

18

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**TEORÍA Y APLICACIONES DE LAS ANTENAS
CÓNICAS CORRUGADAS**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES
P R E S E N T A N:
ISAAC MENDOZA GÓMEZ
RAMIRO SÁMANO ROBLES

DIRECTOR DE TESIS: DR. RODOLFO NERI VELA

299762



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Expresamos nuestro más sincero agradecimiento al Dr. Rodolfo Neri Vela por su valiosa ayuda en la elaboración de este trabajo. Su apoyo, amistad y confianza nos motiva para seguir adelante por los caminos de la investigación científica.

PRÓLOGO / OBJETIVOS

El tema de antenas de corneta, aunque sí es tratado, generalmente no es estudiado a detalle en la asignatura de “Antenas y Propagación” dentro de la carrera de Ingeniero en Telecomunicaciones de la Facultad de Ingeniería, debido a varias razones: el temario es muy amplio, es complejo matemáticamente, y se les ve como antenas auxiliares para alimentar reflectores parabólicos

Esta tesis expone de manera sencilla los conceptos fundamentales para el estudio de diversas antenas de apertura, sus características generales y algunos de los procedimientos matemáticos que pueden emplearse para su análisis; sin embargo, se hace un especial énfasis en un método de análisis que no ha sido tratado con detalle por los autores clásicos de la literatura de antenas:¹ el Método de la Transformada de Fourier (MTF). Aunque la utilización de este método impone la consideración de algunas restricciones, su generalidad permite llevar a cabo el estudio de una gran variedad de configuraciones prácticas de antenas de apertura, lo que lo convierte en una herramienta flexible para el análisis de las características de radiación de la antenas de corneta.

En el capítulo 1 se explican algunos de los conceptos básicos relacionados con la teoría de antenas, ya que las definiciones y convenciones mostradas en éste servirán de base para el análisis de los resultados obtenidos al aplicar el MTF. En este mismo, se revisan de manera muy general todas las clases de dispositivos utilizados hoy en día como elementos de radiación electromagnética (antenas), para así identificar el área de estudio y poder especificar los puntos que pretende atacar el presente trabajo.

El capítulo 2 presenta de manera sintetizada dos de los métodos que más se utilizan en el análisis de antenas de apertura: *El principio de campos equivalentes* y el *Método de*

¹ Balanis, C. A., “*Antenna Theory: Analysis and Design*”, John Wiley & Sons, USA, 1997. Collin, R. E., “*Antennas and Radiowave Propagation*” McGraw-Hill, Singapore, 1985.

la Transformada de Fourier. Como ya se mencionó, este último es el que se utiliza para el estudio de antenas presentado en esta Tesis, puesto que su formulación matemática permite discretizar gran parte de los cálculos necesarios, para de esta manera convertirlo en un proceso iterativo que puede ser resuelto con ayuda de una computadora. Es por ello que, en el capítulo 2, se ilustran algunos resultados del análisis de antenas de apertura; y, a manera de comprobación, se estudian las mismas configuraciones resueltas por otro método y presentadas en el libro de Balanis. La manera como fue programado el método nos permite no sólo obtener los patrones de radiación en tres dimensiones producidos por una apertura, sino que además podemos conocer algunos otros parámetros importantes como son: el ancho del haz, niveles de lóbulos y grado de polarización cruzada. Los programas utilizados para obtener los resultados mostrados en el capítulo 2, así como en los capítulos posteriores, fueron programados en Lenguaje C junto con una interfaz en MATLAB 5, que permite la visualización de los patrones tridimensionales. De manera estricta, puesto que la Transformada de Fourier opera en un rango continuo, para poder programarla se utilizó lo que se denomina Transformada Discreta de Fourier, y aunque esta transición implica la introducción de errores por aproximación, los resultados obtenidos en este capítulo permiten validar el buen funcionamiento del método y así poder aplicarlo a otro tipo de antenas de apertura.

Después de presentar el principio de aplicación del MTF al análisis de aperturas, en el capítulo 3 se presenta cómo se debe aplicar este mismo principio, pero ahora para el estudio de antenas de corneta con paredes internas lisas. En este capítulo se muestra la manera en cómo el ensanchamiento físico de las antenas de corneta afecta las ecuaciones de análisis mediante MTF, puesto que, a pesar de que el método estudiado en el capítulo es general, para el caso de antenas de corneta es necesario considerar un cambio en el comportamiento de los campos eléctricos y magnéticos tangenciales sobre la superficie de la apertura a través de un factor de corrección de fase. En este capítulo se pone un especial énfasis en el estudio de configuraciones prácticas de antenas de corneta, puesto que, gracias a los principios expuestos en la literatura de *Líneas de Transmisión*² es posible conocer con más detalle el comportamiento de los campos electromagnéticos dentro de una guía de ondas, además de mencionar una gran cantidad de aplicaciones y configuraciones físicas para este tipo particular de antenas.

² Neri, R. "*Líneas de Transmisión*", McGraw-Hill, México 1999.

En el capítulo 4 se hace referencia a una de las aplicaciones más importantes de las antenas cónicas corrugadas, que es la de funcionar como alimentadores de sistemas con reflector parabólico. Una vez estudiadas las características generales de los patrones de radiación de las antenas de corneta, se considera que en este capítulo es indispensable introducir la necesidad de alimentadores con una característica especial: simetría y bajos niveles de polarización cruzada, las cuales no son enteramente satisfechas por las antenas tratadas en el capítulo 3. De esta manera, después de realizar un breve estudio de las propiedades de los sistemas con reflector parabólico, en el capítulo 4 se hace notar la necesidad de contar con aquellas características de radiación presentes en las antenas cónicas corrugadas.

Finalmente, una vez expuestas las herramientas de análisis necesarias, en el capítulo 5 se realiza el estudio de las características de radiación de las antenas cónicas corrugadas, mostrando sus bondades en cuanto a baja polarización cruzada y las aplicaciones en las que hoy en día pueden encontrarse este tipo particular de antenas; todo esto, realizado con el mismo principio del MTF propuesto en el capítulo 2. Cabe señalar que, dada su complejidad, pocos son los autores que tratan del estudio de las antenas cónicas corrugadas.³ Sin embargo, consideramos que el método aquí expuesto no sólo es una buena aproximación a su estudio, sino que además representa una herramienta didáctica que permite evaluar el desempeño de ésta y muchas otras configuraciones de antenas de apertura.

³ Claricoats, "Corrugated Horns for Microwave Antennas". Ed. Peter Peregrinus Ltd

CONTENIDO

Prólogo / Objetivos	i
CAPÍTULO 1	INTRODUCCIÓN
1.1 ¿Qué es una antena?	2
1.2 Voltaje y campo eléctrico	2
1.3 Corriente y campo magnético	2
1.4 Radiación electromagnética	3
1.5 Tipos de antenas	3
1.5.1 Antenas lineales	4
1.5.2 Antenas de apertura	4
1.5.3 Antenas de microcinta	5
1.5.4 Arreglos de antenas	6
1.5.5 Antenas reflectoras	7
1.5.6 Antenas de lente	7
1.6 Parámetros fundamentales de las antenas	8
1.6.1 Patrón de radiación	8
1.6.2 Regiones de campo	10
1.6.3 Ángulo sólido	11
1.6.4 Intensidad de radiación	12
1.6.5 Directividad	12
1.6.6 Ganancia	12
1.6.7 Ancho del haz	12
1.6.8 Ancho de banda	13
1.6.9 Polarización	13
1.7 Referencias	18

2.1	Introducción	1-
2.2	Recordatorio de las ecuaciones de Maxwell	2
2.3	Funciones vectoriales de potencial	2-
2.4	Ecuaciones de radiación para el campo lejano	2-
2.5	Principio de campos equivalentes	2-
2.5.1	Principio de equivalencia sobre una apertura de guía de ondas	3-
2.6	Transformada de Fourier en aperturas	3-
2.6.1	Aperturas rectangulares	3-
2.6.2	Aperturas circulares	6-
2.7	Conclusiones	7-
2.8	Referencias	7-

3.1	Introducción	8-
3.2	Efecto de la ampliación de la apertura de un guía de ondas (modelo para antenas de corneta)	8-
3.3	Directividad, ganancia e impedancia de antenas de corneta	8-
3.3.1	Directividad	8-
3.3.2	Ganancia	9-
3.3.3	Impedancia	9-
3.4	Análisis de antenas de corneta rectangulares	9-
3.4.1	Análisis de antenas de corneta sectoriales plano-E	9-
3.4.2	Antenas de corneta sectoriales plano-E de ganancia óptima	11-
3.4.3	Análisis de antenas de corneta sectoriales plano-H	11-
3.4.4	Antenas de corneta sectoriales plano-H de ganancia óptima	14-
3.4.5	Análisis de antenas de corneta piramidales	14-
3.4.6	Estándares de antenas de corneta	15-
3.4.7	Ancho de banda de las antenas de corneta	16-
3.5	Análisis de antenas de corneta cónicas	16-
3.5.1	Antenas de corneta cónicas de ganancia óptima	19-
3.6	Otros tipos de antenas de corneta de paredes internas lisas	19-
3.6.1	Antenas de corneta diagonales	19-
3.6.2	Antenas de corneta cónicas multimodo	19-

3.6.3 Antenas de corneta con fronteras <i>hard and soft</i>	197
3.7 Aplicaciones de las antenas de corneta de paredes internas lisas	199
3.8 Conclusiones	202
3.9 Referencias	203

CAPITULO 4 NECESIDAD DE ALIMENTADORES CON BAJA POLARIZACIÓN CRUZADA: REFLECTOR PARABÓLICO

4.1 Introducción	205
4.2 Antenas para comunicaciones por Satélite	207
4.3 Polarización cruzada	209
4.3.1 Patrones de polarización de antenas de corneta	211
4.4 Reflector parabólico	218
4.4.1 Geometría del reflector parabólico	219
4.4.2 Análisis de antenas con reflector parabólico	220
4.4.3 Método propuesto de análisis de reflectores parabólicos	220
4.5 Conclusiones	229
4.6 Referencias	230

CAPITULO 5 ANTENAS DE CORNETA CON PAREDES INTERNAS CORRUGADAS

5.1 Introducción	231
5.2 Análisis de antenas de apertura circulares con modos híbridos	232
5.2.1 Modos de propagación híbridos	233
5.3 Solución de la ecuación de onda en una guía de ondas circular con paredes internas corrugadas	245
5.4 Análisis de antenas cónicas con paredes internas corrugadas	251
5.4.1 Parámetros físicos de las antenas de corneta corrugadas	251
5.4.2 Parámetros de diseño	254
5.4.3 Tipos de antenas de corneta corrugadas	254
5.5 Análisis de un reflector parabólico alimentado con una antena de corneta cónica corrugada óptima	274
5.6 Conclusiones	282
5.7 Referencias	283

ANEXO A **USO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER PARA EL ANÁLISIS DE APERTURAS**

Anexo A A-1

ANEXO B **TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER Y PROGRAMACIÓN POR COMPUTADOR**

Anexo B B-1

Programación y recursos computacionales B-2

ANEXO C **CÓDIGO FUENTE DE LOS PROGRAMAS EN LENGUAJE C**

Anexo C C-1

ANEXO D **CÓDIGO FUENTE DE LOS PROGRAMAS EN MATLAB**

Anexo D D-1

1

INTRODUCCIÓN

El presente trabajo expone los conceptos fundamentales acerca del estudio y análisis de un tipo muy particular de antenas de apertura, que son las denominadas *Antenas de Corneta Corrugadas*; asimismo, muestra los resultados del análisis de las mismas mediante el empleo de diversas herramientas de análisis matemático y de análisis numérico, tales como la Transformada de Fourier y la simulación por computadora.

La importancia del estudio de las Antenas de Corneta radica en la trascendencia que han venido teniendo éstas en cuanto a la gran aplicación que se les ha dado en los últimos años, y que de una u otra manera ha orientado el rumbo que ha seguido la evolución de las telecomunicaciones inalámbricas modernas. Gracias a ellas y fundamentalmente a sus propiedades intrínsecas de tratamiento de las ondas electromagnéticas, hoy en día es factible pensar en establecer un enlace de telecomunicaciones mediante radiación electromagnética a altas frecuencias, lo cual hace posible tanto los servicios terrestres de telecomunicaciones de banda ancha (WLL, MMDS, LMDS, etc.)⁽¹⁾, como las comunicaciones por satélite.

Como puede verse, el tema es muy amplio y el desarrollo del mismo no es sencillo; a pesar de que este trabajo de tesis pretende ser didáctico, conviene aclarar que para su comprensión es necesario tener presentes varios de los conceptos relacionados con la *Teoría Electromagnética* y la *propagación de ondas*. Por lo tanto, a manera de introducción, primero se tratarán algunos de estos conceptos fundamentales, para posteriormente resumir los tipos de dispositivos que hoy en día son utilizados como *elementos de radiación* (antenas), con objeto de delimitar el área de estudio y puntualizar los objetivos que pretende alcanzar el presente trabajo.

¹ Las siglas WLL (*Wireless Local Loop*), MMDS (*Multi-channel Multi-point Distribution System*) y LMDS (*Local Multi-point Distribution System*) se utilizan para hacer referencia a algunas de las tecnologías que hoy en día proporcionan los servicios inalámbricos de telecomunicaciones terrestres de banda ancha

1.1 ¿QUÉ ES UNA ANTENA?

Antes que nada, resulta prudente definir de una manera sencilla y general al objeto de estudio. Así pues, una antena se puede definir de manera simple como un transductor que convierte oscilaciones de corriente eléctrica de radiofrecuencia (RF) a una onda electromagnética de la misma frecuencia.

Los campos eléctrico y magnético radiados de una antena forman el *campo electromagnético*, que es el responsable de la transmisión y recepción de energía a través del espacio libre. Una antena es también parte de un circuito de transmisión eléctrico (o de recepción). Debido a sus parámetros distribuidos, actúa como un circuito eléctrico con inductancia, capacitancia y resistencia; por lo tanto, se pueden expresar relaciones de voltaje y corriente debidas a una entrada en particular. Una corriente que circula a través de una antena produce un campo magnético, y una carga produce un campo electrostático. Estos dos campos forman el campo de inducción.

1.2 VOLTAJE Y CAMPO ELÉCTRICO

Una carga eléctrica en el espacio produce un campo eléctrico alrededor de ella. Este campo representa físicamente los efectos de la presencia de dicha carga en cualquier punto. Para el caso de un capacitor cargado eléctricamente mediante un voltaje, en donde entre sus placas se forma un campo eléctrico, se tiene que la presencia de dicho campo eléctrico se constituye como una manifestación de un voltaje (o diferencia de potencial). De manera análoga la presencia de un campo eléctrico en una antena indica un voltaje. Como la polaridad y la cantidad de carga dependen de la naturaleza del transmisor, el voltaje de la antena también depende de la energía suministrada por la fuente.

Lo anterior manifiesta una de las relaciones más importantes en el estudio de la Teoría Electromagnética, ya que ésta junto con la relacionada al campo magnético constituyen las tesis fundamentales para el estudio de la radiación EM.

1.3 CORRIENTE Y CAMPO MAGNÉTICO

Una carga que se mueve a lo largo de un conductor constituye una corriente y produce un campo magnético alrededor del conductor. Por esto, el flujo de carga a través de una antena también será acompañado por un campo magnético. La intensidad de este campo es directamente proporcional al flujo de carga. Cuando la antena no tiene carga, el flujo de corriente es máximo, debido a que no hay campo eléctrico que se oponga. Por este flujo de corriente se acumula una carga en la antena y se crea un campo eléctrico opuesto a la fuente que a su vez ocasiona la disminución del flujo de corriente en el conductor y la subsecuente carga de la antena.

El campo magnético en el espacio alrededor del dispositivo por el cual fluye la corriente tiene una configuración específica con líneas de flujo que siguen una regla determinada. A diferencia del campo eléctrico en el que las líneas de campo se dibujan de una carga positiva a una negativa, las líneas de flujo magnético se dibujan de acuerdo con la regla de la mano derecha. La dirección del flujo de corriente es hacia arriba a lo largo de las dos mitades de la antena, las líneas de flujo magnético forman trayectorias cerradas (bucles) concéntricas que son perpendiculares a la dirección del flujo de corriente.

1.4 RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

Ya vimos las condiciones que producen los campos eléctricos y magnéticos: sin embargo, es necesario saber que para que un campo electromagnético sea capaz de transportar información de un punto del espacio a otro, es necesario que la fuente que emite dicha radiación presente una distribución de corriente que varíe con el tiempo a cierta frecuencia de operación.

Una carga eléctrica produce un campo eléctrico estático; asimismo, una variación de la carga eléctrica, es decir, una corriente eléctrica produce un campo magnético constante. A su vez, una variación respecto del tiempo de una corriente eléctrica produce una perturbación electromagnética en el espacio que la rodea que viaja en el espacio a la velocidad de la luz. Esta perturbación del campo electromagnético, se utiliza para transportar la información en los sistemas de comunicaciones.

Los sistemas de comunicaciones se dividen en alámbricos e inalámbricos, ambos utilizan la propagación de ondas electromagnéticas para el intercambio de información entre uno o varios puntos. Los alámbricos utilizan una línea de transmisión física (par de cobre, cable coaxial, guías de onda o fibra óptica) para guiar las perturbaciones electromagnéticas. Los sistemas inalámbricos utilizan el espacio libre para enviar las señales de información. Las antenas son los dispositivos que nos sirven para dirigir y acoplar las perturbaciones electromagnéticas de una fuente de información para que viajen a través de un medio sin fronteras o espacio libre.

Todas las antenas que se usan en la actualidad son estudiadas y analizadas a través de la teoría electromagnética clásica desarrollada a finales del siglo XIX. Esta teoría expresada a través de las ecuaciones de Maxwell (ver capítulo 2, sección 2.1), predice que las características de radiación de una antena están directamente relacionadas con la distribución de corriente en la antena. Esta distribución depende de la forma geométrica de la antena, de la frecuencia de operación y de la aplicación en la que se desee utilizar.

1.5 TIPOS DE ANTENAS

Dependiendo de la aplicación específica para la cual se necesite utilizar la radiación de ondas electromagnéticas y de las características de las mismas, así como del canal, existen varios tipos de antenas que se adaptan en mayor o menor escala a las necesidades de transmisión y/o recepción. Los diferentes tipos de antenas existentes son.

1.5.1 Antenas lineales

Las antenas lineales son las más comúnmente usadas y pueden observarse prácticamente en cualquier lado, como en automóviles, edificios, aviones, satélites, etc. Existen varias formas de antenas lineales, como dipolo, bucle circular, helicoidales, etc. tal y como se muestra en la figura 1.1.

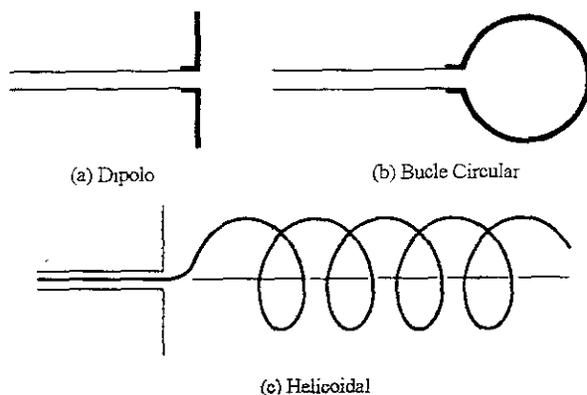


Figura 1.1 Algunos tipos de antenas lineales.

Las antenas de bucle no son necesariamente circulares, sino que pueden tener forma de un rectángulo, cuadrado, elipse o cualquier otra configuración. El bucle circular es el más común por la simplicidad de su construcción.

1.5.2 Antenas de Apertura

Hoy en día, las antenas de apertura son más comunes que en el pasado debido a la creciente demanda por formas más sofisticadas de antenas y por el uso de frecuencias más elevadas. Algunas formas de antenas de apertura se muestran en la figura 1.2. Antenas de este tipo se usan para aeronaves y satélites, debido a su propiedad de poder adaptarse a la superficie del vehículo. Estas antenas se pueden cubrir con material dieléctrico para protegerse de las condiciones ambientales.

En los capítulos 2 y 3 se discuten a detalle las características de la radiación de este tipo de aperturas, ya que las antenas de corneta corrugadas, objetivo fundamental de este trabajo, pertenecen a este grupo dentro de este esquema de clasificación de las antenas.

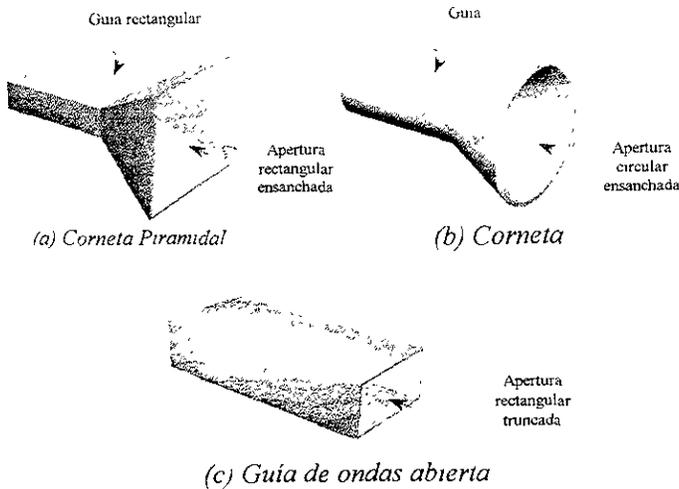


Figura 1.2 Algunas configuraciones de antenas de apertura

1.5.3 Antenas de Microcinta

Las antenas de microcinta se volvieron muy populares en los años 70's principalmente para aplicaciones espaciales. Actualmente se utilizan para aplicaciones comerciales y del gobierno. Estas antenas consisten de una placa metálica colocada sobre un sustrato dieléctrico puesto sobre un plano de tierra. La placa metálica puede tener varias configuraciones, dentro de las cuales la rectangular y la circular son las más utilizadas por la facilidad de su análisis y fabricación, además de sus características de radiación que disminuyen los efectos de polarización cruzada. Las antenas de microcinta pueden utilizarse en superficies planas e irregulares. Además, pueden fabricarse utilizando tecnología de circuitos impresos, son mecánicamente robustas cuando se fabrican sobre superficies rígidas, son compatibles con diseños MMIC⁽²⁾ y son muy versátiles en cuanto a frecuencias de resonancia, polarización, patrones e impedancia. Estas antenas se pueden colocar sobre la superficie de aviones, naves espaciales, satélites, misiles, automóviles y en teléfonos móviles. En la figura 1.3 se muestran ejemplos de posibles configuraciones de antenas de microcinta.

² Los MMIC's (*Monolithic Microwave IC's*) son circuitos analógicos de tecnología monolítica utilizados en aplicaciones que demandan alta escala de integración, tales como teléfonos celulares, comunicaciones por satélite, radares y sistemas de posicionamiento global GPS (*Global Positioning System*)

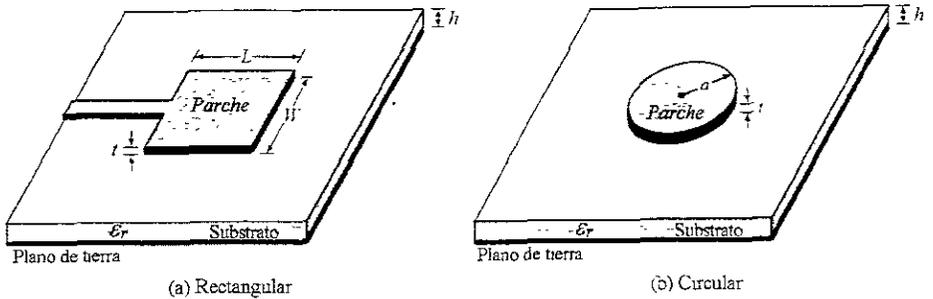


Figura 1.3 Ejemplos de antenas de microcinta

1.5.4 Arreglos de Antenas

Muchas de las aplicaciones requieren características de radiación que no se puede conseguir con un solo elemento. Es posible que un arreglo de elementos radiantes, tanto eléctrico como geométrico, pueda cumplir con las características deseadas. El arreglo debe ser tal que la suma de la radiación de los elementos sea máxima en una dirección particular o en varias direcciones, que sea mínima en otras o de la forma que se desee. En la figura 1.4 se muestran ejemplos típicos de estas antenas.

