las ecuaciones (5.54) y (5.57) se deduce que la potencia que una antena receptora capta de una onda plana que incide sobre ella en la dirección caracterizada por las coordenadas esféricas θ y ϕ es proporcional a la directividad de la antena en esa dirección $D(\theta, \phi)$. Eso significa que la potencia captada será máxima en la dirección de máxima directividad -dirección de máxima emisión de radiación de la antena-, y que la potencia captada será nula en las direcciones en que la directividad sea nula -direcciones de nula emisión de radiación de la antena-. Por tanto, el comportamiento direccional de la antena en recepción será el mismo que en emisión, o lo que es lo mismo, los diagramas de recepción de la antena serán los mismos que los diagramas de emisión. Esta reciprocidad del comportamiento de la antena en emisión y en recepción es una consecuencia del teorema de reciprocidad del campo electromagnético.

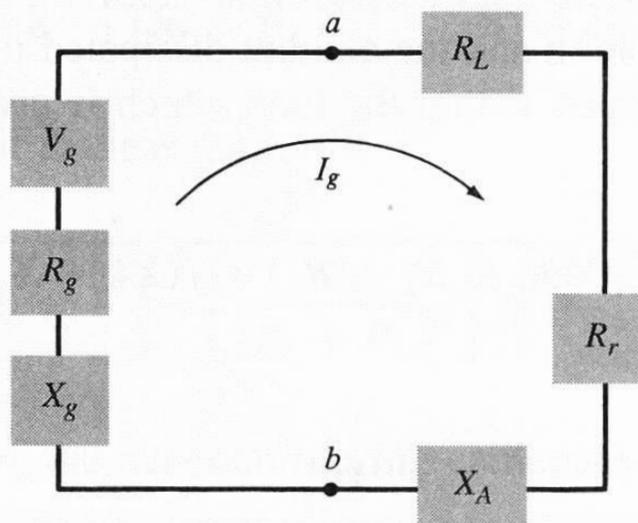
5.4. Parámetros de circuito de una antena

5.4.1. Impedancia de entrada

Se define la impedancia de entrada de una antena como la impedancia presentada por la antena en sus terminales, o lo que es lo mismo, como el cociente entre los fasores de tensión e intensidad en dichos terminales.



(a) Antenna in transmitting mode



(b) Thevenin equivalent

Figura 5.16: Antena emisora y su circuito equivalente.

En las Figs. (5.16)(a) y (5.16)(b) se muestra una antena emisora y su circuito equi-

valente. En las dos figuras los terminales de entrada de la antena han sido llamados a y b . Si llamamos V_{ab} al fasor de tensión en los terminales de entrada e I_g al fasor de la intensidad de corriente que circula por dichos terminales de entrada (véase la Fig. (5.16)(b)), la versión fasorial del teorema de Poynting (teorema de conservación de la energía) para el campo electromagnético permite afirmar que la potencia compleja entregada a la antena en los terminales a y b viene dada por:

$$P_{ab} = \frac{1}{2} V_{ab} I_g^* = P_{\text{rad}} + P_{\text{pcd}} + 2j\omega (U_m - U_e) \quad (5.59)$$

donde P_{rad} es la potencia promedio radiada por la antena (véase la ec. (5.28)), P_{pcd} es la potencia promedio disipada por pérdidas en conductores y dieléctricos (véase la ec. (5.42)), U_m es la energía magnética promedio almacenada alrededor de la antena ($U_m = \mu_0/4 \int_{\tau_\infty} |\mathbf{H}|^2 d\tau$, siendo τ_∞ todo el espacio que rodea a la antena), y U_e es la energía eléctrica promedio almacenada ($U_e = \varepsilon_0/4 \int_{\tau_\infty} |\mathbf{E}|^2 d\tau$). De acuerdo con la definición, la impedancia de entrada Z_A de la antena de la Fig. (5.16) viene dada por:

$$Z_A = R_A + jX_A = \frac{V_{ab}}{I_g} \quad (5.60)$$

donde $R_A = \text{Re}(Z_A)$ es la resistencia de entrada de la antena, y $X_A = \text{Im}(Z_A)$ es la reactancia de entrada de la antena. Sustituyendo (5.60) en (5.59) y despejando $Z_A = R_A + jX_A$, se llega a que:

$$R_A = \frac{2P_{\text{rad}}}{|I_g|^2} + \frac{2P_{\text{pcd}}}{|I_g|^2} \quad (5.61)$$

$$X_A = \frac{4\omega (U_m - U_e)}{|I_g|^2} \quad (5.62)$$

Se observa que la resistencia de entrada de la antena tiene dos sumandos. A estos dos sumandos los llamaremos resistencia de radiación R_r y resistencia de pérdidas R_L , y de acuerdo con (5.61), R_r y R_L vienen dadas por:

$$R_r = \frac{2P_{\text{rad}}}{|I_g|^2} \quad (5.63)$$

$$R_L = \frac{2P_{\text{pcd}}}{|I_g|^2} \quad (5.64)$$

Las ecuaciones (5.61) a (5.64) nos indican que $Z_A = (R_r + R_L) + jX_A$. La resistencia de radiación R_r da cuenta de la potencia radiada por la antena, la resistencia de pérdidas R_L da cuenta de la potencia disipada en la antena en forma de calor debido a pérdidas en los conductores y en los dieléctricos, y finalmente, la reactancia de entrada de la antena X_A da cuenta del desequilibrio existente entre las energías magnética y eléctrica almacenadas en los alrededores de la antena. A partir de las ecuaciones (5.3), (5.4), (5.12) y (5.13), es fácil ver que en la región de campo lejano se cumple que $\mu_0|\mathbf{H}|^2 = \varepsilon_0|\mathbf{E}|^2$, con lo cual, las densidades volumétricas de energía magnética y

eléctrica en dicha región son iguales, y el desequilibrio entre U_m y U_e proviene exclusivamente de los campos existentes en las regiones de campo próximo. Utilizando las ecuaciones (5.42), (5.63) y (5.64), es fácil deducir que:

$$e_{\text{rad}} = \frac{R_r}{R_r + R_L} \quad (5.65)$$

con lo cual, para que una antena tenga una elevada eficiencia de radiación, es preciso que $R_L \ll R_r$.

En la Fig. (5.16)(b) el generador y la impedancia situados a la izquierda de los terminales a y b constituyen el equivalente Thevenin del circuito de alimentación de la antena. En dicha figura V_g representa el fasor de tensión entre los extremos del generador y $Z_g = R_g + jX_g$ representa la impedancia interna de dicho generador. Sea P_A la potencia promedio entregada por el generador a la antena ($P_A = P_{\text{rad}} + P_{\text{pcd}}$). Utilizando el circuito de la Fig. (5.16)(b), se demuestra que:

$$\begin{aligned} P_A &= \frac{1}{2}(R_r + R_L)|I_g|^2 = \frac{|V_g|^2}{2} \frac{R_r + R_L}{(R_r + R_L + R_g)^2 + (X_A + X_g)^2} = \frac{|V_g|^2 [2(R_r + R_L)] 2R_g}{8R_g |Z_A + Z_g|^2} \\ &= \frac{|V_g|^2}{8R_g} \left(\frac{Z_A + Z_A^*}{Z_A + Z_g} \right) \left(\frac{Z_g + Z_g^*}{Z_A^* + Z_g^*} \right) = \frac{|V_g|^2}{8R_g} \left[1 - \left(\frac{Z_A - Z_g^*}{Z_A + Z_g} \right) \left(\frac{Z_A^* - Z_g}{Z_A^* + Z_g^*} \right) \right] \\ &= \frac{|V_g|^2}{8R_g} [1 - |\Gamma_g|^2] \end{aligned} \quad (5.66)$$

donde:

$$\Gamma_g = \frac{Z_A - Z_g^*}{Z_A + Z_g} \quad (5.67)$$

es el **coeficiente de reflexión entre la antena y el generador**. La ecuación (5.66) nos indica que, fijado el circuito de alimentación, la potencia promedio máxima que puede transferir el generador a la antena P_A^{max} se consigue cuando $\Gamma_g = 0$, o lo que es lo mismo, cuando $Z_A = Z_g^*$ (lo cual significa que $R_r + R_L = R_g$ y $X_A = -X_g$). A esta condición se la conoce como condición de **adaptación conjugada** (*conjugate matching* en inglés). Cuando se da esta condición, se transfiere a la antena la mitad de la potencia suministrada por el generador (y la otra mitad se disipa en la resistencia interna del generador R_g en forma de calor).

En la Fig. (5.17)(b) se muestra el circuito equivalente de la antena emisora de la Fig. (5.16) cuando dicha antena trabaja como antena receptora conectada a una carga de impedancia $Z_T = R_T + jX_T$. Lógicamente, la impedancia Thevenin que se ve desde los terminales a y b cuando se mira hacia la antena receptora es la misma que se ve cuando dicha antena funciona como antena emisora. Esa impedancia Thevenin es $Z_A = (R_r + R_L) + jX_A$. Por otro lado, el fasor de tensión Thevenin V_T representa la tensión que presenta la antena receptora en sus terminales cuando está en circuito abierto. Al igual que ocurre con la antena emisora, utilizando el circuito de la Fig. (5.17)(b), podemos calcular la potencia promedio entregada por la antena receptora a la carga P_T . Siguiendo un camino paralelo al utilizado para obtener (5.66), se obtiene

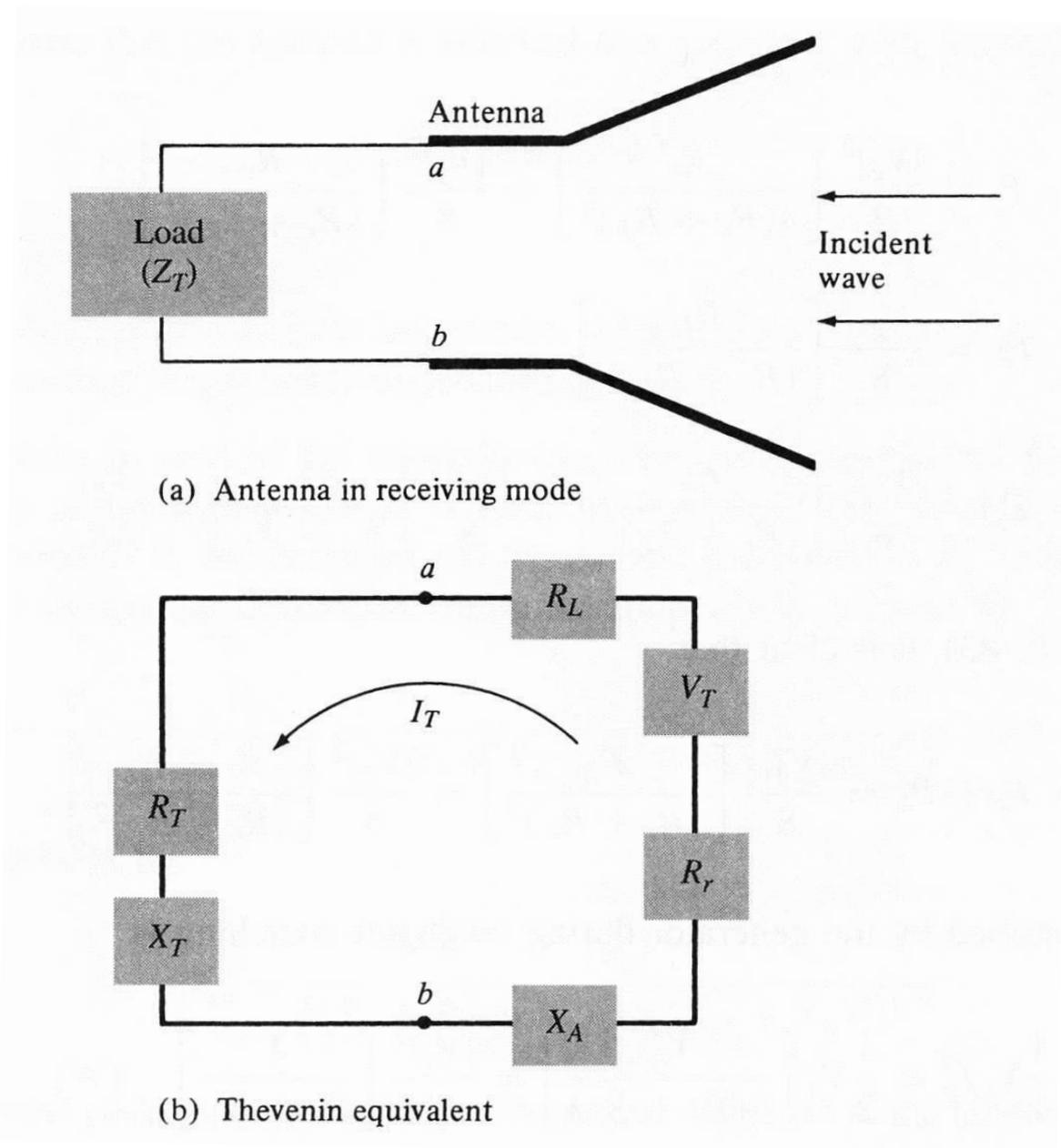


Figura 5.17: Antena receptora y su circuito equivalente.

que:

$$\begin{aligned}
 P_T &= \frac{1}{2}(R_T)|I_T|^2 = \frac{|V_T|^2}{2} \frac{R_T}{(R_r + R_L + R_T)^2 + (X_A + X_T)^2} \\
 &= \frac{|V_T|^2}{8(R_r + R_L)} \left[1 - \left(\frac{Z_A - Z_T^*}{Z_A + Z_T} \right) \left(\frac{Z_A^* - Z_T}{Z_A^* + Z_T} \right) \right] = \frac{|V_T|^2}{8(R_r + R_L)} [1 - |\Gamma_T|^2] \quad (5.68)
 \end{aligned}$$

donde:

$$\Gamma_T = \frac{Z_A - Z_T^*}{Z_A + Z_T} \quad (5.69)$$

es el **coeficiente de reflexión entre la antena y la carga**. La ecuación (5.68) nos indica que fijada la antena, la potencia máxima que puede transferir la antena a la carga P_T^{\max} se obtiene cuando se cumple la condición de adaptación conjugada, esto es, cuando se cumple que $Z_A = Z_T^*$ (o lo que es lo mismo, cuando se cumple que $R_r + R_L = R_T$ y $X_A = -X_T$). Bajo la condición de adaptación conjugada, la mitad de la potencia capturada por la antena receptora es entregada a la carga, y la otra mitad de la potencia es dispersada (o reradiada) por la antena a través de R_r y disipada en forma de calor en la antena a través de R_L . Es importante insistir en que de toda la potencia capturada por una antena, como máximo sólo la mitad de esa potencia puede ser transferida a la carga conectada a la antena.

5.4.2. Ancho de banda

Se define el **ancho de banda** de una antena como el intervalo de frecuencias en el cual alguna característica de la antena (AHMP, AHPN, NLS, eficiencia de radiación, ganancia, razón axial, impedancia de entrada, etc.) se mantiene dentro de unos límites aceptables. Habitualmente, se suele definir una frecuencia central f_c en el que la característica de la antena alcanza su valor óptimo y dos frecuencias mínima y máxima, f_L y f_U , que establecen los límites inferior y superior del intervalo de frecuencias en los que la característica se mantiene dentro de valores aceptables. En antenas de banda ancha, el ancho de banda se expresa mediante la fracción f_U/f_L (por ejemplo, un ancho de banda 10:1 indica que la frecuencia superior del intervalo es 10 veces mayor que la frecuencia inferior). En antenas de banda estrecha, el ancho de banda se obtiene a partir de la razón $(f_U - f_L)/f_c$ expresada en tanto por ciento.

A la hora de hablar de ancho de banda, hay que distinguir entre el ancho de banda para las propiedades del diagrama de radiación (el cual engloba el AHMP, el AHPN, el NLS, la ganancia, la razón axial, etc.) y el ancho de banda para la impedancia. El ancho de banda para las propiedades del diagrama de radiación es muy importante en el estudio de agrupaciones de antenas (*arrays* en inglés). No obstante, si estamos estudiando una antena como elemento de circuito, el ancho de banda que interesa es el ancho de banda para la impedancia, y más concretamente, el ancho de banda para la adaptación de la antena al circuito de alimentación (caso de una antena emisora) o a la carga (caso de una antena receptora).

En la Fig. (5.18) se muestra un típico sistema de radio transmisor o receptor. Usualmente, la antena de dicho sistema se conecta al generador (en transmisión) o a la carga (en recepción) a través de una línea de transmisión que estará adaptada a la impedancia del generador o a la impedancia de la carga. Si la línea de transmisión tiene pocas pérdidas, podemos suponer que su impedancia Z_0 es real. Esta impedancia Z_0 va a ser la impedancia Z_g de la ec. (5.67) para una antena en transmisión, o la impedancia Z_T de la ec. (5.69) para una antena en recepción. De acuerdo con las ecs. (5.66) y (5.68), si queremos que sea máxima la transferencia de potencia del generador a la antena

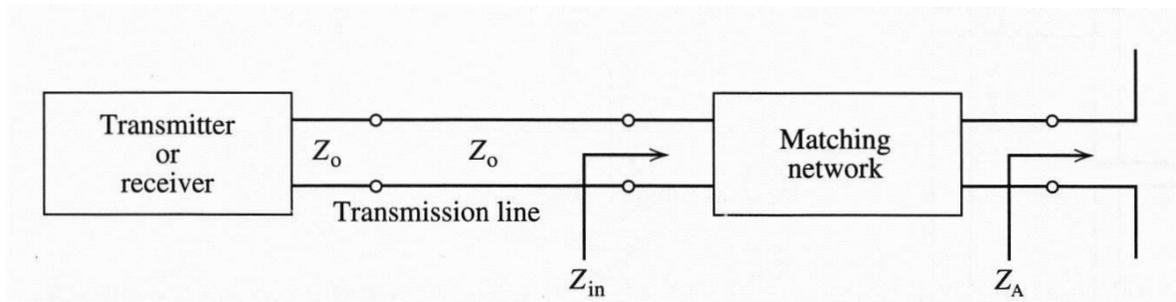


Figura 5.18: Configuración típica de un sistema de radio transmisor o receptor.

(en transmisión) o de la antena a la carga (en recepción), es necesario que se cumpla que la impedancia de la antena Z_A sea igual a Z_0 , lo cual constituye la **condición de adaptación** de la antena a la línea de transmisión. En la práctica esta condición no se suele dar, y es necesario introducir una red de adaptación como la de la Fig. (5.18) entre la línea de transmisión y la antena para poder conseguir que la impedancia a la entrada de la red de adaptación Z_{in} sea igual a Z_0 (la red de adaptación tendría que cancelar primero la reactancia de entrada de la antena X_A , y después transformar la resistencia de entrada de la antena R_A a la impedancia de la línea Z_0 intercalando, por ejemplo, una línea de transmisión $\lambda_0/4$ de impedancia característica $\sqrt{Z_0 R_A}$). Sin embargo, incluso a pesar de la red de adaptación, la condición de adaptación $Z_{in} = Z_0$ sólo se suele conseguir a una única frecuencia. En la mayoría de las aplicaciones no es necesario que el coeficiente de reflexión entre la línea de transmisión y la red de adaptación $\Gamma_{in} = (Z_{in} - Z_0)/(Z_{in} + Z_0)$ sea estrictamente nulo, sino que basta con que no tome valores demasiado elevados. En muchas aplicaciones, se considera que una antena está adaptada a la línea de transmisión a la que está conectada (en transmisión o en recepción) si se cumple que $20 \log |\Gamma_{in}| < -10$ dB, y se define el ancho de banda (para la impedancia) de la antena como el intervalo de frecuencias en el que se cumple esa condición de adaptación. Recordando la teoría de líneas de transmisión, se define la razón de onda estacionaria para la tensión ROET (*voltage standing wave ratio* VSWR en inglés) en la línea de transmisión de la Fig. (5.18) como:

$$\text{ROET} = \frac{1 + |\Gamma_{in}|}{1 - |\Gamma_{in}|} \quad (5.70)$$

La tabla de la Fig. (5.19) muestra los porcentajes de potencia reflejada y transmitida en una antena desadaptada (que funciona como antena emisora) para distintos valores de la ROET. Se observa que si la $\text{ROET} \leq 2$, el porcentaje de potencia entregada a la antena está por encima del 89%. Pues bien, en muchas ocasiones se considera que una antena está adaptada a la línea de transmisión conectada a ella si en la línea la $\text{ROET} \leq 2$. A partir de esta condición, se puede dar una definición alternativa de ancho de banda (para la impedancia) de una antena como el intervalo de frecuencias en el cual la $\text{ROET} \leq 2$ en la línea de transmisión conectada a la antena (no obstante, es fácil comprobar que esa definición es prácticamente equivalente a la definición que

VSWR and Transmitted Power for a Mismatched Antenna		
VSWR	Percent Reflected Power = $ \Gamma ^2 \times 100$ = $\left(\frac{\text{VSWR} - 1}{\text{VSWR} + 1}\right)^2 \times 100$	Percent Transmitted Power = $q \times 100$ = $(1 - \Gamma ^2) \times 100$
1.0	0.0	100.0
1.1	0.2	99.8
1.2	0.8	99.2
1.5	4.0	96.0
2.0	11.1	88.9
3.0	25.0	75.0
4.0	36.0	64.0
5.0	44.4	55.6
5.83	50.0	50.0
10.0	66.9	33.1

Figura 5.19: ROET, potencia reflejada y potencia transmitida para una antena desadaptada.

se deriva de la condición $20 \log |\Gamma_{in}| < -10$ dB). En la Fig. (5.20) se muestra la ROET de dos antenas dipolo de distinto radio. Para la antena de radio 0.0001 m, el intervalo de frecuencias en el que la $ROET \leq 2$ es aproximadamente el intervalo $280 \text{ MHz} \leq f \leq 304 \text{ MHz}$, y para la antena de radio 0.005 m, el intervalo de frecuencias en el que la $ROET \leq 2$ es aproximadamente $262 \text{ MHz} \leq f \leq 310 \text{ MHz}$. Si tomamos la frecuencia para la cual $ROET=1$ ($\Gamma_{in} = 0$) como frecuencia central del intervalo de adaptación ($f_c = 294 \text{ MHz}$ para la antena de 0.0001 m de radio y $f_c = 285 \text{ MHz}$ para la antena de 0.005 m de radio), se cumple que el ancho de banda (para la impedancia) de la antena de 0.0001 m de radio es aproximadamente de un 8%, y el de la antena de 0.005 m de radio, aproximadamente de un 16%.

5.5. Ecuación de Friis para radioenlaces

En esta sección se obtendrá la **ecuación de transmisión de Friis**, que es muy útil en el diseño de radioenlaces de comunicaciones. Esta ecuación expresa la potencia capturada por una antena receptora en términos de la potencia emitida por una antena

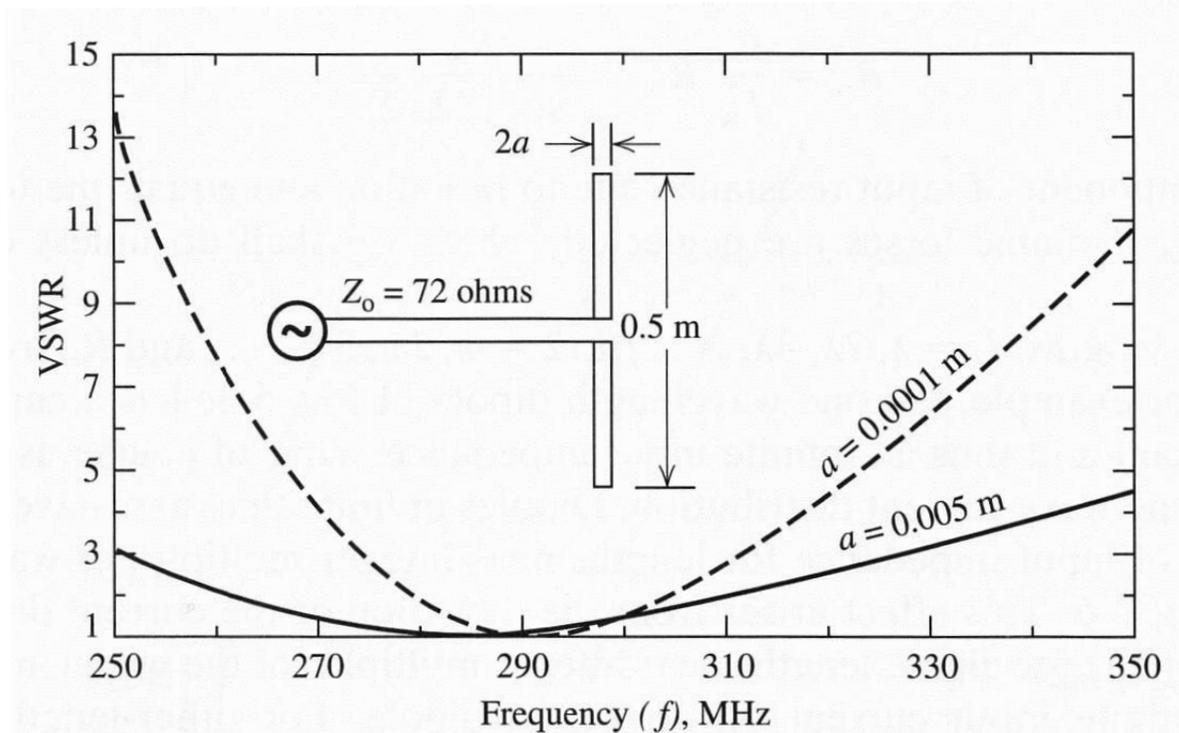


Figura 5.20: ROET de dos antenas dipolos de diferente radio en función de la frecuencia. Se supone que las antenas están conectadas directamente a una línea de transmisión de 72Ω de impedancia característica.

emisora, de las ganancias de esas dos antenas, de la distancia entre las antenas y de la frecuencia de operación. En la sección también mostraremos cómo debe modificarse la ecuación de Friis para tener en cuenta la desadaptación de impedancias de las antenas emisora y receptora, y la desadaptación en la polarización de la antenna receptora.

5.5.1. Ecuación de Friis

En la Fig. (5.21) se muestra un radioenlace que involucra a una antenna emisora y a una antenna receptora. Llamaremos θ_t y ϕ_t a las coordenadas esféricas angulares que nos dan la dirección en la que se encuentra la antenna receptora con respecto a un sistema de coordenadas centrado en la antenna emisora, y llamaremos θ_r y ϕ_r a las coordenadas esféricas angulares que nos dan la dirección en la que se encuentra la antenna emisora con respecto a un sistema de coordenadas centrado en la antenna receptora. Asimismo, llamaremos G_t a la ganancia de la antenna emisora, G_r a la ganancia de la antenna receptora, R a la distancia entre las dos antenas, y λ_0 a la longitud de onda a la frecuencia de operación. Vamos a suponer que la antenna receptora se encuentra en la región de campo lejano de la antenna emisora. Si la antenna emisora está adaptada a la impedancia del circuito de alimentación y llamamos P_t a la potencia promedio

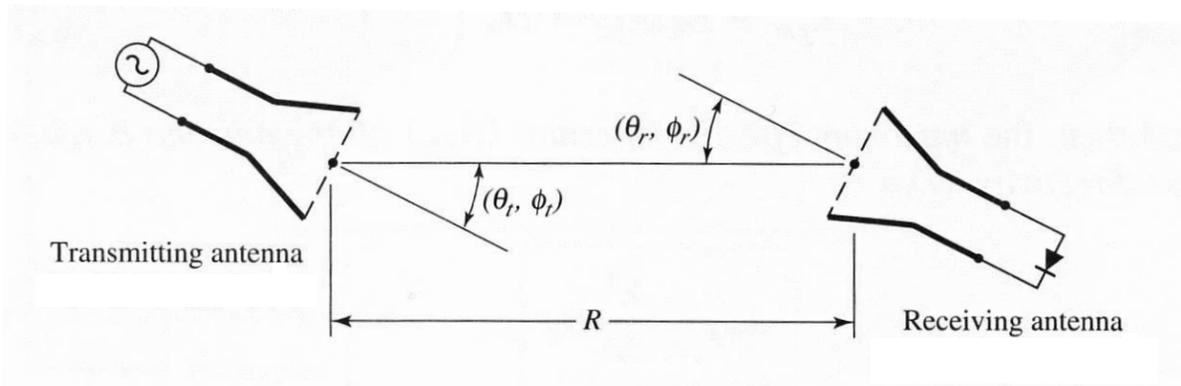


Figura 5.21: Orientación geométrica de una antena emisora y una antena receptora, utilizada en la obtención de la ecuación de Friis.

disponible en los terminales de entrada de dicha antena, de acuerdo con las ecuaciones (5.25) y (5.43), el módulo del promedio del vector de Poynting creado por la antena emisora en la antena receptora valdrá:

$$|\mathbf{S}_{av,i}| = \frac{U(\theta_t, \phi_t)}{R^2} = \frac{P_t G_t(\theta_t, \phi_t)}{4\pi R^2} \quad (5.71)$$

Vamos a suponer también que la antena emisora está en la región de campo lejano de la antena receptora, en cuyo caso la onda esférica radiada por la antena emisora se verá localmente como una onda plana en los puntos de la antena receptora. En caso de que la antena receptora está adaptada a la impedancia de carga y a la polarización de la onda incidente, de acuerdo con las ecuaciones (5.54) y (5.57), la potencia promedio entregada a la impedancia de carga P_r valdrá:

$$P_r = |\mathbf{S}_{av,i}| A_e(\theta_r, \phi_r) = |\mathbf{S}_{av,i}| \frac{G_r(\theta_r, \phi_r) \lambda_0^2}{4\pi} \quad (5.72)$$

Si ahora sustituimos (5.71) en (5.72), se llega a la siguiente ecuación para la potencia promedio capturada por la antena receptora:

$$P_r = \frac{G_t(\theta_t, \phi_t) G_r(\theta_r, \phi_r) \lambda_0^2}{(4\pi R)^2} P_t \quad (5.73)$$

La ecuación anterior constituye la ecuación de transmisión de Friis para el caso en que las antenas emisora y receptora están adaptadas a las impedancias de entrada y salida respectivamente, y para el caso en que la antena receptora está adaptada a la polarización de la onda incidente.