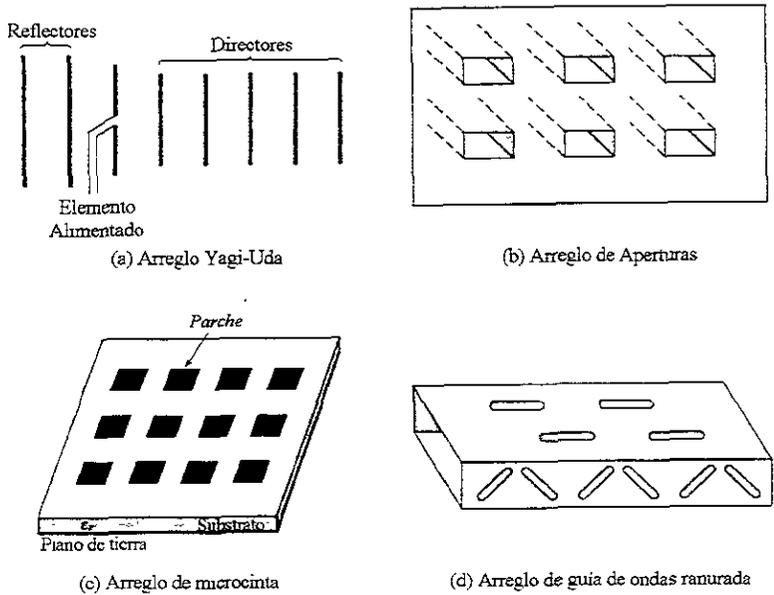


Figura 1.4 Arreglos de antenas lineales, de apertura y de microcinta

1.5.5 Antenas reflectoras

El éxito en la exploración del espacio exterior ha sido el resultado de los avances en la teoría de antenas. Debido a la necesidad de comunicarse a grandes distancias, formas sofisticadas de antenas tuvieron que usarse con el propósito de transmitir y recibir señales que tenían que viajar millones de kilómetros. Una forma muy común de antena para tales aplicaciones es el reflector parabólico mostrado en la figura 1.5. Antenas de este tipo se han construido con diámetros tan largos como 305 m⁽³⁾. Dimensiones tan largas se usan para tener grandes ganancias para transmitir o recibir señales después de millones de kilómetros de viaje. Otra forma de reflector, aunque no tan común como el parabólico es el reflector de ángulo, mostrado también en la figura 1.5

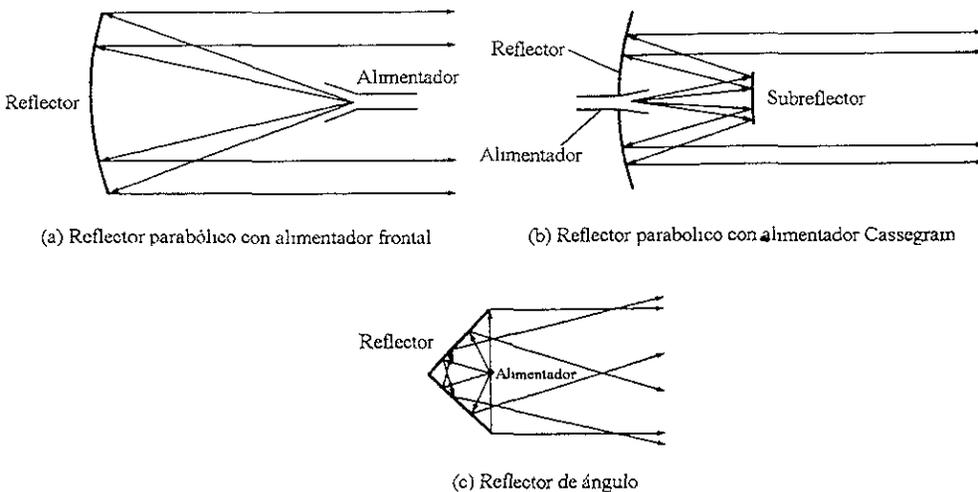


Figura 1.5 Configuraciones típicas de antenas reflectoras

1.5.6 Antenas de Lente

Los lentes se usan principalmente para colimar energía divergente y prevenir su esparcimiento en direcciones indeseables. La forma de los lentes, su material y su configuración geométrica ayuda a transformar varias formas de energía divergente en ondas planas. Se pueden utilizar en la mayoría de las mismas aplicaciones que los

³ El radiotelescopio de Arecibo, en Puerto Rico, está construido en un valle natural en forma de cuenco y tiene un diámetro de 305 m. Conectado a un analizador de espectro multicanalico, puede sintonizar hasta 27.000 bandas de frecuencia diferentes.

reflectores parabólicos, especialmente a altas frecuencias. Sus dimensiones y peso se vuelven demasiado grandes a frecuencias bajas. Se clasifican de acuerdo al material con el que se construyen o de acuerdo a su forma geométrica. En la figura 1.6 se muestran algunas formas de este tipo de antenas.

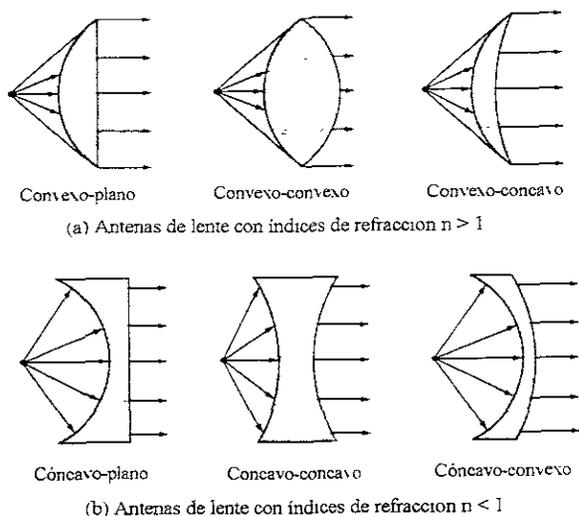


Figura 1.6 Configuraciones típicas de antenas de lente.

1.6 PARÁMETROS FUNDAMENTALES DE LAS ANTENAS

Para poder analizar el desempeño de una antena es necesario definir primero algunos de sus parámetros fundamentales. Algunos de éstos están relacionados entre sí y no es necesario hacer una revisión de todos ellos para poder realizar la descripción del desempeño de una antena. En esta sección se revisarán algunas de las definiciones de dichos parámetros, muchas de ellas extraídas del *IEEE Std 145-1993* (revisión del *IEEE Std 145-1983*) que trata de las definiciones de los términos utilizados en el análisis de antenas [IEEE-Std93].

1.6.1 Patrón de Radiación.

El patrón de radiación de una antena se define como una representación gráfica de las propiedades de radiación de una antena como función de direcciones espaciales. En muchos de los casos, el patrón de radiación se determina en la región conocida como *región de campo lejano* y está representado como una función de coordenadas direccionales.

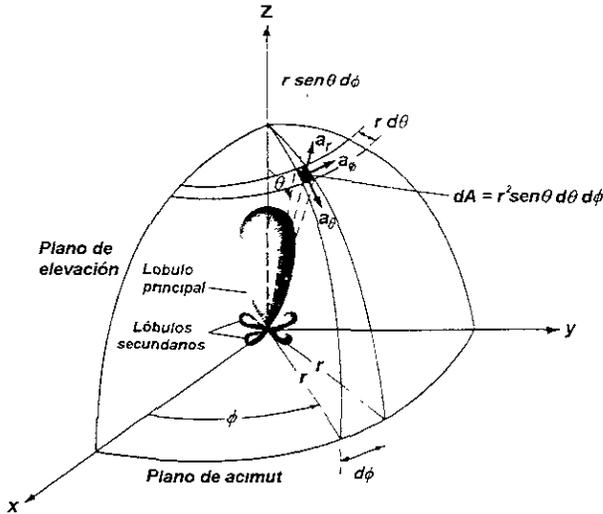


Figura 1.7 Sistema de coordenadas para el análisis de antenas

Entre las propiedades de radiación se encuentran la densidad de flujo de potencia, intensidad de radiación, intensidad de campo, directividad y polarización. De manera general un patrón de radiación puede entenderse como la distribución espacial en dos o tres dimensiones de energía radiada como función de la posición de un observador a lo largo de una superficie de radio constante. En la figura 1.7 se muestra el ejemplo de un sistema de coordenadas que podría utilizarse para la representación de patrones de radiación.

En la práctica, los patrones en tres dimensiones se muden y se almacenan como series de patrones en dos dimensiones. Sin embargo para muchas aplicaciones prácticas el contar con sólo algunos patrones definidos en función de θ para algunos valores particulares de ϕ , así como de otros definidos en función de ϕ para algunos casos particulares de θ , proporcionan la suficiente información.

➤ PATRONES PRINCIPALES

El desempeño de una antena linealmente polarizada se puede describir en términos de sus patrones principales en el *plano-E* y en el *plano-H*. El *plano-E* se define como el plano que contiene al vector de campo eléctrico y su dirección de máxima radiación, mientras que el *plano-H* es el plano que contiene al vector de campo magnético y su dirección de máxima radiación. En la figura 1.8 se muestra un ejemplo en donde el plano $y-z$ (plano de elevación; $\phi = \pi/2$) es el plano-E principal y el plano $x-z$ (plano de acimut, $\phi = 0$) es el plano-H principal

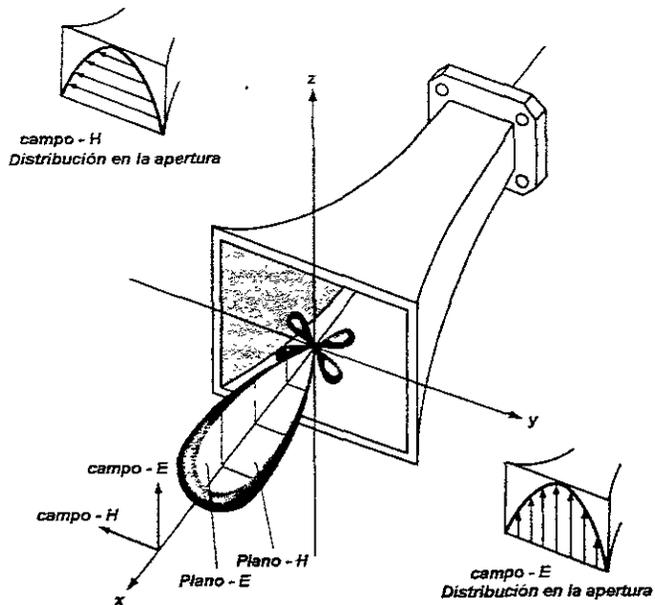


Figura 1.8 Patrones en el plano-E y H de una corneta piramidal.

☉ LÓBULOS SECUNDARIOS DEL PATRÓN DE RADIACIÓN

Un lóbulo de radiación es la porción del patrón de radiación limitado por regiones donde la intensidad de campo es relativamente débil.

1.6.2 Regiones de campo

Usualmente, el espacio que rodea a una antena se divide en tres regiones: (a) región de campo cercano reactivo, (b) región de campo cercano radiante (Fresnel) y (c) región de campo lejano (Fraunhofer), como se muestra en la figura 1.9. Asimismo, estas regiones se designan para identificar la configuración del campo en cada una de ellas.

La región de *campo cercano reactivo* se define como la porción de la región de campo cercano más próximo que rodea a la antena y en donde existe una predominancia del campo reactivo.

La región de *campo cercano radiante* (también conocida como región de Fresnel) se define como la región del campo de una antena entre las regiones de campo lejano y campo reactivo, en donde predominan los campos radiantes y donde la distribución de campo angular todavía depende de la distancia.

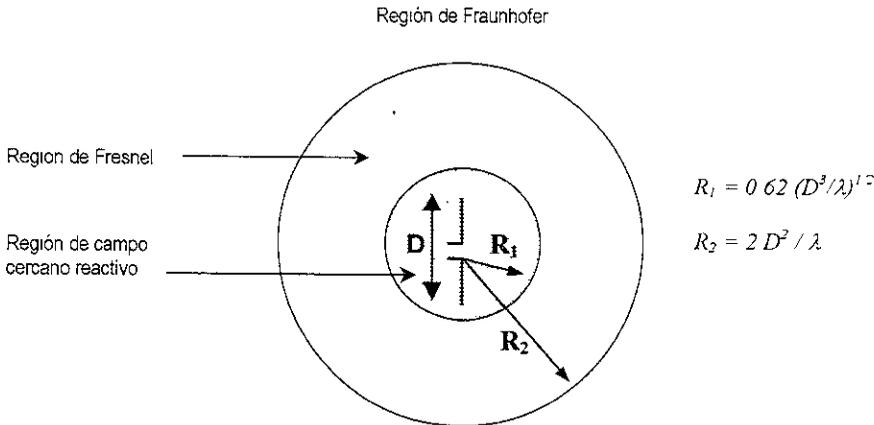


Figura 1.9 Regiones de campo de una antena

La región de *campo lejano* (o región Fraunhofer) se define como la región de campo de una antena en donde la distribución angular de campo es esencialmente independiente de la distancia de la antena con respecto al punto de observación

1.6.3 Angulo Sólido

El ángulo sólido se define como la apertura angular en dos dimensiones que proyectaría un objeto sobre una superficie esférica hipotética cuando es visto desde el centro de ésta (figura 1.10). Se mide en esteroradianes y se puede calcular dividiendo el área de la proyección sobre la superficie esférica entre el cuadrado de su radio. Un objeto que abarque todas las direcciones tiene un ángulo sólido de 4π esteroradianes.

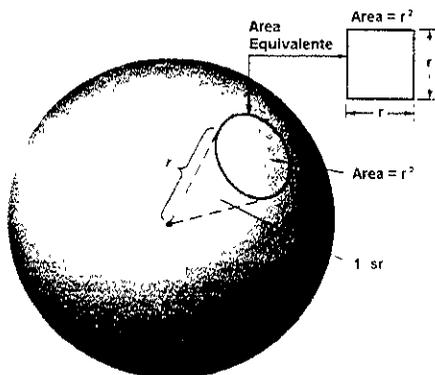


Figura 1.10 Arreglo geométrico para la definición de un ángulo sólido

1.6.4 Intensidad de radiación

La intensidad de radiación con respecto a una dirección determinada se define como la potencia radiada por una antena por unidad de ángulo sólido. La intensidad de radiación es un parámetro de la región de campo lejano, y se puede obtener simplemente multiplicando la densidad de radiación por el cuadrado de la distancia, esto es:

$$U = r^2 W_{\text{rad}} \quad (1.)$$

Donde: U = intensidad de radiación (W / unidad de ángulo sólido)
 W_{rad} = densidad de radiación (W/m²)

1.6.5 Directividad

La directividad de una antena se define como el cociente de la intensidad de radiación en una dirección determinada entre la intensidad de radiación promedio hacia todas las direcciones. La intensidad de radiación promedio es igual a la potencia total radiada por la antena dividida entre 4π (ángulo sólido de una esfera), es decir:

$$D(\theta, \phi) = \frac{\text{potencia radiada por unidad de ángulo sólido}}{\text{potencia promedio radiada por unidad de ángulo sólido}} \quad (1.)$$

1.6.6 Ganancia

La ganancia absoluta de una antena (en una dirección determinada) se define como el cociente de la intensidad de radiación en una dirección determinada entre la intensidad de radiación que podría ser obtenida si la potencia suministrada a la antena fuera radiada isotrópicamente. La intensidad de radiación correspondiente a una potencia radiada isotrópicamente es igual a la potencia de entrada de la antena dividida entre 4π (ángulo sólido de una esfera), esto es:

$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{\text{potencia radiada por unidad de ángulo sólido}}{\text{potencia de entrada}} \quad (1.)$$

1.6.7 Ancho del haz

El ancho del haz de potencia media se define como el ángulo entre dos direcciones cuales la intensidad de radiación es la mitad del valor máximo del haz o lóbulo principal del patrón de radiación.

1.6.8 Ancho de banda

El ancho de banda de una antena se define como el rango de frecuencias en las cuales las características de una antena, tales como impedancia de entrada, patrón, ancho del haz, polarización, ganancia y nivel de lóbulos se encuentran dentro de un valor aceptable con respecto a aquellos medidos en la frecuencia central. Para antenas de banda ancha, el ancho de banda generalmente se expresa como el cociente entre la frecuencia más alta y la más baja en donde la antena presenta un desempeño aceptable.

1.6.9 Polarización

La polarización de una onda electromagnética se puede definir como la orientación de su campo eléctrico [MIL85]. De esa manera se puede decir entonces que la polarización de una antena en una dirección determinada se define como la polarización de la onda electromagnética radiada por la antena.

Una onda esférica en el campo lejano sólo tiene componentes de campo eléctrico en θ y ϕ :

$$\mathbf{E} = E_{\theta} \mathbf{a}_{\theta} - E_{\phi} \mathbf{a}_{\phi} \quad (1.4)$$

Donde E_{θ} y E_{ϕ} son los componentes fasoriales en la dirección de los vectores unitarios \mathbf{a}_{θ} y \mathbf{a}_{ϕ} . De igual manera, también es posible expresar la dirección del campo eléctrico en términos de una onda plana que se propaga a lo largo del eje z :

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{a}_x + E_y \mathbf{a}_y \quad (1.5)$$

La dirección de propagación confina al campo eléctrico a un plano, por lo que la polarización tiene que ver con los métodos que describen este espacio bidimensional. Cada una de las expresiones anteriores representan expansiones lineales de polarización.

Por lo tanto, el campo eléctrico reside en lo que se conoce como *plano de vibración*. Este plano fijo contiene tanto al vector de campo eléctrico \mathbf{E} como al vector de propagación en la dirección del movimiento. Supóngase ahora que se tienen dos ondas electromagnéticas armónicas, linealmente polarizadas, de la misma frecuencia, moviéndose a través de la misma región del espacio, en la misma dirección. Si los vectores de campo eléctrico son colineales, los disturbios superpuestos simplemente se combinarán para formar una onda resultante linealmente polarizada. Su amplitud y su fase estarán determinadas por los efectos causados por fenómenos de *interferencia*. Por otro lado, si las dos ondas son tales que las direcciones de sus campos eléctricos son perpendiculares entre sí, la onda resultante puede o no ser linealmente polarizada.

➤ POLARIZACIÓN LINEAL

Podemos representar las dos perturbaciones ortogonales que fueron consideradas antes en la forma:

$$E_x(z, t) = a_x E_{0x} \cos(kz - \omega t) \tag{1.6}$$

y:
$$E_y(z, t) = a_y E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \tag{1.7}$$

Donde ε es la diferencia de fase relativa entre las ondas, ambas viajando en la dirección z . La perturbación resultante es entonces simplemente:

$$E(z, t) = E_x(z, t) + E_y(z, t) \tag{1.8}$$

Si ε es cero o un múltiplo de $\pm 2\pi$, se dice que las ondas están en *fase*. En este caso en particular la ecuación (1.5) queda como:

$$E = (a_x E_{0x} + a_y E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \tag{1.9}$$

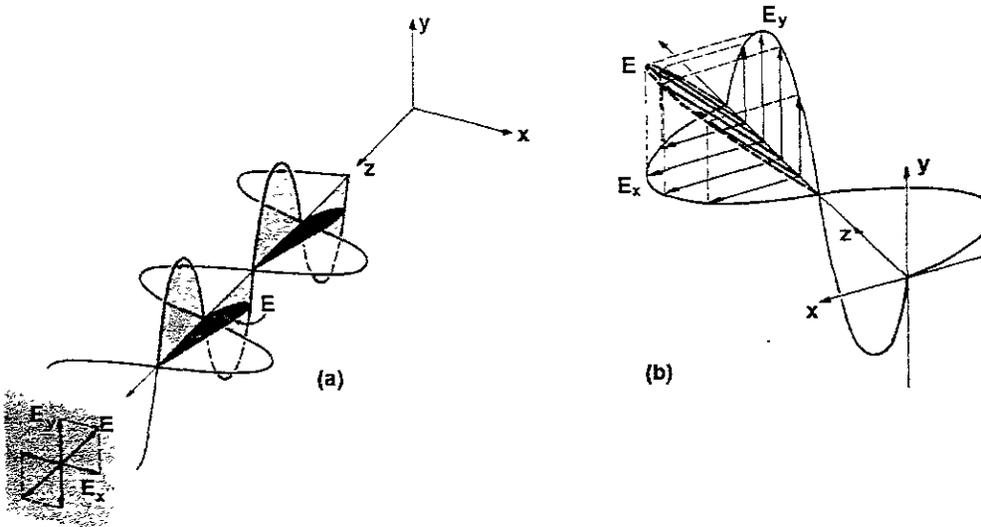


Figura 1.11 Polarización lineal

La onda resultante tiene por consiguiente una amplitud igual a $|a_x E_{0x} + a_y E_{0y}|$ y una dirección fija cuyo signo varía de acuerdo a la función coseno; es decir, también es linealmente polarizada como se muestra en la figura 1.11.

Este proceso se puede llevar igualmente a cabo a la inversa; es decir, se puede resolver cualquier onda linealmente polarizada en dos componentes ortogonales.

Supóngase ahora que ϵ es un entero impar, múltiplo de $\pm \pi$. Se dice que las dos ondas están 180° fuera de fase y:

$$E = (a_y E_{0y} - a_x E_{0x}) \cos(kz - \omega t) \quad (1.10)$$

Esta onda está de nuevo linealmente polarizada, pero el plano de vibración ha sido rotado (y no necesariamente 90°) de la condición previa.

⇒ POLARIZACIÓN CIRCULAR

Otro caso especial de interés particular aparece cuando ambas ondas constitutivas tienen igual amplitud, es decir, $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y además su diferencia de fase relativa $\epsilon = \pm \pi/2 + 2m\pi$, donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Por lo tanto:

$$E_x(z, t) = a_y E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (1.11)$$

$$y \quad E_y(z, t) = a_x E_0 \cos(kz - \omega t + \epsilon) \quad (1.12)$$

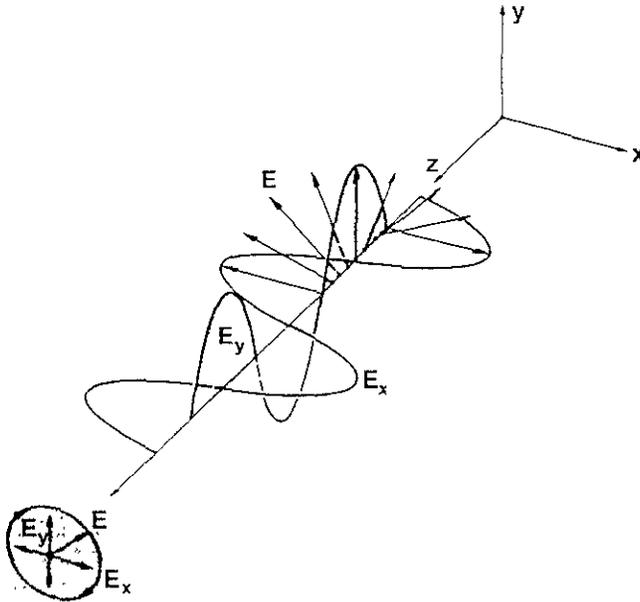


Figura 1.12 Polarización circular derecha

Por consiguiente, la onda está dada por:

$$E = E_0 [a_x \cos(kz - \omega t) - a_y \cos(kz - \omega t - \varepsilon)] \quad (1.13)$$

Nótese ahora que la amplitud escalar de E , la cual es igual a E_0 , es una constante pero la dirección de E es variable con el tiempo y no está restringida a un solo plano (figura 1.12).

El vector de campo eléctrico resultante E está rotando en la dirección de las manecillas del reloj, con una frecuencia ω visto por un observador hacia quien la onda está moviendo; es decir, viendo hacia atrás, rumbo a la fuente. Tal onda tiene *polarización circular derecha*.

El vector E hace una rotación completa cuando la onda avanza una longitud de onda. En comparación, si $\varepsilon = \pi/2, 5\pi/2, 9\pi/2$, etc., es decir, $\varepsilon = \pi/2 + 2m\pi$, donde $m = 0, \pm 1, 2, \dots$, entonces:

$$E = E_0 [a_x \cos(kz - \omega t) - a_y \cos(kz - \omega t + \varepsilon)] \quad (1.14)$$

La amplitud no se ve afectada, pero ahora E gira en sentido contrario a las manecillas del reloj y la onda tiene *polarización circular izquierda*.

Una onda linealmente polarizada se puede sintetizar a partir de dos ondas con polarización circular opuesta y de igual amplitud. En particular, si se suma la onda circular derecha de la ecuación (1.10) a la onda circular izquierda de la ecuación (1.11) se obtiene:

$$E = 2E_0 a_x \cos(kz - \omega t) \quad (1.15)$$

El cual es un vector de amplitud máxima $2E_0$ y linealmente polarizado.