De acuerdo con la ecuación (5.71), si una antena emisora dispone de una potencia P_1 en sus terminales de entrada y tiene una ganancia máxima G , el módulo del promedio del vector de Poynting en la dirección de máxima emisión de radiación a

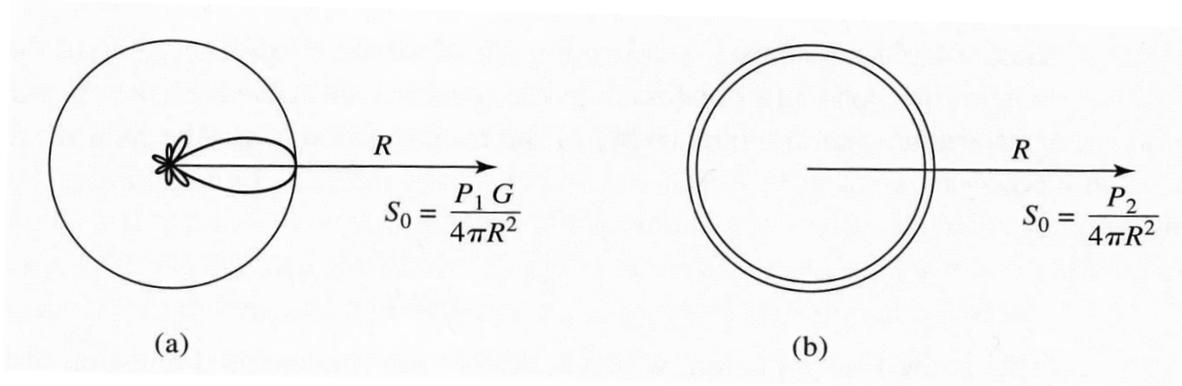


Figura 5.22: Antenas utilizadas en la definición de la potencia radiada isotrópica efectiva. (a) Antena con $G > 1$. (b) Antena isotrópica equivalente con $G = 1$.

una distancia R de la antena valdrá (vea la Fig. (5.22)(a)):

$$|\mathbf{S}_0^1| = \frac{P_1 G}{4\pi R^2} \quad (5.74)$$

Si ahora consideramos una hipotética antena isotrópica (de ganancia igual a 1) que dispone de una potencia P_2 en sus terminales de entrada, el módulo del promedio del vector de Poynting en cualquier dirección a una distancia R de la antena valdrá (vea la Fig. (5.22)(b)):

$$|\mathbf{S}_0^2| = \frac{P_2}{4\pi R^2} \quad (5.75)$$

Para que las dos antenas consideradas en la Fig. (5.22) emitan la misma densidad de potencia en la dirección de máxima emisión de radiación de la antena de la Fig. (5.22)(a), será necesario que $|\mathbf{S}_0^1| = |\mathbf{S}_0^2|$, o lo que es lo mismo, que $P_1 G = P_2$. Al producto $P_1 G$ se le llama **potencia radiada isotrópica efectiva** PRIE de una antena emisora (*effective isotropic radiated power* EIRP en inglés) ya que representa la potencia total que tendría que radiar una hipotética antena isotrópica para que la densidad de potencia radiada en todas direcciones por la antena isotrópica fuera la misma que la que radia la antena emisora en la dirección de máxima emisión de radiación de su lóbulo principal. El PRIE es uno de los factores de la ecuación de Friis (5.73) ($G_t P_t$) cuando la antena emisora radia en la dirección de máxima emisión de radiación. Este parámetro es utilizado en la industria de la radiodifusión.

Ejemplo 5.8: Pérdidas en un enlace de comunicaciones vía satélite.

Un satélite geosíncrono orbita a 36900 km de la superficie de la tierra. El satélite opera a 12.5 GHz y transmite con una potencia de 120 W. La antena utilizada para la transmisión tiene una ganancia de 37 dBi. Si la antena de la estación receptora sobre la tierra tiene una ganancia de 45.8 dBi, halle la potencia recibida. Ignore las posibles desadaptaciones y los efectos de pérdidas de propagación.

Solución

Como no se especifica la posición relativa de las antenas, supondremos que la antena receptora está en la dirección de máxima emisión de radiación de la antena emisora y viceversa. En ese caso, las ganancias que aparecen en la ecuación (5.73) serán las ganancias máximas. Esas ganancias son las que se proporcionan en el enunciado ya que no se especifica la dirección a la que corresponden las ganancias.

Operando con decibelios en la ecuación de Friis (5.73), se obtiene que:

$$\begin{aligned} P_r(\text{dBm}) &= G_t(\text{dBi}) + G_r(\text{dBi}) + 20 \log \left(\frac{\lambda_0}{4\pi R} \right) + P_t(\text{dBm}) \\ &= 37 + 45,8 + 20 \log \left(\frac{2,4 \cdot 10^{-2}}{4\pi \cdot 36,9 \cdot 10^6} \right) + 10 \log (1,2 \cdot 10^5) \text{ dBm} \\ &= 37 + 45,8 - 205,72 + 50,79 \text{ dBm} = -72,13 \text{ dBm} = 6,12 \cdot 10^{-8} \text{ mW} \end{aligned}$$

5.5.2. Influencia de la desadaptación en las impedancias

Si la antena emisora de la Fig. (5.21) no está adaptada a la impedancia del circuito de alimentación, de acuerdo con la ecuación (5.66), la potencia que llega a la antena procedente del generador se verá reducida en un factor $(1 - |\Gamma_t|^2)$, siendo Γ_t el coeficiente de reflexión entre la antena y el circuito de alimentación. Asimismo, si la antena receptora de la Fig. (5.21) no está adaptada a la impedancia de carga, de acuerdo con la ecuación (5.68), la potencia que llega a la carga procedente de la antena se verá reducida en un factor $(1 - |\Gamma_r|^2)$, siendo Γ_r el coeficiente de reflexión entre la antena y la carga. Por tanto, en caso de que haya desadaptación de impedancias pero la antena receptora esté adaptada a la polarización de la onda incidente, la ecuación de Friis habrá que reescribirla como:

$$P_r = (1 - |\Gamma_t|^2)(1 - |\Gamma_r|^2) \frac{G_t(\theta_t, \phi_t) G_r(\theta_r, \phi_r) \lambda_0^2}{(4\pi R)^2} P_t \quad (5.76)$$

siendo P_t la potencia que entrega el generador a los terminales de entrada de la antena emisora, y P_r la potencia que entrega la antena receptora a la impedancia de carga.

Las ecuaciones (5.73) y (5.76) indican que la potencia capturada por la antena receptora decae como $1/R^2$ conforme R aumenta. Esta dependencia es un resultado de la aplicación del principio de conservación de la energía a una onda esférica. Aunque pudiera parecer que la potencia decae de forma prohibitiva a grandes distancias, el decaimiento del tipo $1/R^2$ es mucho mejor que el decaimiento exponencial debido a las pérdidas en sistemas de transmisión de ondas guiadas (este decaimiento es del tipo $e^{-2\alpha z}$, siendo α la constante de atenuación). Esto es así porque a grandes distancias la función exponencial siempre decae más rápidamente que una función que decae algebraicamente como $1/R^2$. Por tanto, para comunicaciones a grandes distancias, los enlaces inalámbricos darán un mejor rendimiento que los enlaces basados en líneas de transmisión, guías de ondas, e incluso fibras ópticas (a menos que la comunicación sea por tierra o por mar, y se inserten repetidores).

5.5.3. Influencia de la desadaptación en la polarización

Cuando una onda plana incide sobre una antena receptora, la máxima captación de potencia por parte de la antena se produce cuando aquélla está adaptada a la polarización de la onda incidente, o lo que es lo mismo, cuando la antena receptora y la onda incidente tienen exactamente la misma polarización. Cuando la antena receptora y la onda incidente no tienen la misma polarización, se produce lo que se conoce como **desadaptación en la polarización**.

Supongamos que el fasor del campo eléctrico radiado por una antena en la dirección caracterizada por las coordenadas esféricas θ_i y ϕ_i vale \mathbf{E}_r , siendo \mathbf{E}_r un vector complejo. En ese caso, podemos definir un vector unitario complejo $\hat{\mathbf{u}}_r$ con la misma polarización que \mathbf{E}_r , que viene dado por

$$\hat{\mathbf{u}}_r = \frac{\mathbf{E}_r}{\sqrt{\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{E}_r^*}} \quad (5.77)$$

Asimismo, supongamos que \mathbf{E}_i es el fasor del campo eléctrico de una onda plana incidente sobre la misma antena en la dirección caracterizada por las coordenadas θ_i y ϕ_i . Al igual que antes, podemos definir un vector unitario complejo $\hat{\mathbf{u}}_i$ con la misma polarización que \mathbf{E}_i , que está dado por:

$$\hat{\mathbf{u}}_i = \frac{\mathbf{E}_i}{\sqrt{\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_i^*}} \quad (5.78)$$

Pues bien, si los fasores \mathbf{E}_r y \mathbf{E}_i no tienen exactamente la misma polarización, a partir del teorema de reciprocidad del campo electromagnético, se puede demostrar que la potencia que la antena capta de la onda incidente será inferior a la captada en el caso en que \mathbf{E}_r y \mathbf{E}_i tienen la misma polarización en un factor e_{pol} que vale:

$$e_{\text{pol}} = |\hat{\mathbf{u}}_r \cdot \hat{\mathbf{u}}_i|^2 \quad (5.79)$$

Al factor e_{pol} se le llama **factor de pérdidas de polarización** FPP (*polarization loss factor* PLF en inglés) o eficiencia de polarización, y se cumple que $0 \leq e_{\text{pol}} \leq 1$. Cuando \mathbf{E}_r y \mathbf{E}_i tienen la misma polarización, se cumple que $e_{\text{pol}} = 1$. Y cuando \mathbf{E}_r y \mathbf{E}_i tienen polarizaciones ortogonales (por ejemplo, \mathbf{E}_r tiene polarización lineal horizontal y \mathbf{E}_i tiene polarización lineal vertical, o bien, \mathbf{E}_r tiene PCMD y \mathbf{E}_i tiene PCMI), se cumple que $e_{\text{pol}} = 0$ ya que en ese caso la antena receptora y la onda incidente están completamente desadaptadas.

La Fig. (5.23) muestra el factor de pérdidas de polarización entre dos antenas (una emisora y otra receptora) polarizadas linealmente. Se observa que en este caso el factor de pérdidas de polarización vale $e_{\text{pol}} = \cos^2(\psi_p)$, siendo ψ_p el ángulo que forman las direcciones de polarización de los campos radiados por las dos antenas (este resultado nos recuerda a la ley de Malus que se obtiene en Óptica, según la cual, cuando la luz polarizada linealmente incide sobre un polarizador lineal, la intensidad de la luz a la salida del polarizador es igual a la intensidad de la luz incidente multiplicada

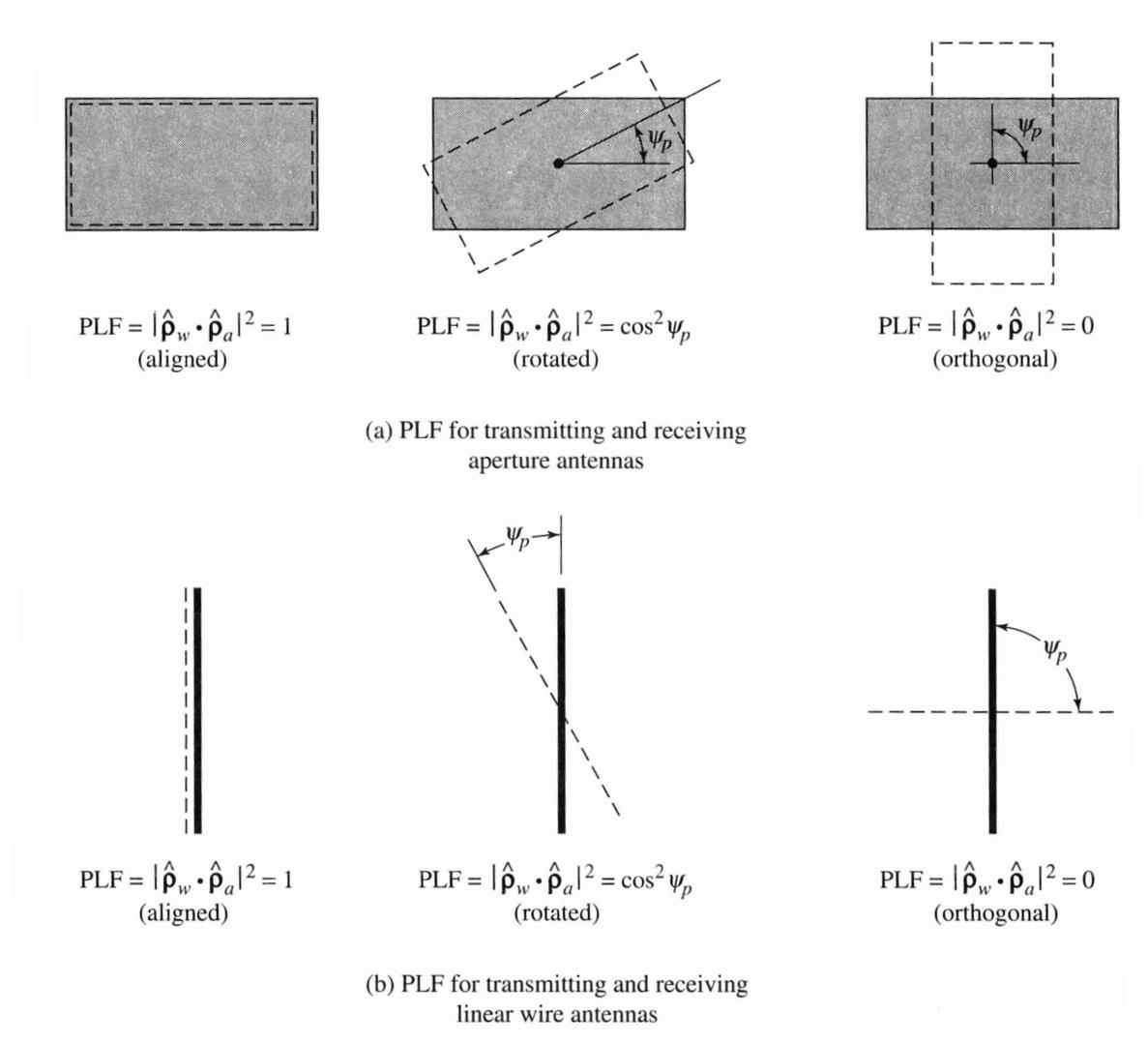


Figura 5.23: Factor de pérdidas de polarización FPP para antenas de abertura (a) y antenas de hilo lineales (b) polarizadas linealmente.

por el coseno al cuadrado del ángulo que forman la dirección de polarización de la luz incidente y el eje del polarizador).

Si ahora tenemos en cuenta la definición que se ha dado en (5.79) del factor de pérdidas de polarización y volvemos a la situación estudiada en la Fig. (5.21), en caso de que la antena receptora utilizada en la obtención de la ecuación de Friis (5.76) no esté adaptada a la polarización de la onda incidente, dicha ecuación habrá que reescribirla como:

$$P_r = (1 - |\Gamma_t|^2)(1 - |\Gamma_r|^2)|\hat{\mathbf{u}}_r \cdot \hat{\mathbf{u}}_i|^2 \frac{G_t(\theta_t, \phi_t)G_r(\theta_r, \phi_r)\lambda_0^2}{(4\pi R)^2} P_t \quad (5.80)$$

donde $\hat{\mathbf{u}}_r$ es un vector unitario complejo con la polarización del fasor de campo eléc-

trico que radiaría la antena receptora de la Fig. (5.21) en la dirección dada por θ_r y ϕ_r , y $\hat{\mathbf{u}}_i$ es un vector unitario complejo con la polarización del fasor de campo eléctrico que radia la antena emisora de la Fig. (5.21) en la dirección dada por θ_t y ϕ_t .

La ecuación (5.80) es la ecuación de transmisión de Friis para el caso en que las antenas emisora y receptora no están adaptadas a las impedancias de entrada y salida respectivamente, y para el caso en que la antena receptora no está adaptada a la polarización de la onda incidente. Se observa que en esta ecuación los tres factores $(1 - |\Gamma_t|^2)$, $(1 - |\Gamma_r|^2)$ y $|\hat{\mathbf{u}}_r \cdot \hat{\mathbf{u}}_i|^2$ son factores de pérdidas comprendidos entre 0 y 1 que limitan la potencia entregada a la carga de la antena receptora. De acuerdo con este último resultado, la ecuación de Friis (5.73) que obtuvimos en un principio nos daría la potencia máxima posible que puede llegar a captar una antena receptora ya que en la práctica existen varios factores que reducen esa potencia máxima en un radioenlace real.

Ejemplo 5.9: Factor de pérdidas de polarización.

Una antena emisora radia un campo eléctrico con PCMI en el sentido positivo del eje z . Calcule el factor de pérdidas de polarización cuando sobre esta antena incide:

- una onda con el campo eléctrico polarizado linealmente en dirección vertical.
- una onda cuyo campo eléctrico tiene PCMI.
- una onda cuyo campo eléctrico tiene PCMD.

Solución

De acuerdo con los comentarios de la subsección 5.3.5 y de acuerdo con la ecuación (5.47), si la antena radia una onda que se propaga en el sentido positivo del eje z y el campo eléctrico tiene PCMI, el fasor del campo eléctrico se puede escribir como:

$$\mathbf{E}_r = E_{0r}(\hat{\mathbf{x}} + j\hat{\mathbf{y}})$$

donde E_{0r} es una cantidad compleja. Y de acuerdo con (5.77), el vector unitario $\hat{\mathbf{u}}_r$ vendrá dado por:

$$\hat{\mathbf{u}}_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} + j\hat{\mathbf{y}})$$

- Si sobre la antena incide una onda con el campo eléctrico polarizado linealmente en dirección vertical, se va a cumplir que $\mathbf{E}_i = E_{0i}\hat{\mathbf{y}}$, con lo cual $\hat{\mathbf{u}}_i = \hat{\mathbf{y}}$ y el factor de pérdidas de polarización vale:

$$e_{\text{pol}} = \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} + j\hat{\mathbf{y}}) \cdot \hat{\mathbf{y}} \right|^2 = 0,5 = -3 \text{ dB}$$

Aunque hemos supuesto que el campo eléctrico está polarizado linealmente a lo largo del eje y , es fácil comprobar que habríamos llegado al mismo resultado para e_{pol} si el campo eléctrico hubiera estado polarizado linealmente a lo

largo del eje x , o a lo largo de cualquier otro eje. Por tanto, podemos afirmar que cuando una onda polarizada linealmente incide sobre una antena polarizada circularmente, el factor de pérdidas de polarización vale 0.5, y eso significa que la antena sólo puede capturar la mitad de la potencia disponible en la onda incidente. Recíprocamente, es fácil comprobar que si una onda polarizada circularmente incide sobre una antena polarizada linealmente, la antena sólo captura también la mitad de la potencia disponible en la onda incidente.

- b) Si el campo eléctrico de la onda incidente tiene PCMI, entonces el fasor de dicho campo eléctrico se puede escribir $\mathbf{E}_i = E_{0i}(\hat{x} - j\hat{y})$, y en consecuencia, $\hat{\mathbf{u}}_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - j\hat{y})$. De acuerdo con las explicaciones de la subsección 5.3.5, este campo tiene PCMD para un observador que mira en el sentido negativo del eje z (véase la Fig. (5.15)(d)), y en consecuencia, tendrá PCMI para un observador que mira en el sentido positivo del eje z (esto es, en sentido contrario). Dado que la onda que incide sobre la antena viaja en el sentido negativo del eje z , el campo tendrá PCMI para un observador que mira en sentido contrario a la dirección de propagación de esta onda ya que, en este caso concreto, ese sentido es el sentido positivo del eje z . De acuerdo con la expresión obtenida para $\hat{\mathbf{u}}_i$, en este caso el factor de pérdidas de polarización viene dado por:

$$e_{\text{pol}} = \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + j\hat{y}) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - j\hat{y}) \right|^2 = 1 = 0 \text{ dB}$$

El resultado obtenido es el esperado ya que, al tener la antena y la onda incidente la misma polarización, la antena está adaptada a la polarización de la onda incidente, y por tanto, captura toda la potencia disponible en la onda incidente.

- c) Si el campo incidente tiene PCMD, entonces el fasor de dicho campo eléctrico se puede escribir $\mathbf{E}_i = E_{0i}(\hat{x} + j\hat{y})$, y en consecuencia, $\hat{\mathbf{u}}_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + j\hat{y})$. De acuerdo con lo que hemos visto en la subsección 5.3.5, este campo tiene PCMI para un observador que mira en el sentido negativo del eje z pero tiene PCMD para un observador que mira en el sentido positivo del eje z , que es el sentido contrario al de propagación de la onda incidente sobre la antena. En este caso, el factor de pérdidas de polarización vale:

$$e_{\text{pol}} = \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + j\hat{y}) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + j\hat{y}) \right|^2 = 0 = -\infty \text{ dB}$$

Se observa que en este caso la recepción de potencia en la antena es nula, lo cual es debido a que la polarización de la antena y de la onda incidente son ortogonales, y en consecuencia, la antena y la onda incidente están completamente desadaptadas. Para ayudar a comprender este resultado, piénsese en lo que ocurriría si una persona intentara estrechar su mano derecha con la mano izquierda de otra persona distinta (lo lógico sería estrechar la mano derecha), o incluso piénsese en lo que ocurriría si se intentara introducir un tornillo con

rosca dextrógira en un agujero con rosca levógira (el agujero y la rosca deben tener la misma “quiralidad” para que haya adaptación).

5.6. Temperatura de ruido de una antena

Aunque en el interior de un receptor de radio (véase la Fig. (5.1)) los componentes con pérdidas (p.e., líneas de transmisión) y los dispositivos activos generan ruido, el ruido también puede entrar en un receptor inalámbrico a través de la antena. El ruido en la antena puede ser recibido a través del entorno exterior, o ser generado por la propia antena como ruido térmico debido a las pérdidas. Mientras que el ruido producido en el interior del receptor puede ser relativamente controlado (mediante un diseño juicioso y una selección adecuada de los componentes), el ruido captado por la antena a través de su entorno no es controlable, y puede superar el nivel de ruido del resto del receptor. Así que es importante que seamos capaces de caracterizar la potencia de ruido entregada a un receptor de radio por su antena. En esta sección caracterizaremos el ruido de las antenas en recepción mediante la temperatura de ruido equivalente de la antena.

5.6.1. Temperaturas de ruido de fondo y de brillo

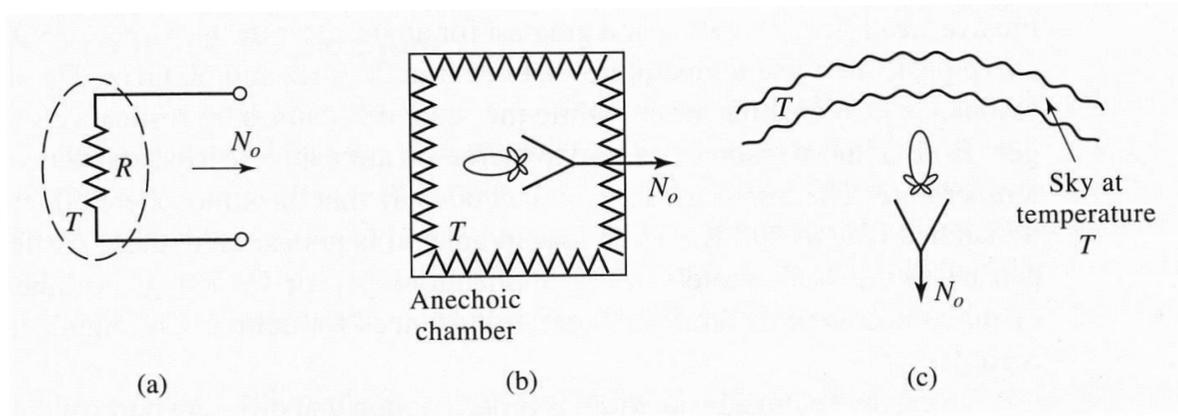


Figura 5.24: Ilustración del concepto de temperatura de fondo. (a) Un resistor a temperatura T . (b) Una antena en una cámara anecoica a temperatura T . (c) Una antena que ve un fondo de cielo uniforme a temperatura T .

Considere las tres situaciones mostradas en la Fig. (5.24). En la Fig. (5.24)(a) se muestra un resistor a una temperatura T (expresada en grados Kelvin) que produce a su salida una potencia de ruido:

$$N_o = kTB \quad (5.81)$$

donde k es la constante de Boltzmann y B es el ancho de banda del sistema al que pertenece el resistor. En la Fig. (5.24)(b) se muestra una antena encerrada en una cámara anecoica a una temperatura T (la cámara anecoica es una habitación forrada con material absorbente que es utilizada en la medida de antenas, tal y como veremos en la sección 5.9). La cámara anecoica es un lugar cerrado que está en equilibrio térmico con la antena. Por tanto, los terminales de la antena son indistinguibles de los terminales del resistor de la Fig. (5.24)(a), y por tanto, la antena produce la misma potencia de ruido N_o que el resistor. Finalmente, la Fig. (5.24)(c) muestra la misma antena dirigida hacia el cielo. Si el lóbulo principal del diagrama de radiación de la antena es lo bastante estrecho como para ver una región del cielo a temperatura uniforme T , entonces de nuevo la antena equivale al resistor a temperatura T de la Fig. (5.24)(a), y produce la potencia de ruido de la ecuación (5.81). Esto es verdad independientemente de la eficiencia de radiación de la antena, con tal de que la temperatura física de la antena sea T .

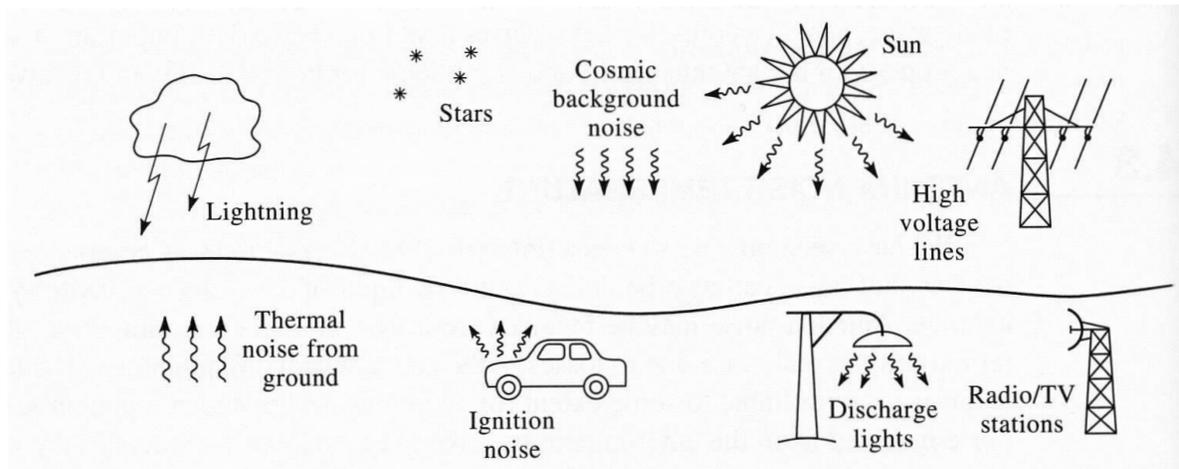


Figura 5.25: Fuentes de ruido de fondo naturales y producidas por el hombre.

En la práctica una antena típicamente ve un entorno mucho más complejo que el presentado en la Fig. (5.24). La Fig. (5.25) muestra un escenario de fuentes de ruido naturales y producidas por el hombre. Una antena con un lóbulo principal relativamente ancho puede recoger potencia de ruido de muchos sitios diferentes. Además, el ruido puede ser captado por los lóbulos laterales del diagrama de radiación, o entrar en la antena a través de reflexiones en el suelo o en objetos de gran tamaño. Se define la **temperatura de ruido de fondo** $T_B(\theta, \phi)$ de una antena en la dirección caracterizada por las coordenadas θ y ϕ como la temperatura de un resistor que produce una potencia de ruido igual a la que captaría la antena si la densidad de potencia de ruido recibida por ella fuera la misma en todas direcciones e igual a la que llega en la dirección dada por θ y ϕ . Algunas temperaturas de ruido de fondo que son relevantes a frecuencias de microondas entre 1 y 10 GHz son:

- El cielo (hacia el cenit): entre 3 y 5 K.