➤ POLARIZACIÓN CRUZADA

Para ciertas aplicaciones que involucran la recepción de señales vía satélite (como por ejemplo TV en la banda de 12 GHz), es necesario contar con antenas terrestres que tengan bajos niveles en sus lóbulos laterales, para poder mantener a las señales de interferencia en niveles despreciables con respecto a la señal deseada. En la práctica resulta deseable que los niveles de las señales de interferencia estén por debajo de los 3 dB con respecto al lóbulo principal [COL85]. Además, si se puede mantener a la radiación de polarización cruzada por debajo de estos niveles, la señal puede ser recibida correctamente sin una considerable interferencia cruzada. Estos requerimientos han resultado en esfuerzos encaminados a desarrollar alimentadores de antenas que proporcionen los bajos niveles de lóbulos laterales y polarización cruzada requeridos. De esta manera se ha alcanzado un notable progreso en el desarrollo de *cornetas corrugadas* y cornetas de modo dual, así como de alimentadores de guías de onda coaxiales.

Debido a lo anterior es que resulta conveniente realizar un compendio de los últimos avances (estado del arte) en el análisis y diseño de antenas *cónicas corrugadas*, para poder mostrar las ventajas del uso de éstas como elementos alimentadores para sistemas con reflector, ya que debido a sus características de radiación, es posible incrementar la ganancia de estos sistemas para así poder optimizar su desempeño para aquellas aplicaciones que demanden antenas altamente directivas. Por ello, dado que la polarización cruzada es parte importante en el desarrollo de este tema, continuará siendo tratada más ampliamente en capítulos posteriores.

1.7 REFERENCIAS

- [BAL97] BALANIS, C.A., "*Antenna Theory. Analysis and Design*", John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997.
- [COL85] COLLIN, R.E., "*Antennas and Radiowave Propagation*", McGraw-Hill, Singapore 1985.
- [H&Z86] HECHT, E., Zajac, A., "*Optica*", Addison-Wesley, U.S.A 1986.
- [MIL85] MILLIGAN, T.A., "*Modern Antenna Design*", McGraw-Hill, U.S.A 1985.
- [IEEE-Std93] Antenna Standards Committee of the IEEE Antennas and Propagation Society, "*IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas*", 1993.

2

RADIACIÓN DE APERTURAS RECTANGULARES Y CIRCULARES CALCULADA POR EL PRINCIPIO DE CAMPOS EQUIVALENTES Y POR EL MÉTODO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER

2.1 INTRODUCCIÓN

A una antena que tiene como parte de su estructura una apertura, a través de la cual se propaga una onda electromagnética, se le llama *antena de apertura* [STZ85]. Las antenas de apertura tienen su principal aplicación dentro del área de las telecomunicaciones en la banda de frecuencias correspondiente a las microondas. Existen muchos tipos diferentes de configuraciones para una antena de apertura; algunos de los más populares son los que se mostraron en la figura 1.2. Estas pueden tomar la forma de una guía de ondas o de una corneta, cuya apertura puede ser cuadrada, rectangular, circular, elíptica o de cualquier otra forma geométrica. El uso de este tipo de antenas resulta práctico para aplicaciones espaciales dado que pueden ser montadas al ras de la superficie de una aeronave o vehículo espacial; además, su apertura puede ser cubierta con un material dieléctrico¹ con propósito de protegerla de las condiciones ambientales. Cabe señalar que este tipo de montaje no afecta considerablemente el perfil aerodinámico del vehículo, lo que resulta importante en aplicaciones donde la velocidad del mismo resulta crítica.

En este capítulo se discutirán dos herramientas matemáticas que hacen posible el análisis de las características de radiación de las antenas de apertura: el principio de campos equivalentes (dominio espacial) y el método de la Transformada de Fourier (dominio espectral). Además se demostrarán algunos de los conceptos expuestos mediante ilustraciones y ejemplos. Dado que las configuraciones rectangulares y circulares son las más utilizadas en la práctica, es necesario hacer énfasis en el análisis y

¹ El análisis de aperturas cubiertas con un material dieléctrico con permitividad ϵ_r y grosor h resulta más sencillo cuando se hace uso del Método de la Transformada de Fourier (véase la sección 2.6)

estudio de este tipo particular de aperturas. Por otro lado, a manera de simplificar la complejidad matemática que involucra el análisis de este tipo de antenas, éste se realizará considerando que el punto de observación se encuentra dentro la región considerada como *campo lejano* o región de Fraunhofer² [BAL97], para lo cual el método de la transformada de Fourier nos proporciona ecuaciones fáciles de emplear (tabla 2.2)

2.2 RECORDATORIO DE LAS ECUACIONES DE MAXWELL

Dado que se va a tratar con antenas que radian campos electromagnéticos, es conveniente enunciar las ecuaciones básicas para el análisis de problemas de electromagnetismo, es decir, las ecuaciones de Maxwell.

Las cuatro cantidades del campo que son de interés para este trabajo son: el campo eléctrico $E(\mathbf{r},t)$ [V/m], la intensidad magnética $H(\mathbf{r},t)$ [A/m], el campo de desplazamiento eléctrico $D(\mathbf{r},t)$ [C/m³], y la densidad de flujo magnético $B(\mathbf{r},t)$ [Wb/m²]. Estos campos junto con los que son propios de la fuente - densidad de corriente $J(\mathbf{r},t)$ [A/m²], y densidad de carga $\rho(\mathbf{r},t)$ [C/m³] - se encuentran relacionados por las ecuaciones de Maxwell de la siguiente manera:

$$\nabla \times E(\mathbf{r},t) = -\frac{\partial}{\partial t} B(\mathbf{r},t) \quad (\text{Ley de Faraday}) \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times H(\mathbf{r},t) = J(\mathbf{r},t) + \frac{\partial}{\partial t} D(\mathbf{r},t) \quad (\text{Ley de Ampère generalizada}) \quad (2.1b)$$

$$\nabla \cdot D(\mathbf{r},t) = \rho(\mathbf{r},t) \quad (\text{Ley de Gauss}) \quad (2.1c)$$

$$\nabla \cdot B(\mathbf{r},t) = 0 \quad (\text{Continuidad del flujo magnético}) \quad (2.1d)$$

En las ecuaciones anteriores resulta evidente que la relación que existe entre cada una de las cantidades físicas es de carácter tanto espacial como temporal; es decir, dichas cantidades se encuentran representadas por vectores dependientes de las dimensiones x , y , z y del tiempo t . Por otro lado, suponiendo que los medios son isotrópicos, lineales y diamagnéticos tenemos las siguientes ecuaciones materiales, puesto que dependen del medio de análisis:

$$D = \epsilon E \quad \epsilon = \text{permitividad eléctrica.} \quad (2.2a)$$

$$B = \mu H \quad \mu = \text{permeabilidad magnética.} \quad (2.2b)$$

$$J = \sigma E \quad (\text{Ley de Ohm}) \quad (2.2c)$$

$\sigma = \text{conductividad del medio}$

² La región Fraunhofer se define como aquella región donde la distribución de campo es independiente de la distancia R a la antena: $R > 2D^2/\lambda$; donde D es la máxima dimensión de la antena y $D > \lambda$. (ver capítulo 1)

La solución de las ecuaciones diferenciales (2.1a)-(2.1d) se puede simplificar mediante el uso de cantidades llamadas *fasores*. El método fasorial supone una dependencia senoidal de los campos respecto al tiempo, de la forma.

$$E = \mathbf{E}_m \cos(\omega t + \theta) \quad (2.3)$$

Donde: E es el campo total dependiente del tiempo,
 \mathbf{E}_m es el vector de magnitud máxima del campo E
 ω es la frecuencia angular de oscilación del campo y
 θ es la fase del campo E .

Si se conoce la frecuencia ω , entonces el campo E queda completamente especificado por su amplitud \mathbf{E}_m y su fase θ . Estas cantidades se representan como un número complejo con el que están en relación:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{j\theta} = \mathbf{E}_m \angle \theta \quad (2.4)$$

Donde \mathbf{E} se define como el fasor del campo E .

Con el propósito de simplificar la notación que ha de usarse en este trabajo, cabe señalar que de aquí en adelante, los campos originales dependientes del tiempo se representan con letras en *negrita cursivas* (E) mientras que su representación fasorial mediante letras en *negrita* (\mathbf{E}). El motivo de la definición de fasor puede verse de la equivalencia, por la fórmula de Euler:

$$\mathbf{E}_m \cos(\omega t + \theta) = \text{Re}(\mathbf{E}_m e^{j\theta} e^{j\omega t}) \quad (2.5)$$

Por tanto, observando las ecuaciones (2.5) y (2.4), tenemos:

$$E = \text{Re}(\mathbf{E}_m e^{j\theta} e^{j\omega t}) \quad (2.6)$$

La propiedad más importante del método fasorial relaciona la derivada temporal de los campos, con su fasor:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = j\omega \mathbf{V} \quad (2.7)$$

Tomando en cuenta el desarrollo anterior, podemos expresar las ecuaciones de Maxwell (2.1) en su forma fasorial:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (2.8a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (2.8b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.8c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.8d)$$

Como se analizará en la sección 2.5, al expresar los efectos de radiación de diversas fuentes por medio de campos o fuentes equivalentes (principio de equivalencia), resulta útil manejar las ecuaciones de Maxwell de una forma simétrica.

Por lo anterior, matemáticamente se recurre a la corriente y carga magnéticas \mathbf{J}_m , ρ_m , análogas a la corriente y carga eléctricas \mathbf{J}_e y ρ_e . Entonces podemos reescribir las ecuaciones fasoriales de Maxwell de la siguiente manera:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} - \mathbf{J}_m \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \mathbf{D} + \mathbf{J}_e \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \rho_m \quad (2.9)$$

Cuando ambos tipos de fuentes están presentes, el campo resultante es superposición del campo producido por las fuentes eléctricas \mathbf{J}_e , ρ_e y el producido por las fuentes magnéticas \mathbf{J}_m , ρ_m actuando de manera separada.

2.3 FUNCIONES VECTORIALES DE POTENCIAL

Para problemas de radiación es muy común realizar un procedimiento de análisis haciendo uso de funciones auxiliares, conocidas como *vectores potencial*, las cuales simplifican la solución de dichos problemas. Las funciones más comunes de vector potencial son el vector \mathbf{A}_m (vector potencial magnético) y \mathbf{A}_e (vector potencial eléctrico) [BAL97].

A pesar de que las intensidades de campo eléctrico y magnético (\mathbf{E} y \mathbf{H}) representan cantidades físicamente mensurables, para el análisis de problemas, los vectores potencial son estrictamente herramientas matemáticas.

La introducción de los potenciales frecuentemente simplifica la solución de problema de análisis, a pesar de que se requieran determinar funciones adicionales. Aunque sea posible calcular los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} directamente de las fuentes de densidad corriente \mathbf{J}_e y \mathbf{J}_m , como se muestra en la figura 2.1, generalmente es mucho más simple calcular primero funciones potencial auxiliares para después determinar \mathbf{E} y \mathbf{H} .

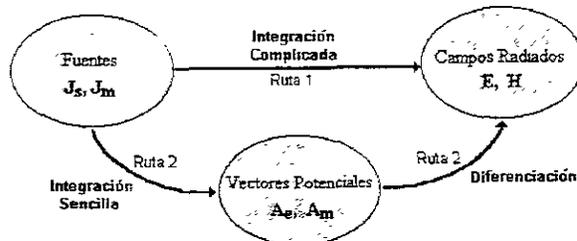


Figura 2.1 Diagrama de bloques para calcular los campos radiados por fuentes eléctricas y magnéticas.

Para obtener las fórmulas de la ruta 2 de integración de la figura 2.1, se resuelven las siguientes ecuaciones vectoriales no homogéneas de Helmholtz:

$$(\nabla^2 + k^2)\mathbf{A}_m = -\varepsilon\mathbf{J}_e \quad (2.10a)$$

$$(\nabla^2 + k^2)\mathbf{A}_e = -\mu\mathbf{J}_m \quad (2.10b)$$

Donde $k^2 = \omega^2\mu\varepsilon$, siendo k la constante de propagación del medio de análisis.

La solución de las ecuaciones (2.10) ha sido ampliamente estudiada, llegándose a las siguientes expresiones para los vectores de potencial \mathbf{A}_e y \mathbf{A}_m , para el caso en el que las fuentes están situadas en el origen:

$$\mathbf{A}_m(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J}_e \frac{e^{-jk_r}}{r} dV \quad (2.11a)$$

$$\mathbf{A}_e(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J}_m \frac{e^{-jk_r}}{r} dV \quad (2.11b)$$

Donde: \mathbf{r} es el vector de posición desde la fuente hacia el punto de observación,

$$r = |\mathbf{r}| \text{ y}$$

V es el volumen que contiene las fuentes de corriente \mathbf{J}_e y \mathbf{J}_m .

Supóngase ahora que se traslada la fuente a otro punto en el espacio con coordenadas (x', y', z') , como lo muestra la figura 2.2

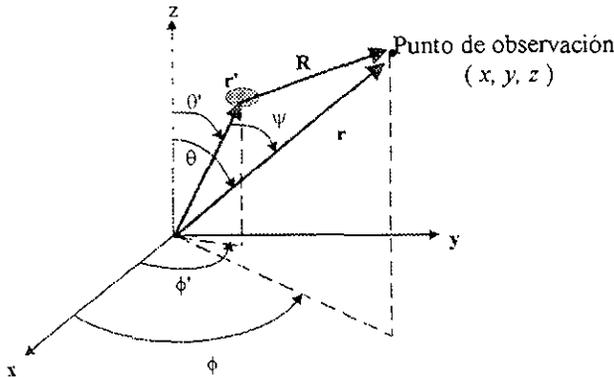


Figura 2.2 Sistema de coordenadas para analizar la radiación de una fuente que no está en el origen

Bajo este nuevo modelo, se tiene que los vectores de potencial se definen como:

$$\mathbf{A}_m(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J}_e \frac{e^{-\mu R}}{R} dV \quad (2.12a)$$

$$\mathbf{A}_e(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J}_m \frac{e^{-\mu R}}{R} dV \quad (2.12b)$$

donde: $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ y
 $R = |\mathbf{R}|$

Una vez determinados los vectores de potencial \mathbf{A}_e y \mathbf{A}_m , es posible conocer el valor de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} a partir de las siguientes ecuaciones:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{A}_e \quad (2.13)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}_m \quad (2.14)$$

A continuación haremos una simplificación importante para el cálculo de los potenciales y de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} en las ecuaciones (2.13) y (2.14).

2.4 ECUACIONES DE RADIACIÓN PARA EL CAMPO LEJANO

En la figura 2.2 se presentó el caso en donde las fuentes de corriente se encuentran fuera del sistema de coordenadas y el punto de observación localizado en las coordenadas (x, y, z) . Si ahora se considera que dicho punto de observación se encuentra en la región de campo lejano, es válido asumir que los vectores \mathbf{R} y \mathbf{r} son prácticamente paralelos, tal como se ilustra en la figura 2.3.

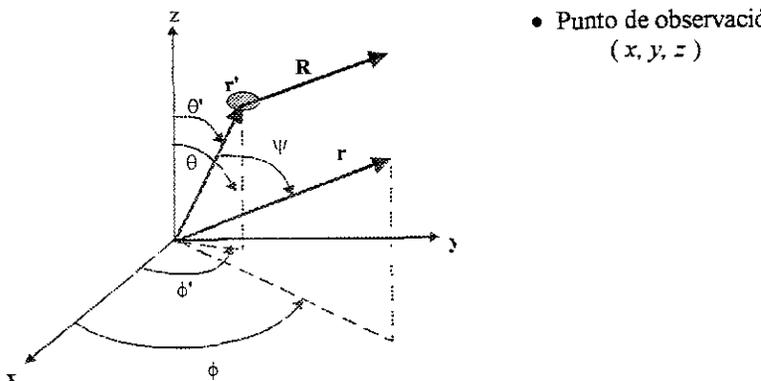


Figura 2.3 Sistema de coordenadas para radiación de antenas en campo lejano.

En donde deben considerarse las siguientes aproximaciones:

$$R \approx r - r' \cos \psi \quad \text{para variaciones de fase} \quad (2.15a)$$

$$R \approx r \quad \text{para variaciones de amplitud} \quad (2.15b)$$

Donde: $r' = |r'|$,

$r = |r|$,

$R = |R|$ y

ψ es el ángulo entre los vectores r y r' , como se muestra en la figura 2.3.

El vector r' indica la localización de las fuentes de corriente J_e y J_m sobre las cuales se debe realizar la integración. El vector r indica al punto de observación.

Bajo este nuevo modelo, las ecuaciones (2.12) para obtener los vectores potenciales se convierten en:

$$A_m = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V J_e \frac{e^{-jkr}}{r} dv' \approx \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} N \quad (2.16a)$$

$$N = \iiint_V J_e e^{jkr' \cos \psi} dv'$$

$$A_e = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_V J_m \frac{e^{-jkr}}{r} dv' \approx \frac{\varepsilon e^{-jkr}}{4\pi r} L \quad (2.16b)$$

$$L = \iiint_V J_m e^{jkr' \cos \psi} dv'$$

Una vez calculados los vectores de potencial, se deben obtener los campos E y H , que son el objetivo del desarrollo matemático hasta ahora expuesto. Los campos radiados por antenas de dimensiones finitas son ondas esféricas (frentes de onda esféricos). Se puede demostrar que para el análisis en el campo lejano, se pueden considerar únicamente las componentes transversales E_θ y E_ϕ , mediante las expresiones de la tabla 2.1:

Tabla 2.1 Campos radiados por una antena para el campo lejano.

Fuentes eléctricas ($J_e \neq 0, J_m = 0$)		Fuentes magnéticas ($J_e = 0, J_m \neq 0$)	
$E = -j\omega A_m$	$E_r = 0;$ $E_\theta = -j\omega A_{m\theta}$ $E_\phi = -j\omega A_{m\phi}$	$H = -j\omega A_e$	$H_r = 0;$ $H_\theta = -j\omega A_{e\theta}$ $H_\phi = -j\omega A_{e\phi}$
$H = -j\omega a_r \times A_m / \eta$ $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ (impedancia característica)	$H_r = 0;$ $H_\theta = -E_\theta / \eta.$ $H_\phi = -E_\phi / \eta.$	$E = j\omega \eta a_r \times A_e$	$E_r = 0;$ $E_\theta = -\eta H_\theta.$ $E_\phi = -\eta H_\phi.$

Si ahora se combinan las ecuaciones de la tabla 2.1 con las ecuaciones (2.16), y se suman las contribuciones de fuentes eléctricas y fuentes magnéticas para el campo total radiado, se obtiene:

$$E_r = 0 \quad (2.17a)$$

$$E_\theta \approx -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta + \eta N_\theta) \quad (2.17b)$$

$$E_\phi \approx \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\phi - \eta N_\phi) \quad (2.17c)$$

$$H_r \approx 0 \quad (2.17d)$$

$$H_\theta \approx \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_\theta - \frac{L_\theta}{\eta} \right) \quad (2.17e)$$

$$H_\phi \approx -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_\phi + \frac{L_\phi}{\eta} \right) \quad (2.17f)$$

Con estas ecuaciones es posible calcular los campos radiados en el campo lejano, por fuentes de corriente magnética y eléctrica, sólo que es necesario representar las distribuciones de corriente de una forma adecuada para cada problema en particular. Para el caso específico de antenas de apertura no es fácil determinar estas distribuciones, por lo que se recurre al principio de campos equivalentes que se tratará en la sección siguiente.

2.5 PRINCIPIO DE CAMPOS EQUIVALENTES

En los problemas de propagación de ondas, como los del electromagnetismo, se recurre frecuentemente a la representación de las diferentes fuentes por otras equivalentes que puedan adaptarse mejor tanto a la geometría particular del problema como a la simplificación de los cálculos de los campos radiados. Por supuesto, estas consideraciones tienen restricciones y casos en los que resultan sólo una aproximación a la solución real del problema.

El principio de Huygens – Fresnel establece que cada punto sin obstrucción de un frente de onda, en un instante de tiempo dado, sirve como una fuente de emisores secundarios esféricos (de la misma frecuencia de la onda primaria). La amplitud del campo en cualquier punto adelante es la superposición de todos estos emisores (considerando sus amplitudes y fases relativas).

Para explicar lo que se conoce como *principio de campos equivalentes* considérese el problema de un campo electrostático elemental. Un punto de carga q en el origen como se muestra en la figura 2.4a producirá un campo eléctrico que puede ser expresado como.

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{a}_r \quad (2.18)$$

Poniendo atención al campo fuera de la superficie esférica de radio r_0 de la figura 2.4b, se observa que se puede mantener el mismo campo \mathbf{E} en la región $r > r_0$ si se remueve la carga q y se coloca en su lugar una superficie esférica cerrada con densidad de carga $\rho_s = q/4\pi r_0^2$ a la distancia $r = r_0$ como se muestra en la figura 2.4b. La densidad de carga ρ_s provee la adecuada terminación de las líneas de fuerza asociadas con \mathbf{E} en la superficie $r = r_0$. La nueva fuente colocada en $r = r_0$ es equivalente al punto de carga original q así como el campo fuera de la superficie $r = r_0$. Este es un ejemplo de lo que se conoce como *principio de campos equivalentes*.

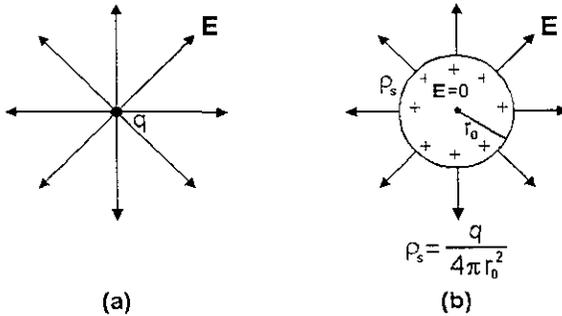


Figura 2.4 Distribuciones de carga eléctrica y magnética equivalentes

La *equivalencia de campo* es uno de los principios más importantes dentro de la teoría de antenas, ya que permite reemplazar fuentes reales por fuentes equivalentes de campo. Se dice que las fuentes ficticias son equivalentes en una región, porque éstas producen *el mismo campo dentro de dicha región*.

Mediante el principio de equivalencia, los campos fuera de una superficie cerrada imaginaria se pueden obtener colocando densidades de corriente eléctrica y magnética sobre la superficie, de manera tal que se satisfagan las condiciones de frontera. Las densidades de corriente se seleccionan de modo que los campos dentro de la superficie cerrada sean cero, y fuera de ella sean igual a la radiación producida por las fuentes iniciales. De esta manera la técnica puede ser utilizada para obtener los campos radiados fuera de una superficie cerrada por fuentes encerradas dentro de ella. Esta formulación es exacta pero requiere de una integración sobre la superficie cerrada. El grado de precisión de la integral depende del conocimiento de las componentes tangenciales del campo sobre dicha superficie cerrada.

En la mayoría de las aplicaciones, la superficie cerrada se selecciona de tal manera que la mayor parte coincida con partes conductoras de la estructura física. Lo anterior se debe a que el desvanecimiento de las componentes tangenciales del campo eléctrico sobre las partes conductoras de la superficie, reduce los límites físicos de integración.

El principio de equivalencia se desarrolla considerando una fuente radiante que se encuentra representada eléctricamente por densidades de corriente \mathbf{J}_{e1} y \mathbf{J}_{m1} , como se muestra en la figura 2.5(a). La fuente radia campos \mathbf{E}_1 y \mathbf{H}_1 hacia todas direcciones. Sin embargo, resulta deseable encontrar una configuración que produzca los campos fuera de una superficie cerrada. Para llevar a cabo esto, se escoge una superficie cerrada S esquemáticamente representada por una línea punteada en la figura 2.5(a), la cual encierra a las densidades de corriente \mathbf{J}_{e1} , \mathbf{J}_{m1} . El volumen dentro de S se denomina V_1 y fuera de ella se denomina V_2 . La tarea principal será reemplazar el problema original mostrado en la figura 2.5(a) por un problema equivalente que produzca los mismos campos \mathbf{E}_1 y \mathbf{H}_1 fuera de S (dentro de V_2). Evidentemente, la formulación del problema se puede simplificar si se escoge una superficie cerrada de tal manera que sea posible conocer *a priori* el valor de los campos sobre toda la superficie.