- El cielo (hacia el horizonte): entre 50 y 100 K.
- El suelo: entre 290 y 300 K.

Se cree que la temperatura de ruido del cielo en la vertical entre 3 y 5 K es un remanente del *big bang* en la creación del universo. Esta sería la temperatura de ruido que vería una antena con un lóbulo principal estrecho que apuntara hacia la vertical, lejos de fuentes “calientes” como el sol o los objetos radioestelares. La temperatura de ruido de fondo del cielo aumenta conforme la dirección de apuntamiento de la antena se mueve hacia el horizonte a causa del aumento en las pérdidas de propagación debido al grosor cada vez mayor de la atmósfera.

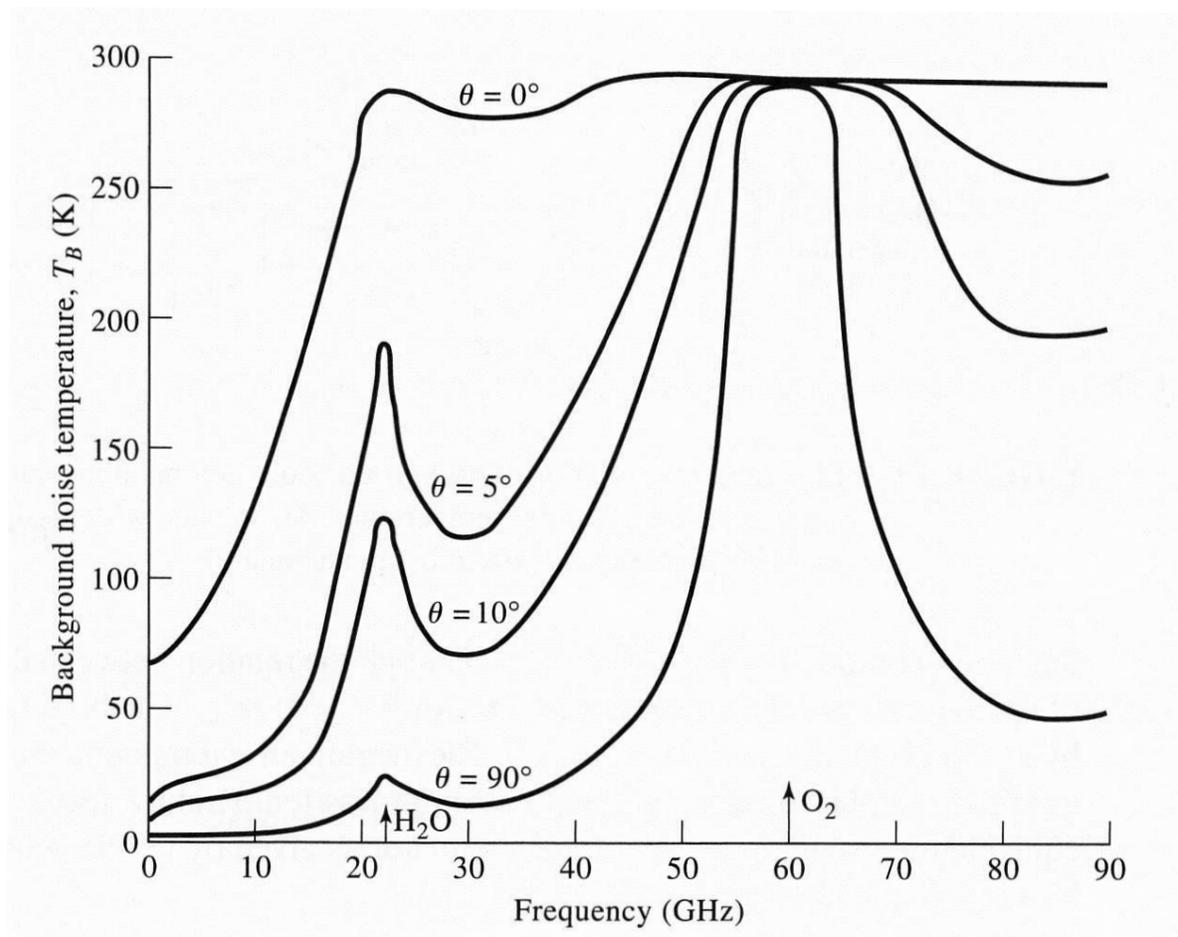


Figura 5.26: Temperatura de ruido de fondo del cielo frente a la frecuencia. θ es el ángulo de elevación medido desde el horizonte. Los datos se dan al nivel del mar, con una temperatura en superficie de 15°C , y una densidad de vapor de agua de 7.5 g/m^3 .

La Fig. (5.26) da una visión más completa de la temperatura de ruido de fondo del cielo, mostrando la variación de T_B frente a la frecuencia para distintos ángulos de

elevación. Se observa que T_B sigue la tendencia antes comentada, siendo mínima en la vertical ($\theta = 90^\circ$) y máxima en el horizonte ($\theta = 0^\circ$). Se observan también dos picos agudos en la temperatura de ruido a 22 GHz y a 60 GHz. El primero es debido a la resonancia de la molécula de agua, y el segundo, a la resonancia de la molécula de oxígeno. Estas dos resonancias aumentan las pérdidas de propagación atmosférica, y por tanto, contribuyen a aumentar la temperatura de ruido.

Cuando el lóbulo principal de la antena es lo bastante ancho como para que partes diferentes del diagrama de radiación vean diferentes temperaturas de ruido de fondo, es preciso definir una temperatura efectiva de ruido que sea el resultado de pesar la distribución especial de la temperatura de ruido de fondo con la directividad (que da cuenta de como se distribuye la potencia radiada por la antena en todas las direcciones). Esta temperatura efectiva de ruido, conocida como **temperatura de brillo** de una antena T_b , se define matemáticamente como:

$$T_b = \frac{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} T_B(\theta, \phi) D(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} D(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (5.82)$$

donde $T_B(\theta, \phi)$ es la temperatura de ruido de fondo de la antena, y $D(\theta, \phi)$ es la directividad. La temperatura de brillo de una antena está referida a sus terminales de entrada. Cuando T_B no varía con θ y ϕ , la ecuación (5.82) nos dice que $T_b = T_B$, lo cual se corresponde con el caso de una temperatura de ruido de fondo uniforme como el mostrado en las Figs. (5.24)(b) y (5.24)(c). Se observa que en (5.82) no interviene ni la eficiencia de radiación ni la ganancia de la antena, lo cual significa que la temperatura de brillo no incluye el ruido térmico debido a pérdidas disipativas en los conductores y dieléctricos de la antena.

5.6.2. Temperatura de ruido

Si la antena tiene pérdidas disipativas y la eficiencia de radiación e_{rad} es menor que uno, entonces la potencia disponible en los terminales de la antena en recepción se reducirá en un factor e_{rad} con respecto a la potencia disponible en ausencia de pérdidas. Esto se aplica tanto a la potencia de señal recibida como a la potencia de ruido recibida, con lo cual, la temperatura de brillo de (5.82) se verá reducida en un factor e_{rad} . Por otro lado, se generará ruido térmico por pérdidas resistivas en la antena, y esto tenderá a aumentar la temperatura de ruido de la antena.

El problema global de una antena con pérdidas a una temperatura física T_p que ve una distribución de temperatura de ruido de fondo $T_B(\theta, \phi)$ puede ser representado mediante el sistema mostrado en la Fig. (5.27). La antena con pérdidas se modela como una antena ideal con $e_{\text{rad}} = 1$, seguida por un atenuador que tiene un factor de pérdidas $L \geq 1$ a la temperatura física T_p . Como la eficiencia de radiación es la relación entre la potencia a la salida del atenuador y la potencia a la entrada, está claro que la relación entre la eficiencia de radiación y el factor de pérdidas del atenuador vale $L = 1/e_{\text{rad}}$. Si tenemos en cuenta que la temperatura de ruido del atenuador referida a sus terminales de entrada vale $T_{at} = (L - 1)T_p$, y tenemos en cuenta que el ruido

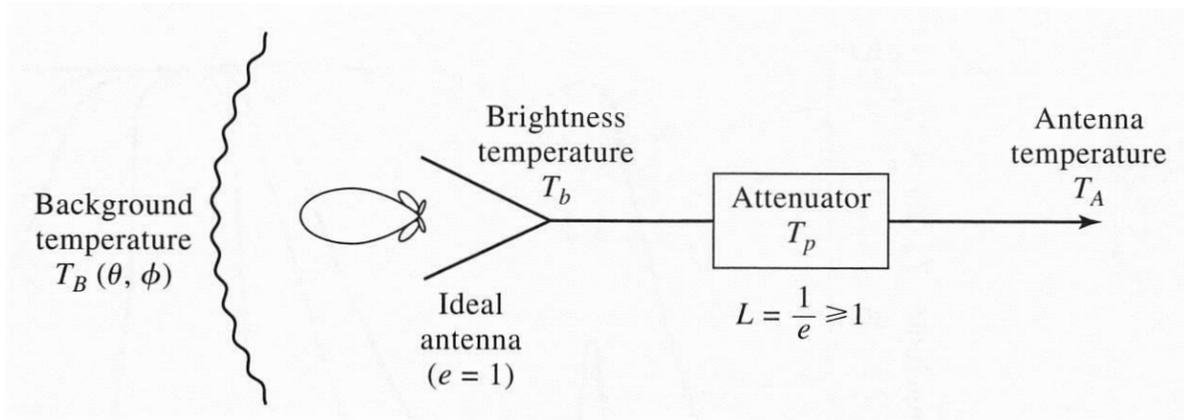


Figura 5.27: Relación entre la temperatura de ruido de fondo, la temperatura de brillo de una antena y la temperatura de ruido de la antena. Una antena con pérdidas disipativas se modela como una antena ideal seguida por un atenuador.

del atenuador (que es el ruido térmico en la antena debido a las pérdidas) no está correlacionado con el ruido de fondo que capta la antena, la temperatura de ruido total a la entrada del atenuador valdrá $T_b + T_{at}$, siendo T_b la temperatura de brillo de la antena (que es la temperatura de ruido que ve una antena ideal sin pérdidas). Por tanto, la temperatura de ruido total a la salida del atenuador de la Fig. (5.27) (una vez tenido en cuenta el factor L) valdrá:

$$T_A = \frac{1}{L} (T_b + T_{at}) = \frac{T_b}{L} + \frac{(L-1)T_p}{L} = e_{\text{rad}}T_b + (1 - e_{\text{rad}})T_p \quad (5.83)$$

La temperatura T_A que aparece en (5.83) es la **temperatura de ruido** de la antena con pérdidas, y de acuerdo con la Fig. (5.27), T_A es la temperatura de ruido referida a los terminales de salida de dicha antena. De acuerdo con (5.83), esta temperatura de ruido da cuenta, tanto del ruido de fondo captado por la antena como del ruido térmico generado por las pérdidas disipativas en la antena. Como ocurre con otras temperaturas de ruido, la interpretación de T_A es que una carga adaptada a esa temperatura producirá la misma potencia de ruido que la que produce la antena. Para una antena ideal sin pérdidas, $e_{\text{rad}} = 1$ y se cumple que $T_A = T_b$. Si $e_{\text{rad}} = 0$ y la antena no capta ruido de fondo, (5.83) nos dice que $T_A = T_p$ ya que en ese caso todo el ruido es ruido térmico debido a las pérdidas.

Si la antena está conectada a un receptor mediante una línea de transmisión con pérdidas, que tiene una atenuación α , una longitud l y está a una temperatura física T_0 (véase la Fig. (5.28)), la temperatura de ruido total a la entrada del receptor T_N valdrá:

$$\begin{aligned} T_N &= T_r + T_0 (1 - e^{-2\alpha l}) + T_A e^{-2\alpha l} \\ &= T_r + T_0 (1 - e^{-2\alpha l}) + e_{\text{rad}}T_b e^{-2\alpha l} + (1 - e_{\text{rad}})T_p e^{-2\alpha l} \end{aligned} \quad (5.84)$$

donde T_r es la temperatura de ruido del receptor (referida a sus terminales de entrada). Al obtener la ecuación (5.84), se ha tenido en cuenta que la línea de transmisión

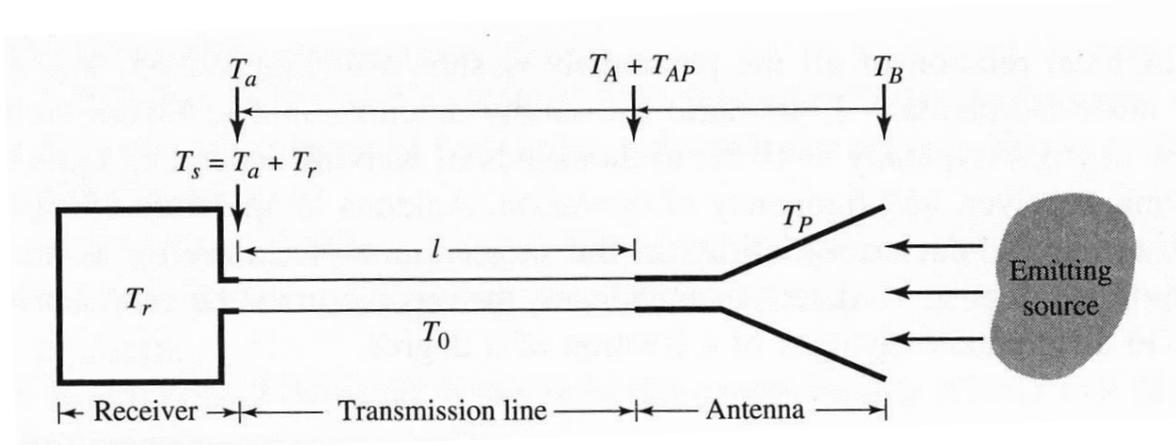


Figura 5.28: Antena, línea de transmisión y receptor utilizados en el cálculo de la temperatura de ruido total.

con pérdidas se comporta como un atenuador con un factor de pérdidas $L_{tl} = e^{2\alpha l}$, con lo cual la temperatura de ruido de la línea referida a sus terminales de entrada vale $T_{lt}^{in} = (L_{tl} - 1)T_0$, y la temperatura de ruido de la línea referida a sus terminales de salida vale $T_{lt}^{out} = (L_{tl} - 1)T_0/L_{tl} = T_0(1 - e^{-2\alpha l})$.

Ejemplo 5.10: Temperatura de ruido de una antena.

Una antena de alta ganancia tiene un diagrama de radiación idealizado que es rotacionalmente simétrico en azimut (no depende de la coordenada ϕ) y al que le corresponde una directividad que depende de θ como se muestra en la Fig. (5.29). La antena está en una región en la que la temperatura de ruido de fondo varía de acuerdo con la ley:

$$T_B(\theta, \phi) = \begin{cases} 10 \text{ K} & |\theta| \leq 30^\circ \\ 100 \text{ K} & 30^\circ < |\theta| \leq 90^\circ \end{cases}$$

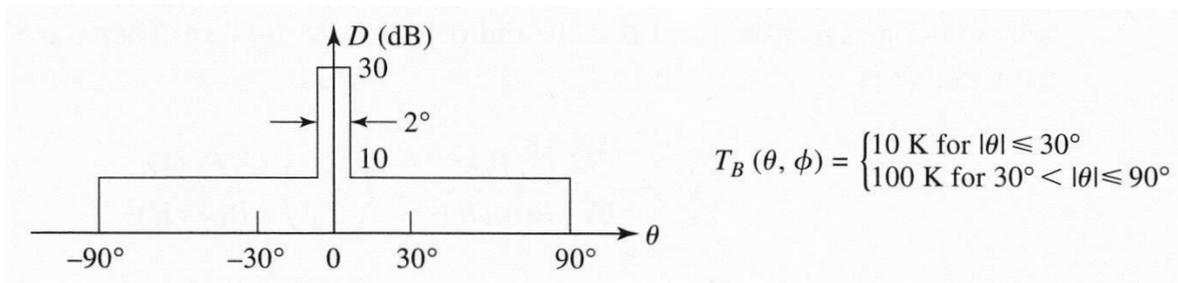


Figura 5.29: Patrón idealizado de la directividad de una antena en función de θ .

Calcule la temperatura de ruido de la antena, suponiendo que la eficiencia de radiación es del 100 %.

Solución

Como $e_{\text{rad}} = 1$, de acuerdo con la ecuación (5.83), se cumple que $T_A = T_b$. Por tanto:

$$\begin{aligned} T_A &= \frac{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} T_B(\theta, \phi) D(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} D(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \\ &= \frac{\int_{\theta=0^\circ}^{\theta=1^\circ} 10000 \sin \theta d\theta + \int_{\theta=1^\circ}^{\theta=30^\circ} 100 \sin \theta d\theta + \int_{\theta=30^\circ}^{\theta=90^\circ} 1000 \sin \theta d\theta}{\int_{\theta=0^\circ}^{\theta=1^\circ} 1000 \sin \theta d\theta + \int_{\theta=1^\circ}^{\theta=90^\circ} 10 \sin \theta d\theta} \\ &= \frac{-10000 \cos \theta \Big|_{0^\circ}^{1^\circ} - 100 \cos \theta \Big|_{1^\circ}^{30^\circ} - 1000 \cos \theta \Big|_{30^\circ}^{90^\circ}}{-1000 \cos \theta \Big|_{0^\circ}^{1^\circ} - 10 \cos \theta \Big|_{1^\circ}^{90^\circ}} = 86,4 \text{ K} \end{aligned}$$

El ejemplo muestra que la mayor parte de la potencia de ruido es capturada a través del lóbulo lateral de la antena (el que corresponde a la región $|\theta| \geq 1^\circ$) ya que el lóbulo principal (región $|\theta| \leq 1^\circ$) ve una temperatura de 10 K, que está muy alejada de T_A .

5.6.3. Razón G/T

La temperatura de ruido de una antena definida en (5.83) es una figura de mérito útil para una antena en recepción porque permite caracterizar la potencia de ruido total entregada por la antena a la entrada del receptor. Otra figura de mérito útil para una antena en recepción es la **razón G/T** , que se define como:

$$G/T = 10 \log \left(\frac{G}{T_A} \right) \text{ dB/K} \quad (5.85)$$

donde G es la ganancia de la antena y T_A es la temperatura de ruido de la antena. Está claro que las dimensiones dadas en (5.85) para $10 \log (G/T_A)$ no son dB/K, pero esa notación es la que se utiliza en la práctica. La cantidad G/T_A es importante porque la relación señal/ruido RSR (*signal-to-noise ratio SNR* en inglés) a la entrada de un receptor es proporcional a G/T_A . Para demostrar esto, vamos a considerar el radioenlace de la Fig. (5.21) en el caso en que las antenas emisora y receptora están adaptadas a las impedancias de entrada y salida, y en el caso en que la antena receptora está adaptada a la polarización de la onda incidente. En esas condiciones, de acuerdo con la ecuación de Friis (5.73), la potencia de señal S_i entregada por la antena receptora a la entrada adaptada del receptor valdrá:

$$S_i = \frac{G_t G_r \lambda_0^2}{(4\pi R)^2} P_t \quad (5.86)$$

donde G_t es la ganancia de la antena emisora en la dirección en que se encuentra la antena receptora, G_r es la ganancia de la antena receptora en la dirección en la que

se encuentra la antena emisora, P_t es la potencia emitida, λ_0 es la longitud de onda y R es la distancia entre el emisor y el receptor. Por otro lado, la potencia de ruido a la entrada del receptor valdrá $N_i = KT_A B$ (véase la ecuación (5.81)), siendo B el ancho de banda del receptor. De acuerdo con esto, la RSR a la entrada del receptor valdrá:

$$RSR = \frac{S_i}{N_i} = \frac{G_t G_r P_t \lambda_0^2}{KT_A B (4\pi R)^2} = \left(\frac{G_r}{T_A} \right) \frac{G_t P_t \lambda_0^2}{KB (4\pi R)^2} \quad (5.87)$$

La ecuación muestra que la RSR a la entrada del receptor es proporcional a lo que valga la razón G/T_A en la antena receptora. Además, sólo el factor G/T_A de la RSR puede ser controlado en la antena receptora ya que los demás factores los fija la antena emisora y su localización. Por tanto, fijado el transmisor, la optimización del comportamiento del receptor se consigue maximizando G/T_A para la antena receptora (en principio, uno podría pensar que la mejor manera de maximizar G/T_A es aumentar la ganancia de la antena; no obstante, existen aplicaciones como la telefonía móvil en que se requieren antenas de baja ganancia, con lo cual, es preciso llegar a un compromiso entre la aplicación que se busca para la antena y la optimización de la RSR).

Los receptores de alta sensibilidad utilizados en comunicaciones vía satélite o en radio enlaces punto-a-punto a menudo tienen el primer amplificador y/o mezclador (véase la Fig. (5.1)(b)) montado sobre la antena en una unidad exterior UE (*outdoor unit* ODU en inglés), y esta unidad exterior se conecta mediante una línea de transmisión a una unidad interior UI (*indoor unit* IDU en inglés) donde se encuentran las etapas de frecuencia intermedia o banda base. Esto evita tener una larga línea de transmisión con pérdidas de RF antes de la primera etapa del receptor, y permite una mejora significativa en la figura de ruido global del sistema. Los componentes utilizados en la unidad exterior -amplificadores y mezcladores- se seleccionan de manera que tengan una buena figura de ruido, y a menudo se les conoce como el bloque de bajo ruido BBR (*low-noise block* LNB en inglés) del receptor. Cuando un BBR se combina con una antena de esta manera, G/T se modifica usualmente para incluir la temperatura de ruido combinada del BBR y de la antena.

Ejemplo 5.11: Análisis del sistema DBS.

El sistema de radiodifusión directa SRD (*direct broadcast system* DBS en inglés) para comunicaciones vía satélite opera entre 12.2 y 12.7 GHz, con una potencia de emisión de portadora de 120 W, una ganancia de antena emisora de 34 dB, un ancho de banda de IF de 20 MHz, y una distancia entre el satélite geosíncrono y la Tierra de 39000 km. La antena receptora (un reflector parabólico de 46 cm de diámetro) tiene una ganancia de 33.5 dB y ve una temperatura de brillo $T_b = 50$ K. La antena está conectada a un BBR que tiene una figura de ruido $F = 1,1$ dB. La Fig. (5.30) muestra el sistema DBS. Calcule:

- La PRIE del emisor.
- La relación G/T para la antena receptora y el BBR.

- c) La potencia recibida en los terminales de entrada de la antena receptora.
 d) La razón portadora ruido RPR (*carrier-to-noise ratio CNR*) a la salida del BBR.

Solución

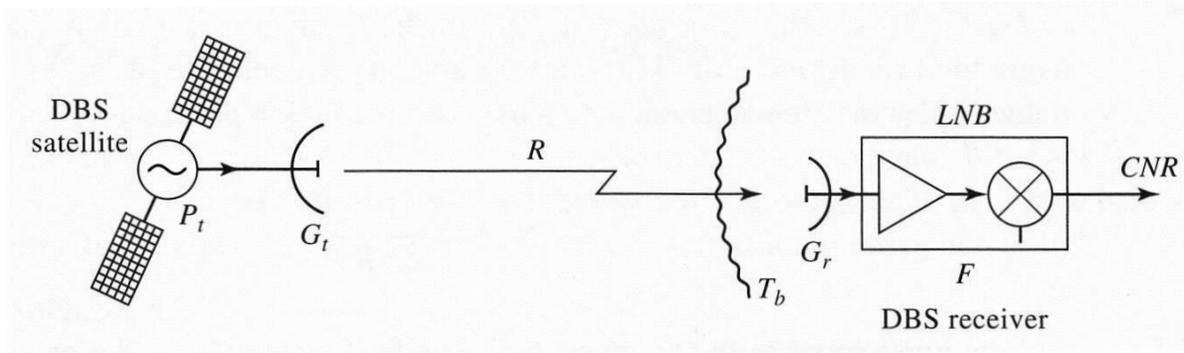


Figura 5.30: Diagrama del sistema de radiodifusión directa.

Primero convertiremos las cantidades en dB a valores numéricos.

$$\begin{aligned} 34 \text{ dB} &= 10^{3,4} = 2512 \\ 1,1 \text{ dB} &= 10^{0,11} = 1,29 \\ 33,5 \text{ dB} &= 10^{3,35} = 2239 \end{aligned}$$

Además utilizaremos la frecuencia central de la banda de RF, que es $f_c = 12,45$ GHz. Por tanto, la longitud de onda será $\lambda_0 = c/f_c = 2,41$ cm

- a) La PRIE del emisor viene dada por:

$$P_t G_t = (120)(2512) = 301440 \text{ W} = 54,8 \text{ dBW}$$

- b) A la hora de hacer este apartado, supondremos que la eficiencia de radiación de la antena receptora es del 100%. Para obtener G/T , primero calculamos la temperatura de ruido efectiva de la antena seguida del BBR, y referida a la entrada del BBR:

$$T_e = T_A + T_{\text{BBR}} = T_b + (F - 1)T_0 = 50 + (1,29 - 1)(290) = 134 \text{ K}$$

donde se ha hecho uso de que la temperatura de ruido a la entrada de un circuito ruidoso vale $T_c = (F - 1)T_0$, siendo F la figura de ruido y T_0 , la temperatura física del circuito. Además, se ha supuesto que la temperatura física del BBR en la Tierra es $T_0 = 290$ K.

Una vez obtenida T_e , la razón G/T para la antena combinada con el BBR vale:

$$G_r/T_e = 10 \log \frac{2239}{134} = 12,2 \text{ dB/K}$$

- c) De acuerdo con la ecuación de Friis, si suponemos que las antenas están adaptadas a la impedancia y a la polarización, la potencia en los terminales de la antena receptora valdrá:

$$P_r = \frac{(G_t P_t) P_r \lambda_0^2}{(4\pi R)^2} = \frac{(3,01 \times 10^5)(2239)(0,0241)^2}{(4\pi)^2(3,9 \times 10^7)^2} = 1,63 \times 10^{-12} \text{ W} = -117,9 \text{ dBW}$$

- d) con lo cual, la RPR a la salida del BBR valdrá:

$$RPR = \frac{P_r G_{BBR}}{KT_e B G_{BBR}} = \frac{1,63 \times 10^{-12}}{(1,38 \times 10^{-23})(134)(20 \times 10^6)} = 44,1 = 16,44 \text{ dB}$$

donde la ganancia del BBR, G_{BBR} , se cancela al calcular la RPR ya que aparece en el numerador y en el denominador de esa expresión. Una RPR de 16 dB es adecuada para una buena calidad de video con la modulación digital de corrección de error que se utiliza en el sistema de radiodifusión directa.

5.7. Agrupaciones de antenas

Los diagramas de radiación de muchas antenas elementales son relativamente amplios y dan lugar a valores bajos de directividad (véanse los Ejemplos 5.5 y 5.6). En muchas ocasiones se necesitan antenas de muy alta directividad para cumplir los requisitos de comunicaciones a largas distancias (éste es el caso de las antenas que intervienen en los Ejemplos 5.8 y 5.11). Esto sólo se puede conseguir utilizando antenas eléctricamente grandes (de dimensiones mucho mayores que la longitud de onda), tal y como se comentó al final del Ejemplo 5.6. Las antenas eléctricamente grandes más utilizadas en la práctica son las **agrupaciones de antenas** (*arrays* en inglés) y las antenas de abertura (bocinas y reflectores). Las agrupaciones de antenas consisten en la interconexión de varias antenas elementales que se sitúan siguiendo una determinada configuración geométrica (de hecho, hay agrupaciones lineales monodimensionales, agrupaciones planas bidimensionales y agrupaciones conformadas tridimensionales en las que los elementos se sitúan sobre una superficie cilíndrica o esférica). Usualmente, las antenas utilizadas en las agrupaciones son antenas eléctricamente cortas, y por tanto, poco directivas (dipolos, monopolos, hélices, ranuras y antenas *microstrip*). Las agrupaciones de antenas tienen dos ventajas importantes frente a las antenas de abertura. La primera es que permiten conseguir diagramas de radiación más versátiles (por ejemplo, mientras que las agrupaciones permiten dirigir el lóbulo principal del diagrama de radiación en cualquier dirección, en las antenas de abertura la dirección de apuntamiento del lóbulo principal suele ser la dirección perpendicular al plano de la abertura), y la segunda es que permiten controlar electrónicamente la dirección del lóbulo principal del diagrama de radiación mediante el control de las corrientes de excitación de las antenas de la agrupación (en antenas de abertura, este control sólo se puede conseguir mediante el movimiento de la antena, lo cual es más lento y lleva aparejado problemas mecánicos). Las agrupaciones de antenas

que permiten el control electrónico del lóbulo principal del diagrama de radiación han sido tradicionalmente utilizadas en sistemas de radar (éste es el caso de las llamadas **agrupaciones de fase** o *phased arrays* en las que se controlan las fases de las corrientes de alimentación de los elementos), y en los últimos tiempos, en sistemas de telefonía móvil (éste es el caso de las llamadas **agrupaciones adaptativas** o *adaptive arrays*). Por otro lado, las antenas de abertura también presentan dos ventajas sobre las agrupaciones de antenas. En primer lugar, poseen un mayor ancho de banda para el diagrama de radiación (el diagrama de radiación de las agrupaciones es más dependiente de la frecuencia que el de las aberturas). Y en segundo lugar, las pérdidas en la alimentación de las aberturas son menores que en las agrupaciones porque las redes de alimentación de las agrupaciones son muy sofisticadas (además, al haber menos pérdidas en la alimentación de las antenas de abertura, también habrá en ellas menos problemas de ruido). Por tanto, a la hora de diseñar una antena con una alta directividad, el que se utilice una agrupación de antenas o una antena de abertura dependerá de requisitos del diseño y de las aplicaciones buscadas.