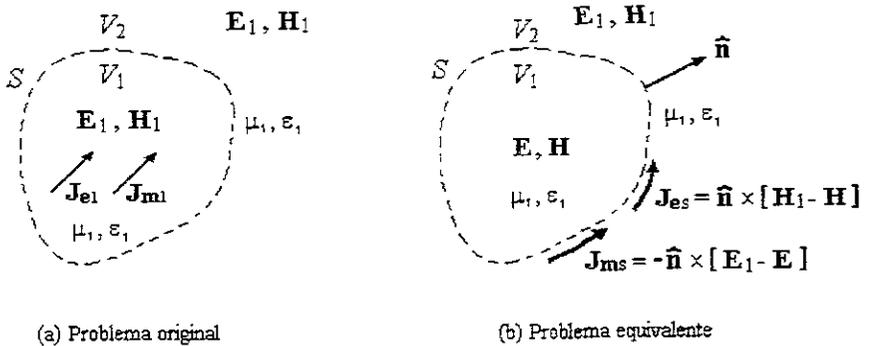


Figura 2.5 Modelos para el principio de campos equivalentes

En la figura 2.5(b) se muestra un problema equivalente correspondiente a la figura 2.5(a). En esta última se han removido las fuentes originales \mathbf{J}_{e1} , \mathbf{J}_{m1} , y se asume que existen campos \mathbf{E} y \mathbf{H} dentro de S y campos \mathbf{E}_1 y \mathbf{H}_1 fuera de S . Para los campos fuera de S , se deben satisfacer las condiciones de frontera para las componentes tangenciales del campo eléctrico y magnético. De esa manera, sobre la superficie imaginaria S deben existir fuentes equivalentes:

$$\mathbf{J}_{es} = \hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}] \tag{2.19}$$

$$\mathbf{J}_{ms} = -\hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}] \tag{2.19}$$

Las cuales radian en el espacio sin fronteras (el mismo medio hacia todas direcciones). Las densidades de corriente (2.19a) y (2.19b), se dice que son equivalentes sólo dentro del volumen V_2 , debido a que producen los campos originales ($\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$) sólo fuera de S . Dentro de V_1 se tendrán entonces, campos \mathbf{E} y \mathbf{H} diferentes de los campos originales ($\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$) pero estos no nos interesan. Como las corrientes de (2.19a) y (2.19b) radian en un espacio sin fronteras, es posible determinar los campos utilizando las ecuaciones y la geometría de la figura 2.2. En esta figura, R es la distancia medida desde cualquier punto de la superficie S donde existan las densidades de corriente, hacia el punto de observación.

Hasta ahora, las componentes tangenciales tanto de \mathbf{E} como de \mathbf{H} han sido utilizadas para configurar el problema equivalente. De los conceptos de unicidad electromagnética se sabe que para conocer el valor del campo, sólo es necesario conocer las componentes tangenciales de \mathbf{E} o \mathbf{H} . Sin embargo se puede demostrar que para encontrar estos problemas equivalentes sólo se requieren las densidades de corriente magnética (\mathbf{E} tangencial) o las densidades de corriente eléctrica (\mathbf{H} tangencial). Lo anterior requiere de algunas modificaciones al problema equivalente de la figura 2.5(b).

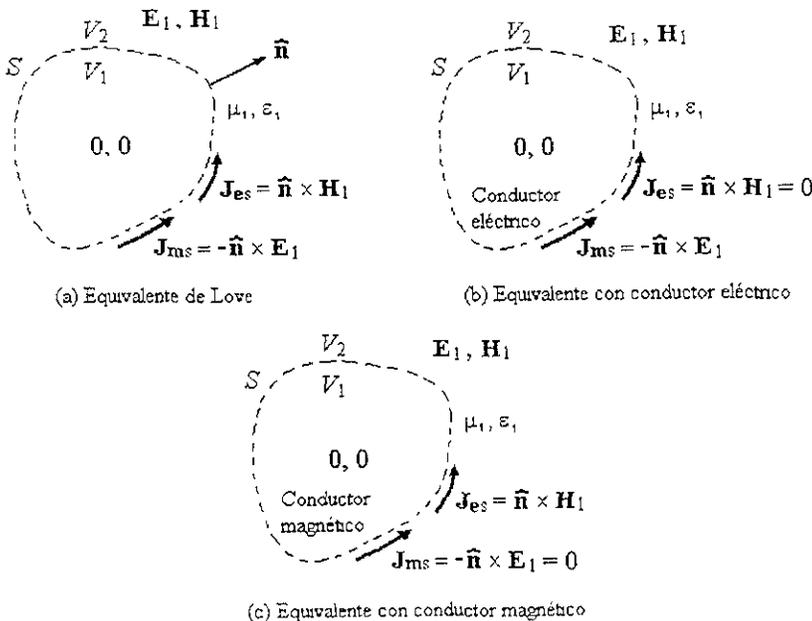


Figura 2.6 Modelos para el principio de equivalencia

Como los campos \mathbf{E}, \mathbf{H} dentro de S pueden tomar cualquier valor (dado que ésta no es la región de interés), es válido asumir que éstos valgan cero. En ese caso, los problemas equivalentes de la figura 2.5(b) se reducen a los de la figura 2.6(a), donde las densidades de corriente equivalentes son iguales a

$$\mathbf{J}_{es} = \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}),_{\mathbf{H}=0} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_1 \quad (2.20a)$$

$$\mathbf{J}_{ms} = -\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}),_{\mathbf{E}=0} = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_1 \quad (2.20b)$$

Esta forma del principio de equivalencia de campo se conoce como el *Principio de Equivalencia de Love*. Como las densidades de corriente de (2.20a) y (2.20b) radian en un medio sin fronteras (mismos μ y ϵ), éstas pueden ser utilizadas junto con las ecuaciones (2.11) a (2.14) para encontrar los campos en cualquier región del espacio.

El Principio de Equivalencia de Love de la figura 2.6(a) produce un campo nulo dentro de la superficie imaginaria S . Como los valores de $\mathbf{E} = \mathbf{H} = 0$ dentro de S no pueden ser perturbados, aunque las propiedades del medio dentro de ésta cambien, se puede asumir que esta superficie es reemplazada por un conductor eléctrico perfecto ($\sigma = \infty$).

La introducción del conductor perfecto tendrá un efecto en la fuente equivalente \mathbf{J}_{es} , no permitirá el uso de las ecuaciones (2.11) a (2.14), dado que las densidades de corriente para este caso, no radian en un medio sin fronteras. Imaginemos que la configuración geométrica del conductor eléctrico es idéntica al perfil de la superficie imaginaria S , sobre la cual existen \mathbf{J}_{es} y \mathbf{J}_{ms} . Cuando el conductor eléctrico toma su lugar, como se muestra en la figura 2.6(b), la densidad de corriente eléctrica \mathbf{J}_{es} que es tangente a la superficie S , se ha puesto en cortocircuito por la presencia del conductor eléctrico, por lo que no radia. Así, el problema equivalente de la figura 2.6(a) se reduce a aquel de la figura 2.6(b). En este último, existe solamente una densidad de corriente magnética \mathbf{J}_{ms} sobre la superficie S , y radia en la presencia del conductor eléctrico produciendo fuera de ella, los campos originales $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$.

Dentro de S los campos valen cero pero, como antes, esta no es la región de interés. La dificultad en tratar de utilizar el problema equivalente de la figura 2.6(b) es que no es posible utilizar las ecuaciones (2.11) a (2.14), debido a que las densidades de corriente no radian dentro de un medio sin fronteras. Es necesario resolver el problema de una densidad de corriente magnética radiando en presencia de una superficie conductor eléctrica. Bajo estas consideraciones, parecería que el problema equivalente es tan difícil como el problema original.

De manera similar y refiriéndose a la figura 2.6(a), asúmase que en lugar de colocar un conductor eléctrico perfecto dentro de S , se introduce un conductor magnético perfecto, el cual pondrá en cortocircuito la densidad de corriente magnética y reducirá el problema equivalente al mostrado en la figura 2.3(c). Tal y como fue en el problema equivalente de la figura 2.6(b), no es posible utilizar las ecuaciones (2.11) a (2.14) y llegar a la solución del problema parecería tan difícil como el planteado por la figura 2.6(b) o el mismo problema original de la figura 2.5(a).

Para empezar a comprender la utilidad del principio de equivalencia, especialmente para la figura 2.6(b), asúmase que la superficie del conductor eléctrico es plana y se extiende al infinito, como se muestra en la figura 2.7(a).

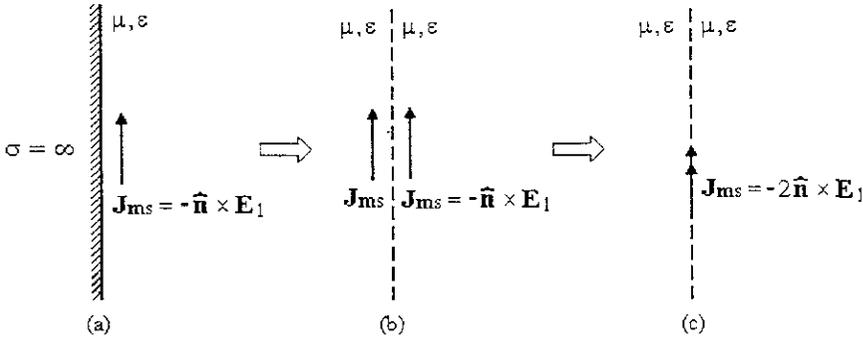


Figura 2.7 Modelos equivalentes para la radiación de una fuente magnética cerca de un conductor eléctrico perfecto

Para esta geometría, el problema consiste en determinar la manera como radia una fuente magnética en presencia de un conductor eléctrico plano. De acuerdo con la teoría de imágenes, este problema se reduce al mostrado en la figura 2.7(b), donde se introduce una fuente magnética imaginaria del lado del conductor y por ende, toma su lugar (sustituyendo al conductor). Dado que la densidad de corriente de fuente imaginaria tiene la misma dirección que la fuente equivalente, el problema equivalente de la figura 2.7(b) se reduce al de la figura 2.7(c). La densidad de corriente magnética se duplica, radia en un medio sin fronteras y por lo tanto es posible aplicar las ecuaciones (2.11) a (2.14) para obtener los campos correspondientes. El problema equivalente de la figura 2.7(c) produce los campos \mathbf{E} , \mathbf{H} correctos del lado derecho de la interfaz. En la mayor parte de los casos prácticos, se tiene que la superficie del obstáculo no es plana ni por supuesto, de dimensiones infinitas, pero si su curvatura es grande comparada con la longitud de onda, lo anterior representa una buena aproximación para el problema equivalente de la figura 2.7(c).

2.5.1 Principio de equivalencia sobre una apertura de guía de ondas.

Supóngase que se tiene una apertura de guía de ondas montada sobre un plano de tierra eléctrico infinito, tal y como se muestra en la figura 2.8(a), por otro lado se sabe que las componentes tangenciales del campo eléctrico sobre la apertura están dadas por \mathbf{E}_o . Para encontrar el problema equivalente que produzca los mismos campos radiados \mathbf{E} , \mathbf{H} del lado derecho de la apertura, primero considérese una superficie cerrada imaginaria adecuada. Como caso práctico para este ejemplo, resulta conveniente considerar un plano que se extienda desde menos infinito, hasta más infinito, como se muestra en la figura 2.8(b). Sobre el plano infinito, se forman las densidades de corriente equivalentes \mathbf{J}_{es} y \mathbf{J}_{ms} . Dado que fuera de la apertura no existen las componentes tangenciales de \mathbf{E} debido al desvanecimiento por las condiciones de frontera, la densidad de corriente magnética \mathbf{J}_{ms} es diferente de cero sólo sobre la apertura. La densidad de corriente eléctrica \mathbf{J}_{es} es diferente de cero en todos los puntos y es aún desconocida

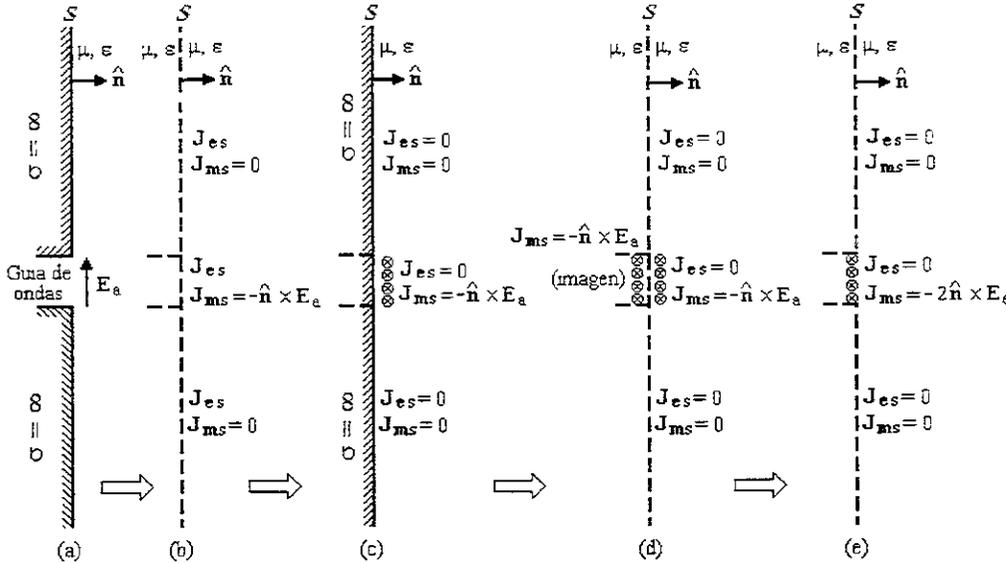


Figura 2.8 Modelos equivalentes para una apertura de guía de ondas sobre un plano de tierra de conductor eléctrico infinito

Ahora, asúmase que un conductor eléctrico plano se aproxima a la superficie S y corta la densidad de corriente \mathbf{J}_{es} en todos los puntos. Bajo estas condiciones, sólo existe \mathbf{J}_{ms} sobre el espacio ocupado originalmente por la apertura y radia en la presencia de un conductor (ver figura 2.8(c)). De acuerdo con la teoría de imágenes, se puede remover el conductor para reemplazado por una fuente imaginaria equivalente \mathbf{J}_{ms} como se muestra en la figura 2.8(d), la cual resulta análoga a la figura 2.7(b). Finalmente, el problema equivalente de la figura 2.8(d) se reduce al de la figura 2.8(e), el cual es análogo al de la figura 2.7(c). Es así como el problema original se redujo a un modelo equivalente simple en el cual es posible aplicar las ecuaciones (2.11) a (2.14) para llegar a su solución.

2.6 TRANSFORMADA DE FOURIER EN APERTURAS

En la sección anterior se trató el análisis de aperturas en un dominio espacial, para aplicarlo al estudio de aperturas rectangulares y circulares que radian dentro de un medio homogéneo infinito sin pérdidas. Sin embargo, para casos en donde las aperturas montadas sobre un plano de tierra infinito se encuentran cubiertas con un material dieléctrico con o sin pérdidas, el análisis mediante técnicas que operan en el dominio espacial se vuelve sumamente complejo; por ello es preciso recurrir a una técnica que simplifica considerablemente este proceso mediante un análisis en el *dominio espectral*. Este método es conocido como *Método de la Transformada de Fourier*.

Todos los cálculos realizados por medio del método del principio de campos equivalentes pueden ser resueltos mediante el método de la transformada de Fourier, el cual resulta más sencillo de aplicar y de comprender. En este trabajo se utilizará este método para el cálculo de patrones de radiación de aperturas planas, pero primero se obtendrán algunas ecuaciones generales y expresiones de los campos radiados en función de las transformadas de Fourier de los campos en la apertura. De aquí en adelante, ha de tomarse en cuenta que el análisis se realiza en la región de campo lejano para aperturas planas montadas en el plano $z = 0$.

Supóngase que se tiene una apertura como la que se muestra en la figura 2.9, en la cual existen campo magnético y eléctrico tangenciales \mathbf{H}_t y \mathbf{E}_t .



Figura 2.9 Representación de una apertura en $z=0$, con presencia de campo eléctrico y magnético tangenciales

De esta manera se pueden definir las dos cantidades (\mathbf{f} y \mathbf{g}) que serán de gran utilidad para el análisis de los problemas de radiación de aperturas:

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_t(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \equiv f_x \mathbf{a}_x + f_y \mathbf{a}_y \quad (2.21)$$

$$\mathbf{g}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_t(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \equiv g_x \mathbf{a}_x + g_y \mathbf{a}_y \quad (2.22)$$

Donde a $\mathbf{f}(k_x, k_y)$ se le denomina como Transformada de Fourier del campo eléctrico tangencial y a $\mathbf{g}(k_x, k_y)$ como Transformada de Fourier del campo magnético tangencial.

Con ayuda de las ecuaciones (2.21)-(2.22) se puede demostrar que las integrales \mathbf{L} y \mathbf{N} de las ecuaciones (2.16) se pueden expresar de la siguiente forma:

$$\mathbf{L} = -\mathbf{n} \times \mathbf{f} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{n} \times \mathbf{g} \quad (2.24)$$

Donde \mathbf{n} es el vector unitario normal a la superficie de análisis, que en este caso el vector unitario en la dirección z (\mathbf{a}_z). De esta manera es posible conocer las componentes en las direcciones θ y ϕ de los vectores \mathbf{L} y \mathbf{N} para así conocer los campos radiados totales.

$$\mathbf{L} = -\mathbf{a}_z \times \mathbf{f} = \mathbf{a}_\theta (f_x \cos \theta \sin \phi - f_y \cos \theta \sin \phi) + \mathbf{a}_\phi (f_x \cos \phi + f_y \sin \phi) \quad (2.25)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{a}_z \times \mathbf{g} = -\mathbf{a}_\theta (g_x \cos \theta \sin \phi - g_y \cos \theta \sin \phi) - \mathbf{a}_\phi (g_x \cos \phi + g_y \sin \phi) \quad (2.26)$$

Si lo anterior se sustituye en las ecuaciones (2.17) se obtienen las expresiones generales de los campos radiados mediante la transformada de Fourier:

Tabla 2.2 Campos radiados por aperturas montadas sobre el $pl \ z=0$, calculados mediante la transformada de Fourier.

Caso	E_θ	E_ϕ
Fuentes eléctricas ($J_e \neq 0, J_m = 0$)	$\frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} [\eta \cos \theta (g_y \cos \phi - g_x \sin \phi)]$	$\frac{-jk}{4\pi r} e^{-jkr} \eta [g_y \sin \phi + g_x \cos \phi]$
Fuentes magnéticas ($J_e = 0, J_m \neq 0$)	$\frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} [f_x \cos \phi + f_y \sin \phi]$	$\frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} [\cos \theta (f_y \cos \phi - f_x \sin \phi)]$

A continuación se hará uso del desarrollo matemático anterior para analizar la radiación producida por los dos tipos principales de aperturas, que son las rectangulares y las circulares.

2.6.1 Aperturas rectangulares

A pesar de que la teoría expuesta nos permite realizar el análisis de aperturas sin importar su forma geométrica, en la práctica la apertura rectangular es probablemente la más común en antenas para microondas. Debido a su configuración, resulta conveniente utilizar el sistema coordenado rectangular para expresar los campos en la apertura y para realizar la integración. La figura 2.10 muestra las posiciones coordenadas más convenientes para realizar el análisis de esta antena.

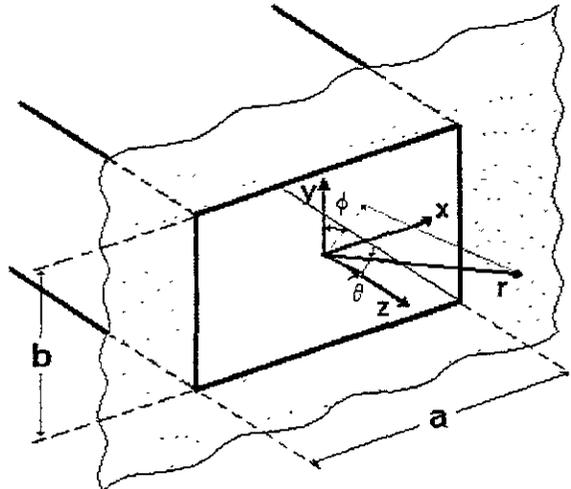


Figura 2.10 Modelo de apertura rectangular para análisis de patrones de radiación

El procedimiento de análisis de aperturas rectangulares mediante la Transformada de Fourier es general, es decir, puede aplicarse a éstas sin importar sus dimensiones o distribución de los campos tangenciales. En la ecuación (2.21) puede verse que en el integrando se encuentra la función que describe la distribución de campo eléctrico tangencial, mientras que los límites de integración se definen con las dimensiones físicas de la apertura.

Puesto que en esta sección se pretende introducir algunos casos prácticos, supóngase que tanto la función que define la distribución del campo eléctrico tangencial, como las dimensiones eléctricas de la apertura, se conocen *a priori*. Gracias a esto, se tiene que para poder determinar el patrón de radiación, sólo es necesario realizar una integral de superficie cuyos elementos quedan completamente definidos una vez establecido el caso práctico.

Como puede verse, bajo estas condiciones el análisis mediante el Método de la Transformada de Fourier se reduce al cálculo de integrales dobles de variable compleja, lo cual es fácilmente realizable mediante algún método numérico. La ventaja de realizar la Transformada de Fourier numéricamente en vez de obtener una expresión matemática cerrada, radica en las bondades que ofrece el utilizar computadoras y lenguajes de programación. Aquí cabe señalar que los resultados del análisis de aperturas obtenidos en esta sección se realizaron con ayuda de una PC y los programas Matlab y C/C++, los cuales proporcionan una buena aproximación a los resultados obtenidos por otros métodos y que se han expuesto en la literatura de análisis de antenas. Una buena referencia es el libro "*Teoría de Antenas. Análisis y Diseño*" de C. A. Balanis [BAL97], en el cual se presentan los resultados del análisis de aperturas rectangulares y circulares realizado por el Método de Campos Equivalentes.

Con objeto de tener un parámetro de comparación, en esta sección se incluirán los resultados del análisis aplicado a algunas de las configuraciones de aperturas que propone el libro de Balanis en el capítulo correspondiente. Sin embargo, cabe destacar que los resultados aquí expuestos se obtuvieron aplicando el Método de la Transformada de Fourier (TF), mientras que en el libro de Balanis, se presentan los resultados obtenidos mediante el Principio de Campos equivalentes.

Una vez establecida la forma geométrica que tendrá la apertura para el análisis, se deben establecer algunas de sus características en cuanto a dimensiones eléctricas y forma de distribución del campo magnético tangencial. Para esto, a continuación se presentan los resultados del análisis de radiación mediante el Método de la Transformada de Fourier para diferentes configuraciones de aperturas rectangulares.

➤ ANÁLISIS DE UNA APERTURA RECTANGULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO UNIFORME EN AMPLITUD Y FASE MONTADA SOBRE UN PLANO DE TIERRA ELÉCTRICO INFINITO.

A pesar de que los resultados fueron obtenidos mediante un método numérico, para este caso en particular se expondrá, a manera de ejemplo, los pasos que deben seguirse para realizar el análisis matemático de una apertura con distribución de campo constante mediante la TF. La primera configuración examinada es una apertura rectangular montada sobre un plano de tierra eléctrico infinito, como la que se muestra en la figura 2.10. Para reducir complejidades matemáticas, se considerará que la distribución del campo sobre la apertura es constante, y está dado por:

$$\mathbf{E}_a = \begin{cases} E_0 \mathbf{a}_y, & -a/2 < x < a/2; \quad -b/2 < y < b/2 \\ 0; & \text{para cualquier otro caso} \end{cases} \quad (2.27)$$

Donde E_0 es una constante.

Para poder calcular la magnitud del campo eléctrico radiado por la apertura, es necesario utilizar alguno de los dos procedimientos descritos en las secciones 2.5 y 2.6 respectivamente. Para este caso, se utilizará el análisis de Fourier para poder determinar el patrón de radiación generado por esta configuración. De este modo, de acuerdo con las ecuaciones (2.21) y (2.22), si se aplica la transformada de Fourier a la distribución de campo sobre la apertura se tiene:

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = E_0 \mathbf{a}_y \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{jk_x x + jk_y y} dx dy \quad (2.28)$$

$$\mathbf{g}(k_x, k_y) = 0 \quad (2.29)$$

En la ecuación (2.29) puede verse que la Transformada de Fourier del campo magnético (\mathbf{g}) puede considerarse como nula, debido a que en el modelo equivalente no se consideran las contribuciones de los campos magnéticos tangenciales (ver sección 2.5.1).

Por otro lado, se observa que la integral de la ecuación (2.28) se hace ahora sólo dentro de las dimensiones de la apertura, debido a que no existen campos fuera de la apertura.

Al realizar las integrales de dicha ecuación se llega a:

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = abE_0 \mathbf{a}_y \frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right)}{\frac{k_x a}{2}} \frac{\sin\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{\frac{k_y b}{2}} \quad (2.30)$$

onde:

$$k_x = k \sin \theta \cos \phi \quad \text{y} \quad (2.31a)$$

$$k_y = k \sin \theta \sin \phi \quad (2.31b)$$

A partir de (2.30), (2.31) y utilizando las ecuaciones de la tabla 2.2 se llega a las expresiones finales en componentes $E(r, \theta, \phi)$ del campo eléctrico radiado:

$$E_r = 0 \quad (2.32a)$$

$$E_\theta = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[\cos \theta \cos \phi \left(\frac{\text{sen} \left(\frac{k_x a}{2} \right)}{\frac{k_x a}{2}} \right) \left(\frac{\text{sen} \left(\frac{k_y b}{2} \right)}{\frac{k_y b}{2}} \right) \right] \quad (2.32b)$$

$$E_\phi = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[\text{sen} \phi \left(\frac{\text{sen} \left(\frac{k_x a}{2} \right)}{\frac{k_x a}{2}} \right) \left(\frac{\text{sen} \left(\frac{k_y b}{2} \right)}{\frac{k_y b}{2}} \right) \right] \quad (2.32c)$$

Por otro lado, se tiene que las componentes del campo magnético radiado se encuentran determinadas por las ecuaciones siguientes.

$$H_r = 0 \quad (2.32d)$$

$$H_\theta = -E_\phi / \eta \quad (2.32e)$$

$$H_\phi = +E_\theta / \eta \quad (2.32f)$$

Donde η es la impedancia característica del medio.

De esta manera se obtiene la magnitud del campo eléctrico para cada dirección alrededor de un sistema coordenado esférico en la región denominada como campo plano. Los campos en cada uno de los planos principales, pueden obtenerse fácilmente de las expresiones anteriores sustituyendo para el plano-E ($\phi = \pi/2$) y para el plano-H ($\phi = 0^\circ$) puede observarse que el patrón en el plano-H depende solamente de la dimensión a de la apertura (figur. 2.10), mientras que en el plano-E de la dimensión b .

A continuación, en las figuras 2.11 se muestran las gráficas de los resultados obtenidos para el análisis de esta apertura con dimensiones eléctricas ($a = 3\lambda$, $b = 2\lambda$), que también se denominará como apertura de (3×2)

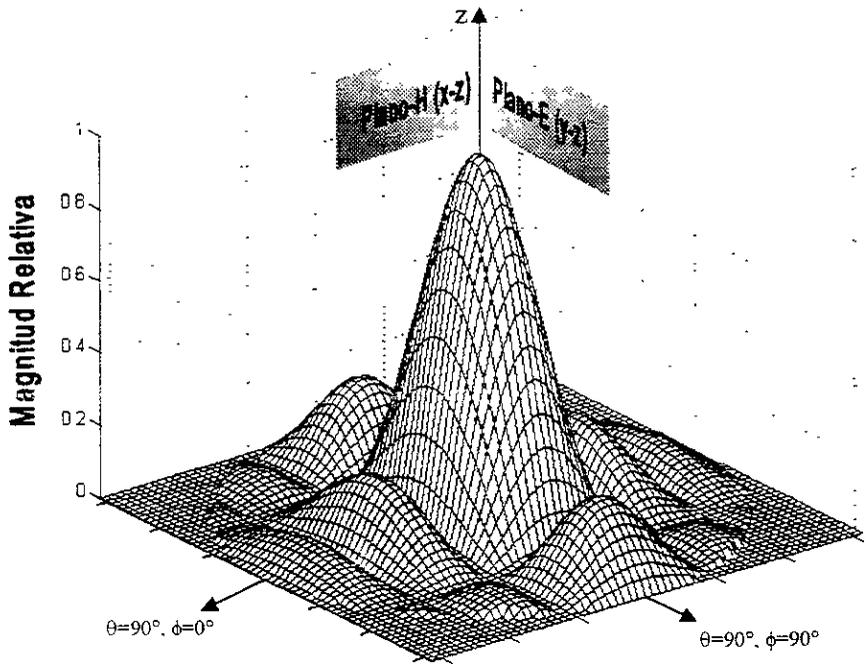


Figura 2.11 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado en una apertura rectangular montada sobre un plano de tierra infinito. $a=3\lambda$, $b=2\lambda$ (3×2).

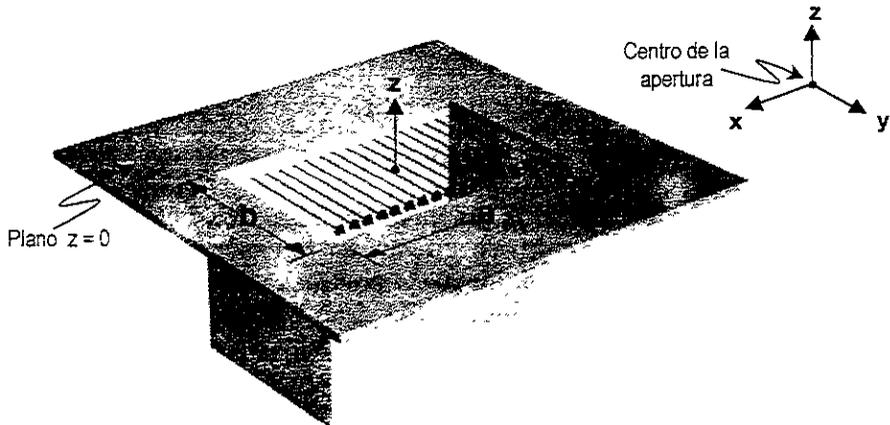
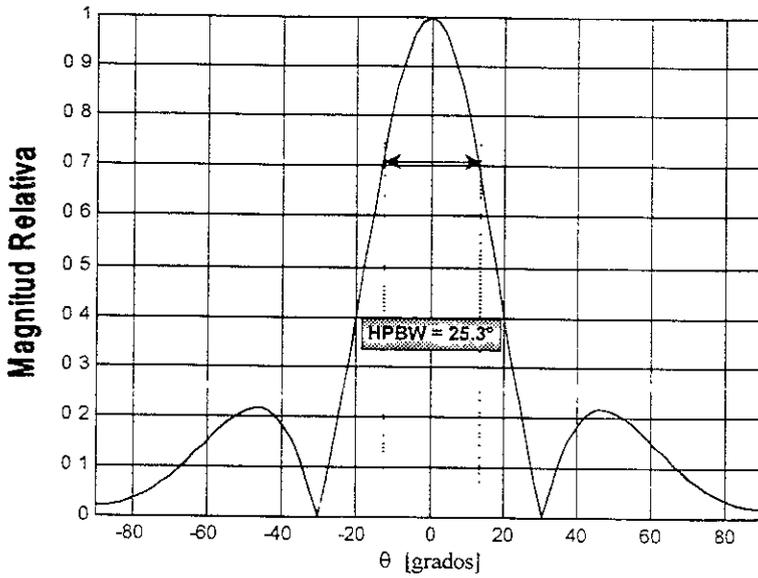


Figura 2.11 (b) Configuración de la apertura de dimensiones: $a=3\lambda$, $b=2\lambda$, (3×2), y diagrama de distribución de campo eléctrico



2.11 (c) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia).

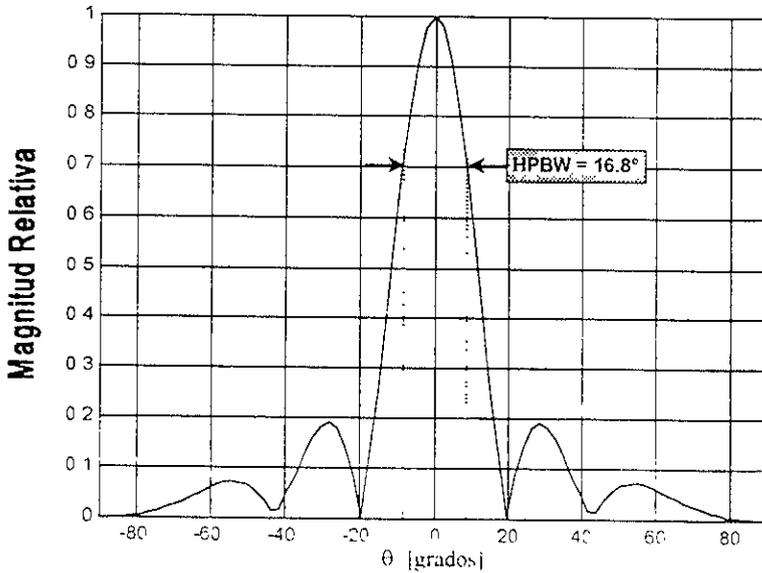


Figura 2.11 (d) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

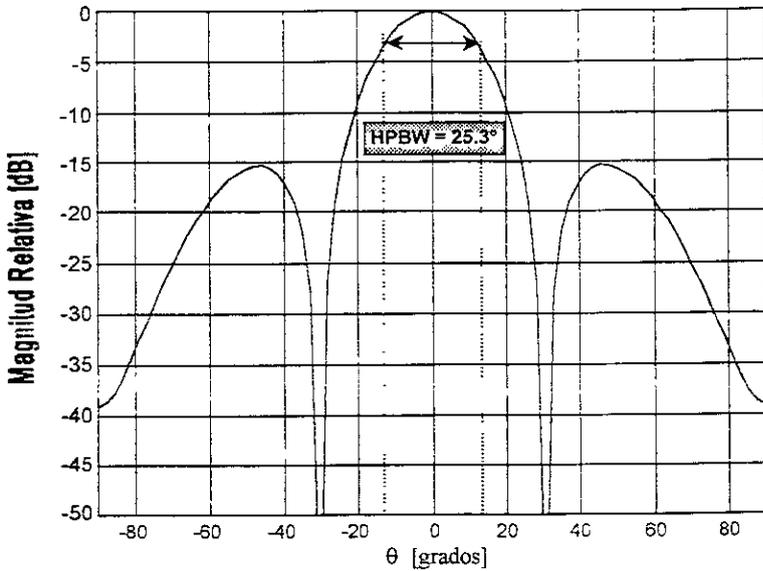


Figura 2.11 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

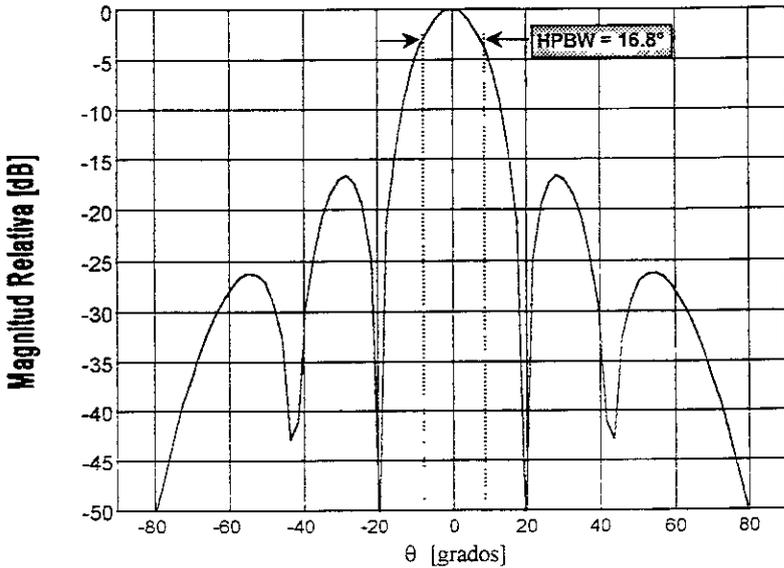


Figura 2.11 (f) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

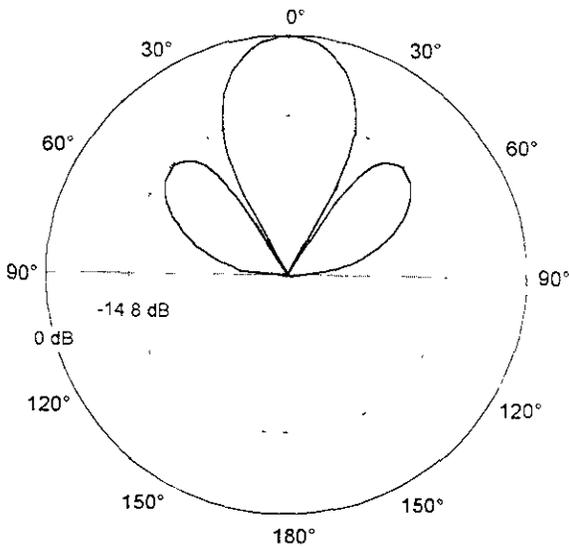


Figura 2.11 (g) Patrón de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

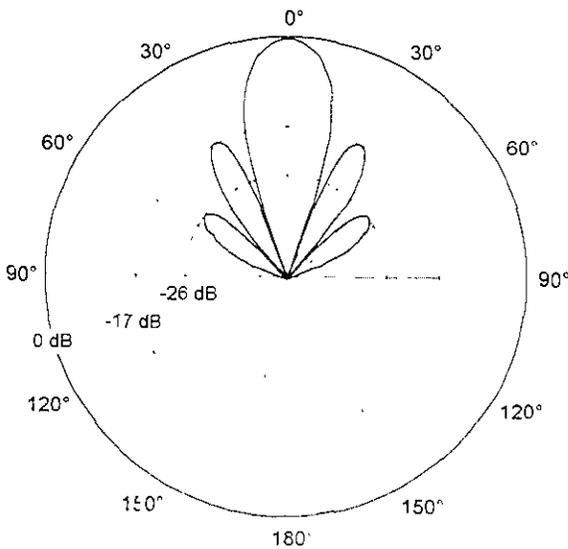


Figura 2.11 (h) Patrón de radiación en plano-H en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

Se puede observar que la apertura de dimensiones ($a=3\lambda$, $b=2\lambda$) produce un número de lóbulos en cada uno de los planos, directamente relacionado con su dimensión eléctrica en dicho plano. Esto puede comprobarse fácilmente analizando las ecuaciones para el campo radiado por este problema en particular. En general, para una apertura rectangular de dimensiones (a , b) con distribución de campo constante en amplitud y fase, el número de lóbulos se determina mediante:

$$N_E = \left(\frac{2b}{\lambda}\right) - 1 \quad (2.33a)$$

Donde N_E es el número de lóbulos presentes en el plano-E (incluyendo al lóbulo principal).

$$N_H = \left(\frac{2a}{\lambda}\right) - 1 \quad (2.33b)$$

Donde N_H es el número de lóbulos presentes en el plano-H (incluyendo al lóbulo principal).

Como ejemplo, considérese la apertura (3×2) del caso anterior (figura 2.11(b)). Para éste, se tiene que las dimensiones eléctricas de la apertura son ($a=3\lambda$, $b=2\lambda$); por lo tanto de acuerdo con las ecuaciones (2.33), el número de lóbulos tanto en el plano-E como en el plano-H presentes en el patrón de radiación de esta apertura es:

$$N_E = \left(\frac{2(2\lambda)}{\lambda}\right) - 1 = 3 \text{ lóbulos (Ver figura 2.11g)}$$

$$N_H = \left(\frac{2(3\lambda)}{\lambda}\right) - 1 = 5 \text{ lóbulos (Ver figura 2.11h)}$$

Como segundo caso, considérese una apertura cuadrada con distribución de campo uniforme en magnitud y fase de dimensiones eléctricas ($a = b = 3\lambda$), o bien (3×3) como la que se muestra en la figura 2.12(b).

Nuevamente, igual que en el caso anterior, se tiene que la TF del campo eléctrico y magnético en la apertura, de acuerdo con las ecuaciones (2.21) y (2.22), se calcula como:

$$f(k_x, k_y) = E_0 a_y \int_{-3\lambda}^{3\lambda} \int_{-3\lambda}^{3\lambda} e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.34)$$

$$g(k_x, k_y) = 0 \quad (2.35)$$

Realizando la integral sobre el área de la apertura y procediendo de manera similar al caso de la apertura (3×2), se obtienen los patrones de radiación para el caso de la apertura cuadrada (3×3), los cuales se muestran en las figuras 2.12.

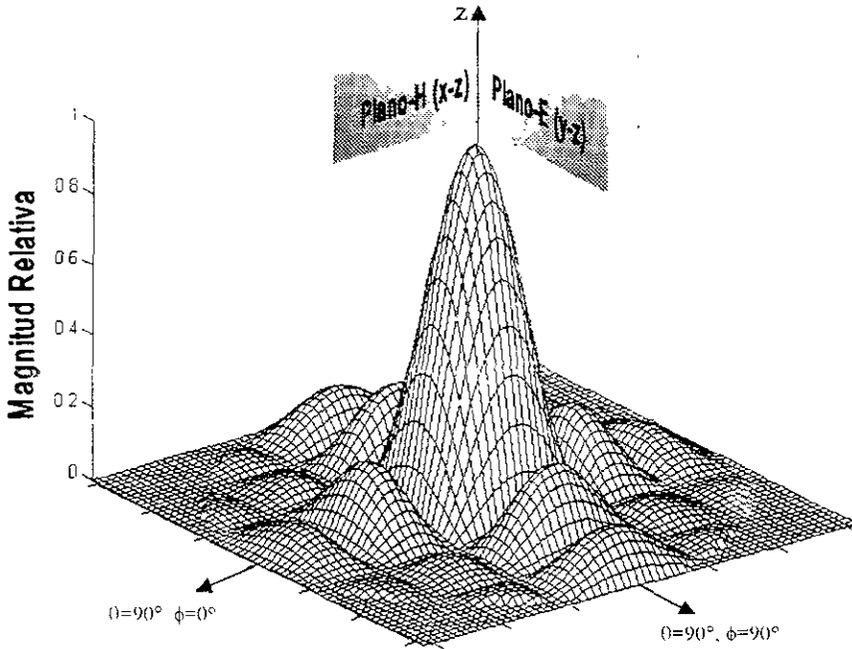


Figura 2.12 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado en una apertura cuadrada montada sobre un plano de tierra infinito, $a=3\lambda$, $b=3\lambda$.

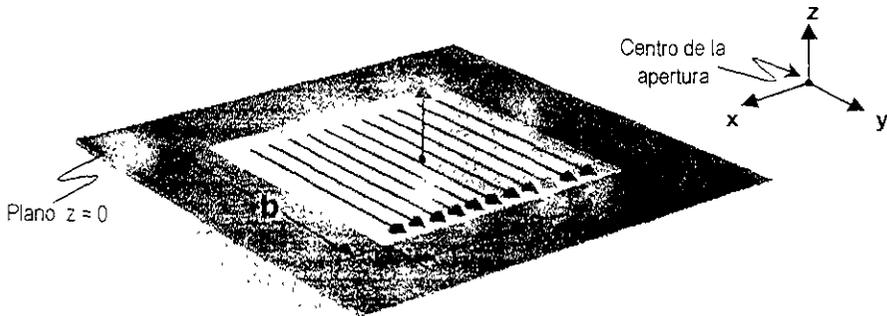


Figura 2.12 (b) Configuración de la apertura ($a=3\lambda$, $b=3\lambda$) y diagrama de distribución de campo eléctrico.

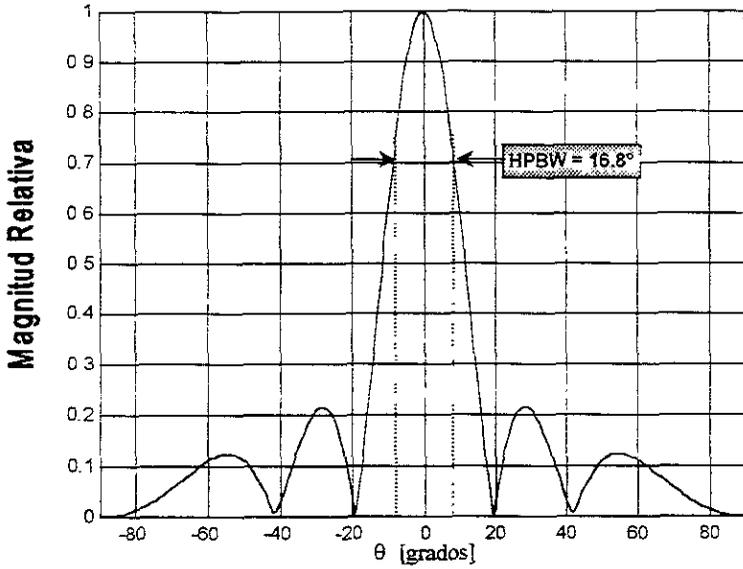


Figura 2.12 (c) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

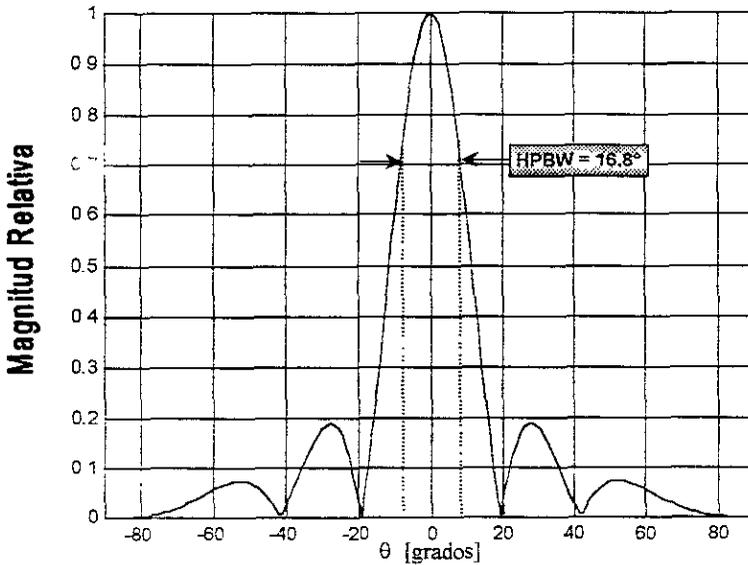


Figura 2.12 (d) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia).

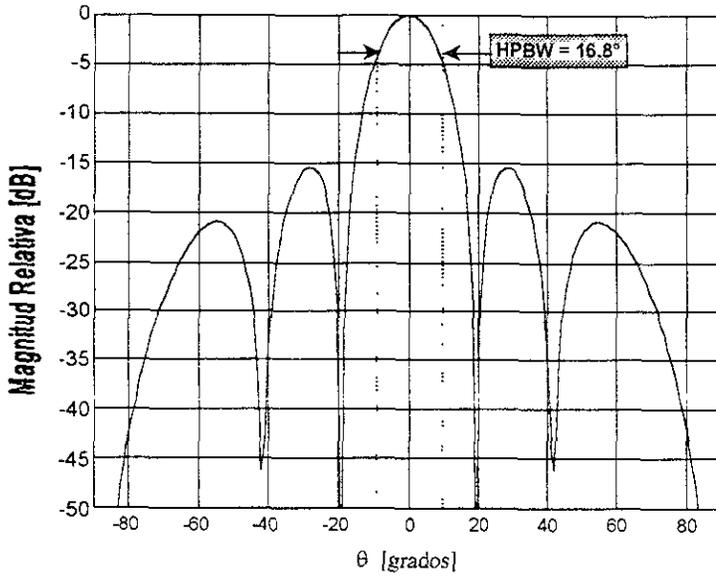


Figura 2.12 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

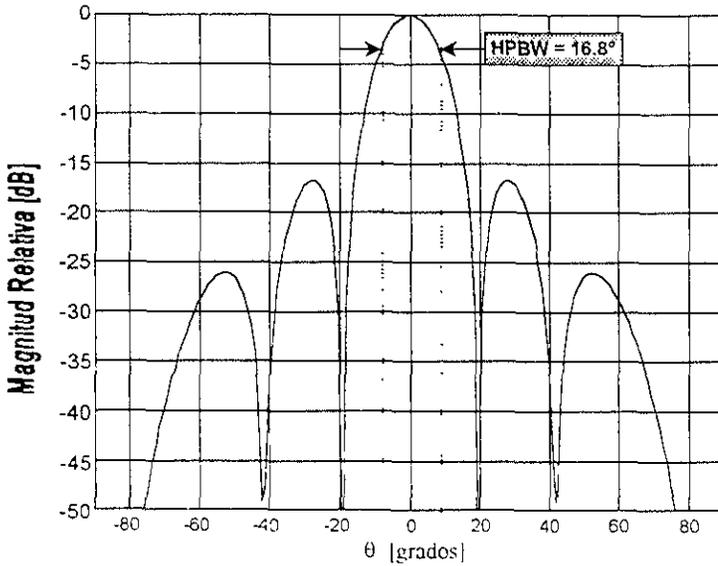


Figura 2.12 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(H)]$

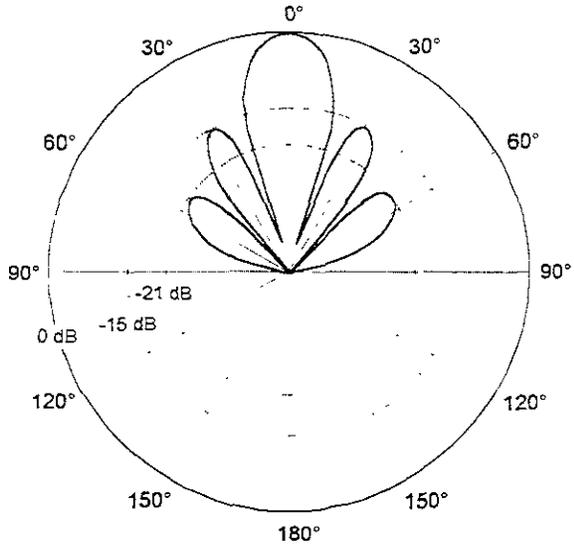


Figura 2.12 (g) Patrón de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$.