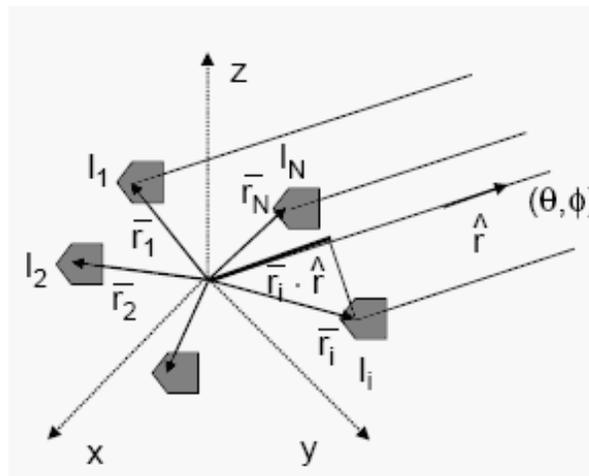


Figura 5.31: Agrupación de N antenas iguales que tienen la misma orientación.

En la Fig. (5.31) se muestra una agrupación de N antenas elementales iguales que tienen exactamente la misma orientación (esto significa que la región del espacio ocupada por cada una de las antenas puede hacerse coincidir con la región del espacio ocupada por cualquier otra antena, recurriendo exclusivamente a una traslación). Sea $\vec{r}_i = x_i\hat{x} + y_i\hat{y} + z_i\hat{z}$ ($i = 1, \dots, N$) el vector de posición de los terminales de entrada de la antena i -ésima de la agrupación, y sea I_i ($i = 1, \dots, N$) el fasor complejo de la intensidad de corriente que alimenta la antena i -ésima a través de sus terminales de entrada. En ese caso, teniendo en cuenta que los campos eléctrico y magnético satisfacen el principio de superposición, y teniendo en cuenta que las ecuaciones de Maxwell son lineales (los campos son una función lineal de las corrientes), se puede demostrar que el campo eléctrico $\mathbf{E}_{AA}(r, \theta, \phi)$ radiado por la agrupación de antenas

en la región de campo lejano (de las N antenas) viene dado por:

$$\mathbf{E}_{AA}(r, \theta, \phi) = \mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)FA(\theta, \phi) \quad (5.88)$$

donde:

$$FA(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^N I_i e^{jk_0 \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}_i} = \sum_{i=1}^N I_i e^{jk_0(x_i \sin \theta \cos \phi + y_i \sin \theta \sin \phi + z_i \cos \theta)} \quad (5.89)$$

En la ecuación (5.88) $\mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)$ representa el campo eléctrico que crearía una de las antenas de la agrupación en la región de campo lejano si sus terminales de entrada estuvieran situados en el origen de coordenadas, y la antena estuviera alimentada con una corriente de intensidad 1 A. Por otro lado, $FA(\theta, \phi)$ es una función escalar de las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ a la que se conoce como **factor de la agrupación**. De acuerdo con la ecuación (5.89), $FA(\theta, \phi)$ depende de las coordenadas de los terminales de las antenas $-x_i, y_i$ y z_i ($i = 1, \dots, N$), de las corrientes de alimentación de las antenas $-I_i$ ($i = 1, \dots, N$) y de la longitud de onda $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. La ecuación (5.88) constituye la representación matemática del **principio de multiplicación de diagramas** según el cual, el diagrama de radiación de una agrupación de antenas idénticas es igual al producto del diagrama de radiación de un elemento de la agrupación (representado por $\mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)$ en este caso) y del factor de la agrupación. La ecuación (5.88) nos indica que el diagrama de radiación de una agrupación de antenas idénticas viene determinado por la elección realizada de la configuración geométrica de la agrupación (lineal, plana o conformada), por la elección realizada de las antenas de la agrupación, por la posición de esas antenas en el espacio y por las amplitudes y las fases de las corrientes de alimentación (recordemos que I_i $-i = 1, \dots, N$ son cantidades complejas). Jugando con todas esas posibilidades, se pueden conseguir diagramas de radiación muy variados. Desde un punto de vista físico, una agrupación de antenas se diseña de forma que los campos creados por las antenas de la agrupación interfieran constructivamente en las direcciones en las que se desea que haya una fuerte emisión de radiación, e interfieran destructivamente en el resto de las direcciones del espacio. La ecuación (5.88) nos indica que la polarización de una agrupación de antenas idénticas es la de cada antena de la agrupación ya que $FA(\theta, \phi)$ es una función escalar. Normalmente, en agrupaciones de antenas direccionales, el factor de la agrupación varía mucho más rápidamente con las coordenadas θ y ϕ que el campo eléctrico radiado por cada elemento $\mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)$, con lo cual, el diagrama de radiación de la agrupación puede ser aproximado por el factor de la agrupación. No obstante, existen situaciones en las que el diagrama de radiación del elemento de la agrupación puede condicionar la forma del diagrama de radiación y no se puede despreciar (piénsese, por ejemplo, en lo que ocurre cuando el diagrama de radiación del elemento tiene un nulo en la dirección de un máximo del factor de la agrupación).

En la Fig. (5.32) se muestra una agrupación lineal de antenas equiespaciadas. Los terminales de entrada de las antenas están situados sobre el eje z en puntos de vector de posición $\mathbf{r}_i = (i-1)d\hat{\mathbf{z}}$ ($i = 1, \dots, N$) (d es la separación entre dos antenas consecutivas), y las antenas están alimentadas por corrientes de intensidad I_{i-1} ($i = 1, \dots, N$).

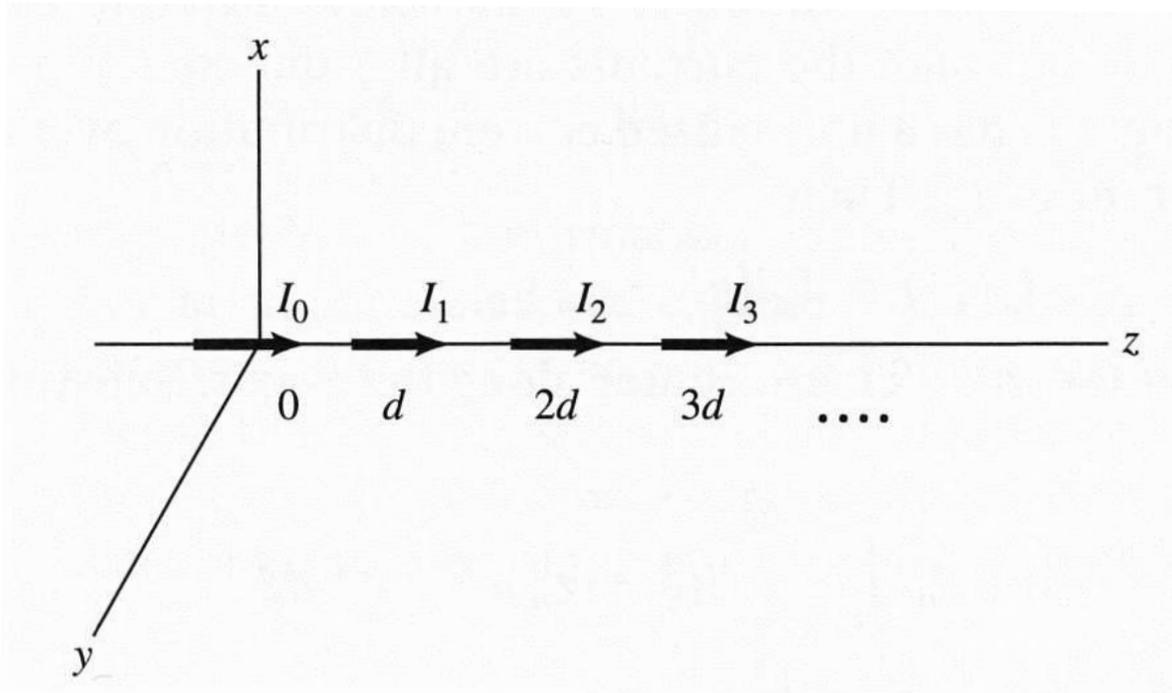


Figura 5.32: Agrupación lineal de antenas iguales equiespaciadas a lo largo del eje z .

De acuerdo con la ecuación (5.89), el factor de esta agrupación de antenas vale:

$$\text{FA}(\theta) = \sum_{i=1}^N I_{i-1} e^{j(i-1)k_0 d \cos \theta} \quad (5.90)$$

A continuación, vamos a suponer que el diagrama de radiación de la agrupación de antenas de la Fig. (5.32) está dominado por el factor de la agrupación y se puede despreciar en (5.88) la contribución del diagrama del elemento (esto equivale a suponer que $\mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)$ no depende de θ y ϕ en (5.88), o lo que es lo mismo, a suponer que tenemos una agrupación de antenas isótropas). En esas condiciones, se puede demostrar que la agrupación genera un diagrama de radiación direccional si se alimentan las antenas con corrientes de la misma amplitud y fase progresiva, esto es, si $I_{i-1} = I_0 e^{j(i-1)\alpha}$ ($i = 1, \dots, N$). Las características principales de ese diagrama de radiación son:

- a) El lóbulo principal del diagrama de radiación (que tiene forma cónica por no depender el diagrama de la coordenada azimutal ϕ , y tener simetría de revolución alrededor del eje z) está dirigido en la dirección $\theta_0 = \cos^{-1} ((-\alpha)/(k_0 d))$, y por tanto, está controlado por el factor de fase α . Si se modifica electrónicamente α , podemos cambiar la dirección de apuntamiento del lóbulo principal del diagrama de radiación, y éste es el fundamento del funcionamiento de los *phased arrays*.

- b) Si la separación entre antenas d es mayor que $\lambda_0/2$, pueden aparecer lóbulos principales adicionales en el diagrama de radiación a los que se conoce como lóbulos de difracción (*grating lobes* en inglés). Estos lóbulos de difracción usualmente deben ser evitados, y para conseguir ese objetivo, se recomienda que $d \leq \lambda_0/2$.
- c) Conforme aumenta la razón $(N - 1)d/\lambda_0$ (esto es, conforme aumenta la longitud eléctrica de la agrupación), se estrecha el lóbulo principal del diagrama de radiación, y disminuyen el AHMP y el AHPN. Asimismo, conforme aumenta $(N - 1)d/\lambda_0$, también aumenta la directividad (por tanto, cuanto mayor sea el número de antenas de la agrupación, mayor será la directividad).
- d) El nivel de lóbulos secundarios mínimo que se puede conseguir es de -13.4 dB cuando $N \rightarrow \infty$ (esto es, $NLS \geq 13,4$ dB).

Para conseguir niveles de lóbulos secundarios inferiores a -13.4 dB con agrupaciones lineales de antenas, es necesario que las amplitudes de las corrientes de excitación no sean iguales sino que vayan descendiendo progresivamente desde el elemento que ocupa el centro de la agrupación hacia los extremos de la agrupación. No obstante, esta reducción del NLS lleva aparejada un aumento del AHMP y una disminución de la directividad, y cuanto mayor es la reducción en el NLS, mayor tiende a ser la reducción en la directividad. Este hecho se pone de manifiesto en las Figs. (5.33)(a) a (5.33)(c) (véanse también las Figs. (5.34)(a) a (5.34)(c)). El NLS para una distribución uniforme de amplitudes es mayor que el NLS de una distribución triangular de amplitudes, y éste a su vez es mayor que el NLS de una distribución binomial de amplitudes. Sin embargo, la directividad de la distribución uniforme de amplitudes es mayor que la de una distribución triangular, y ésta a su vez es mayor que la de una distribución binomial. Existe una técnica de síntesis de agrupaciones que permite conseguir el mínimo AHMP posible -y por tanto, una buena directividad- para un valor dado del nivel de lóbulos secundarios. Esta técnica se conoce como técnica de síntesis de agrupaciones de Dolph-Chebyshev, y algunos de los resultados que se obtienen con esta técnica se han mostrado en las Figs. (5.33)(d) y (5.33)(e) (véanse también las Figs. (5.34)(d) y (5.34)(e)). Se observa que el NLS conseguido en la Fig. (5.33)(d) es inferior al conseguido en la la Fig. (5.33)(b), y a pesar de este hecho, la directividad conseguida en la la Fig. (5.33)(d) es mayor que la conseguida en la la Fig. (5.33)(b). Esto es debido a que el diseño de la Fig. (5.33)(d) es un diseño que ha sido optimizado. La síntesis de Dolph-Chebyshev utiliza polinomios de Chebyshev para conseguir que todos los lóbulos secundarios del diagrama de radiación tengan el mismo nivel de rizado (algo parecido a lo que se hace en el diseño de filtros mediante polinomios de Chebyshev), lo cual estiliza la silueta del lóbulo principal. Finalmente, en las Figs. (5.35)(a) y (5.35)(b) se muestra lo que ocurre en una agrupación lineal de antenas cuando las amplitudes de las corrientes de excitación crecen desde de la antena que está en el centro de la agrupación hacia las antenas que están en los extremos. Se observa que el nivel de lóbulos secundarios conseguido en la Fig. (5.35)(a) es mayor que el conseguido con la distribución de corriente uniforme en la Fig. (5.33)(a) y el AHMP es ligeramente

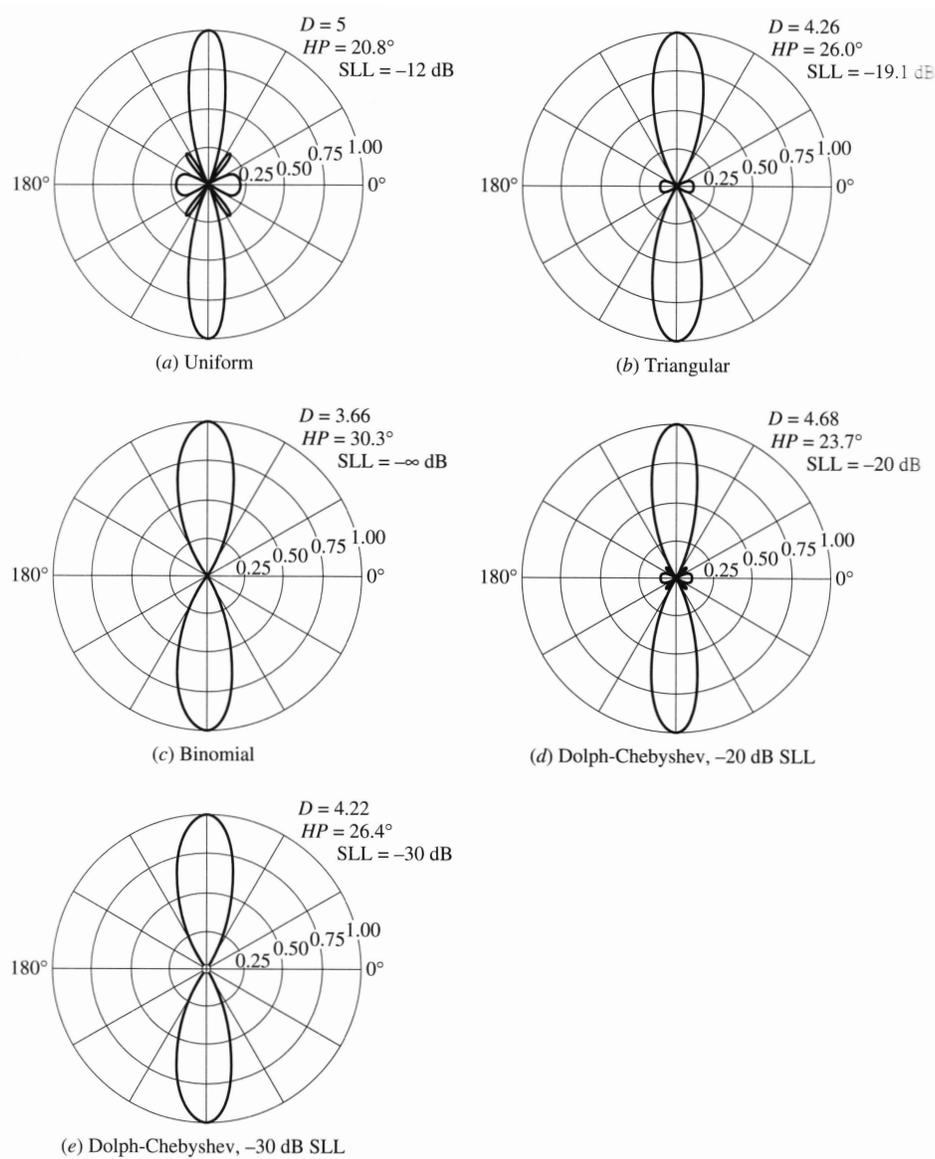


Figura 5.33: Diagramas de radiación de agrupaciones lineales de cinco antenas isótropas. Las antenas están separadas una distancia $d = \lambda_0/2$, y las fases de las corrientes de alimentación son nulas, con lo cual el lóbulo principal del diagrama de radiación se da siempre en la dirección $\theta_0 = 90^\circ$. Las amplitudes de las corrientes se representan en la Fig. (5.34). (a) Corrientes uniformes 1:1:1:1:1. (b) Distribución triangular de amplitudes de corrientes 1:2:3:2:1. (c) Distribución binomial de las amplitudes de las corrientes 1:4:6:4:1. (d) Distribución de amplitudes de corrientes Dolph-Chebyshev 1:1.61:1.94:1.61:1 para un nivel de lóbulos laterales de -20 dB . (e) Distribución de amplitudes de corrientes Dolph-Chebyshev 1:2.41:3.14:2.41:1 para un nivel de lóbulos laterales de -30 dB .

menor, pero en contra de lo que cabría esperar, la directividad conseguida en la Fig. (5.35)(a) es inferior a la conseguida en la Fig. (5.33)(a). Esto quiere decir que las agru-

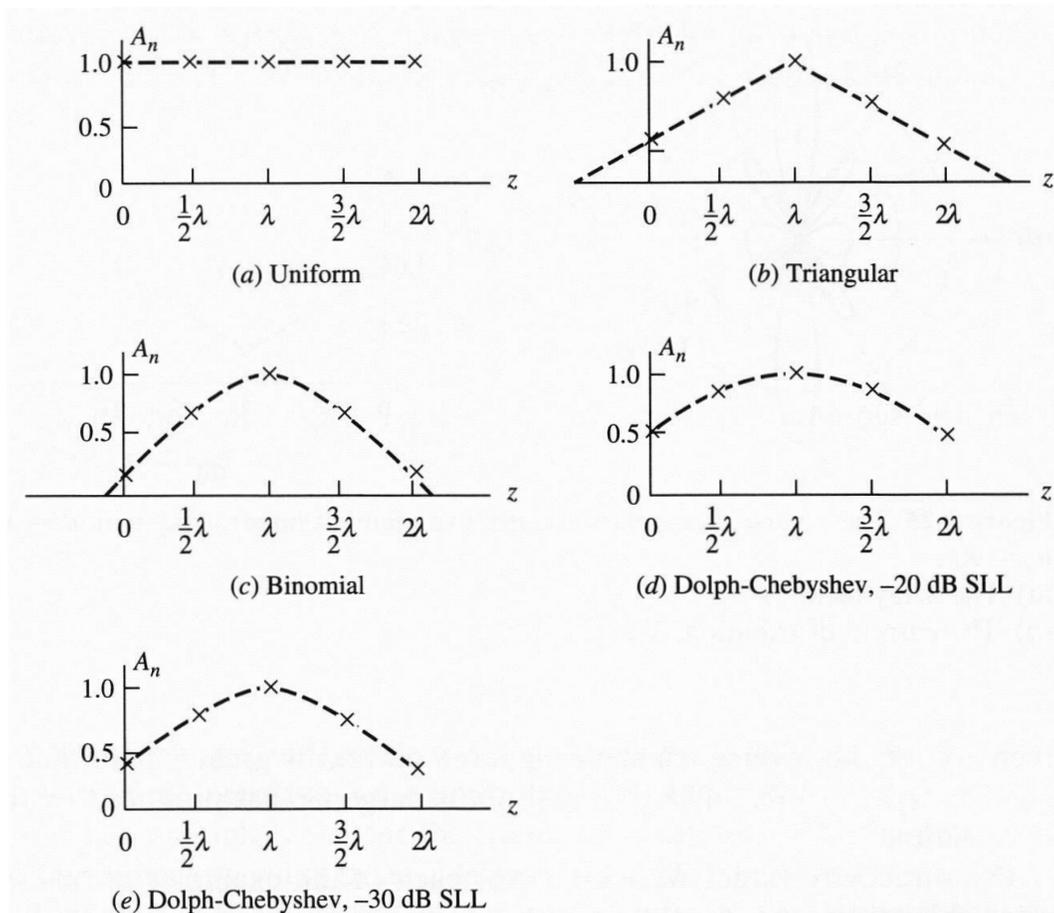


Figura 5.34: Amplitudes de las corrientes en las antenas de las agrupaciones analizadas en la Fig. (5.33). Las amplitudes están normalizadas al valor de la amplitud de la corriente en la antena situada en el centro de la agrupación.

paciones lineales de antenas con amplitudes de corrientes que crecen desde el centro de la agrupación hacia los extremos dan lugar a unos diagramas de radiación con características menos deseables que las de los diagramas producidos por agrupaciones con distribuciones de amplitudes de corrientes uniformes (o con distribuciones de amplitudes de corrientes que decrecen desde el centro de la agrupación), y por tanto, no se utilizan en la práctica. Las ideas expuestas sobre el comportamiento de agrupaciones lineales de antenas son extensibles al comportamiento de agrupaciones planas y agrupaciones conformadas. Estos dos últimos tipos de agrupaciones ofrecen mucha más versatilidad a la hora de ajustar el diagrama de radiación a unas especificaciones dadas ya que el número de grados de libertad existente en el factor de la agrupación es mucho mayor (véase la ecuación (5.89)). Para optimizar la síntesis de estas agrupaciones a partir del factor de la agrupación (esto es, para optimizar la elección de las posiciones de las antenas y de sus corrientes de alimentación), se recurre a métodos de optimización muy generales tales como el método del enfriamiento simulado

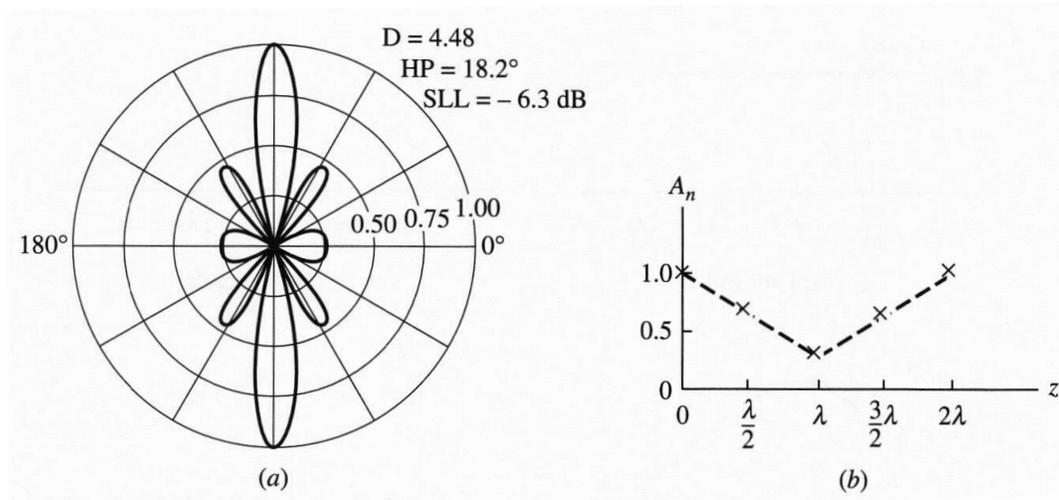


Figura 5.35: (a) Diagrama de radiación para una agrupación lineal de cinco antenas isótropas con corrientes de alimentación de fase nula ($d = \lambda_0/2$; $\theta_0 = 90^\circ$). (b) Distribución de las amplitudes de las corrientes 3:2:1:2:1.

(*simulated annealing* en inglés), los algoritmos genéticos o las redes neuronales.

Ejemplo 5.12: Análisis de una agrupación lineal de antenas.

Considere una agrupación lineal de 4 antenas isótropas. Los terminales de entrada de las antenas están situados a lo largo del eje z en puntos de vector de posición $\mathbf{r}_1 = -(3/4)\lambda_0\hat{\mathbf{z}}$, $\mathbf{r}_2 = -(1/4)\lambda_0\hat{\mathbf{z}}$, $\mathbf{r}_3 = +(1/4)\lambda_0\hat{\mathbf{z}}$ y $\mathbf{r}_4 = +(3/4)\lambda_0\hat{\mathbf{z}}$ (vea la Fig. (5.36)), siendo λ_0 la longitud de onda. Si los fasores de las intensidades de corriente de alimentación de las antenas valen $I_1 = -1$, $I_2 = -1$, $I_3 = +1$ e $I_4 = +1$, calcule:

- El factor de la agrupación.
- Los nulos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$.
- Los máximos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$.

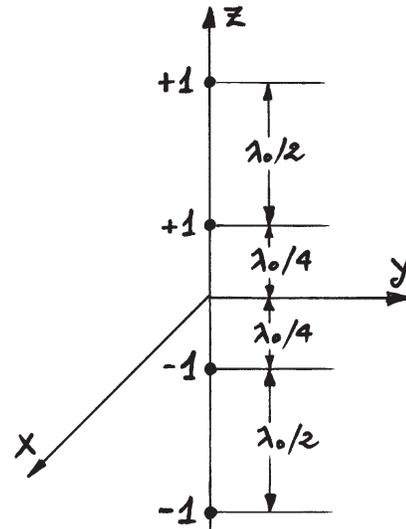


Figura 5.36: Agrupación lineal de 4 antenas isótropas situadas a lo largo del eje z .

Solución

a) Si $\mathbf{r}_i = z_i \hat{\mathbf{z}}$ ($i = 1, \dots, 4$), de acuerdo con la ecuación (5.89), el factor de la agrupación valdrá:

$$\begin{aligned} \text{FA}(\theta) &= \sum_{i=1}^4 I_i e^{jk_0 z_i \cos \theta} \\ &= -e^{-j \frac{3\pi \cos \theta}{2}} - e^{-j \frac{\pi \cos \theta}{2}} + e^{j \frac{\pi \cos \theta}{2}} + e^{j \frac{3\pi \cos \theta}{2}} \\ &= 2j \left[\sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) + \sin \left(\frac{3\pi}{2} \cos \theta \right) \right] = 8j \sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \end{aligned}$$

donde se ha tenido en cuenta que $\sin(3x) = 3 \sin(x) - 4 \sin^3(x)$.

b) Como las antenas son isótropas, $\mathbf{E}_e(r, \theta, \phi)$ no depende de θ y ϕ en la ecuación (5.88), y por tanto, los nulos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$ serán los nulos de la función $\text{FA}(\theta)$ en dicho intervalo.