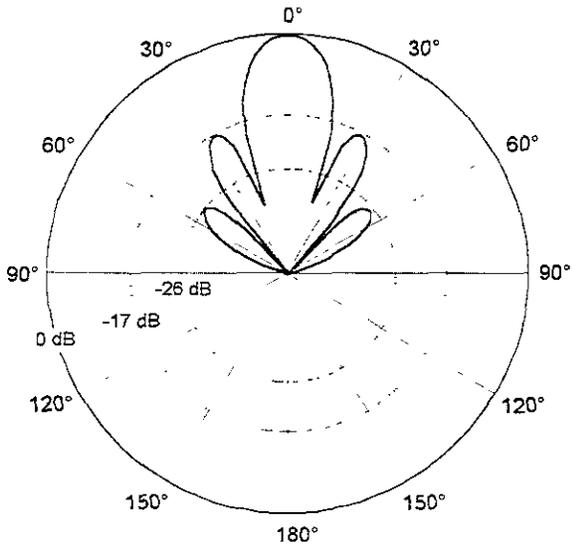


Figura 2.12 (h) Patrón de radiación en plano-H en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

Regresando a la comprobación de las ecuaciones (2.33), para este segundo ejemplo de una apertura cuadrada de (3×3) , se tiene que el número de lóbulos presentes en el patrón de radiación tanto para el plano-E como para el plano-H se calcula como.

$$N_{\perp} = N_{\parallel} = \left(\frac{2(3\lambda)}{\lambda} \right) - 1 = 5 \text{ lóbulos (Ver figuras 2.12(g) y (h)).}$$

La expresión anterior quiere decir que debido a las dimensiones eléctricas de la apertura cuadrada, el número de lóbulos presentes en el plano-E va a ser el mismo que en el plano-H. Por otro lado, si se observan las ecuaciones (2.33) puede verse que el número de lóbulos varía de manera proporcional a las dimensiones eléctricas de la apertura. Es por ello que si la apertura es grande comparada con la longitud de onda, el patrón de radiación correspondiente presentará varios lóbulos en ambos planos.

Si se observa con cuidado el patrón de la figura 2.11(g) y se compara con el de la figura 2.12(g) (patrones en el plano-E), puede verse que el de ésta última no sólo tiene mayor cantidad de lóbulos sino que también posee un haz principal más directivo que el de la figura 2.11. Lo anterior puede observarse claramente si se superponen ambos patrones, como lo muestra la figura 2.13.

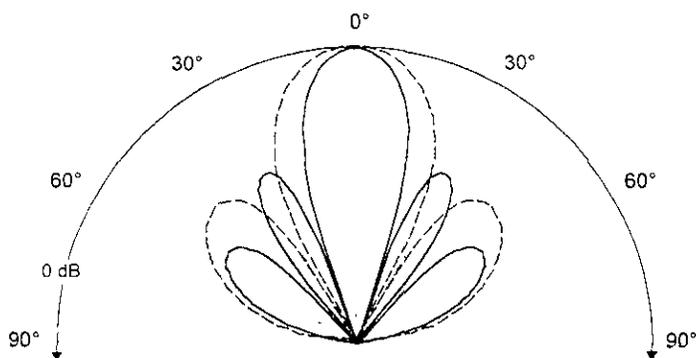


Figura 2.13 Patrones de radiación en plano-E

--- Apertura ($a=2\lambda$, $b=3\lambda$)

— Apertura ($a=3\lambda$, $b=3\lambda$)

Esto quiere decir que entre mayores sean las dimensiones eléctricas de una apertura, el número de lóbulos presentes en sus patrones de radiación se incrementan así como su directividad. Esta última característica resulta deseable cuando se trata de diseñar antenas eficientes y de alta ganancia y será tratada con más detalle en el Capítulo 3.

➤ ANÁLISIS DE UNA APERTURA RECTANGULAR SIN PLANO DE TIERRA CON DISTRIBUCION DE CAMPO UNIFORME EN AMPLITUD Y FASE

El análisis de aperturas montadas sobre un plano de tierra infinito, como en el caso de las figuras 2.11 y 2.12, resulta sencillo debido a que la presencia de un conductor eléctrico sobre la apertura, permite generar un modelo equivalente en el cual no se consideran los efectos de los campos magnéticos tangenciales en la apertura. Sin embargo, en la práctica resulta deseable prescindir de un plano de tierra que rodee a la apertura, por lo que es necesario desarrollar el análisis para aquellas aperturas que no cuentan con dicho plano. A este tipo de aperturas se le denominará como *aperturas sin plano de tierra*¹.

Por lo anterior, a continuación se realizará el análisis de las características de radiación de este tipo de aperturas haciendo uso nuevamente del Método de la Transformada de Fourier

Para el siguiente caso, supóngase una apertura rectangular con distribución de campo uniforme como la que se muestra en la figura 2.14(b) (también denominada “guía abierta”). La distribución de campos sobre la apertura se encuentra dada por

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_a &= E_0 \mathbf{a}_y \\ \mathbf{H}_a &= -E_0/\eta \mathbf{a}_x \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &-a \leq x \leq a, -b \leq y \leq b \end{aligned} \quad (2.36)$$

donde E_0 es una constante y η es la impedancia intrínseca del aire ($\eta = 120\pi \Omega$).

La configuración de la apertura para este problema es idéntico al de la figura 2.12(b), en cuanto a sus dimensiones físicas y distribución del campo tangencial; sin embargo, los campos equivalentes y radiados resultan diferentes debido a que en este caso la apertura no se encuentra sobre un plano de tierra infinito. Para formar las corrientes equivalentes se elige una superficie cerrada que se extiende de $-\infty$ a $+\infty$ en el plano x - y . Para este caso se tiene la presencia de corrientes eléctricas y magnéticas sobre toda la superficie, por lo que la dificultad de este caso radica en que ninguna de las corrientes es cero fuera de la apertura, y su expresión no se conoce. Es por esto que debe de elegirse un modelo adecuado que se adapte bien con medidas experimentales y otros datos disponibles. El modelo más usado, y más exacto, toma en cuenta que tanto el campo \mathbf{E}_a como el \mathbf{H}_a existen sobre la apertura, pero se anulan fuera de ella.

Los campos radiados se obtienen con las fórmulas de la tabla 2.2, superponiendo los efectos de las fuentes eléctricas y las fuentes magnéticas equivalentes. La Transformada de Fourier del campo eléctrico ya se calculó en la ecuación (2.28), mientras que la del campo magnético sólo se relaciona con la del campo eléctrico de la siguiente forma:

$$g_x = -f_y/\eta \quad (2.37)$$

¹ En algunos libros que tratan el tema de antenas de apertura, es común encontrar que a este tipo de configuración se le denomina como “apertura en el espacio libre”, o bien “*aperture in free-space*” [BAL97]

Ahora bien, si se suman los efectos de los dos tipos de corrientes y considerando que $g_y = 0$:

$$E_\theta = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left[f_y \sin\phi - \eta \cos\theta (g_x \sin\phi) \right] \quad (2.38a)$$

$$E_\phi = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left[\cos\theta (f_x \cos\phi) - \eta g_x \cos\phi \right] \quad (2.38b)$$

Pero si ahora se sustituye (2.37) en (2.38), se tiene:

$$E_\theta = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} f_y (1 + \cos\theta) \sin\phi \quad (2.39a)$$

$$E_\phi = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} f_x \cos\phi (1 + \cos\theta) \quad (2.39b)$$

Entonces, los campos totales radiados obtenidos, sustituyendo el valor de f_y de la ecuación (2.39):

$$E_r = 0 \quad (2.40a)$$

$$E_\theta = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{4\pi r} \left[(1 + \cos\theta) \cos\phi \left(\frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right)}{\frac{k_x a}{2}} \right) \left(\frac{\sin\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{\frac{k_y b}{2}} \right) \right] \quad (2.40b)$$

$$E_\phi = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{4\pi r} \left[(1 + \cos\theta) \sin\phi \left(\frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right)}{\frac{k_x a}{2}} \right) \left(\frac{\sin\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{\frac{k_y b}{2}} \right) \right] \quad (2.40c)$$

$$H_r = 0 \quad (2.40d)$$

$$H_\theta = -E_\phi / \eta \quad (2.40e)$$

$$H_\phi = +E_\theta / \eta \quad (2.40f)$$

Se puede observar que las componentes de campo de este caso difieren sólo por un factor $(1 + \cos\theta)$ respecto a los del caso anterior (sobre un plano de tierra infinito).

A continuación se muestran los diferentes patrones, solo que ahora se extienden de 0° hasta 180° . Aunque las estructuras generales de los dos patrones son similares, no son idénticos. Debido al espacio más extendido por donde el campo existe, se forman más lóbulos secundarios

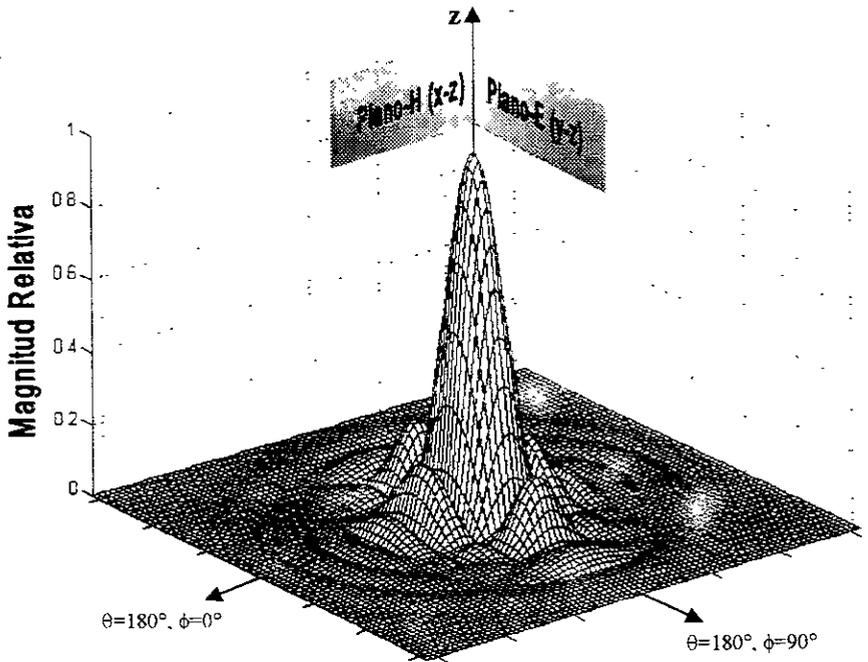


Figura 2.14 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado en una apertura rectangular en el espacio libre ($a = 3\lambda$, $b = 2\lambda$).

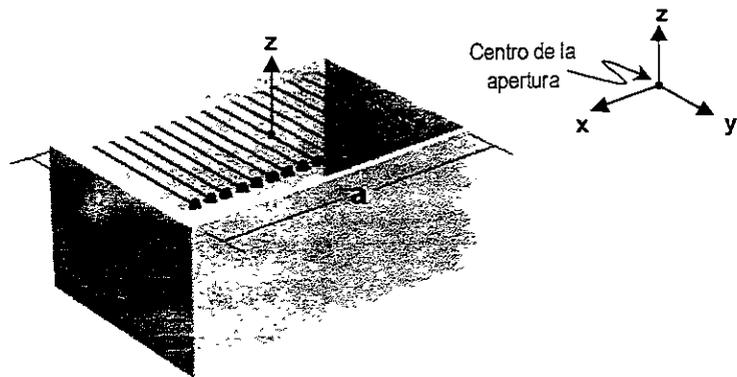


Figura 2.14 (b) Configuración de la apertura ($a = 3\lambda$, $b = 2\lambda$) y diagrama de distribución de campo eléctrico.

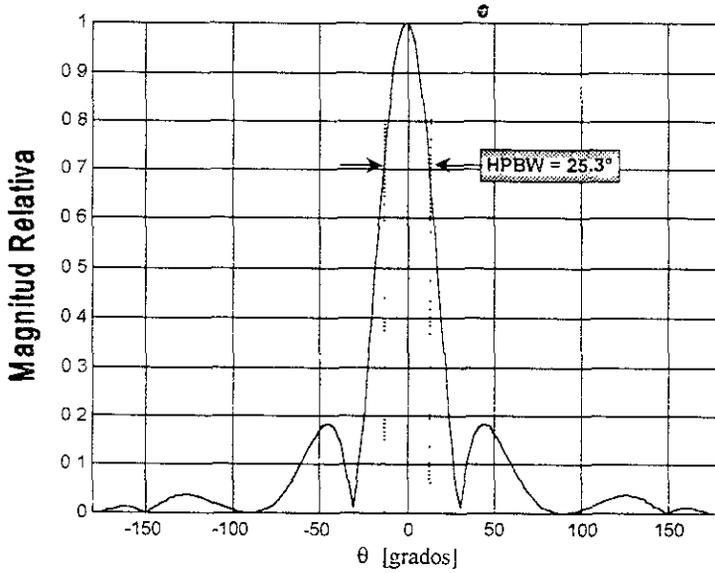


Figura 2.14 (c) Corte transversal en el plano-E del patron de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia).

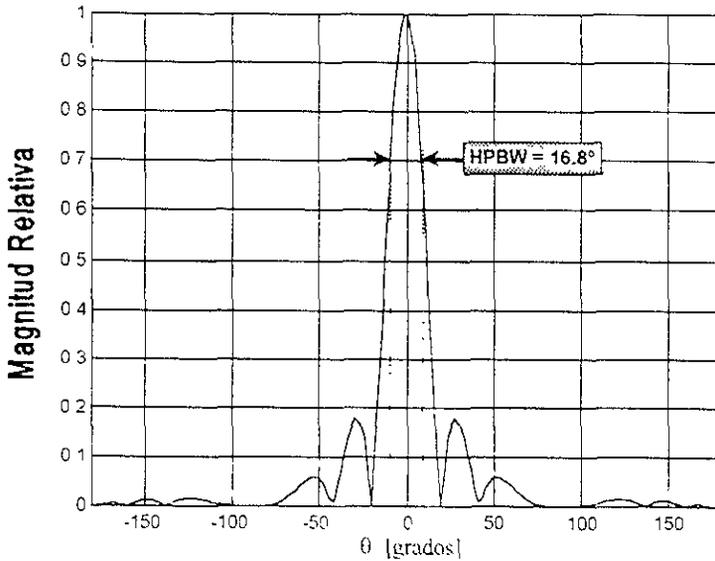


Figura 2.14 (d) Corte transversal en el plano-H del patron de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

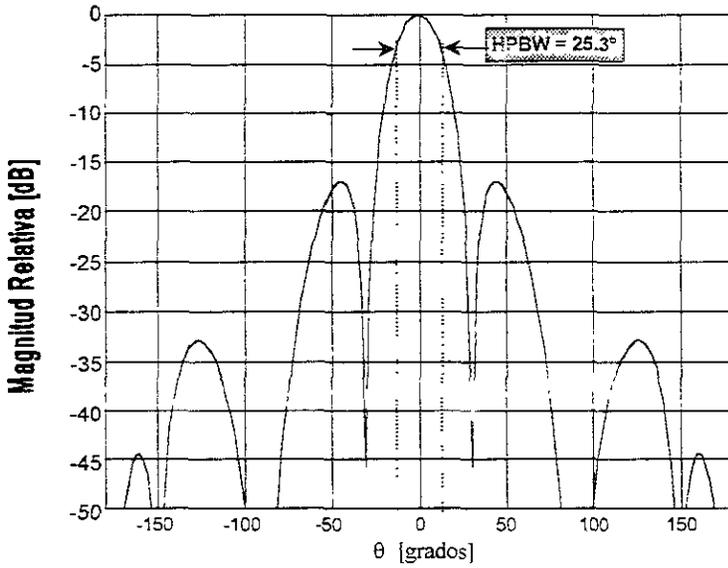


Figura 2.14 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

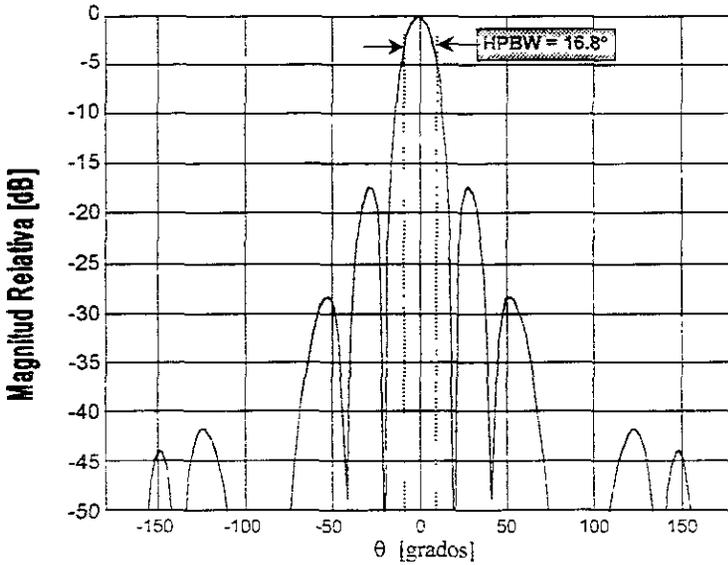


Figura 2.14 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$.

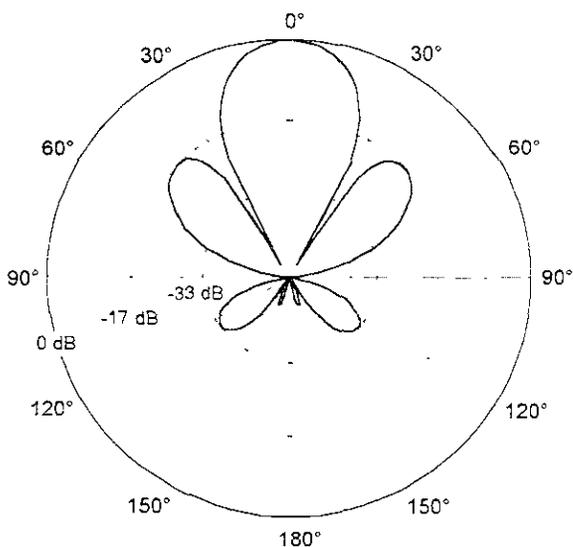


Figura 2.14 (g) Patron de radiacion en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logaritmica $[20 \log(E)]$

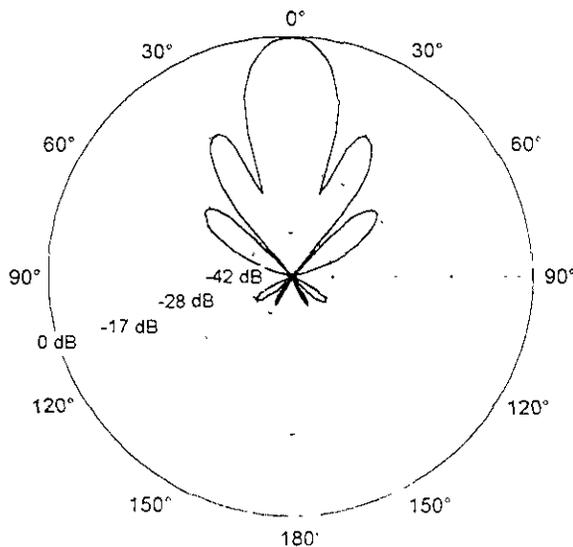


Figura 2.14 (h) Patron de radiacion en plano-H en coordenadas polares y escala de magnitud logaritmica $[20 \log(E)]$

En los patrones anteriores se puede ver la diferencia que existe respecto al problema que plantea la misma distribución y dimensiones, pero sobre un plano de tierra infinito (figuras 2.11).

Para este caso se tiene que, dado que no existe un plano de tierra infinito sobre la apertura, no existe un desvanecimiento de las componentes tangenciales de campo fuera de la apertura a lo largo del plano $z = 0$; por lo tanto, se tiene radiación en todas las direcciones y ya no sólo hacia el frente de la apertura como lo muestra la figura 2.15. Esto repercute directamente en la aparición de más lóbulos secundarios en los patrones, tanto para el plano-E como para el plano-H (ver figuras 2.14(g) y (h)) y, por lo tanto, que la potencia se distribuya en todas las direcciones. Sin embargo, tanto las ecuaciones, como las gráficas resultan muy similares, esto se explica porque el factor $(1 + \cos\theta)$ es menos predominante que el factor $\text{sen}(k_x a/2)$ ($k_x a/2$) y lo único que ocasiona es una disminución de las amplitudes de los lóbulos secundarios alrededor del haz principal.

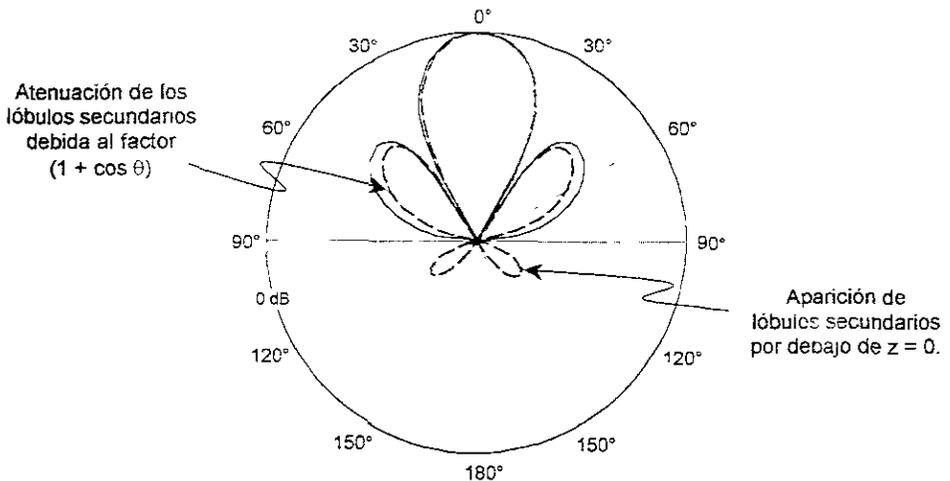


Figura 2.15 Patrones de radiación en plano-E de una apertura rectangular de dimensiones ($a=2\lambda$, $b=3\lambda$) — Sobre plano de tierra
 - - - Sin plano de tierra (guía abierta).

En la figura 2.15 puede verse también que existe cierta similitud entre las direcciones de máxima radiación tanto del lóbulo principal, como de los lóbulos secundarios de ambos patrones para la región por arriba de $\theta = 90^\circ$. Por otro lado, tanto los cálculos para determinar el ancho de haz (para plano-E y H) como la directividad y los puntos nulos se consideran prácticamente iguales a los empleados para el caso de aperturas con plano de tierra; sin embargo, si se quisiera obtener mayor exactitud en estos cálculos, únicamente debe tomarse en cuenta la manera como afecta el factor $(1 + \cos\theta)$ a los patrones de radiación.

➤ ANÁLISIS DE UNA APERTURA RECTANGULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO EN MODO TE₁₀
MONTADA SOBRE UN PLANO DE TIERRA ELÉCTRICO INFINITO

En los ejemplos previos se ha expuesto la manera como se puede analizar la radiación de algunos tipos de aperturas rectangulares con distribución de campo uniforme utilizando el método de la TF. Por otro lado, se ha visto que una antena de apertura rectangular también puede ser estudiada como una guía de ondas abierta que posee una determinada distribución de campo eléctrico sobre el plano de apertura, el cual a su vez producirá radiación de un campo electromagnético, cuya distribución puede ser apreciada en forma de patrones de radiación.