Los valores de $\theta = \theta_n$ para los cuales $\text{FA}(\theta_n) = 0$ en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$ son:

$$\begin{aligned} \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_{n1} \right) &= 0 \Rightarrow \theta_{n,1} = 0 \text{ rad} = 0^\circ \\ \sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_{n2} \right) &= 0 \Rightarrow \theta_{n,2} = \frac{\pi}{2} \text{ rad} = 90^\circ \\ \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta_{n3} \right) &= 0 \Rightarrow \theta_{n,1} = \pi \text{ rad} = 180^\circ \end{aligned}$$

c) Utilizando el mismo razonamiento que en el apartado anterior, los máximos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$ serán los máximos de la función $\text{FA}(\theta)$ en dicho intervalo. Esto es, los máximos del diagrama de radiación los obtendremos a partir de los valores $\theta = \theta_m$ para los cuales $\left. \frac{d\text{FA}(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_m} = 0$ y $\left. \frac{d^2\text{FA}(\theta)}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_m} > 0$. Si tenemos en cuenta que:

$$\frac{d\text{FA}(\theta)}{d\theta} = -4\pi j \sin \theta \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \left[\cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) - 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \right]$$

es fácil deducir que los máximos de $\text{FA}(\theta)$ en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$ son:

$$\begin{aligned} \theta_{m,1} &= \cos^{-1} \left[\frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right] = 1,168 \text{ rad} = 66,93^\circ \\ \theta_{m,2} &= \cos^{-1} \left[\frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right] = 1,973 \text{ rad} = 113,07^\circ \end{aligned}$$

5.8. Características de las antenas utilizadas en la práctica

5.8.1. Antenas de hilo

Las antenas de hilo mostradas en las Figs. (5.37) y (5.38) son las antenas más simples, y se construyen con hilos metálicos eléctricamente delgados (su diámetro es mucho menor que la longitud de onda). En las Figs. (5.37)(a) a (5.37)(c) se muestra una

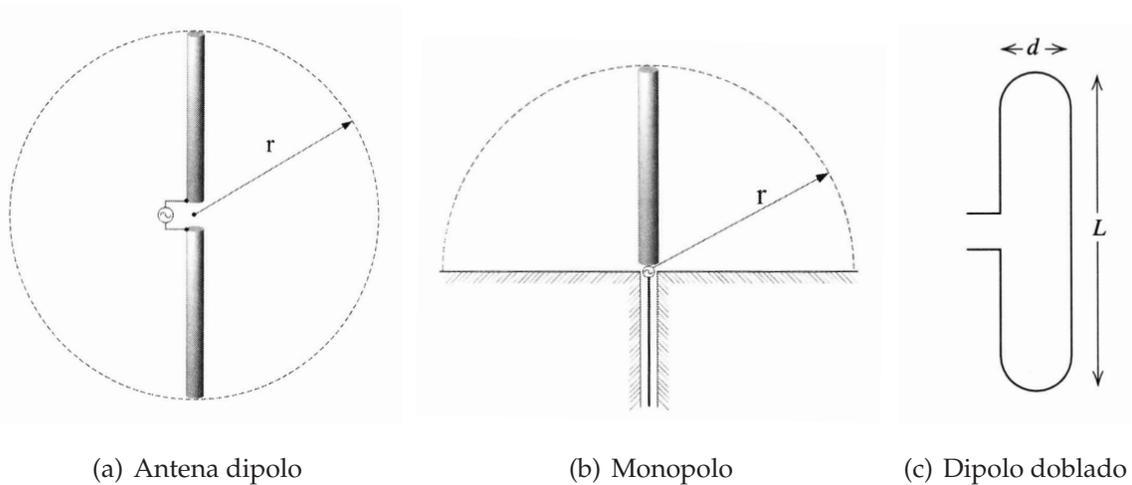


Figura 5.37: Antena dipolo y variantes de la antena dipolo.

antena dipolo junto con variantes de la antena dipolo. Todas estas antenas tienen diagramas de radiación omnidireccionales y baja directividad. A la **antena dipolo** de la Fig. (5.37)(a) ya se ha hecho referencia en los Ejemplos 5.2, 5.5 y 5.7. Existen dos tipos de antena dipolo que se utilizan mucho: el dipolo corto cuya longitud total es mucho menor que la longitud de onda, y el dipolo de media onda (*half wave dipole* en inglés) cuya longitud total es aproximadamente igual a $\lambda_0/2$ (véanse los Ejemplos 5.5 y 5.7). Los dipolos cortos se suelen utilizar como antenas receptoras en radios portátiles para captar las bandas de AM. Debido a que su eficiencia de radiación es baja (véase el Ejemplo 5.7), los dipolos cortos son malos radiadores y no se utilizan como antenas emisoras. Los dipolos de media onda sí tienen una alta eficiencia de radiación y son utilizados como antenas emisoras. Estos dipolos tienen la ventaja de que su longitud se puede ajustar ligeramente para que resuenen, en cuyo caso la reactancia de entrada X_A de la ecuación (5.60) es nula y eso facilita la adaptación (véase la subsección 5.4.2). La **antena monopolo** de la Fig. (5.37)(b) es la mitad de una antena dipolo situada verticalmente sobre un plano conductor (que puede ser una superficie metálica o el mismo suelo) y alimentada en el punto de contacto de la antena con el plano conductor. Debido a la teoría de imágenes, el monopolo y su imagen a través del plano conductor conforman una antena dipolo equivalente cuya longitud es el doble de la de la antena monopolo. Por tanto, la distribución de corriente y el diagrama de radiación de un monopolo por encima del plano conductor coinciden con la de un dipolo de doble longitud. Al igual que ocurre con los dipolos, los monopolos eléctricamente cortos tienen baja eficiencia de radiación y se utilizan en recepción (por ejemplo, sobre el techo de los coches). Los monopolos de longitud $\lambda_0/4$ funcionan como dipolos de longitud $\lambda_0/2$, y se utilizan a bajas frecuencias (por ejemplo, en las emisoras de AM) ya que miden la mitad que los dipolos equivalentes (a 1 MHz, $\lambda_0/2 = 150$ m y $\lambda_0/4 = 75$ m). El **dipolo doblado** de la Fig. (5.37)(c) constituye una alternativa al dipolo de media onda cuando $L \approx \lambda_0/2$, y se utiliza como antena receptora para las bandas de FM. La principal ventaja del dipolo doblado sobre el dipolo convencional es que

permite obtener un mayor ancho de banda para la impedancia (véase la subsección 5.4.2). Además, el dipolo doblado tiene una mayor estabilidad mecánica que el dipolo convencional (al ser mayor su rigidez estructural) y tiene una resistencia de entrada cuatro veces mayor (aproximadamente 300Ω a la frecuencia de resonancia), lo cual es una ventaja a la hora de adaptar la antena con ciertas líneas de transmisión como el cable bifilar.

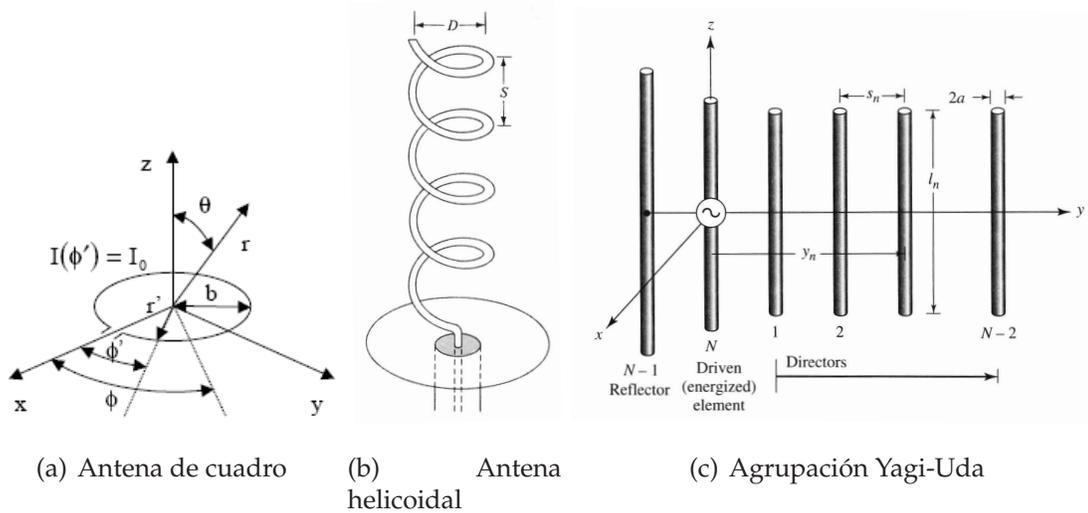


Figura 5.38: Otras antenas de hilo.

La Fig. (5.38)(a) muestra una **antena de cuadro** circular, que básicamente se comporta como un dipolo magnético. Al igual que las antenas de la Fig. (5.37), las antenas de cuadro tienen diagramas de radiación omnidireccionales y baja directividad. Las antenas de cuadro utilizadas en la práctica son los cuadros eléctricamente pequeños y los cuadros de longitud λ_0 . Los cuadros eléctricamente pequeños se utilizan en recepción, pero tienen el problema de que su eficiencia de radiación es muy inferior a la de los dipolos cortos de dimensiones similares. Para aumentar la eficiencia de radiación, se fabrican cuadros con bobinas de N vueltas, y se introducen en los cuadros núcleos de ferrita con alta permeabilidad efectiva μ_{ef} (dado que la resistencia de radiación R_r de (5.63) es proporcional a N^2 y a μ_{ef}^2 , al aumentar N y μ_{ef} , aumenta la eficiencia de radiación en (5.65)). Los cuadros de longitud λ_0 tienen una alta eficiencia de radiación y se utilizan como antenas emisoras. Su inconveniente es que tienen una directividad menor que la de las antenas dipolos de longitud $\lambda_0/2$. La **antena helicoidal** de N vueltas de la Fig. (5.38)(b) puede ser vista como una agrupación de N dipolos y N cuadros dispuestos alternadamente. Si la antena helicoidal de diámetro D y paso de rosca S es eléctricamente pequeña ($D \ll \lambda_0$ y $S \ll \lambda_0$), su diagrama de radiación es omnidireccional. Sin embargo, cuando $\pi D \approx \lambda_0$ y $S \approx \lambda/4$, el diagrama de radiación se vuelve direccional a lo largo del eje de la hélice, y lo que es más importante aún, la polarización es circular del mismo sentido que la del arrollamiento de la hélice. Además, las antenas helicoidales proporcionan anchos de banda superiores al 50%, tanto en lo referente a la polarización como en lo referente a la impedancia. Las ante-

nas helicoidales son ampliamente usadas en comunicaciones vía satélite. Finalmente, la Fig. (5.38)(c) muestra una **agrupación Yagi-Uda** de dipolos, que es una de las antenas más populares que existe por su amplia utilización en la recepción de señales de televisión. La agrupación Yagi-Uda es una agrupación parásita ya que en la práctica sólo se alimenta un elemento de la agrupación conocido como elemento “conducido” (el segundo elemento empezando por la izquierda en la Fig. (5.38)(c)), y los demás elementos -conocidos como elementos “parásitos”- se excitan a partir del campo electromagnético producido en la región de campo próximo reactivo por el elemento conducido. La agrupación Yagi-Uda produce un diagrama de radiación muy direccional con el lóbulo principal apuntando en el sentido positivo del eje y en la Fig. (5.38)(c). El dipolo situado a la izquierda del dipolo conducido en la Fig. (5.38)(c) es más largo que el dipolo conducido, y se le conoce como elemento “reflector” ya que su misión es reflejar el campo radiado por el dipolo conducido en el sentido negativo del eje y . Los dipolos situados a la derecha del dipolo conducido en (5.38)(c) son más cortos que el dipolo conducido y se les conoce como elementos “directores” ya que su misión es focalizar el campo radiado por el dipolo conducido en el sentido positivo del eje y . Se ha comprobado que la directividad de una agrupación Yagi-Uda no varía apreciablemente cuando aumenta el número de elementos reflectores, con lo cual, basta con utilizar un elemento reflector en la agrupación. En cambio, la directividad aumenta rápidamente conforme aumenta el número de elementos directores hasta que se alcanza un valor de saturación. En la práctica, las agrupaciones Yagi-Uda tienen entre 6 y 12 elementos directores, con los cuales se consiguen directividades que están comprendidas típicamente entre 10 dBi y 15 dBi. Como ya se ha comentado, las antenas Yagi-Uda se utilizan fundamentalmente en VHF y UHF para recepción de señales de televisión. Estas antenas pesan poco, son baratas, y al mismo tiempo, proporcionan una ganancia razonable. Aunque su ancho de banda es pequeño, este problema se resuelve parcialmente en la práctica utilizando un dipolo doblado como elemento conducido de la agrupación. Para aumentar la ganancia, a veces se fabrican agrupaciones apiladas de antenas Yagi-Uda. Estas y otras variantes de las antenas Yagi-Uda pueden ser descubiertas por el lector si se fija cuidadosamente en las antenas que pueblan las azoteas de los edificios.

5.8.2. Antenas de abertura

Como ya se ha comentado con anterioridad, las antenas de abertura son antenas que radian y reciben ondas electromagnéticas a través de una abertura plana en su estructura. Son muy útiles en aplicaciones aeroespaciales ya que la abertura puede ser ajustada a la superficie de una aeronave, y a continuación, cubierta con un material dieléctrico (conocido como **radomo**) para proteger la antena de los agentes meteorológicos. Este tipo de montaje no modifica el perfil aerodinámico de la aeronave, lo cual es crítico cuando se pretende que la aeronave alcance grandes velocidades. Son las antenas más utilizadas a frecuencias de microondas, y a esas frecuencias permiten conseguir ganancias muy elevadas (que sólo se pueden conseguir mediante otro tipo de antenas cuando éstas se juntan en agrupaciones). Además, la ganancia de este tipo

de antenas es inversamente proporcional al cuadrado de la longitud de onda (y por tanto, proporcional al cuadrado de la frecuencia), tal y como muestran las ecuaciones (5.40) y (5.41). Las antenas de abertura más conocidas son las antenas de bocina y las antenas reflectoras.

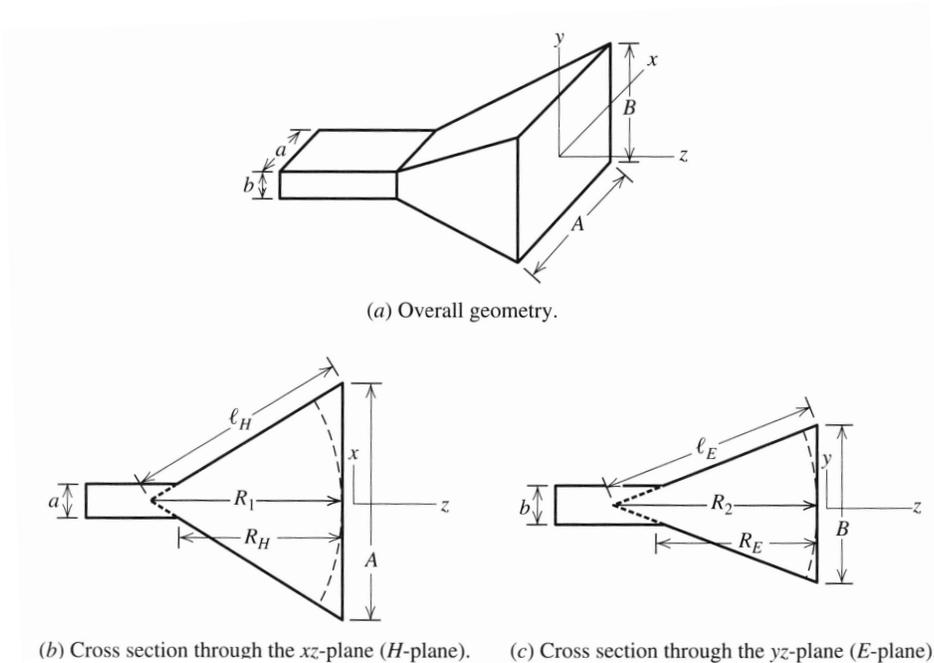


Figura 5.39: (a) Antena de bocina piramidal. (b) Sección transversal en el plano $x - z$ (plano H). (c) Sección transversal en el plano $y - z$ (plano E).

Las **antenas de bocina** constituyen la versión electromagnética de los megáfonos, que son radiadores acústicos de bocina que permiten emitir ondas de sonido de forma direccional. La Fig. (5.39)(a) muestra una antena de bocina piramidal. Se observa que la antena actúa como una transición suave entre la guía de ondas rectangular que la alimenta y el espacio libre. Esta transición suave minimiza las reflexiones en la guía de alimentación, lo cual reduce la ROET en dicha guía y permite obtener un ancho de banda relativamente grande. Además de proporcionar una baja ROET, las antenas de bocina permiten conseguir una alta ganancia, son fáciles de construir y son relativamente fáciles de diseñar a partir de cálculos teóricos. Las antenas de bocina son muy utilizadas como alimentadores de antenas reflectoras, en *phased arrays*, y como antenas de ganancia patrón con vistas a la medida de la ganancia de otras antenas.

De la ecuación (5.41) se deduce que la directividad de una antena de abertura viene dada por $D_{ap} = \frac{e_{ap} 4\pi A_f}{\lambda_0^2}$, siendo A_f el área física de la abertura, e_{ap} la eficiencia de la abertura, y λ_0 la longitud de onda. De acuerdo con esto último, en un principio cabría pensar que cuanto mayor sean las dimensiones de la abertura en la antena de bocina piramidal de la Fig. (5.39)(a) (esto es, cuanto mayores sean A y B), mayor será

la directividad. No obstante, esto no es cierto ya que al aumentar A y B , disminuye la eficiencia de la abertura e_{ap} . Para explicar esto último, hay que tener en cuenta que los campos existentes en la abertura proceden de una onda que se propaga en una región piramidal, y para esta onda, las superficies de fase constante son curvas (las líneas discontinuas de las Figs. (5.39)(b) y (5.39)(c) representan secciones de estas superficies de fase constante). Cuando esta onda llega a la abertura, aparece un desfase entre el valor de la onda en el centro de la abertura y su valor en los extremos, y ese desfase aparece también en los campos de la abertura. Cuanto mayores sean las dimensiones de la abertura A y B , mayor será el efecto de la curvatura de las superficies de fase constante, mayor será el desfase, y por tanto, más se alejará la distribución de los campos en la abertura de una distribución de campos uniforme. En consecuencia, de acuerdo con lo que hemos visto en la subsección 5.3.2, menor será la eficiencia de la abertura e_{ap} ($e_{ap} = 1$ si los campos en la abertura son uniformes, y e_{ap} es tanto menor cuanto mayor es la variación de los campos en la abertura). Dado que, por un lado D_{ap} crece al aumentar A y B (a través de $A_f = AB$), y por otro lado, D_{ap} disminuye al aumentar A y B (a través de e_{ap}), existen valores óptimos de A y B para los cuales D_{ap} alcanza un máximo. Estos valores óptimos vienen dados aproximadamente por $A_{op} \approx \sqrt{3\lambda_0 R_1}$ y $B_{op} \approx \sqrt{2\lambda_0 R_1}$, siendo R_1 y R_2 distancias definidas en las Figs. (5.39)(b) y (5.39)(c). Las antenas de bocina piramidales fabricadas con los valores óptimos de A y B reciben el nombre de bocinas óptimas ya que tienen la propiedad de ser las más cortas para un valor de directividad fijado. Para bocinas piramidales óptimas, la eficiencia de abertura es del 51 % (esto es, $e_{ap} = 0,51$). Por tanto, podemos afirmar que la directividad de una bocina piramidal óptima vale $D_{ap} = 0,51 \frac{4\pi A_{op} B_{op}}{\lambda_0^2}$. Se ha comprobado que una antena de bocina piramidal tiene un ancho de banda para sus propiedades de radiación en torno al 50 %, si bien la bocina sólo es estrictamente "óptima" a una frecuencia, que suele ser la frecuencia central del intervalo de frecuencias útil de la antena.

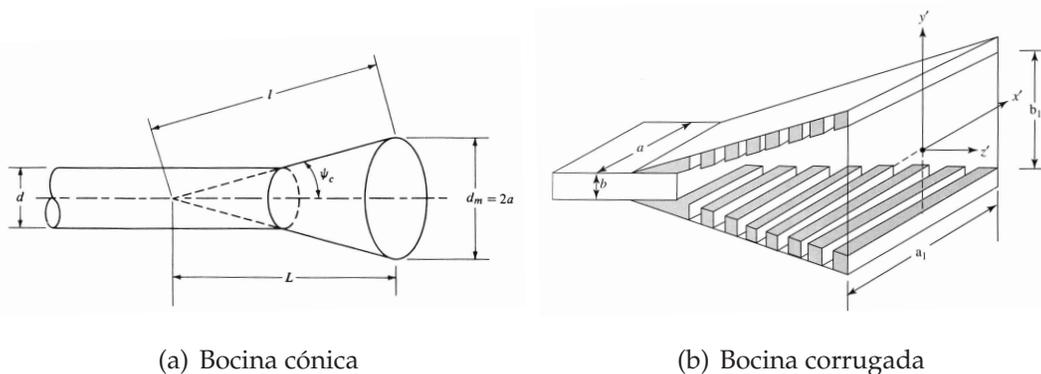


Figura 5.40: Otras antenas de bocina.

La Fig. (5.40)(a) muestra una antena de bocina cónica. De la misma manera que la antena de bocina piramidal constituye una transición suave entre una guía de ondas rectangular y el espacio libre, la antena de bocina cónica constituye una transición

suave entre una guía de ondas circular y el espacio libre. El comportamiento de la antena de bocina cónica es muy similar al de la antena de bocina piramidal. De forma análoga a lo que ocurre con las bocinas piramidales, las dimensiones de la abertura de una bocina cónica se pueden optimizar para conseguir una directividad máxima. Concretamente, el radio óptimo de la abertura debe ser $a_{\text{op}} \approx \sqrt{3\lambda_0 L}$ (L está definido en la Fig. (5.40)(a)), y en esas condiciones, se consigue una eficiencia de abertura del 51 %, y en consecuencia, una directividad $D_{\text{ap}} = 0,51 \frac{4\pi^2 a_{\text{op}}^2}{\lambda_0^2}$.

En la abertura de la antena de bocina piramidal de la Fig. (5.39)(a), los módulos del campo eléctrico tangencial y del campo magnético tangencial varían con x e y de forma similar a como varían el campo eléctrico y el campo magnético del modo TE_{10} en la guía de ondas rectangular que alimenta la antena. Esto significa, por ejemplo, que los campos se anulan en los lados verticales de la abertura pero no se anulan en los lados horizontales (lo cual dará lugar a que haya corrientes perpendiculares a dichos lados horizontales, que ocasionarán difracción en los bordes horizontales de la abertura). Esta asimetría en la distribución de los campos en los planos $x-z$ e $y-z$ (véanse las Figs. (5.39)(b) y (5.39)(c)) da lugar a que haya asimetrías en los planos E y H del diagrama de radiación de la antena que se manifiestan en que, por ejemplo, el AHMP en el plano E es diferente al AHMP en el plano H (esto es, $\theta_1 \neq \theta_2$ en la ecuación (5.39)). Es un hecho sabido que cuando una antena reflectora se alimenta con una antena que no tiene un diagrama de radiación con simetría de revolución en torno al eje de revolución de la antena reflectora, la antena reflectora radia niveles altos de polarización cruzada. Por tanto, si alimentamos una antena reflectora con una antena de bocina piramidal como la de la Fig. (5.39)(a), tendremos niveles altos de polarización cruzada. Este problema se puede solucionar en gran medida si se sustituye la bocina piramidal convencional por una bocina piramidal corrugada como la que se muestra en la Fig. (5.40)(b). Si las corrugaciones tienen una profundidad $\lambda_0/4$, no existirán corrientes perpendiculares a las corrugaciones (las corrientes verán un cortocircuito trasladado $\lambda_0/4$, o lo que es lo mismo, un circuito abierto), y en consecuencia, se anulará el campo magnético en las corrugaciones -y también lo hará el campo eléctrico por estar ligado al campo magnético a través de las ecuaciones de Maxwell-. Todo esto dará lugar a que los campos no sólo se anulen en los lados verticales de la abertura de la bocina piramidal corrugada, sino a que también se anulen en los lados horizontales. La simetría de la distribución de los campos en la abertura de la bocina piramidal corrugada en los planos $x-z$ e $y-z$ va a traer consigo que el diagrama de radiación emitido por esta antena tenga aproximadamente simetría de revolución en torno al eje z (eje perpendicular al plano de la abertura) con valores iguales del AHMP en los planos E y H . Esto quiere decir que cuando la bocina piramidal corrugada se utilice para alimentar una antena reflectora, esta última antena emitirá mucha menos polarización cruzada en su diagrama de radiación que la que emitiría si estuviera alimentada con una bocina piramidal convencional. Otra ventaja que presentan las bocinas piramidales corrugadas frente a las bocinas piramidales convencionales es que proporcionan una mayor directividad y un menor nivel de lóbulos secundarios. Cuando las corrugaciones se introducen en una antena de bocina cónica, se obtiene una bocina

cónica corrugada (también conocida como “bocina escalar”). Mientras que las bocinas cónicas no emiten diagramas de radiación con simetría de revolución alrededor de su eje de revolución (debido a la distribución de los campos del modo TE_{11} en las guías de ondas circulares que alimentan estas antenas), las bocinas cónicas corrugadas sí emiten diagramas de radiación con absoluta simetría de revolución. Esto hace que las bocinas cónicas corrugadas sean alimentadores óptimos para las antenas reflectoras cuando se desean reducir al mínimo los niveles de polarización cruzada en los diagramas de radiación emitidos por las citadas antenas reflectoras.

Las **antenas reflectoras** utilizan uno o dos espejos metálicos reflectores para transformar el diagrama de radiación relativamente poco directivo de un alimentador en un diagrama de radiación altamente directivo. Son las antenas más usadas en aplicaciones que requieren antenas de alta ganancia, tales como radio astronomía, comunicaciones vía satélite y radares de alta resolución. Con antenas reflectoras, se consiguen fácilmente ganancias superiores a 30 dB en las bandas de microondas. La antena reflectora más popular es el reflector parabólico centrado (véanse las Figs. (5.41)(a) y (5.41)(b)). Las leyes de la óptica geométrica nos dicen que si se coloca una fuente pun-

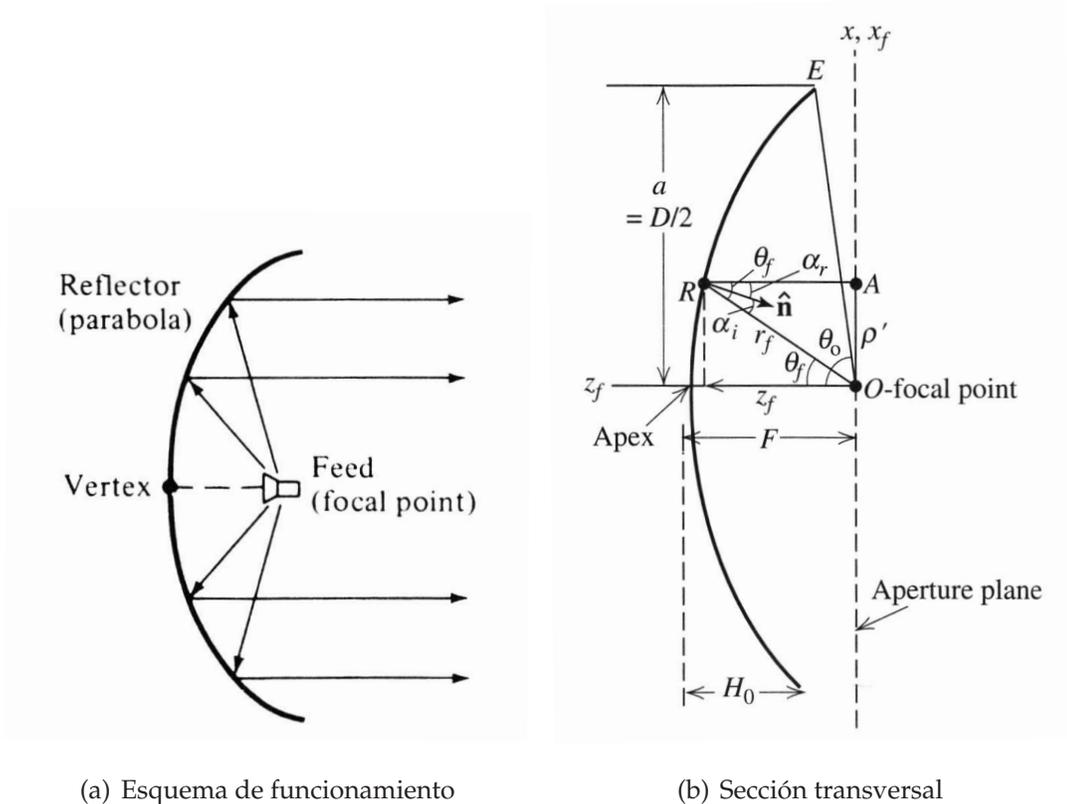


Figura 5.41: Reflector parabólico centrado.

tual isotrópica en el foco de un espejo con forma de paraboloide de revolución, los rayos emitidos por la fuente se reflejarán en el espejo y saldrán paralelos al eje de revolución del espejo, tal y como muestra la Fig. (5.41)(a). Eso significa que si pudiéramos

disponer de un espejo metálico de tamaño infinito y lo alimentáramos con una antena puntual e isotrópica, habríamos fabricado una antena reflectora ideal de directividad infinita. En la práctica, la directividad de un reflector parabólico real como el de la Fig. (5.41) está limitada por factores tales como la difracción en los bordes del espejo parabólico de tamaño finito y en los soportes de dicho espejo (esta difracción produce lóbulos laterales en el diagrama de radiación del reflector parabólico), por el diagrama de radiación no isotrópico del alimentador, y por el bloqueo producido en la abertura del reflector por el alimentador de tamaño finito y por los soportes. Los reflectores parabólicos son antenas de banda ancha. A bajas frecuencias, el funcionamiento de un reflector se ve limitado porque sus dimensiones tienen que contener varias longitudes de onda para mantener vigentes los principios de la óptica geométrica. A altas frecuencias, las rugosidades de la superficie limitan el funcionamiento del reflector ya que estas rugosidades deben ser una fracción pequeña de la longitud de onda para no introducir errores de fase importantes en la distribución de los campos en la abertura del reflector. En la práctica, el ancho de banda de la antena utilizada como alimentador suele ser menor que el ancho de banda del propio reflector, y en consecuencia, el ancho de banda del reflector queda limitado al de su alimentador. Como ya se comentó al hablar de las antenas de bocina, la pureza de la polarización emitida por un reflector depende de las características del alimentador. Si el diagrama de radiación del alimentador tiene simetría de revolución alrededor del eje de revolución del reflector, no habrá polarización cruzada en la radiación emitida por el reflector. En caso contrario, habrá polarización cruzada en aquellos planos que no sean de simetría especular para el diagrama de radiación del alimentador (por ejemplo, si el reflector es alimentado con una antena dipolo situada perpendicularmente al eje de revolución del reflector, no habrá polarización cruzada ni en el plano que contiene a la antena dipolo y al eje de revolución ni en el plano perpendicular, pero habrá polarización cruzada en cualquier otro plano). En principio, la directividad de un reflector parabólico será tanto mayor cuanto más uniformes sean los campos producidos en su abertura por el alimentador ya que ese hecho incrementa la eficiencia de abertura. No obstante, si el diagrama de radiación del alimentador es muy poco directivo e ilumina muy uniformemente la abertura del reflector, dado que el reflector tiene un tamaño finito (en la práctica se utilizan valores de la razón "distancia focal/diámetro del reflector", F/D , entre 0,3 y 1,0 -véase la Fig. (5.41)(b)-), parte de la potencia radiada por el alimentador no tocará al reflector, y se perderá siendo emitida en direcciones distintas a la del haz principal del reflector. A este fenómeno se le conoce en inglés como *spillover*. Se ha comprobado que para obtener un compromiso óptimo entre la eficiencia de abertura (cuanto más uniforme sea la iluminación de la abertura, mejor) y las pérdidas por *spillover* (cuanto más directivo sea el alimentador y menos se desaproveche la potencia radiada por éste, mejor), es preciso iluminar el borde del reflector a 11 dB por debajo del valor de la iluminación en el centro del reflector. En esas condiciones, idealmente se consiguen eficiencias de abertura de hasta el 80% (esos valores de eficiencia de abertura incluyen las pérdidas por *spillover* ya que la potencia radiada P_{rad} de la ecuación (5.37) que se utiliza en el cálculo de la directividad en la ecuación (5.41) no es en este caso la potencia radiada por el reflec-

tor sino la potencia radiada por el alimentador), que están muy por encima de las que se consiguen con antenas de bocina óptimas. En la práctica, el bloqueo de abertura producido por el alimentador y los soportes, la utilización de alimentadores que no tengan simetría de revolución (y que por tanto, generen polarización cruzada), los errores de fase producidos por deformaciones en el reflector o por el mal posicionamiento del alimentador (el centro de fase del alimentador debe coincidir con el foco del paraboloide) hacen que las eficiencias de abertura de los reflectores parabólicos centrados reales estén entre el 60 % y el 65 %.

El reflector parabólico descentrado (*offset parabolic reflector* en inglés) de la Fig. (5.42)(a) es una alternativa interesante al reflector parabólico centrado estudiado anteriormente. Con la configuración del reflector parabólico descentrado, se puede conseguir que el alimentador y los soportes queden fuera de la trayectoria de los rayos colimados que conforman el haz principal del diagrama de radiación de un reflector parabólico centrado (véase la Fig. (5.41)(a)), con lo cual, se elimina completamente el efecto del bloqueo de abertura. Esto permite aumentar la eficiencia de abertura (se consiguen eficiencias de abertura entre el 70 % y el 75 %) y reducir el nivel de lóbulos secundarios. La principal desventaja que presenta el reflector parabólico descentrado con respecto al centrado es que no tiene simetría de revolución, y eso incrementa los niveles de polarización cruzada. En aplicaciones en las que se requiere polarización lineal, el problema de la polarización cruzada se puede eliminar si se sustituye la superficie metálica del reflector por una rejilla de hilos metálicos paralelos con forma de paraboloide (la distancia entre dos hilos consecutivos debe ser mucho menor que la longitud de onda). Estos reflectores de rejilla sólo reflejan la componente del campo

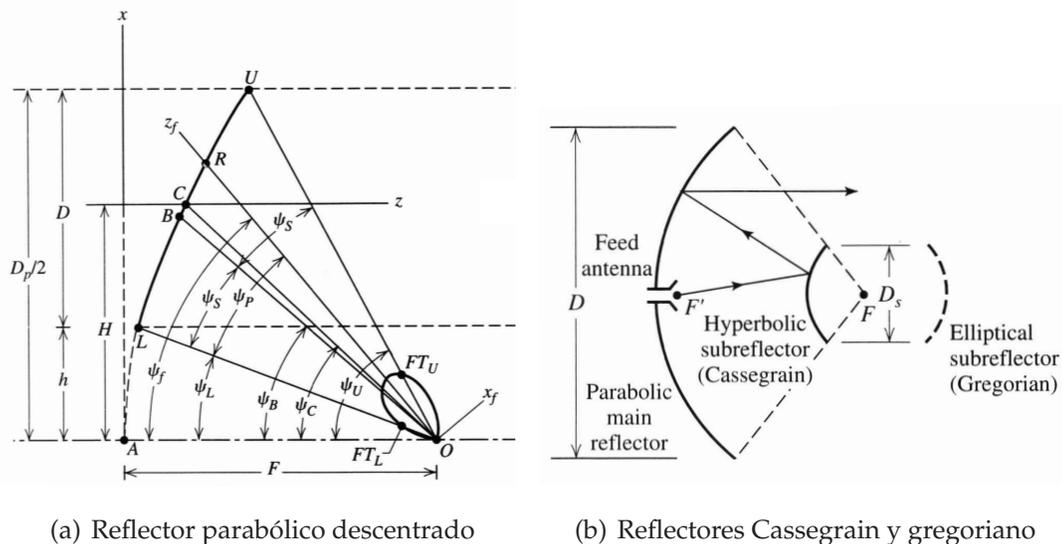


Figura 5.42: Otras antenas reflectoras.

eléctrico paralela a los hilos, y permiten conseguir niveles muy bajos de polarización cruzada. Los reflectores descentrados no sólo se utilizan para producir emitir diagramas de radiación de haz enfocado (tipo “pincel”) sino que también se utilizan para

emitir diagramas de radiación de **haz contorneado** en los cuales el haz principal del diagrama de radiación cubre todo un intervalo angular de direcciones. Para conseguir estos diagramas de radiación de haz contorneado, es preciso moldear la superficie del reflector, que en consecuencia, deja de ser una superficie parabólica. Las antenas con diagramas de radiación de haz contorneado se suelen utilizar en los satélites en órbita geostacionaria para iluminar de forma más o menos homogénea un país o un continente de la Tierra. A los diagramas de radiación así obtenidos se les conoce como **diagramas de huella** (*footprint patterns* en inglés). Los reflectores dobles de la Fig. (5.42)(b) constituyen otra alternativa a los reflectores parabólicos convencionales (centrados o descentrados). En los reflectores dobles se utiliza un subreflector entre el reflector parabólico y el alimentador. Si el subreflector es convexo y tiene la forma de un hiperboloide de revolución, al reflector doble se le conoce como reflector Cassegrain. Si el subreflector es cóncavo y tiene la forma de un elipsoide de revolución, al reflector doble se le conoce como reflector gregoriano. En los reflectores dobles el alimentador se coloca en uno de los focos del subreflector (F' en la Fig. (5.42)(b)) y el otro foco del subreflector se hace coincidir con el foco del reflector parabólico (F en la Fig. (5.42)(b)). Los rayos salen del alimentador y una vez reflejados en el subreflector, se comportan como si procedieran del foco del reflector parabólico, con lo cual, cuando se reflejan en el reflector parabólico, salen colimados como ocurre en un reflector parabólico convencional. Mientras que en los reflectores parabólicos convencionales el alimentador está situado en el foco, los reflectores dobles tienen la ventaja de que el alimentador está situado aproximadamente en el centro del reflector principal (compare la Fig. (5.41)(a) con la Fig. (5.42)(b)). Esto facilita el acceso a la región de alimentación, reduce el problema del soporte del alimentador, y elimina el problema de la larga línea de transmisión con pérdidas que se necesita para llegar al alimentador en un reflector parabólico convencional. Asimismo, los reflectores dobles eliminan problemas de ruido en antenas receptoras situadas sobre la Tierra que reciben señales del espacio. Mientras que en un reflector parabólico convencional el alimentador -que ahora actúa como receptor- apunta hacia el suelo donde la temperatura de ruido de fondo es alta, en un reflector doble el alimentador apunta hacia el cielo donde la temperatura de ruido de fondo es baja (vea la subsección 5.6.1). Los reflectores dobles proporcionan eficiencias de abertura que son típicamente un 10 % mayores que las de reflectores parabólicos de similares dimensiones. No obstante, se han diseñado reflectores dobles con superficies moldeadas con el fin de uniformizar la distribución de los campos en la abertura del reflector principal y reducir a la vez las pérdidas de *spillover*. Pues bien, con estos reflectores dobles moldeados, se han llegado a conseguir eficiencias de abertura del 85 %.

5.8.3. Antenas impresas

Las antenas impresas se construyen utilizando técnicas de fabricación de circuitos impresos. Las antenas impresas más populares son las antenas *microstrip*, a las que también se conoce como antenas parche (véase la Fig. (5.43)(a)). Estas antenas constan de un parche metálico de espesor despreciable situado sobre una de las caras de una

lámina dieléctrica, a la que se suele llamar sustrato. En la otra cara del sustrato hay un plano de masa metálico. Tanto el parche metálico como el plano de masa suelen ser de cobre. El espesor del sustrato es eléctricamente pequeño (típicamente comprendido entre $0,003\lambda_0$ y $0,05\lambda_0$), y el elemento radiante de la antena es el parche metálico. Las antenas *microstrip* son antenas resonantes (como las antenas dipolo de media on-

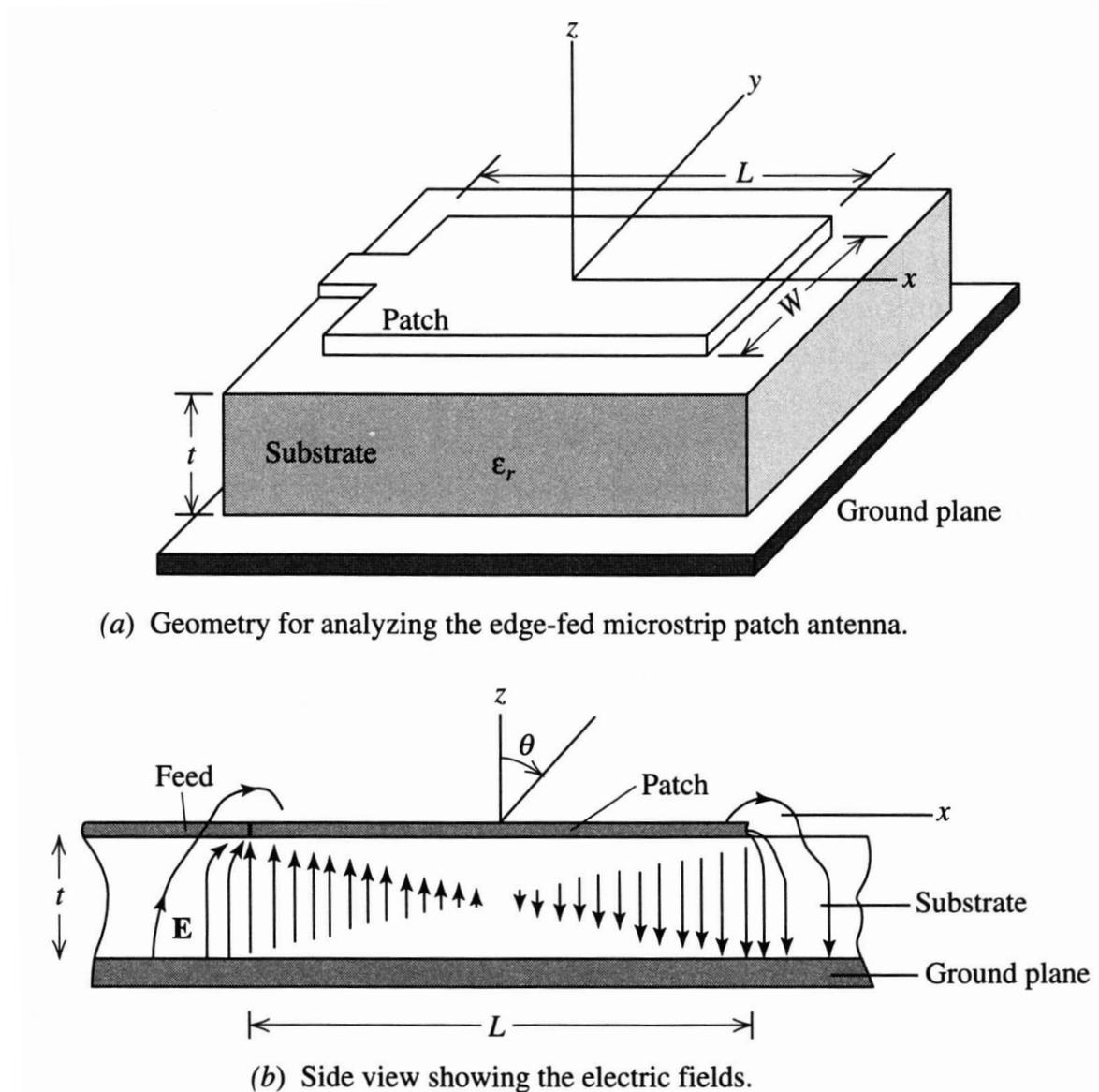


Figura 5.43: (a) Antena *microstrip* alimentada por línea *microstrip*. (b) Distribución del campo eléctrico bajo una línea *microstrip*.

da), y se diseñan de manera que sus dimensiones sean del orden de media longitud de onda (concretamente, para la antena *microstrip* rectangular de la Fig. (5.43)(a), se suele

tomar $L \approx 0,5\lambda_0/\sqrt{\varepsilon_r}$). Este hecho hace que las antenas *microstrip* se utilicen preferentemente a frecuencias de microondas entre 1 GHz y 100 GHz ya que a frecuencias más bajas, las antenas resultantes son excesivamente grandes. La constante dieléctrica ε_r de los sustratos utilizados en la práctica varía entre 1 y 10, si bien el sustrato preferido es el teflón reforzado con fibra de vidrio, que tiene una constante dieléctrica comprendida entre 2 y 3. Las antenas *microstrip* como la de la Fig. (5.43)(a) emiten radiación hacia la región de aire situada por encima del parche metálico (región $z > 0$), tienen un diagrama de radiación poco direccional y la dirección de máxima emisión de radiación es la dirección perpendicular al parche metálico (la dirección del eje z en la Fig. (5.43)(a)). Junto a las antenas *microstrip* de geometría rectangular (como la de la Fig. (5.43)(a)), son también muy populares las antenas *microstrip* de geometrías circular, anular y elíptica. En la práctica no se utilizan mucho antenas de geometrías más complicadas porque dan lugar a niveles más altos de polarización cruzada.

El uso de las antenas *microstrip* se ha extendido mucho en los últimos 30 años. Esto es debido a que estas antenas poseen muchas características atractivas. Concretamente, tienen un bajo perfil y son poco voluminosas, pesan poco, son adaptables a todo tipo de superficies (planas, cilíndricas o esféricas), son fáciles de fabricar (mediante la tecnología de fabricación de circuitos impresos) y se pueden integrar con dispositivos de estado sólido. Esto ha hecho que las antenas *microstrip* se utilicen tanto en aplicaciones militares -formando parte de aeronaves, misiles y cohetes-, como en aplicaciones civiles comerciales -en teléfonos móviles, receptores GPS, sistemas de teledetección y aplicadores de calor en tratamientos de hipertermia-. Las principales desventajas de las antenas *microstrip* son su poca capacidad para manejar niveles altos de potencia, su poca pureza de polarización (los niveles de polarización cruzada emitidos son elevados), su tendencia a excitar ondas de superficie en el sustrato con la consiguiente disminución de la eficiencia de radiación, y por encima de todo, su pequeño ancho de banda para la impedancia. Por ejemplo, una antena *microstrip* rectangular como la que se muestra en la Fig. (5.43)(a) tiene típicamente un ancho de banda comprendido entre el 2% y el 5%. Se ha comprobado que el ancho de banda de las antenas *microstrip* aumenta conforme disminuye la constante dieléctrica del sustrato y conforme aumenta el espesor del sustrato. La relación entre el ancho de banda y la constante dieléctrica justifica que se usen en su fabricación sustratos de baja constante dieléctrica como el teflón reforzado con fibra de vidrio. Uno de los mecanismos que permite aumentar el ancho de banda es el aumento del espesor del sustrato. Desgraciadamente, este aumento del espesor del sustrato lleva aparejado un aumento de la excitación de ondas de superficie en el sustrato, y este fenómeno tiene un efecto nocivo en las propiedades de radiación de las antenas. Por un lado, las ondas de superficie que se propagan por el sustrato capturan parte de la potencia disponible en los terminales de entrada de las antenas *microstrip* y reducen su eficiencia de radiación. Por otro lado, las ondas de superficie se propagan por el sustrato y terminan difractándose en los bordes del mismo, interfiriendo esa difracción con el diagrama de radiación de las antenas y produciendo una degradación del mismo y de sus características de polarización. Por tanto, dado que la excitación de ondas de superficie es un efecto secundario que debe ser minimizado en el diseño de las antenas

microstrip, no es recomendable aumentar el ancho de banda de este tipo de antenas mediante un aumento del espesor del sustrato. Se han propuesto varios mecanismos alternativos para aumentar el ancho de banda de las antenas *microstrip*, tales como apilar varios parches metálicos o introducir ranuras en los parches (en ambos casos, lo que se persigue es que las antenas tengan dos resonancias muy próximas para aumentar el intervalo de frecuencias en el que la ROET tiene valores bajos). No obstante, en el primer caso aumenta el perfil de las antenas, y en el segundo caso, aumentan los niveles de polarización cruzada radiados.

En las Figs. (5.44)(a) a (5.44)(g) se muestran varios métodos de alimentación de antenas *microstrip* mediante sonda coaxial y mediante sonda *microstrip*. Los métodos de alimentación mostrados en las Figs. (5.44)(a) a (5.44)(c) proporcionan una alimentación inductiva mediante contacto directo al parche. Son los más sencillos pero dan lugar a anchos de banda estrechos -hay que trabajar con sustratos de espesor pequeño para no aumentar mucho la autoinducción de las sondas de alimentación- y a altos niveles de polarización cruzada -lo cual es debido a las asimetrías introducidas en las corrientes de las antenas por parte del mecanismo de alimentación-. Los métodos mostrados en las Figs. (5.44)(d) a (5.44)(f) persiguen una alimentación capacitiva mediante el hueco (*gap* en inglés) existente entre las líneas de alimentación y las antenas. Estos esquemas de alimentación permiten conseguir un ancho de banda mayor que el se consigue con alimentación inductiva ya que la capacidad del hueco cancela la autoinducción de las sondas de alimentación, y esto permite trabajar con sustratos de mayor espesor. Aún así, los niveles de polarización cruzada que se obtienen siguen siendo altos. Finalmente, el método de alimentación mediante ranura de la Fig. (5.44)(g) es el que probablemente presenta más ventajas. En primer lugar, permite separar el sustrato de las antenas *microstrip* del sustrato de las líneas *microstrip* de alimentación, lo cual es una ventaja ya que mientras que las antenas requieren sustratos de baja constante dieléctrica y espesor moderado (para aumentar el ancho de banda, y en general, para favorecer la radiación), las líneas de alimentación requieren sustratos de alta constante dieléctrica y pequeño espesor para que los campos queden bien confinados bajo las metalizaciones y no se vea favorecida la radiación. En segundo lugar, una vez fijadas las características de los sustratos de las antenas y líneas de alimentación, el método permite disponer de dos grados de libertad geométricos independientes-la longitud de las líneas *microstrip* de alimentación y la longitud de las ranuras- para ajustar por separado la resistencia de entrada y la reactancia de entrada de las antenas (véanse las ecuaciones (5.61) y (5.62)), y así favorecer su adaptación. En tercer lugar, como el método de alimentación propuesto es simétrico, no degrada la pureza de la polarización emitida por las antenas. Por último, hay que añadir que los anchos de banda conseguidos con el método de alimentación de la Fig. (5.44)(g) son inferiores a los conseguidos con los métodos de las Figs. (5.44)(d) a (5.44)(f) pero superiores a los conseguidos con los métodos de las Figs. (5.44)(a) a (5.44)(c), con lo cual, el método de alimentación de la Fig. (5.44)(g) es el que probablemente permite obtener un mejor compromiso entre las propiedades de radiación y las propiedades de circuito de las antenas *microstrip* alimentadas.

Los métodos de alimentación mostrados en la Fig. (5.44) hacen uso de una única

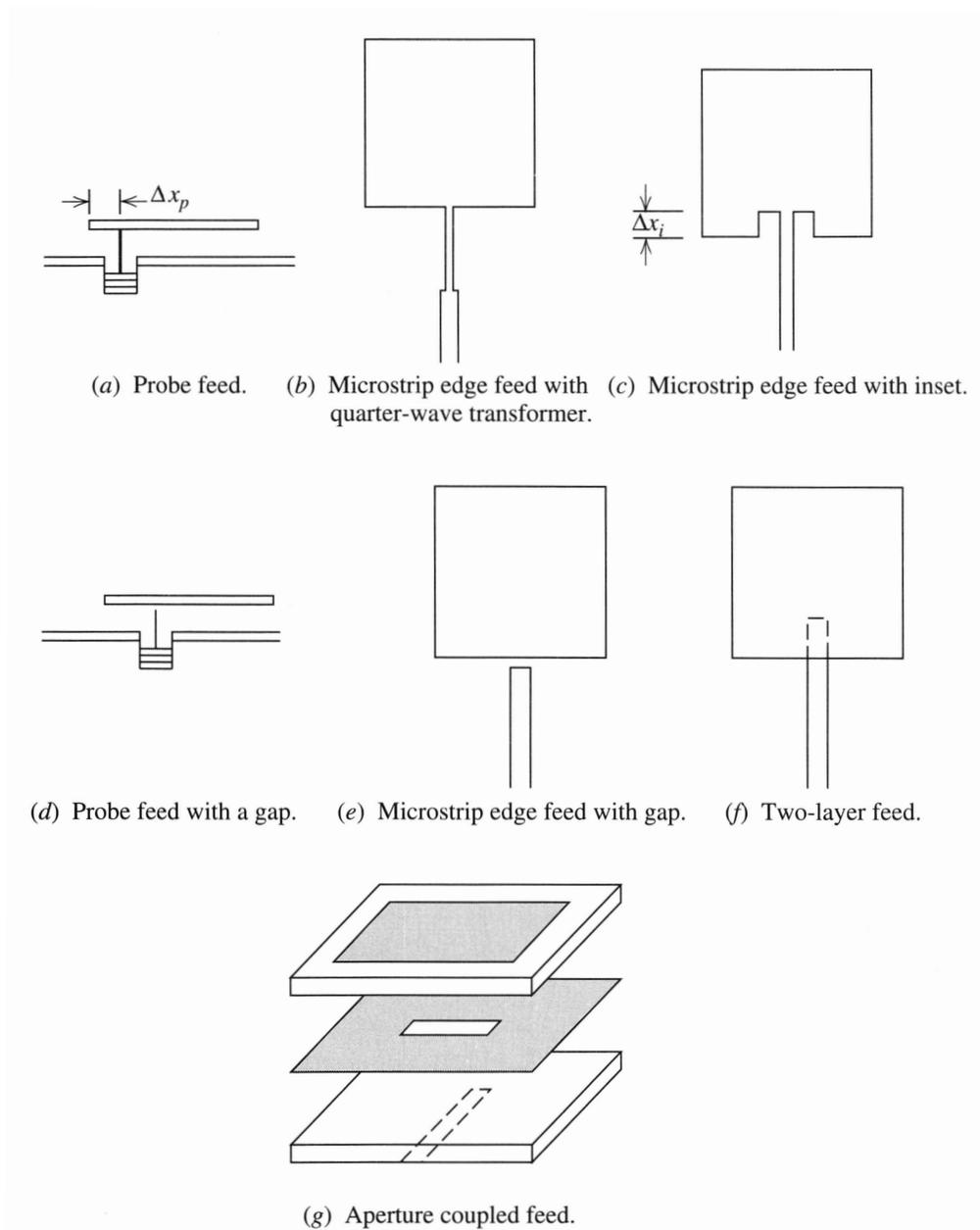


Figura 5.44: Métodos de alimentación de antenas *microstrip*.

sonda para alimentar antenas *microstrip* rectangulares que radian ondas polarizadas linealmente. Partiendo de pequeñas perturbaciones de la geometría cuadrada o circular, es posible diseñar antenas *microstrip* que radian ondas polarizadas circularmente cuando son alimentadas con una única sonda, tal y como ocurre con las antenas de la Fig. (5.44). El problema que tienen estas antenas polarizadas circularmente es que su ancho de banda para la polarización circular (intervalo de frecuencias en que la razón axial es menor o igual que 3 dB) es muy pequeño (usualmente inferior al 0,5 %).

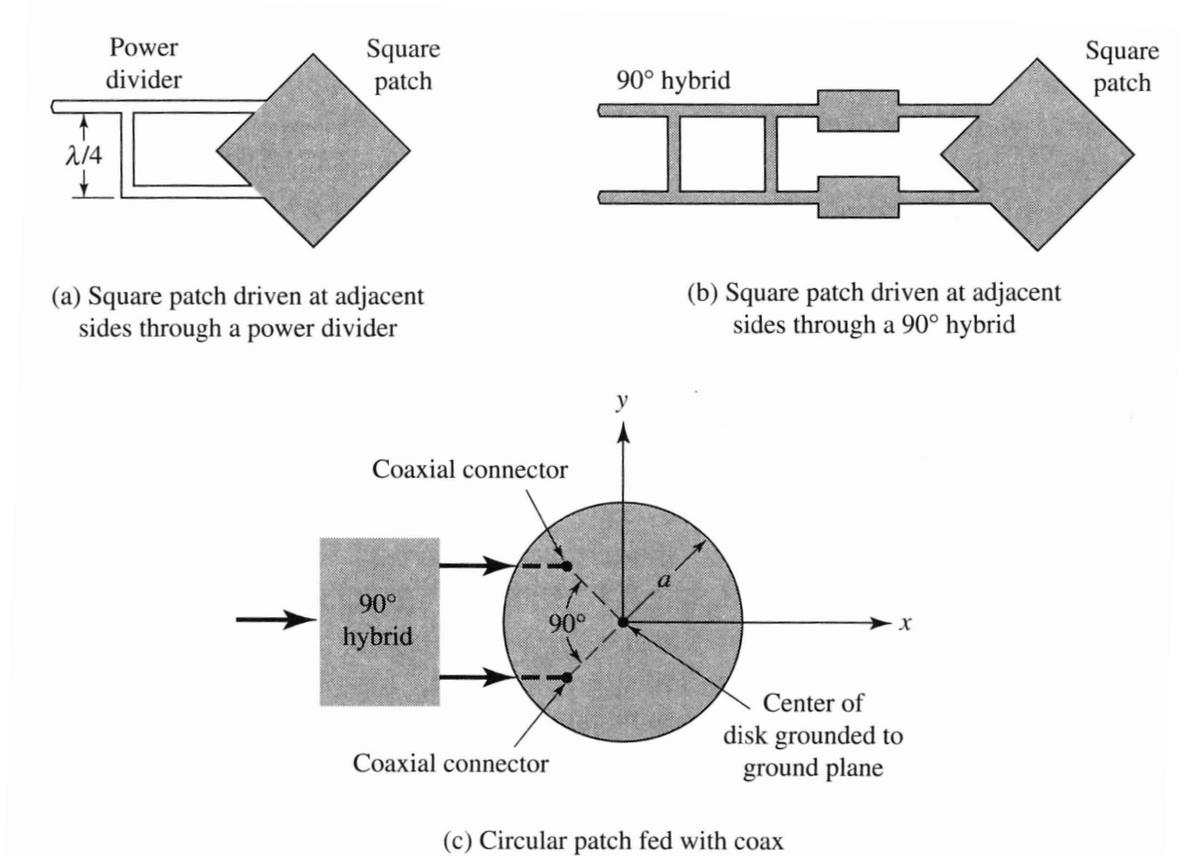


Figura 5.45: Configuraciones de antenas *microstrip* cuadradas y circulares para polarización circular.

Para disponer de antenas *microstrip* polarizadas circularmente con un ancho de banda razonable para la polarización circular, es necesario alimentar estas antenas con dos sondas de alimentación, tal y como muestran las Figs. (5.45)(a) a (5.45)(c). En estas figuras se muestran parches cuadrados o circulares en los que se excitan dos modos resonantes ortogonales mediante dos sondas de alimentación que transportan señales de la misma amplitud en cuadratura de fase. Por un lado, la excitación de los modos resonantes ortogonales requiere que el ángulo formado por las líneas que unen los dos puntos de alimentación con el centro de los parches sea un ángulo de 90° (véanse las Figs. (5.45)(a) a (5.45)(c)). Por otro lado, para que las señales de alimentación tengan la misma amplitud y estén en cuadratura de fase, es preciso que provengan de un divisor de potencia seguido en una de sus ramas por un desfasador (línea de transmisión $\lambda/4$) como se muestra en la Fig. (5.45)(a), o que provengan de un híbrido de 90° (acoplador *branch line*) como se muestra en las Figs. (5.45)(b) y (5.45)(c).