La teoría de guías de onda, tanto rectangulares como circulares, ha sido estudiada ampliamente y sintetizada en algunos textos que tratan el tema de "Líneas de Transmisión". De acuerdo con ésta, se sabe que en una apertura rectangular pueden existir diversos modos de propagación, dependiendo de sus dimensiones y de la frecuencia de la onda electromagnética [NER99]. En la práctica es común encontrarse con aperturas cuya distribución de campo es la denominada *modo dominante*: TE₁₀.

Por ello, para este caso se realizará el análisis de una apertura rectangular con distribución de campo en modo TE₁₀ como el que se muestra en la figura 2.16(b). Para este tipo de distribución, resulta válido aproximar al campo E_a en la apertura mediante la siguiente ecuación:

$$E_a = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \mathbf{a}_x \begin{cases} -a/2 \leq x \leq a/2 \\ -b/2 \leq y \leq b/2 \end{cases} \quad (2.41)$$

Procediendo de manera similar a los casos anteriores (distribución uniforme), aplicando la TF al campo sobre la apertura (ecuación (2.21)), se obtiene lo siguiente:

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = E_0 \mathbf{a}_x \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \left[\cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \right] e^{j k_x x - j k_y y} dx dy \quad (2.42)$$

Para obtener la solución de la ecuación (2.42) de manera cerrada, hay que realizar la integral sobre el área de la apertura y utilizar las ecuaciones de la tabla 2.2 para obtener las componentes del campo en coordenadas $E(r, \theta, \phi)$, pero en esta ocasión no se incluirá el desarrollo analítico, sino que se hará uso de un programa de cómputo para determinar la configuración del patrón de radiación.

Puede mencionarse que la forma del patrón en el plano-E de esta apertura resulta idéntico al obtenido en el análisis de la apertura con distribución constante, también sobre un plano de tierra infinito (excepto por un factor de normalización). Esto era de esperarse dado que la distribución de campo en modo TE₁₀ en el plano de la apertura es casi constante en la región cercana al plano $x=0$, (plano-E), no así para el plano-//, y todos los demás puntos fuera de los planos principales, en donde no se presenta dicha similitud. Todo esto puede observarse claramente al comparar las figuras 2.16 con las figuras 2.12

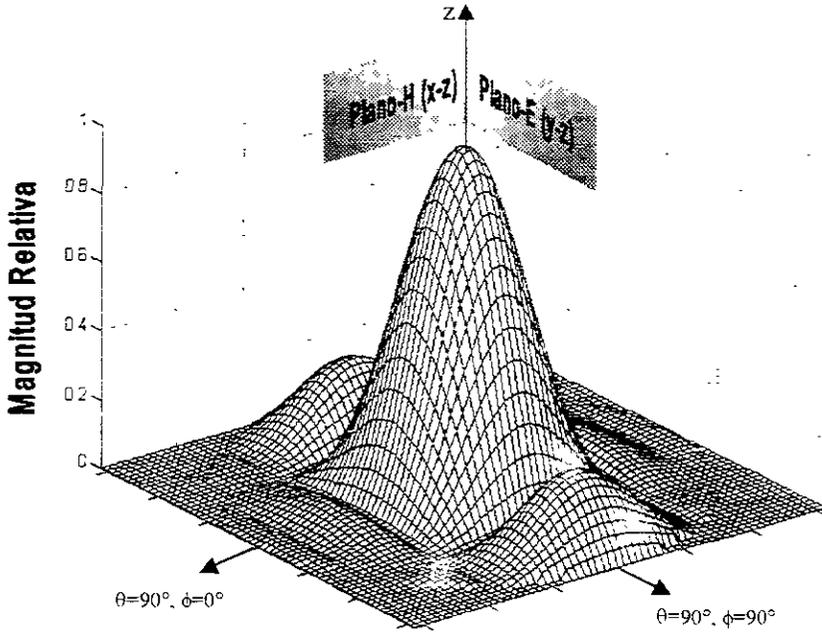


Figura 2.16 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico en modo TE_{10} radiado en una apertura rectangular montada sobre un plano de tierra infinito. $a=3\lambda$, $b=2\lambda$ (3×2)

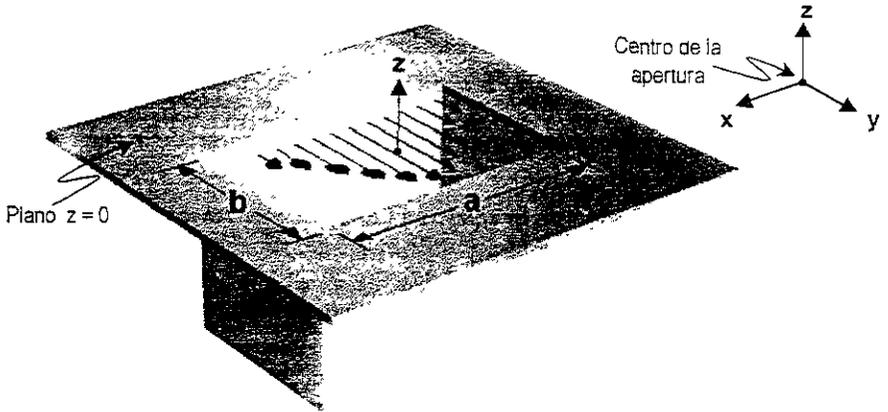
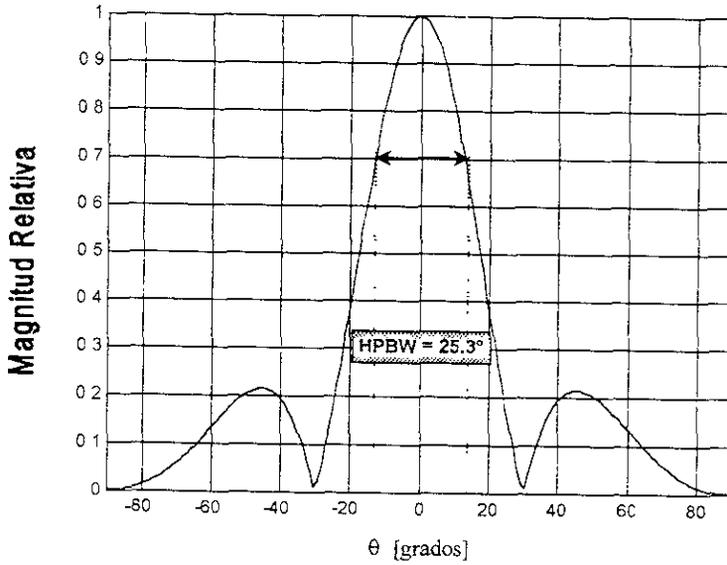


Figura 2.16 (b) Configuración de la apertura ($a = 3\lambda$, $b = 2\lambda$) y diagrama de distribución de campo eléctrico en modo TE_{10} .



2.16 (c) Corte transversal en el plano-E del patron de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

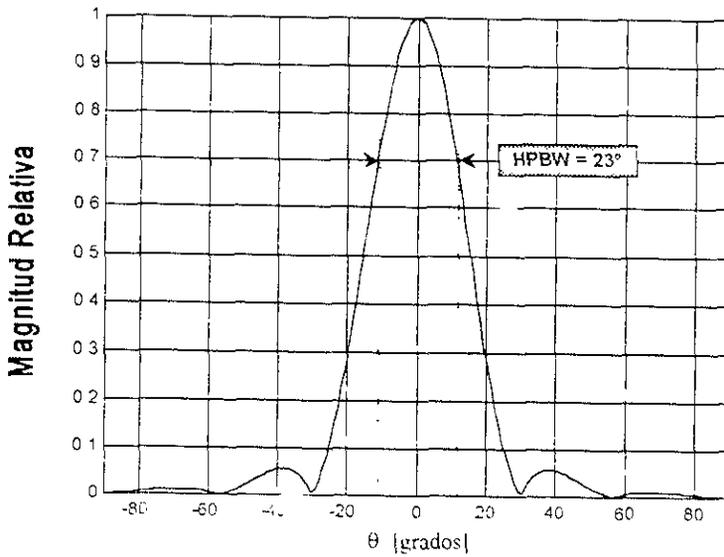


Figura 2.16 (d) Corte transversal en el plano-H del patron de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

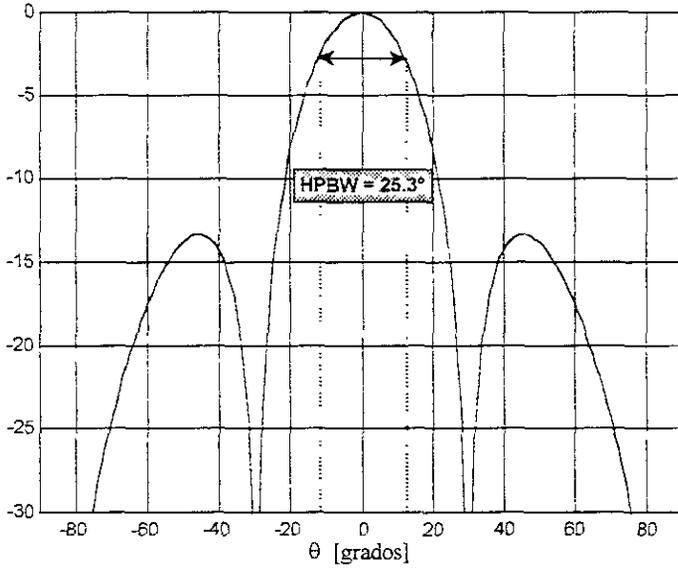


Figura 2.16 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

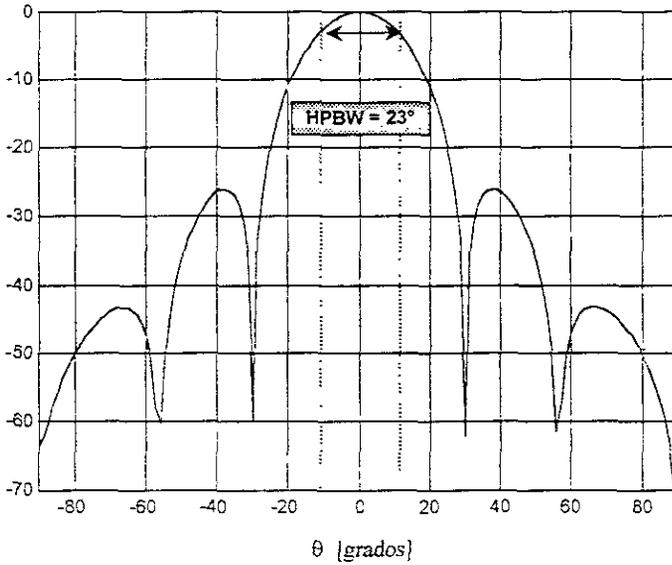


Figura 2.16 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

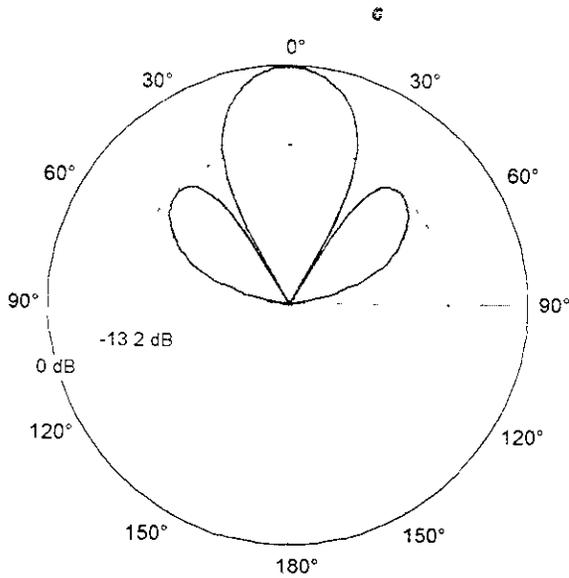


Figura 2.16 (g) Patron de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica [$20 \log(E)$]

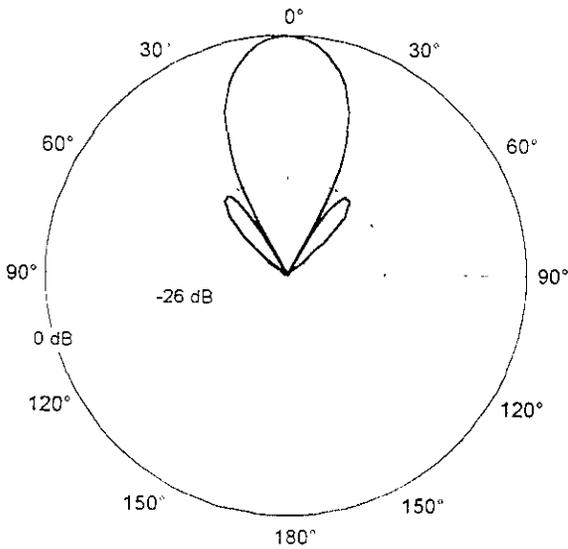


Figura 2.16 (h) Patron de radiación en plano-H en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica [$20 \log(H)$]

Recuérdese que en este ejemplo la apertura tiene las mismas dimensiones (3×2) que para el caso con distribución uniforme; la única diferencia es que ahora la distribución de campo sobre la apertura no es constante, sino que corresponde a la del modo dominante. Como ya se mencionó, los patrones de radiación en el plano-E para ambos casos resultan prácticamente idénticos, no así para el plano-H, en donde pueden apreciarse notables diferencias en cuanto al ancho del haz principal y niveles de lóbulos secundarios. Lo anterior se aprecia con mayor claridad si se superponen las gráficas en el plano-H correspondientes a las figuras 2.11(h) y 2.16(h), como lo muestra la figura 2.17.

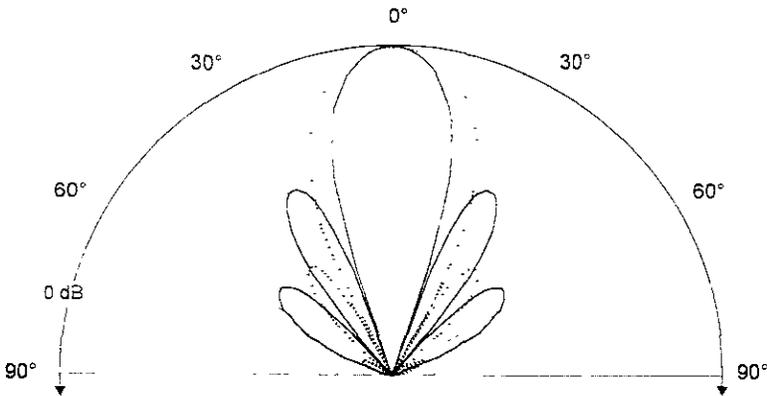


Figura 2.17 Patrones de radiación en el plano-H (normalizados, cada uno, con relación a su campo máximo) de una apertura rectangular montada sobre un plano de tierra infinito de dimensiones ($a=3\lambda$, $b=2\lambda$)

- Distribución constante
- Distribución en modo TE_{10} (modo dominante).

En la figura 2.17 puede observarse que el campo radiado en el plano-H por la apertura con distribución constante tiene un ancho del haz principal menor y por ende una directividad mayor que el campo radiado por una apertura con modo dominante. Esto resulta importante, ya que nos indica que una apertura con distribución de campo uniforme tiene la propiedad de concentrar la potencia radiada del lóbulo principal de una manera más eficiente que aquella con distribución en modo TE_{10} . Sin embargo, también es claro que el nivel de los lóbulos secundarios es menor en el caso de la apertura con modo dominante. Esto coincide con lo reportado en el libro de Collin en el capítulo correspondiente a “Análisis de aperturas rectangulares mediante la Transformada de Fourier” [COL85].

Como puede verse, el análisis de aperturas rectangulares mediante el método de Transformada de Fourier permite obtener las características de radiación para diferentes configuraciones de aperturas en cuanto a sus dimensiones y distribución de campo.

Resulta imposible analizar todas y cada una de las posibles configuraciones, pero se considera que los ejemplos expuestos ilustran adecuadamente la manera en cómo debe aplicarse el método para la obtención de resultados confiables.

La tabla 2.3 siguiente expone de manera breve los resultados obtenidos del estudio de aperturas rectangulares, a partir de nuestros programas de computadora. Estos resultados coinciden con los mostrados por Balanis [BAL97], lo cual demuestra que hemos hecho uso correcto del Método de la Transformada de Fourier.

Tabla 2.3 Campos equivalentes y Transformada de Fourier para el análisis de aperturas rectangulares

	Apertura con distribución de campo uniforme montada sobre un plano de tierra infinito	Apertura con distribución de campo uniforme sin plano de tierra	Apertura con distribución de campo en modo TE_{10} montada sobre un plano de tierra infinito
Distribución de las componentes tangenciales de campo a considerar sobre la apertura. (forma analítica)	$E_x = a, E_y = 0,$ para $-a/2 \leq x \leq a/2$ $-b/2 \leq y \leq b/2$	$E_x = a, E_y = 0,$ $H_x = -a_x \frac{E_{z1}}{\eta}$ para $-a/2 \leq x \leq a/2$ $-b/2 \leq y \leq b/2$	$E_x = a, E_y = 0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right),$ para $-a/2 \leq x \leq a/2$ $-b/2 \leq y \leq b/2$
Distribución de las componentes tangenciales de campo eléctrico sobre la apertura. (forma grafica)			
Modelo Equivalente	$J_{ms} = -2n \times E_a,$ para $-a/2 \leq x' \leq a/2$ $-b/2 \leq y' \leq b/2$ $J_m = 0,$ para otro caso $J_{cs} = 0,$ para toda la region	$J_{ms} = -n \times E_a$ $J_{cs} = n \times H_a,$ para $-a/2 \leq x' \leq a/2$ $-b/2 \leq y' \leq b/2$ $J_m = J_c = 0,$ para otro caso	$J_{ms} = -2n \times E_a,$ para $-a/2 \leq x' \leq a/2$ $-b/2 \leq y' \leq b/2$ $J_m = 0,$ para otro caso $J_{cs} = 0,$ para toda la region
Transformada de los campos	$f = E_{0a} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy'$ $g = 0$	$f = E_{0a} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy'$ $g_x = -f_y / \eta$	$f = E_{0a} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \cos\left(\frac{\pi}{a}x'\right) e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy'$ $g = 0$

2.6.2 Aperturas circulares

En la sección anterior se expuso la manera en que debe realizarse el análisis de las aperturas rectangulares mediante el método de la Transformada de Fourier. Como ya se mencionó, este método es general y puede aplicarse a cualquier tipo de apertura sin importar su forma geométrica; sin embargo, debido a la facilidad de su construcción, en la práctica también resulta común encontrar antenas cuya apertura es de forma circular. Como se verá más adelante, el patrón de radiación de una apertura circular no sólo ofrece ventajas con respecto al de aperturas rectangulares en lo que se refiere a los niveles de lóbulos secundarios, sino que la simetría de su patrón de radiación permite obtener bajos niveles de polarización cruzada, dependiendo de la configuración del campo eléctrico sobre la apertura.

Debe recordarse que para poder aplicar la TF a una apertura (ecuaciones (2.21) y (2.22)), es necesario conocer primero las dimensiones eléctricas de la apertura, así como la distribución del campo eléctrico sobre ésta. Debido a su forma geométrica, para realizar el análisis de una apertura circular resulta conveniente adoptar un sistema coordenado cilíndrico que permita expresar de manera sencilla la forma de distribución del campo eléctrico sobre la apertura; es decir, para este caso considérese una apertura circular donde se tienen componentes tangenciales de campo sobre el plano de apertura con coordenadas $E_a(\rho, \phi', z=0)$. Este campo eléctrico tangencial producirá a su vez campos eléctricos y magnéticos fuera de la apertura, los cuales serán analizados en la región de campo lejano y tendrán componentes en coordenadas (r, θ, ϕ) . Todo esto se ilustra en la figura 2.18.

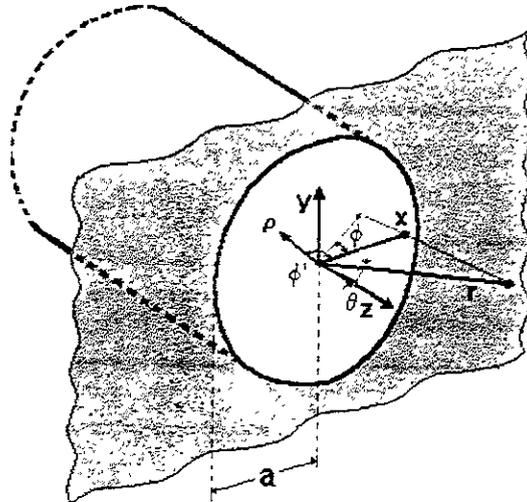


Figura 2.18 Modelo de apertura circular para análisis de patrones de radiación

➤ ANÁLISIS DE UNA APERTURA CIRCULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO UNIFORME EN MAGNITUD Y FASE MONTADA SOBRE UN PLANO DE TIERRA ELÉCTRICO INFINITO

Como en el caso de aperturas rectangulares, considérese ahora una apertura circular montada sobre un plano de tierra eléctrico infinito con distribución de campo eléctrico tangencial uniforme como el que se muestra en la figura 2.19(b). La expresión matemática que define al campo eléctrico tangencial uniforme resulta idéntica a la utilizada en las aperturas rectangulares, la única diferencia es que ésta se define ahora sólo en la región circular delimitada por el área de la apertura. Esto resulta importante ya que si bien la Transformada de Fourier se aplica de la misma manera como se hizo en aperturas rectangulares, los límites de integración sugieren un cambio de coordenadas que reduzcan las complejidades matemáticas. Utilizando un sistema coordenado cilíndrico, se puede expresar la distribución del campo eléctrico sobre la apertura de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}_a = \begin{cases} E_0 \mathbf{a}_y; & |\rho| \leq a \\ 0; & \text{para cualquier otro caso} \end{cases} \quad (2.43)$$

Donde E_0 es una constante.

Nuevamente, de acuerdo con las ecuaciones (2.21) y (2.22), si se aplica la transformada de Fourier a la distribución del campo sobre la apertura se tiene:

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = E_0 \mathbf{a}_y \left[\int_0^a \int_0^{2\pi} e^{j(k_x x + k_y y)} d\phi' \right] \rho d\rho \quad (2.44)$$

$$\mathbf{g}(k_x, k_y) = 0 \quad (2.45)$$

Donde: $k_x = k \sin\theta \cos\phi'$, $x = \rho \cos\phi'$

$k_y = k \sin\theta \sin\phi'$, $y = \rho \sin\phi'$

Como puede verse, aunque en este caso se utiliza un sistema coordenado cilíndrico que simplifica la expresión del campo eléctrico sobre la apertura, ya que éste sólo queda en términos de un campo constante definido sobre un área circular, la integral de la ecuación (2.44) no se resuelve de manera muy directa, y a pesar de que es posible llegar a su solución de manera cerrada, cabe señalar que ésta requiere de la utilización de métodos de integración específicos que quedan fuera del objetivo que pretende alcanzar el presente trabajo.

Aludiendo a lo anterior, una vez más se hará uso de las técnicas numéricas que permiten evaluar la integral de Fourier de una manera precisa y con resultados cercanos a lo que se presenta en la literatura. Por ello, con objeto de contar con una referencia que indique si nuestro método es correcto, nuevamente se presentarán los resultados obtenidos del análisis de una apertura circular de radio $a = 1.5\lambda$, como la que presenta el libro de Balanis [BAL97] en la sección correspondiente

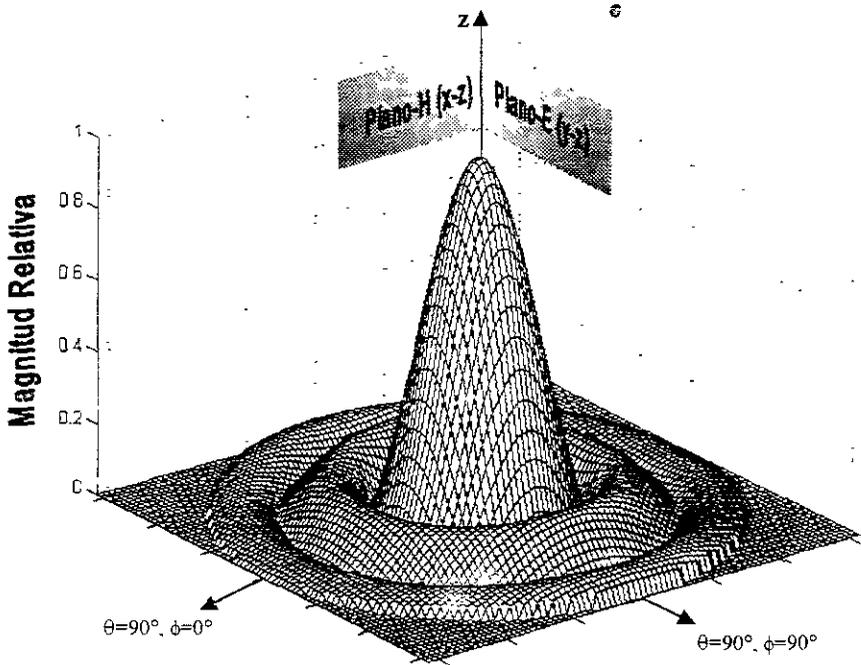


Figura 2.19 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado por una apertura circular montada sobre un plano de tierra eléctrico infinito $a = 1.5\lambda$.