Las agrupaciones de antenas *microstrip* como la mostrada en la Fig. (5.46) ofrecen la ventaja de que las redes de alimentación y las antenas se pueden imprimir en

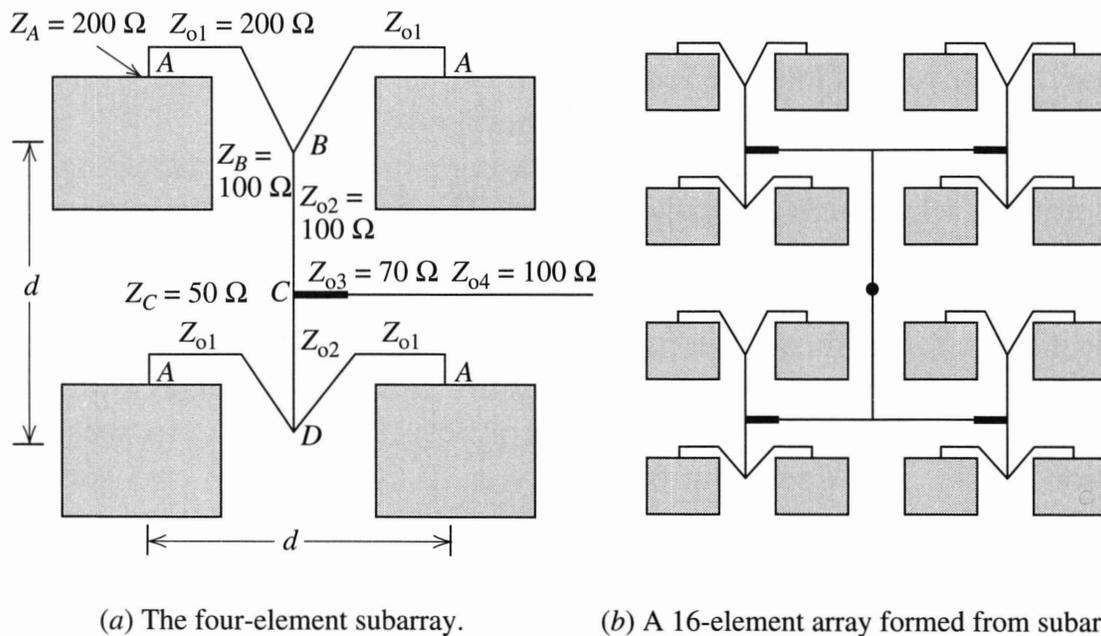


Figura 5.46: Agrupación de antenas *microstrip* con una red de alimentación que produce excitaciones de igual amplitud e igual fase en los elementos de la agrupación.

una misma cara del sustrato mediante técnicas de fabricación de circuitos impresos. El principal problema que tienen agrupaciones como las de la Fig. (5.46) es que, debido a la radiación emitida por la red de alimentación, los diagramas de radiación emitidos por las agrupaciones tienen niveles relativamente altos de lóbulos secundarios (el NLS está típicamente entre -25 dB y -15 dB) y de polarización cruzada. Para conseguir niveles más bajos de lóbulos secundarios y de polarización cruzada, sería preciso que las antenas de la agrupación fueran alimentadas mediante ranuras, tal y como se muestra en la Fig. (5.44)(g). En ese caso, las antenas de la agrupación se fabricarían en un sustrato y las líneas de alimentación en otro sustrato distinto, estando separados los dos sustratos por un plano de masa. Esto permitiría que la posible radiación emitida por la red de alimentación de la agrupación no interfiriera con el diagrama de radiación generado por las antenas.

Aunque las antenas *microstrip* y sus agrupaciones se pueden analizar aproximadamente utilizando modelos (tales como el modelo de línea de transmisión o el modelo de cavidad), estos modelos están limitados a geometrías sencillas y son poco precisos en determinadas circunstancias (por ejemplo, cuando los sustratos son moderadamente gruesos). Para analizar antenas *microstrip* de geometría arbitraria con garantías, es preciso recurrir a métodos numéricos de análisis electromagnético tales como el método de los momentos (*method of moments* MOM en inglés), el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (*finite-difference time-domain* FDTD en inglés) y el método de los elementos finitos (*finite element method* FEM en inglés). Estos

métodos llevan a cabo una resolución numérica de las ecuaciones de Maxwell sujetas a las condiciones de contorno apropiadas, y son matemáticamente complejos y difíciles de programar. Afortunadamente, existen herramientas de CAD comerciales que han implementado estos métodos. Entre las más adecuadas para el análisis de antenas *microstrip* hay que mencionar en primer lugar a *Ansoft Designer* y a *Zeland IE3D* (estas dos herramientas están basadas en la resolución de ecuaciones integrales de potenciales mixtos mediante el método de los momentos), y en segundo lugar, a *HFSS* (basada en el método de los elementos finitos) y a *CST* (basada en el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo).

5.9. Medida de antenas

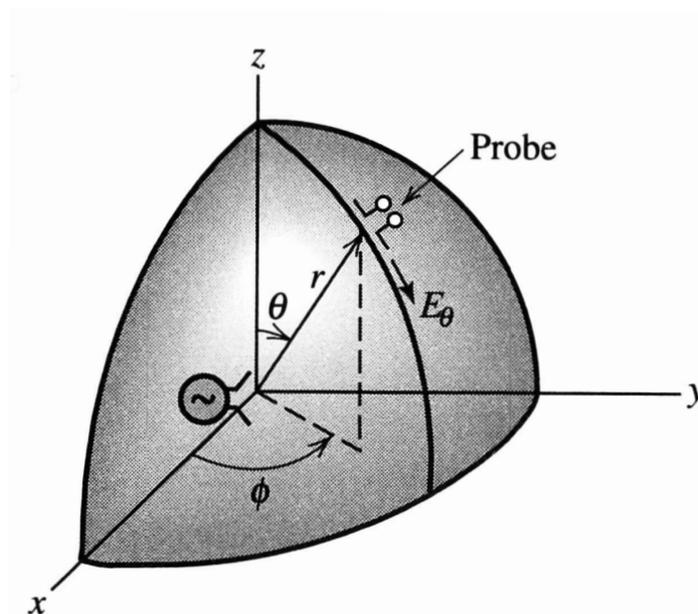


Figura 5.47: Sistema de medida conceptual en el que se mueve un dipolo receptor sobre la superficie de una esfera situada en la región de campo lejano de la antena que se desea medir.

De acuerdo con lo que hemos visto en las secciones 5.2 y 5.3, para medir las propiedades de radiación de una antena -cuya dimensión máxima vale D - en la región de campo lejano, habría que medir el campo eléctrico radiado por la antena sobre la superficie de una esfera de radio $r > 2D^2/\lambda_0$ (estando la esfera centrada en la antena) en función de las coordenadas esféricas angulares θ y ϕ (el campo magnético no es preciso medirlo ya que se obtiene trivialmente a partir del campo eléctrico en la región de campo lejano haciendo uso de las ecuaciones (5.4) y (5.13)). La Fig. (5.47) muestra una manera de llevar a cabo esta medida. Se elige un dipolo corto en circuito abierto como antena receptora, se sitúa el dipolo corto sobre la la superficie de

la esfera citada y se mide la tensión en circuito abierto en los terminales del dipolo. Si el dipolo está orientado en un punto de la esfera a lo largo del vector $\hat{\theta}$, la tensión medida será proporcional a la componente E_θ del campo eléctrico en ese punto (caso mostrado en la Fig. (5.47)), y si el dipolo está orientado a lo largo del vector $\hat{\phi}$, la tensión medida será proporcional a la componente E_ϕ . El problema que tiene este sistema de medida es que es poco útil. En la práctica, a la hora de medir una antena real, se suele utilizar una antena polarizada linealmente de propiedades conocidas como antena emisora -a la que se suele llamar antena fuente-, y se suele situar la **antena bajo prueba** ABP (*antenna under test* AUT en inglés) como antena receptora (véase la Fig. (5.48)). El que la ABP actúe en recepción no es un problema ya que, de acuerdo con las ecuaciones (5.54) y (5.57), el diagrama de una antena en recepción coincide con el diagrama de la antena en emisión, y eso significa que el diagrama de radiación de una antena se puede medir tanto en emisión como en recepción. Además, en vez de mover la antena fuente, lo que se suele hacer es rotar la ABP alrededor de dos ejes de rotación ortogonales que pasan por su centro de fase (centro de las superficies esféricas de fase constante emitidas por la antena en la región de campo lejano), tal y como muestra la Fig. (5.48). El giro alrededor de un eje equivale a la variación de la coordenada esférica θ que aparece en la Fig. (5.47) (ángulo de elevación), y el giro

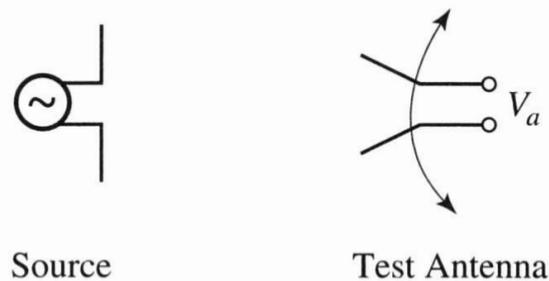


Figura 5.48: Sistema de medida real en el que la antena que se desea medir es la antena receptora, que gira alrededor de dos ejes ortogonales. La tensión medida en los terminales de salida nos da el diagrama de radiación de la antena cuando ésta rota alrededor de los ejes citados.

alrededor del eje ortogonal equivale a la variación de la coordenada esférica ϕ (ángulo azimutal). Para obtener las dos componentes del campo eléctrico de la ABP, primero se mide la ABP con la antena fuente polarizada verticalmente, y a continuación, se repiten las medidas con la antena fuente polarizada horizontalmente (para lo cual habrá que girar previamente la antena fuente un ángulo de 90°). Si bien una representación completa de las propiedades de radiación de una antena obligaría a medir las dos componentes del campo eléctrico para todos los posibles valores de θ y ϕ , en la mayoría de las aplicaciones basta con medir las componentes copolar y contrapolar del campo eléctrico en los planos principales E y H (véase la Fig. (5.12)). Cuando la ABP se utiliza como antena receptora, las ecuaciones (5.54) y (5.57) son estrictamente

válidas si sobre la ABP incide una onda plana en la cual el campo eléctrico está uniformemente distribuido en módulo y fase en un plano perpendicular a la dirección de incidencia. Dado que en la práctica la ABP recibe el campo eléctrico emitido por otra antena situada en su región de campo lejano, el campo eléctrico que le llega a la ABP es el de una onda esférica y ese campo no está uniformemente distribuido en un plano perpendicular a la dirección de incidencia (de hecho, puede haber variaciones en la fase de hasta $22,5^\circ$ con respecto a la fase de una onda plana). Esta falta de uniformidad en la iluminación de la ABP introduce errores en la medida. Estos errores serán tanto más pequeños cuanto más se parezca la onda que ilumina la antena a una onda plana (en principio, cuanto más lejos esté la ABP de la antena fuente, más uniforme será la iluminación de la ABP, pero la separación entre las dos antenas no puede aumentar indefinidamente).

5.9.1. Sistemas de medida de diagramas de radiación

Las instalaciones utilizadas para medir las propiedades de radiación de las antenas se conocen en inglés como *antenna ranges*. Dado que *antenna ranges* se traduce al castellano como “campos de antenas”, y que los “campos de antenas” se pueden confundir con los “campos electromagnéticos radiados por una antena”, nosotros llamaremos “sistemas de medidas de antenas” a las instalaciones utilizadas para la medida de las antenas. Existen sistemas de medida de antenas construidos a la intemperie y sistemas de medida construidos dentro de edificios. Mientras que los sistemas a la intemperie tienen la desventaja de no estar protegidos frente a condiciones meteorológicas adversas, los sistemas situados dentro de los edificios están limitados por restricciones de espacio (téngase en cuenta que si la máxima dimensión de la antena que se desea medir D es muy grande, las medidas en campo lejano no son viables dentro de un edificio).

Los sistemas de medidas de antenas pueden clasificarse en **sistemas de medida en reflexión** y **sistemas de medida en espacio libre**. Los sistemas de medida en reflexión son sistemas de medida a la intemperie. Tal y como muestra la Fig. (5.49), en estos sistemas la antena fuente y la ABP se sitúan sobre dos torres de manera que la antena fuente esté en la región de campo lejano de la ABP (esto es, se debe cumplir que $R_D > 2D^2/\lambda_0$, siendo D la máxima dimensión de la ABP). La antena fuente y la ABP se sitúan de manera que los rayos que llegan a la ABP directamente desde la antena fuente interfieren constructivamente con los rayos que llegan a la ABP desde la antena fuente después de reflejarse en el suelo. Esa interferencia constructiva produce un patrón de iluminación muy uniforme en la región de la ABP, región a la que se conoce como “zona tranquila”. Este sistema de medida es muy adecuado para medir antenas grandes poco directivas.

Los sistemas de medida en espacio libre están diseñados de manera que a la ABP le lleguen preferentemente los rayos directos procedentes de la antena fuente, y se reduzcan al mínimo los rayos que llegan a la ABP procedentes de reflexiones en los objetos situados en las proximidades de la antena fuente y la ABP. Dentro de los sistemas de medida en espacio libre, hay que distinguir entre los sistemas de medida a

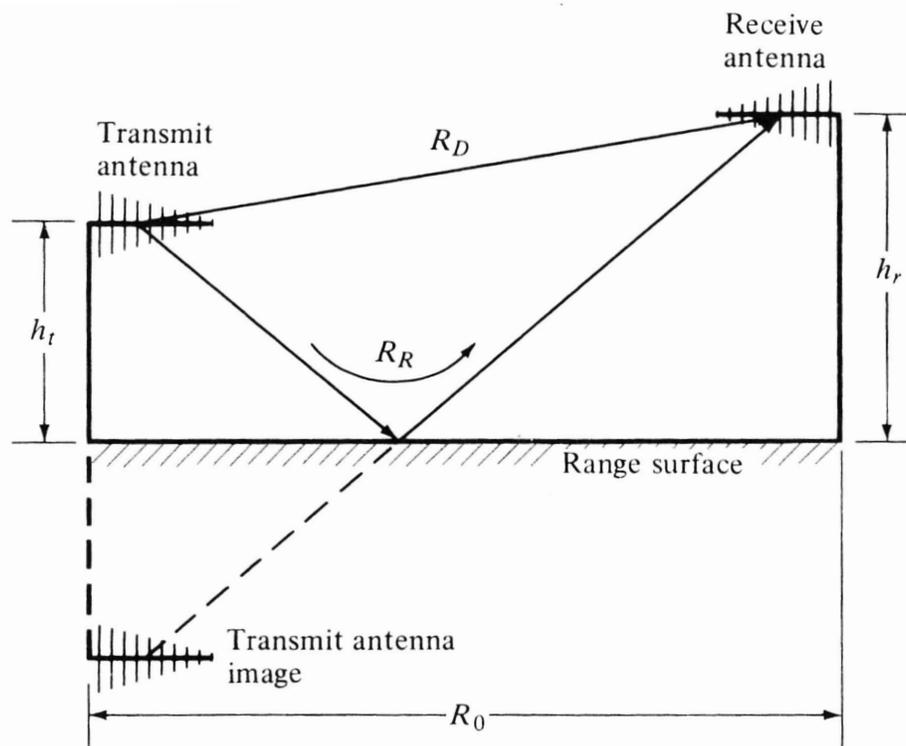
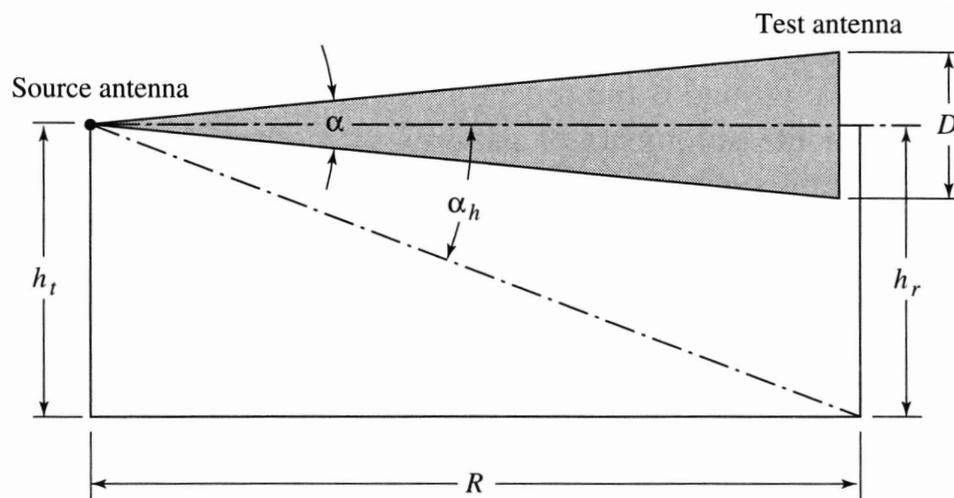


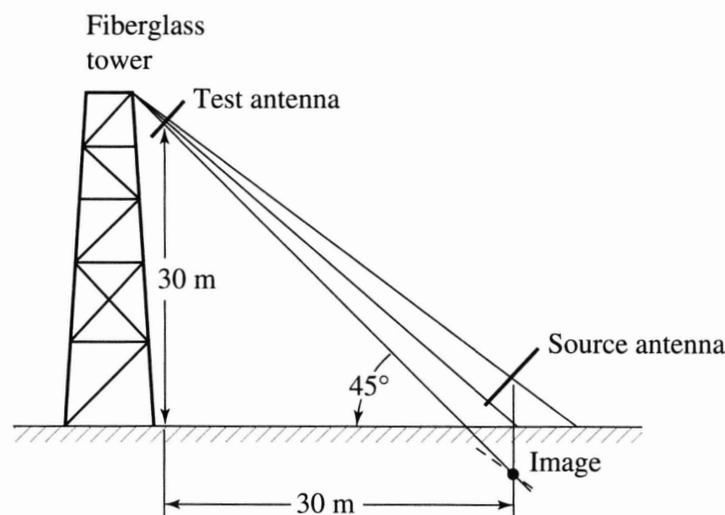
Figura 5.49: Sistema de medida en reflexión.

la intemperie y los sistemas de medida dentro de edificios. Y dentro de los sistemas de medida en espacio libre a la intemperie, hay que distinguir entre los **sistemas elevados** y los **sistemas inclinados**, tal y como muestran las Figs. (5.50)(a) y (5.50)(b). Tanto en los sistemas elevados como en los sistemas inclinados, la antena fuente se sitúa en la región de campo lejano de la ABP (esto es, $R > 2D^2/\lambda_0$ en la Fig. (5.50)(a)). En los sistemas elevados las dos antenas se sitúan sobre torres muy altas (de mayor altura que las que se utilizan en los sistemas en reflexión) o sobre tejados de edificios, y se minimizan las reflexiones en el suelo (por ejemplo, colocando sobre aquél vallas de difracción que dispersan los campos radiados hacia el suelo por la antena fuente). En los sistemas inclinados la antena fuente se coloca sobre el suelo y la ABP se coloca en lo alto de una torre. El lóbulo principal del diagrama de radiación de la antena fuente apunta hacia el centro de la ABP, y el primer nulo de dicho diagrama de radiación apunta hacia la base de la torre que sostiene la ABP. Asimismo, la citada torre se construye con materiales no conductores para reducir las reflexiones. Los sistemas inclinados requieren, en general, menos espacio que los sistemas elevados.

En la Fig. (5.51) se muestran dos de los sistemas de medidas en espacio libre dentro de edificios, que son las **cámaras anecoicas para medidas en campo lejano** y los **sistemas compactos**. Cuando se utilizan para medidas en campo lejano (manteniendo la antena fuente en la región de campo lejano de la ABP), las cámaras anecoicas tienen



(a) Elevated



(b) Slant

Figura 5.50: Sistemas de medida en espacio libre a la intemperie. (a) Sistema elevado. (b) sistema inclinado.

un funcionamiento muy similar al de los sistemas elevados e inclinados mostrados en la Fig. (5.50) con la ventaja de que no se ven afectadas por las inclemencias meteorológicas. Las cámaras anecoicas se construyen en una habitación de un edificio, y las paredes de esa habitación se cubren con absorbentes de RF para evitar que lleguen a la ABP las reflexiones en dichas paredes de las ondas procedentes de la antena fuente. Usualmente, los absorbentes de RF tienen forma piramidal con el vértice dirigido hacia el interior de la cámara para evitar que las ondas se reflejen en superficies planas

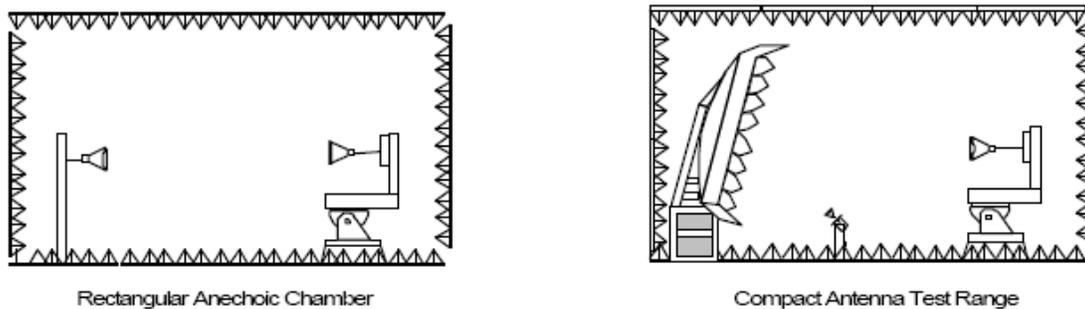


Figura 5.51: Cámara anecoica para medidas en campo lejano (izquierda) y sistema de medida compacto (derecha).

paralelas a las paredes. El problema que tienen las cámaras anecoicas para medidas de campo lejano es que sólo permiten medir antenas eléctricamente pequeñas ya que la separación entre la antena fuente y la ABP debe ser mayor que $2D^2/\lambda_0$, y esa distancia puede ser mucho mayor que las dimensiones de cualquier habitación si la ABP es una antena eléctricamente grande. Este problema se puede resolver en parte si se utiliza un sistema compacto como el mostrado en la Fig. (5.51). En los sistemas compactos la ABP es iluminada por las ondas casi planas emitidas por un reflector descentrado (que puede ser simple o doble). Dado que por definición las antenas reflectoras emiten un haz de rayos muy colimado en la región de campo próximo, los sistemas compactos tienen la ventaja de que no tienen que cumplir los requisitos de separación entre la antena fuente y la ABP que aparecen en los sistemas de medida en campo lejano, y por tanto, permiten medir antenas eléctricamente grandes dentro de un edificio (la única restricción es que el tamaño de la ABP no debe superar la tercera parte del tamaño del reflector). Los sistemas compactos tienen problemas de interferencias por reflexiones en las paredes, pero esos problemas desaparecen si dichos sistemas se introducen en cámaras anecoicas, tal y como muestra la Fig. (5.51). Por otro lado, es sabido que la difracción en los bordes del reflector perjudica a los sistemas compactos ya que degrada la uniformidad de la iluminación en la región de la ABP. Se ha comprobado que este problema se reduce considerablemente si los bordes del reflector se cortan en forma de dientes de sierra (véase la Fig. (5.51)) o se curvan hacia la parte posterior del reflector.

Existe un último tipo de sistemas de medida en espacio libre que permite medir antenas eléctricamente grandes en espacios pequeños dentro de un edificio. Nos estamos refiriendo a los **sistemas de medida en campo próximo**. En estos sistemas de medida la ABP actúa como antena emisora y una antena receptora toma medidas del campo próximo creado por la ABP en una superficie que puede ser plana, cilíndrica o esférica (véase la Fig. (5.52)). El campo lejano de la ABP se obtiene a partir de las medidas realizadas en campo próximo mediante transformadas de Fourier (que salvo en el caso del sistema esférico, se pueden llevar a cabo mediante el algoritmo de

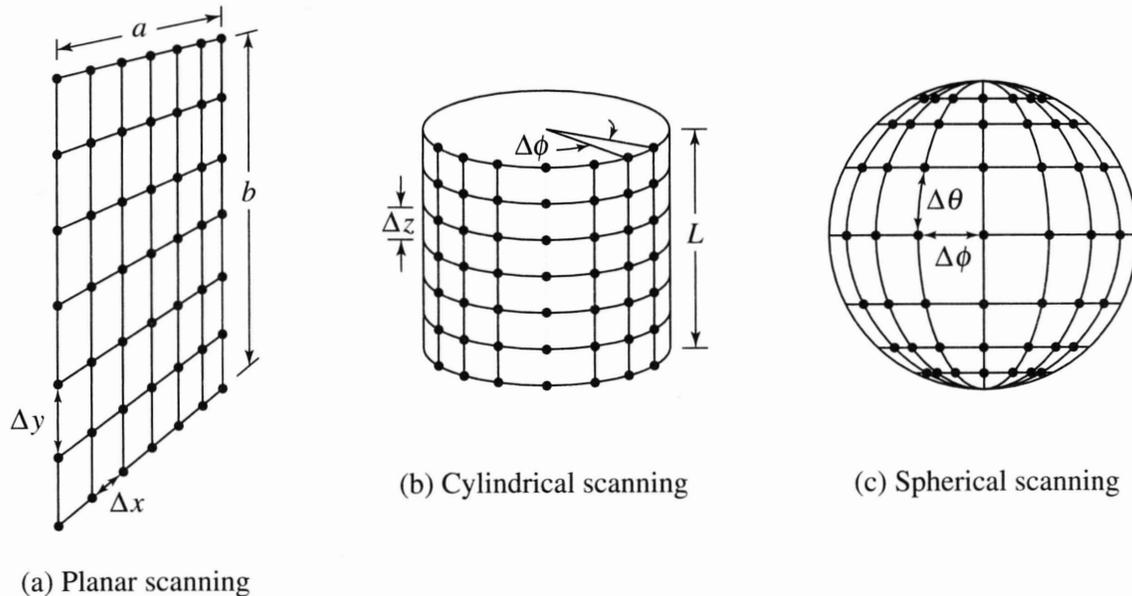


Figura 5.52: Superficies utilizadas para la adquisición de datos en los sistemas de medida en campo próximo. (a) Campo próximo plano. (b) Campo próximo cilíndrico. (c) Campo próximo esférico.

FFT). El fundamento de los sistemas de medida en campo próximo se encuentra en las ecuaciones (5.10) a (5.19), según las cuales se puede obtener el campo creado por una antena en la región de campo lejano si se conoce el valor de los campos en una superficie que rodea a la antena y está situada en la región de campo próximo. La separación entre la ABP y la sonda receptora en un sistema de medida en campo próximo suele estar entre $4\lambda_0$ y $10\lambda_0$, que normalmente es una distancia mucho menor que la que se exige en los sistemas compactos y en los sistemas de medida en campo lejano. La Fig. (5.53) muestra los movimientos que ejecutan la ABP y la sonda receptora en los distintos sistemas de medida en campo próximo. En el sistema plano, la sonda receptora se mueve en los puntos de un plano mientras la ABP se mantiene fija. En el sistema cilíndrico, la sonda receptora se mueve en dirección vertical y la ABP rota variando el ángulo azimutal. En el sistema esférico, la sonda receptora está fija y la ABP rota en torno a dos ejes ortogonales variando el ángulo de elevación y el ángulo azimutal. De los tres sistemas de medida en campo próximo, el más preciso es el esférico ya que es el único que permite medidas en una superficie cerrada que rodea completamente a la antena. Los otros dos sistemas de medida están sometidos a errores de truncación, y sólo proporcionan resultados precisos si el campo próximo tiene valores despreciables en las porciones de la superficie que rodea a la antena donde no se toman muestras (por ejemplo, en aquellos puntos del plano infinito que contiene a las muestras de la Fig. (5.52) y donde no se han tomado muestras, o en aquellos puntos del cilindro infinito que contiene a las muestras de la Fig. (5.52) y donde no se han tomado muestras). El

principal problema que tiene el sistema esférico frente a los sistemas plano y cilíndrico es que requiere unos cálculos matemáticos mucho más complejos. Una ventaja adicional de los sistemas de medida en campo próximo es que permiten realizar diagnósticos a partir de los datos de campo próximo, tales como detectar un elemento que no funciona correctamente en una agrupación de antenas.

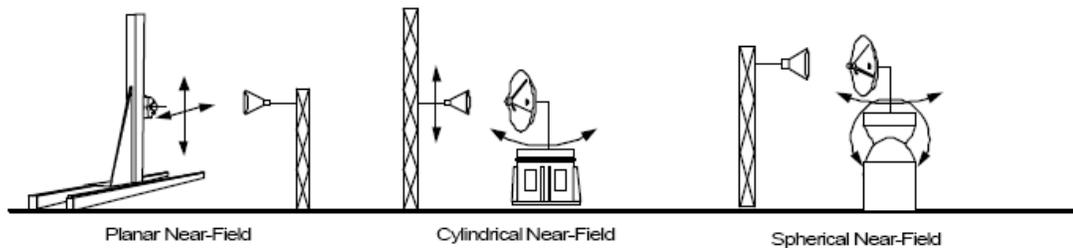


Figura 5.53: Desplazamiento de las antenas utilizadas en los sistemas de medida en campo próximo plano (izquierda), cilíndrico (centro) y esférico (derecha).

5.9.2. Medida de ganancia

La medida del diagrama de radiación de una antena bajo prueba (ABP) es una medida relativa que nos da idea de como se distribuye angularmente la potencia radiada por la antena. Aparte del diagrama de radiación, también es muy importante medir la ganancia para conocer la eficiencia y la direccionalidad de la radiación emitida por la antena (cuando hablamos de medir la ganancia, nos referimos a medir la ganancia máxima definida en la ecuación (5.44)). Existen técnicas basadas en la ecuación de transmisión de Friis que permiten medir la ganancia absoluta de una antena. No obstante, la mayoría de las veces lo que se mide es la ganancia de una ABP relativa

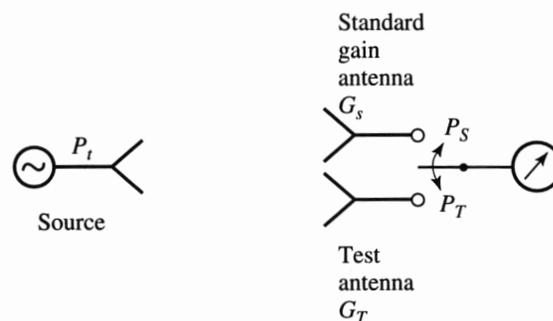


Figura 5.54: Medida de la ganancia de una antena bajo prueba G_T a partir de la ganancia G_S de una antena de ganancia patrón mediante el método de comparación de ganancias.

a la ganancia de otra antena patrón de ganancia conocida (*standard gain antenna* en inglés). Esta técnica de medida se conoce como **método de comparación de ganancia** o **método de transferencia de ganancia** (*gain comparison method* o *gain transfer method* en inglés). La Fig. (5.54) muestra el esquema de la técnica para una ABP y una antena patrón que tienen exactamente la misma polarización. Un transmisor de potencia de entrada fija P_t se conecta a una antena fuente que actúa como antena emisora. A continuación, la dirección de máxima emisión de radiación de la antena fuente se alinea con la de la antena de ganancia patrón, y se mide la potencia recibida por dicha antena P_S . Con posterioridad, se retira la antena de ganancia patrón, se coloca exactamente en el mismo lugar la ABP, y se mide la potencia recibida por la ABP P_T . En caso de que todas las antenas estén adaptadas a las impedancias de entrada y salida, y en caso de que la antena de ganancia patrón y la ABP estén adaptadas a la polarización de la onda emitida por la antena fuente, si G_S es la ganancia de la antena patrón y G_T es la ganancia de la ABP, de acuerdo con la ecuación (5.73), se va a cumplir que:

$$G_T = \frac{P_T}{P_S} G_S \quad (5.91)$$

donde se ha tenido en cuenta que G_t , λ_0 , P_t y R son las mismas para la ABP y para la antena patrón en (5.73) (G_t es la ganancia de la antena fuente y P_t es la potencia entregada a dicha antena). La ecuación (5.91) se puede reescribir en decibelios como:

$$G_T(\text{dB}) = P_T(\text{dBm}) - P_S(\text{dBm}) + G_S(\text{dB}) \quad (5.92)$$

Este último resultado es intuitivo y simplemente establece que la ganancia en dB de la ABP difiere de la ganancia en dB de la antena patrón en la diferencia entre las potencias recibidas por la ABP y la antena patrón en dBm.

De acuerdo con (5.91) y (5.92), para medir G_T con precisión, es preciso medir con precisión P_T y P_S . Esto es a menudo posible con los receptores modernos. Una estrategia que permite medir P_T y P_S sin tener que preocuparse por la falta de linealidad del receptor es hacer uso del método de sustitución de RF. En este método se coloca un atenuador entre la antena y el receptor, y se ajusta el atenuador de modo que la lectura en el receptor sea la misma con la ABP y con la antena patrón. En ese caso, la diferencia $P_T(\text{dBm}) - P_S(\text{dBm})$ viene dada exclusivamente por la diferencia entre las posiciones del atenuador con la antena patrón y con la ABP.

La precisión en la medida de G_T también depende de la precisión con la que se conozca G_S . A la hora de medir ABP polarizadas linealmente, lo habitual es utilizar dipolos de media onda como antenas de ganancia patrón por debajo de 1 GHz, y antenas de bocina como antenas patrón por encima de 1 GHz. De acuerdo con la ecuación (5.44) y con los ejemplos 5.5 y 5.7, la ganancia de un dipolo de media onda es de aproximadamente 2,15 dB. Por otro lado, los fabricantes de bocinas patrón suelen dar fórmulas polinómicas que permiten calcular las ganancias de estas bocinas en sus rangos de frecuencias de operación.

Para poder medir la ganancia de ABP polarizadas circular y elípticamente mediante las ecuaciones (5.91) y (5.92), se necesitarían antenas de ganancia patrón que

tuvieran exactamente la misma polarización circular o elíptica que la ABP. En la práctica, lo que se suele hacer es trabajar con una antena de ganancia patrón polarizada linealmente. En ese caso, se calculan las ganancias G_{Tv} y G_{Th} que se obtienen para la ABP mediante (5.91) y (5.92) cuando la antena patrón está polarizada, primero verticalmente, y después horizontalmente. De acuerdo con las ecuaciones (5.43) y (5.25), la ganancia total G_T de la ABP polarizada circular o elípticamente se puede obtener en términos de las ganancias parciales G_{Tv} y G_{Th} mediante la ecuación:

$$G_T(\text{dB}) = 10 \log(G_{Tv} + G_{Th}) \quad (5.93)$$

La precisión del método de medida de la ganancia a partir de las ganancias parciales (ecuación (5.93)) depende de la pureza de la polarización lineal de la antena fuente. Afortunadamente, las antenas de ganancia patrón polarizadas linealmente que se utilizan en la práctica (dipolos de media onda y bocinas) suelen tener una razón axial mayor que 40 dB ($RA > 10^2$ en (5.61)), lo cual no introduce errores significativos en el cálculo de G_T mediante (5.93).

5.9.3. Medida de polarización

Cuando la ABP está polarizada linealmente y presenta un pequeño nivel de polarización cruzada, para medirla se utiliza una antena fuente polarizada linealmente con una alta pureza de polarización. En estos casos, lo habitual es medir únicamente las componentes copolar y contrapolar de la ABP en los planos principales E y H (para la medida de la componente copolar, se mantienen paralelas las polarizaciones de la ABP y de la antena fuente conforme varía el ángulo correspondiente, y para la medida de la componente contrapolar, se mantienen perpendiculares las polarizaciones de las dos antenas al variar el ángulo).

Sin embargo, cuando se trata de medir antenas polarizadas elípticamente con una baja razón axial (esto es, cuando se trata de medir antenas cuyo estado de polarización está muy alejado de la polarización lineal pura), a la hora de medir correctamente el estado de polarización, es conveniente acudir a otros métodos, como por ejemplo, el **método del diagrama de polarización** (*polarization pattern method* en inglés) al que hace referencia la Fig. (5.55). Para explicar este método de una forma sencilla, vamos a suponer que la antena emisora es la ABP polarizada elípticamente y que la antena receptora es una antena polarizada linealmente con una elevada pureza de polarización (en la práctica, en el laboratorio se suele utilizar la antena polarizada linealmente como antena emisora y la ABP como receptora, y aún así, el resultado obtenido con el método del diagrama de polarización es el mismo ya que las antenas funcionan igual en emisión y en recepción de acuerdo con el teorema de reciprocidad). La punta del campo eléctrico radiado por la ABP polarizada elípticamente en un punto O describe la elipse de polarización que se muestra en línea discontinua en la Fig. (5.55). Pues bien, la tensión recibida por la antena receptora polarizada linealmente va a ser proporcional al valor máximo de las proyecciones de los puntos de la elipse de polarización sobre la dirección de polarización de la antena receptora (en la Fig. (5.55)).

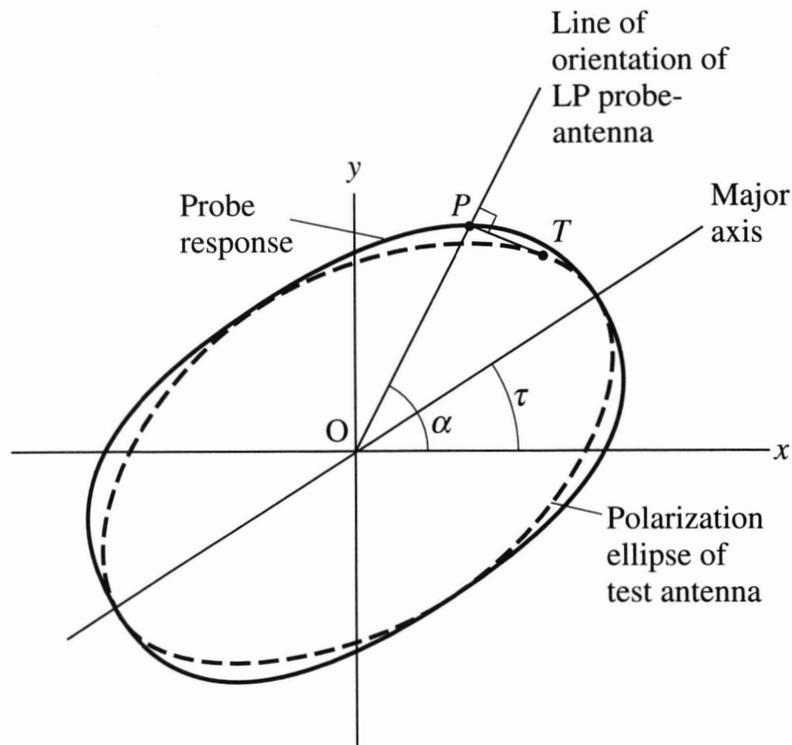


Figura 5.55: Elipse de polarización de una antena bajo prueba (línea discontinua) y respuesta producida por esta antena en una antena receptora polarizada linealmente cuando la antena receptora gira alrededor de la línea que une las dos antenas (línea continua).

este máximo se alcanza para el punto T de la elipse de polarización, y la proyección de T sobre la dirección de polarización de la antena receptora es el punto P). Si ahora giramos la antena receptora alrededor de la línea que une las dos antenas -esto es, si variamos el ángulo α de la Fig. (5.55) en el intervalo $0 \leq \alpha \leq 2\pi$, el punto P de la Fig. (5.55) (punto de la dirección de polarización en la que se alcanza el máximo de las proyecciones de la elipse de polarización) describe una curva cerrada conocida como diagrama de polarización (que, generalmente, tiene forma de ocho). Se observa que esta curva cerrada toca a la elipse de polarización en los puntos en los que la elipse intersecta a su eje mayor y a su eje menor (véase la Fig. (5.55)), y no sólo eso sino que los puntos del diagrama de polarización que están más lejos y más cerca de O coinciden exactamente con los puntos de la elipse de polarización que también están más lejos y más cerca de O . Esto significa que el cociente entre el máximo y el mínimo del diagrama de polarización medido nos da la razón axial de la ecuación (5.61). Además la dirección del máximo del diagrama de polarización nos permite encontrar el ángulo de inclinación τ de la elipse de polarización. Lo único que no permite determinar este método de medida es el sentido de la polarización elíptica de la ABP: PCMD o PCMI. Para poder obtener este último dato sobre la polarización, hay que sustituir primero

la antena receptora polarizada linealmente por una antena helicoidal con polarización circular PCMD, y después por una antena helicoidal con polarización circular PCMI. De las dos antenas con polarización circular, aquélla que registra una mayor tensión de salida es la que indica el sentido de la polarización elíptica de la ABP.

5.9.4. Medida de impedancia de entrada

La impedancia de entrada de una antena está relacionada con los valores del campo eléctrico y magnético en la región de campo próximo reactivo de la antena. Por tanto, a la hora de medir la impedancia de entrada, es conveniente que en la región de campo próximo reactivo de la antena exista un entorno anecoico (que se puede conseguir rodeando la antena con una concha con forma semiesférica forrada de absorbentes de RF) para evitar que los campos en esa región se vean perturbados por reflexiones en los objetos próximos a la antena.

Para medir la impedancia de entrada de una antena, de acuerdo con la ecuación (5.67), basta conectar la antena a una línea de transmisión (o una guía de ondas) de impedancia conocida (esta impedancia es Z_g en la ecuación (5.67)) y medir el coeficiente de reflexión (o lo que es lo mismo, el parámetro de *scattering* S_{11}) en dicha línea de transmisión. Antiguamente, el módulo del coeficiente de reflexión se medía mediante un medidor de ROET (vea la ecuación (5.70)), y la fase del coeficiente de reflexión se medía a partir de la distancia existente entre un mínimo de la línea acabada en la antena y el mínimo adyacente de la misma línea acabada en cortocircuito, siendo preciso disponer de una línea ranurada para poder medir esos dos mínimos. Además, la medida del módulo y la fase del coeficiente de reflexión había que repetirla a cada frecuencia. Hoy en día, se hacen medidas en banda ancha del módulo y la fase del coeficiente de reflexión mediante analizadores de redes vectoriales. Además estos analizadores permiten representar el módulo y la fase por separado frente a la frecuencia (en escala logarítmica en el caso del módulo, y en escala lineal en el caso de la fase), o también representar directamente el coeficiente de reflexión complejo en carta de Smith.

Bibliografía

- 1.- W. L. Stutzman and G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, 2nd Edition, Wiley, New York, 1998.
- 2.- C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 3rd Edition, Wiley, New York, 2005.
- 3.- D. M. Pozar, *Microwave and RF Design of Wireless Systems*, Chapter 4, Wiley, New York, 2001.
- 4.- Special issue, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 80, No. 1, January 1992.

Problemas

- 5.1 Una estación base de telefonía móvil opera a 860 MHz y consiste en una agrupación de 3 dipolos de media onda que están separados a una distancia de $0,45\lambda_0$. Encuentre la longitud de onda de operación y la distancia a la cual comienza la región de campo lejano.
- 5.2 La intensidad de corriente en una antena dipolo de longitud l se aproxima mediante la expresión $I(z') = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{l}z'\right)$ ($|z'| \leq \frac{l}{2}$). Calcule los campos radiados por la antena en la región de campo lejano.
- 5.3 Considere una abertura rectangular de dimensiones $a \times b$, que está situada en el plano $z' = 0$ y está centrada en el origen de coordenadas. Si el campo eléctrico en la abertura vale $\mathbf{E}_a = E_0 \hat{\mathbf{y}}$ ($|x'| \leq \frac{a}{2}$, $|y'| \leq \frac{b}{2}$) y el campo magnético vale $\mathbf{H}_a = -(E_0/\eta_0) \hat{\mathbf{x}}$ ($|x'| \leq \frac{a}{2}$, $|y'| \leq \frac{b}{2}$), calcule los campos radiados por la abertura en la región de campo lejano.
- 5.4 Considere una abertura circular de radio a , centrada en el origen de coordenadas y situada en el plano $z' = 0$. Suponga que el campo eléctrico en la abertura es uniforme y vale $\mathbf{E}_a = E_0 \hat{\mathbf{y}}$ ($|\rho'| \leq a$), y que el campo magnético en la abertura vale $\mathbf{H}_a = -(E_0/\eta_0) \hat{\mathbf{x}}$ ($|\rho'| \leq a$). Calcule los campos radiados por la abertura en la región de campo lejano, utilizando para ello los resultados matemáticos:

$$\int_0^{2\pi} e^{jx \cos(t-t')} dt' = 2\pi J_0(x)$$

$$\int_0^\beta x J_0(x) dx = \beta J_1(\beta)$$

donde $J_0(\bullet)$ y $J_1(\bullet)$ son funciones de Bessel de orden cero y orden uno respectivamente.

- 5.5 La intensidad de radiación normalizada de una antena (véase la ec. (5.31)) vale:

$$U_n(\theta, \phi) = \begin{cases} \sin^2(\theta) \sin^3(\phi) & 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \phi \leq \pi \\ 0 & 0 \leq \theta \leq \pi, \pi < \phi \leq 2\pi \end{cases}$$

Calcule:

- La directividad (sin dimensiones y en dB)
 - Los AHMP en los planos $\theta = \pi/2$ y $\phi = \pi/2$.
- 5.6 Suponga que es un ingeniero de antenas, y que le piden diseñar una antena de alta directividad para un sistema de comunicaciones vía satélite que opera a 10 GHz. Las especificaciones de la antena indican que su diagrama de radiación no

debe contener lóbulos secundarios (o si los contiene, deben ser despreciables frente al lóbulo principal). Además, el diagrama de radiación no debe depender de la coordenada azimutal ϕ , y el lóbulo principal debe tener un ancho de haz para la mitad de potencia de 10° . Para acelerar el diseño, supondremos que la intensidad de radiación normalizada de la antena se puede aproximar por:

$$U_n(\theta, \phi) = \begin{cases} \cos^n(\theta) & 0 \leq \theta \leq \pi/2, 0 \leq \phi \leq 2\pi \\ 0 & \pi/2 < \theta \leq \pi, 0 \leq \phi \leq 2\pi \end{cases}$$

En esas condiciones determine:

- El valor de n (no necesariamente un entero) para cumplir con las especificaciones del lóbulo principal.
- La directividad exacta de la antena para ese valor de n (sin dimensiones y en dB).
- La directividad aproximada que se obtiene para la antena cuando se utiliza la ecuación (5.39).

5.7 Considere la abertura rectangular descrita en el Problema 5.3 en el caso en que $a = 3\lambda_0$ y $b = 2\lambda_0$. Para esas dimensiones, calcule:

- El AHPN en el plano E .
- El AHMP en el plano E .
- La directividad de la abertura (sin dimensiones y en dB).

5.8 Un avión vuela paralelo a la tierra en la dirección del eje z a una altura h constante como se muestra en la Fig. (5.56). La antena de un radar de búsqueda en superficie debe estar diseñada de manera que el eco de radar que recibe la an-

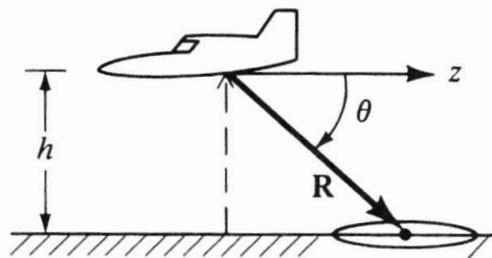


Figura 5.56: Avión que se aleja de la antena de un radar de superficie a una altura h constante.

tena procedente del avión sea independiente de la distancia entre la antena y el avión R . Como la potencia recibida por la antena procedente del avión varía

como $1/R^2$ (véase la ecuación (5.73)), y como $R = h \csc \theta$ (véase la Fig. (5.56)), si la intensidad de radiación de la antena -y por tanto, la directividad- son proporcionales a $\csc^2 \theta$, la potencia recibida por la antena será independiente de R de acuerdo con la ecuación (5.73). A un diagrama de radiación de este tipo se le llama un diagrama de radiación "cosecante". Suponga que la antena de un radar de búsqueda tiene un diagrama de radiación "cosecante", y que su intensidad de radiación normalizada se puede aproximar mediante la expresión:

$$U_n(\theta, \phi) = \begin{cases} 0,25 \csc^2(\theta) & \pi/6 \leq \theta \leq \pi/2, 0 \leq \phi \leq 2\pi \\ 0 & \text{en cualquier otro sitio} \end{cases}$$

Calcule la directividad de la antena (sin dimensiones y en dB).

- 5.9 Una antena helicoidal anclada en el suelo está situada en el origen de un sistema de coordenadas y se utiliza como antena receptora. El campo eléctrico creado por la antena helicoidal en modo de transmisión en un punto de la región de campo lejano de coordenadas esféricas (r_0, θ_0, ϕ_0) viene dado por:

$$\mathbf{E}_{ah} = E_0(j\hat{\boldsymbol{\theta}} + 2\hat{\boldsymbol{\phi}})f_0(\theta_0, \phi_0)\frac{e^{-jk_0r_0}}{r_0}$$

Una antena emplazada en un avión y situada en el punto de coordenadas esféricas (r_0, θ_0, ϕ_0) emite una onda electromagnética que es captada por la antena helicoidal. El campo eléctrico que llega a la antena helicoidal procedente de la antena del avión se puede escribir:

$$\mathbf{E}_{aa} = E_1(2\hat{\boldsymbol{\theta}} + j\hat{\boldsymbol{\phi}})f_1(\theta_0, \phi_0)\frac{e^{+jk_0r_0}}{r_0}$$

A partir de esos datos, determine:

- El tipo de polarización (lineal, circular o elíptica) de la antena helicoidal en el modo de transmisión, y el sentido de rotación de la polarización (PCMD o PCMI) si procede.
 - El tipo de polarización (lineal, circular o elíptica) de la onda que incide sobre la antena helicoidal, y el sentido de rotación de la polarización (PCMD o PCMI) si procede.
 - El factor de pérdidas de polarización (sin dimensiones y en dB) debido a la desadaptación entre la antena helicoidal y la onda incidente.
- 5.10 Una abertura rectangular está centrada en el origen de coordenadas y está contenida en el plano $z = 0$. El campo eléctrico radiado por la abertura rectangular en la región de campo lejano viene dado en coordenadas esféricas por:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \left(\hat{\boldsymbol{\theta}} \cos \phi - \hat{\boldsymbol{\phi}} \sin \phi \cos \theta \right) f(r, \theta, \phi)$$

Supongamos que la onda radiada por la abertura rectangular es recibida por una antena situada en el eje z (en la región de campo lejano de la abertura rectangular). Si la antena receptora está polarizada linealmente a lo largo del eje x , calcule el factor de desadaptación en la polarización.

- 5.11 Una antena reflectora parabólica utilizada como receptor DBS (*Direct Broadcast Satellite*) tiene un diámetro de 18 pulgadas (1 pulgada=2.54 cm) y opera a 12.4 GHz. Si la eficiencia de la abertura es del 65 % y la eficiencia de radiación es del 100 %, calcule la directividad de la antena.
- 5.12 Una antena está alimentada en sus terminales de entrada por una corriente alterna cuya intensidad tiene una amplitud 0.04 A. El campo eléctrico radiado por la antena en la región de campo lejano vale:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \hat{\boldsymbol{\theta}} \begin{cases} 21,8 & 0 \leq \theta \leq \pi/18 \\ 0 & \pi/18 < \theta \leq \pi \end{cases}$$

Si la eficiencia de radiación de la antena es del 80 %, calcule la ganancia en dB de la antena. Calcule también la resistencia de radiación de la antena.

- 5.13 Una estación base de telefonía móvil se va a conectar a su oficina de conmutación de telefonía móvil OCTM (*mobile telephone switching office* MTSO en inglés), que está a 5 km de distancia. Existen dos posibilidades: (1) un radioenlace a 28 GHz que utiliza dos antenas adaptadas (en la impedancia y en la polarización) de ganancias $G_t = G_r = 25$ dB; y (2) un enlace mediante un cable coaxial de atenuación 0.05 dB/m con cuatro repetidores amplificadores de 30 dB a lo largo del cable. Si el mínimo nivel de potencia recibida que se requiere con cada opción es la misma, ¿cuál opción requerirá menos potencia de transmisión?
- 5.14 Un sistema de comunicación inalámbrico a 2 GHz utiliza dos antenas, una en la estación base y otra en la unidad móvil, que están separadas 16 kilómetros. Mientras que la antena emisora en la estación base está circularmente polarizada, la antena receptora en la unidad móvil está linealmente polarizada. La ganancia máxima de la antena emisora es de 20 dB y la ganancia de la antena receptora es desconocida. La potencia a la entrada de la antena emisora es de 100 vatios, y la potencia obtenida en el receptor es de 5 nanovatios. Suponiendo que las antenas están mutuamente orientadas en las direcciones de máxima emisión de radiación, y suponiendo que las antenas están adaptadas a las impedancias de entrada y salida, calcule la ganancia máxima de la antena receptora (sin dimensiones y en dB).
- 5.15 La atmósfera no tiene un grosor definido ya que gradualmente se enrarece con la altura, con una consiguiente disminución en la atenuación. No obstante, si usamos un modelo de “cáscara de naranja” de la tierra con su atmósfera como el de la Fig. (5.57) y suponemos que la atmósfera puede ser aproximada por una capa uniforme de grosor fijo, podemos estimar la temperatura de ruido de fondo

que se ve desde la tierra a través de la atmósfera. Suponiendo que el grosor de la atmósfera es de 4000 m y sabiendo que el radio de la tierra es 6400 km, calcule el valor de l en la Fig. (5.57), que representa la distancia entre la superficie de la tierra y el borde de la atmósfera cuando se mira hacia el horizonte. Una vez calculado l , sabiendo que la temperatura de ruido de fondo en el espacio más allá de la atmósfera es de 4 K y que la atenuación promedio en la atmósfera es de 0.005 dB/km, obtenga la temperatura de ruido de fondo que ve desde la superficie de la tierra una antena que apunta hacia el cenit y una antena que apunta hacia el horizonte.

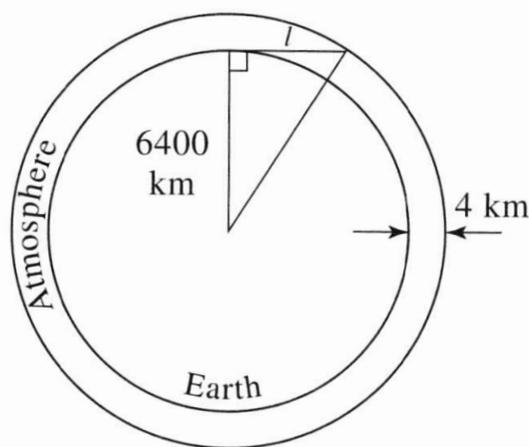


Figura 5.57: Modelo de “naranja con cáscara” de la tierra con su atmósfera.

- 5.16 Una premisa clave en muchas películas de ciencia ficción es la idea de que las señales de radio y televisión emitidas en la tierra pueden viajar a través del espacio y ser recibida por receptores en otros sistemas estelares. Muestre que esta hipótesis es una falacia calculando la máxima distancia de la tierra a la que puede viajar una señal con una relación señal ruido de 0 dB en presencia de una temperatura de ruido de fondo interestelar de 4 K. En los cálculos, suponga que la señal es una señal de televisión de VHF del canal 4 con una frecuencia de portadora de 67 MHz y un ancho de banda de 4 MHz, que la potencia emitida es de 1000 W, que las antenas emisora y receptora tienen una ganancia de 4 dB, que dichas antenas están adaptadas a las impedancias de entrada y salida, que la antena receptora está adaptada a la polarización de la onda incidente, y que el ruido en el receptor es despreciable. Compare la máxima distancia obtenida con $4,2 \times 10^7$ km, que es la distancia existente entre la tierra y Venus, el planeta más próximo. ¿Cuánto disminuye la máxima distancia obtenida si en el receptor se exige una relación señal ruido de 30 dB? (30 dB es un valor típico para una buena recepción de una señal de video analógica)

- 5.17 Una antena parabólica para SRD (sistema de radiodifusión directa) es reemplazada por una agrupación de antenas *microstrip*. Aunque la agrupación de antenas *microstrip* ofrece un perfil plano que es estético a la vista, sufre pérdidas disipativas en su red de alimentación, lo cual conduce a un incremento en la temperatura de ruido. Si la temperatura de brillo que ve la agrupación de antenas *microstrip* es $T_b = 50$ K, la ganancia de la agrupación es de 33.5 dB, la eficiencia de radiación de la agrupación es del 56 % (esta eficiencia de radiación incluye las pérdidas en la red de alimentación), y la figura de ruido del BBR a la que está conectada la agrupación es de 1.1 dB, encuentre la relación G/T global para la agrupación de antenas *microstrip* y el BBR. ¿Está el valor obtenido por encima del mínimo valor exigido de 12 dB/K? Suponga en la realización del problema que la agrupación de antenas está a una temperatura física de 290 K.
- 5.18 El sistema de telefonía móvil AMPS opera en recepción con una frecuencia de 882 MHz. Si la estación base transmite una PRIE (potencia radiada isotrópica efectiva) de 100 W y el teléfono móvil tiene una antena con una ganancia de 2 dB y una temperatura de ruido de 200 K, encuentre la distancia máxima a la que puede operar el teléfono de la estación base si se requiere que la mínima relación señal ruido a la salida del receptor sea de 18 dB. El ancho de banda del canal es de 30 KHz, y la figura de ruido del receptor es de 6 dB. A la hora de hacer el problema, suponga que las antenas emisora y receptora están adaptadas a las impedancias de entrada y salida, que la antena receptora está adaptada a la polarización de la onda incidente y que la temperatura física de la antena receptora es de 290 K.
- 5.19 Considere dos dipolos cortos de longitud $l \ll \lambda_0$ (vea el ejemplo 5.5). Los dipolos están orientados paralelamente al eje z y sus terminales de entrada están situados sobre el eje z en puntos de vector de posición $\mathbf{r}_1 = -(1/4)\lambda_0\hat{z}$ y $\mathbf{r}_2 = +(1/4)\lambda_0\hat{z}$, siendo λ_0 la longitud de onda. Si los fasores de las intensidades de corriente de alimentación de los dipolos valen $I_1 = -I_0$ e $I_2 = +I_0$, calcule el campo eléctrico radiado por los dos dipolos en la región de campo lejano e indique los valores de θ para los que se anula el campo eléctrico en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$.
- 5.20 Considere una agrupación lineal de 3 antenas isotrópicas. Los terminales de entrada de las antenas están situados a lo largo del eje z en puntos de vector de posición $\mathbf{r}_1 = -(1/2)\lambda_0\hat{z}$, $\mathbf{r}_2 = 0$ y $\mathbf{r}_3 = +(1/2)\lambda_0\hat{z}$, siendo λ_0 la longitud de onda. Si los fasores de las intensidades de corriente de alimentación de las antenas valen $I_1 = -j$, $I_2 = +1$ e $I_3 = +j$, calcule:
- El factor de la agrupación.
 - Los nulos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$.
 - Los máximos del diagrama de radiación en el intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$.