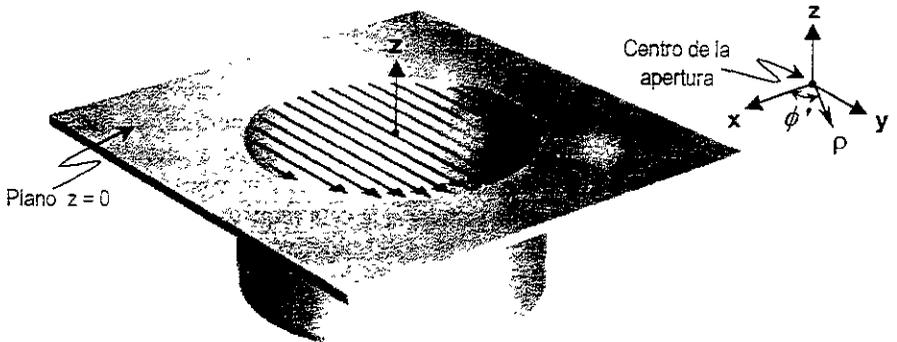


Figura 2.19 (b) Configuración de la apertura circular de dimensiones $a = 1.5\lambda$, y diagrama de distribución de campo eléctrico

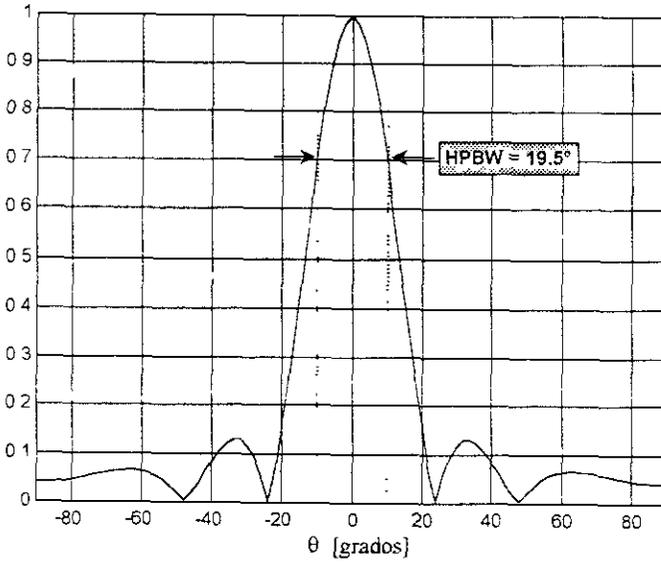


Figura 2.19 (c) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion en tres dimensiones (HPBW — Ancho del haz de media potencia)

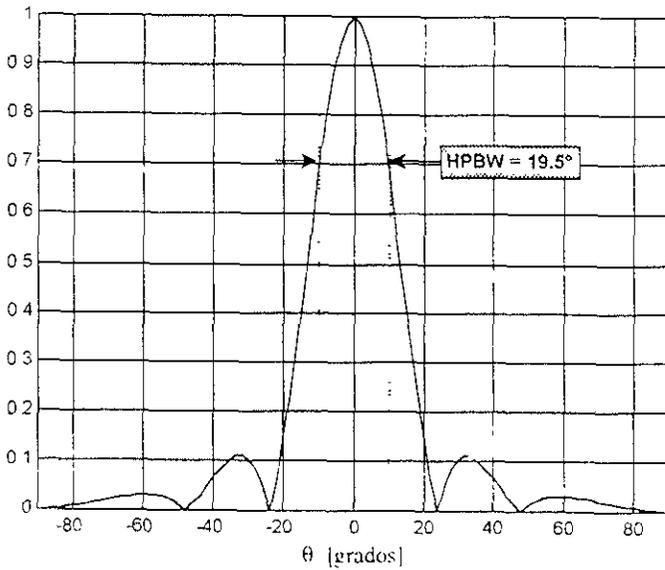


Figura 2.19 (d) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion en tres dimensiones (HPBW — Ancho del haz de media potencia)

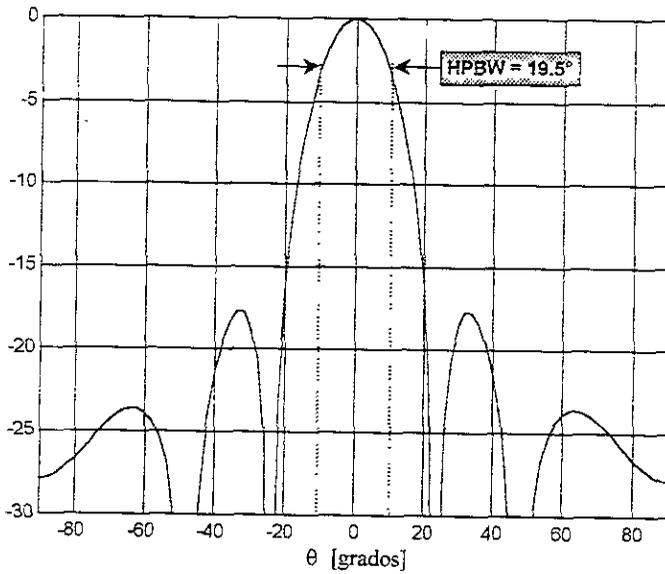


Figura 2.19 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$.

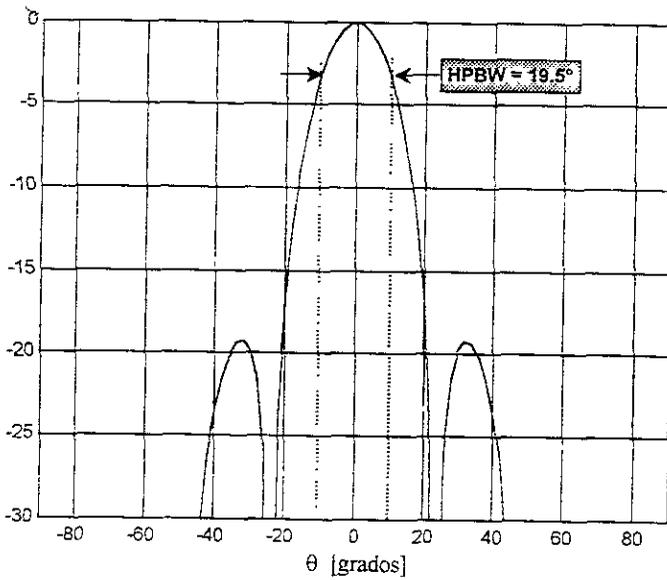


Figura 2.19 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$.

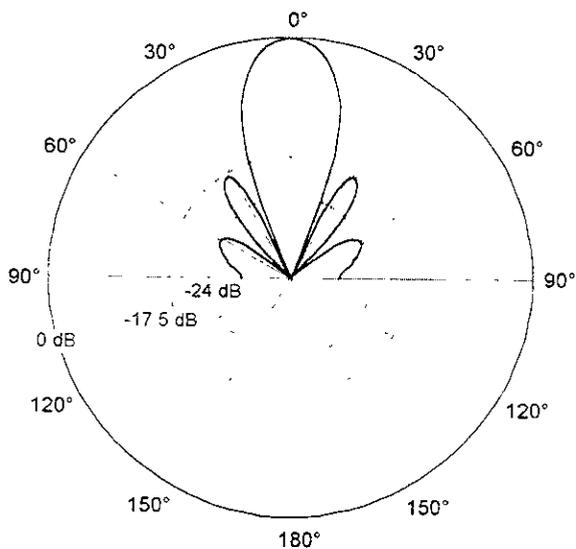


Figura 2.19 (g) Patrón de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

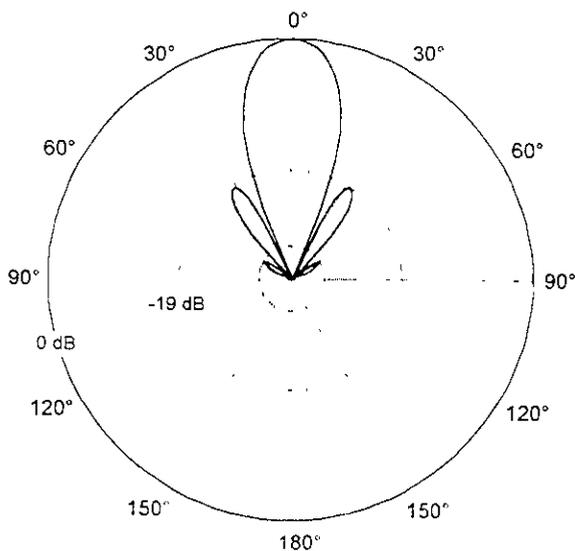


Figura 2.19 (h) Patrón de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

Si retomamos los resultados obtenidos para el análisis de aperturas rectangulares, es posible deducir, a partir de su patrón de radiación, que éste sigue una simetría rectangular en un plano transversal; por ejemplo, supóngase que se tiene el patrón de radiación en tres dimensiones producido por una apertura rectangular de dimensiones ($a=3\lambda$, $b=2\lambda$), con distribución de campo uniforme en magnitud y fase como el que se obtuvo en la figura 2.11(a), que nuevamente se muestra en la figura 2.20(a); si se desplaza verticalmente un plano perpendicular al eje z y se realizan cortes a dicho patrón, se observa que el contorno del lóbulo principal y en menor medida, los contornos de los lóbulos secundarios, tienen forma aproximadamente rectangular. Esta característica puede apreciarse fácilmente si se superponen todos los contornos obtenidos y se muestran en forma de un mapa de curvas de nivel, tal y como lo indica la figura 2.20(b).

De la misma manera, realizando el análisis de curvas de nivel para el caso del patrón de radiación generado por la apertura cuadrada con distribución de campo uniforme (figura 2.12(b)), puede observarse que estas curvas presentan una característica cuadrada, sobre todo en la región correspondiente al lóbulo principal y en donde $\theta \rightarrow 90^\circ$ (ver figura 2.21(b)).

Para el desarrollo de este trabajo se analizó un número considerable de aperturas rectangulares, de diferentes dimensiones y distribuciones de campo (constante y modo TE_{10}), y en prácticamente todos los casos analizados, se pudo observar que existe cierta relación entre la forma geométrica de la apertura y la configuración del campo radiado. Con esto no se quiere decir que es posible generalizar esta relación para cualquier caso de análisis, simplemente se quiere hacer notar que para algunos casos prácticos, es posible predecir la forma que tomará un patrón de radiación una vez conocida la forma geométrica de la apertura que lo produce. En la literatura hasta ahora consultada para llevar a cabo este trabajo, no se ha encontrado texto alguno que haga referencia a esta propiedad, sin embargo, a veces se muestra tanto la forma del patrón de radiación como los niveles que deben tener sus lóbulos dentro de los planos principales, y estos elementos han coincidido con los resultados obtenidos por la aplicación del método que hemos propuesto.

Como una comprobación más a la propiedad que se ha mencionado, se realizó el análisis de curvas de nivel para el patrón de radiación producido por la apertura circular. De acuerdo con la hipótesis que se ha planteado, si se observara el patrón de radiación producido por una apertura circular de radio $a=1.5\lambda$ previamente calculado, éste debería tener un contorno con geometría circular (al menos en su lóbulo principal), sin embargo esto no es evidente a simple vista, por lo que nuevamente es necesario realizar cortes a lo largo del eje z de dicho patrón.

En la figura 2.22(b) se muestra el mapa de curvas de nivel del patrón de radiación de la apertura circular: en donde puede verse no solamente que el lóbulo principal del patrón está conformado por estructuras circulares, sino que además presenta una cuasi-simetría axial con respecto al eje z . En capítulos posteriores se verán las ventajas que ofrece tener un elemento con esta propiedad, por lo pronto menciona únicamente como un resultado obtenido luego de aplicar el método de TF a este tipo de aperturas.

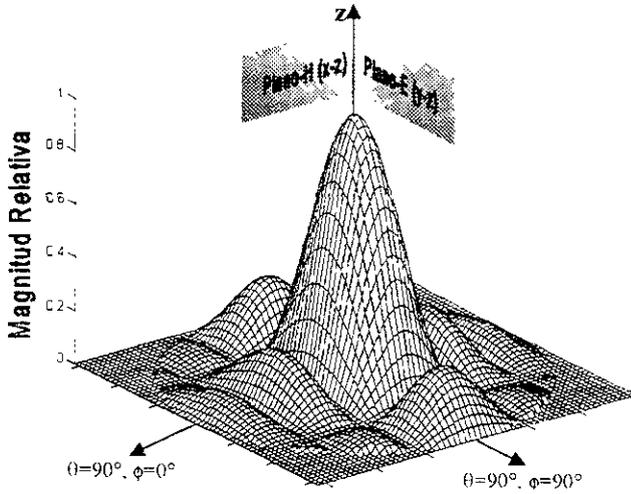


Figura 2.20 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado por una apertura rectangular montada sobre un plano de tierra infinito $a=3\lambda$, $b=2\lambda$ (3×2)

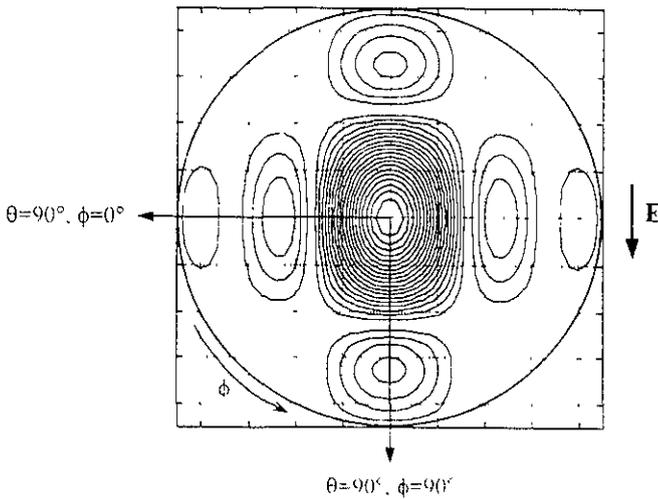


Figura 2.20 (b) Curvas de nivel del patrón de radiación tridimensional $a=3\lambda$, $b=2\lambda$ (3×2)

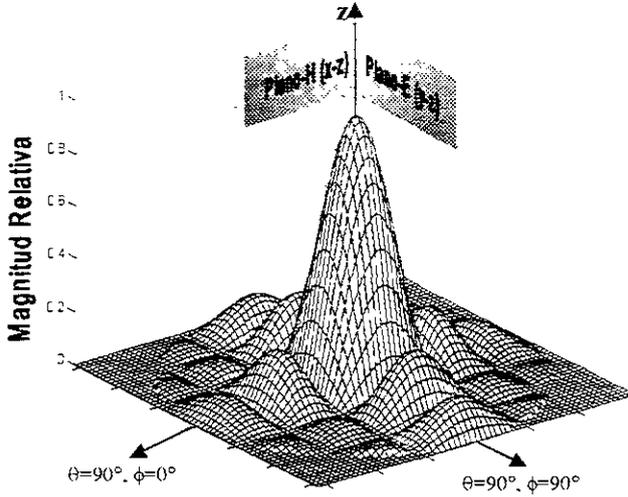


Figura 2.21 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico constante en magnitud y fase radiado en una apertura cuadrada montada sobre un plano de tierra infinito. $a=3\lambda$, $b=3\lambda$.

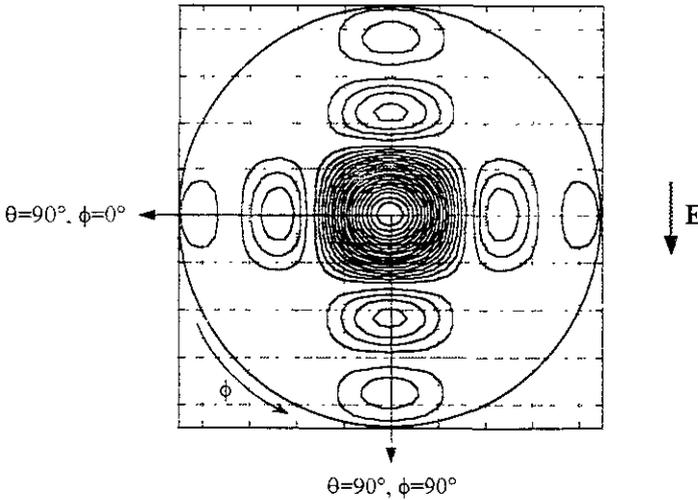


Figura 2.21 (b) Curvas de nivel del patrón de radiación tridimensional $a=3\lambda$, $b=3\lambda$ (3×3)

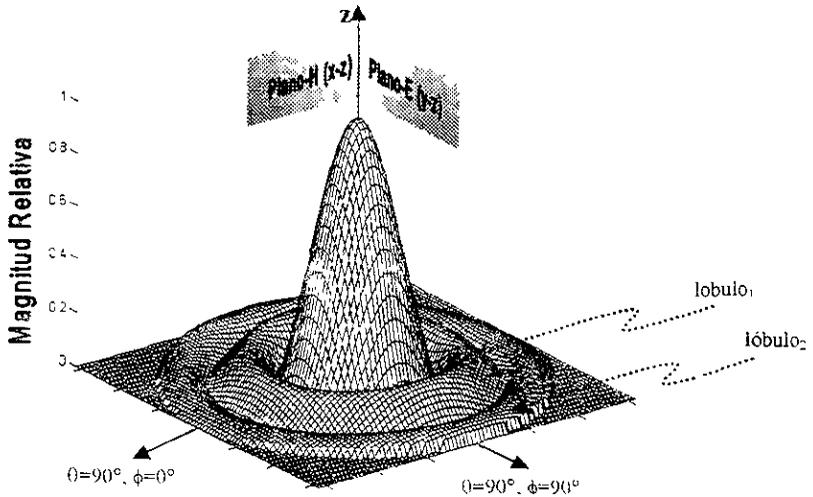


Figura 2.22 (a) Patron de radiacion normalizado en 3 dimensiones producido por un campo electrico constante en magnitud y fase radiado por una apertura circular montada sobre un plano de tierra electrico infinito $a = 1.5\lambda$.

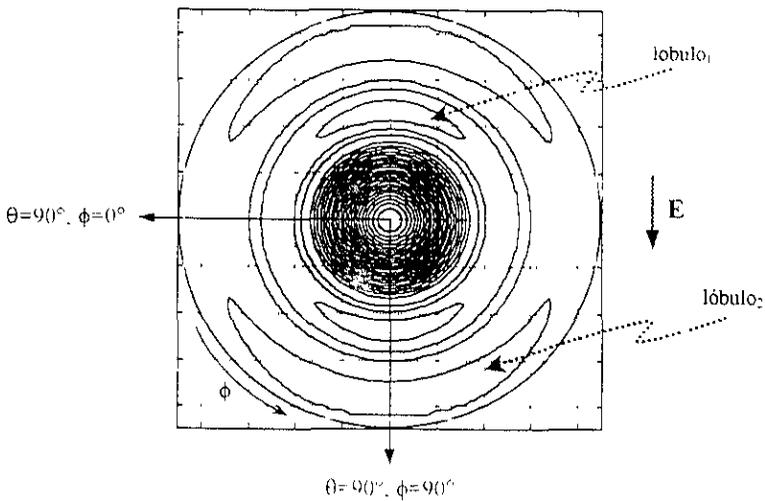


Figura 2.22 (b) Curvas de nivel del patron de radiacion tridimensional

➤ ANÁLISIS DE UNA APERTURA CIRCULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO EN MODO TE₁₁
MONTADA SOBRE UN PLANO DE TIERRA ELÉCTRICO INFINITO

De acuerdo con la teoría de líneas de transmisión, se sabe que en general, la distribución de campo eléctrico sobre la apertura de una guía de ondas circular con paredes internas lisas no es uniforme (como en el caso previamente analizado), sino que ésta se encuentra determinada por la forma como se propaga la onda electromagnética a lo largo de la guía [NER99].

Al igual que en la sección 2.3.4 (Aperturas Rectangulares), en donde se trató el caso de las características de radiación de una apertura rectangular con distribución de campo en modo TE₁₀, se realizará el análisis de una apertura circular con distribución de campo en modo dominante TE₁₁. Una vez más se hará uso del método de la Transformada de Fourier, por lo que es necesario primero conocer la distribución del campo eléctrico tangencial sobre el área de apertura. En la literatura de antenas que trata el tema de aperturas circulares [BAL97], así como en la que trata el tema de guías de onda circulares [NER99] se indica que un campo eléctrico tangencial en modo dominante queda determinado por expresiones que contienen funciones circulares (seno y coseno) y funciones de Bessel. Dado que el objetivo de esta investigación es el de corroborar la eficacia del método de la TF, se omitirá la justificación teórica de la forma de distribución de campo eléctrico tangencial para una apertura circular, por lo que únicamente se mencionará la forma analítica de sus componentes tangenciales.

Se tiene que el campo eléctrico E_a sobre la apertura circular en modo TE₁₁ queda determinado por:

$$\left. \begin{aligned} E_a &= a_\rho E_\rho + a_\phi E_\phi \\ E_\rho &= E_{0\rho} J_1 \left(\frac{\chi'_{11} \rho}{a} \right) \frac{\sin \phi'}{\rho} \\ E_\phi &= E_{0\phi} J_1' \left(\frac{\chi'_{11} \rho}{a} \right) \cos \phi' \end{aligned} \right\} ; \quad \rho \leq a \quad (2.46)$$

En donde: a es el radio de la apertura.

E_{0ρ} y E_{0φ} son constantes,

χ'₁₁ es la primera raíz de la primera derivada de la función de Bessel para el modo TE₁₁ (χ'₁₁ = 1.841), y

J₁' significa la primera derivada parcial de J₁ con respecto a ρ.

Aplicando la TF al campo sobre la apertura, (Ec. 2.21), se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 f(k_x, k_y) = E_{0\rho} a \rho \int_0^a \int_0^{2\pi} J_1 \left(\frac{\chi'_{11} \rho}{a} \right) \frac{\text{sen } \phi'}{\rho} e^{jk_x x + jk_y y} d\phi' \rho d\rho + \\
 + E_{0\phi} a \phi' \int_0^a \int_0^{2\pi} J_1 \left(\frac{\chi'_{11} \rho}{a} \right) \cos \phi' e^{jk_x x + jk_y y} d\phi' \rho d\rho
 \end{aligned}
 \quad (2.47)$$

$$g(k_x, k_y) = 0 \quad (2.48)$$

En donde $k_x = k \text{ sen } \theta \cos \phi'$, $x = \rho \cos \phi$
 $k_y = k \text{ sen } \theta \text{ sen } \phi'$, $y = \rho \text{ sen } \phi$

En las figuras 2.24 se muestran los resultados de este análisis para un caso de apertura circular

En la figura 2.24(a) puede observarse que existe una notable diferencia con respecto al caso de análisis de una apertura circular con distribución de campo uniforme (figura 2.19(a)), puesto que en el caso anterior puede observarse que el patrón de radiación posee una simetría tal que existen regiones de $\theta = \text{constante}$, en donde la magnitud del campo eléctrico es prácticamente la misma para todos los valores de ϕ ; no así para el caso de la apertura con modo dominante, en donde puede apreciarse un ensanchamiento del lóbulo principal en la región correspondiente al plano-H. Como ya se ha expuesto en ejemplos anteriores, el ensanchamiento de un lóbulo principal, trae consigo necesariamente una disminución en la directividad del patrón de radiación para un plano determinado además de una disminución en los niveles de radiación de los lóbulos secundarios

De la misma manera como se mostró la diferencia que existe entre los patrones de radiación en el plano-H de aperturas rectangulares con distribuciones constante y en modo TE_{10} (figura 2.17), ahora se mostrará que pasa algo similar con el caso de aperturas circulares, por lo que si se superponen los patrones de radiación en plano-H de las aperturas circulares previamente analizadas, se obtiene lo mostrado en la figura 2.23.

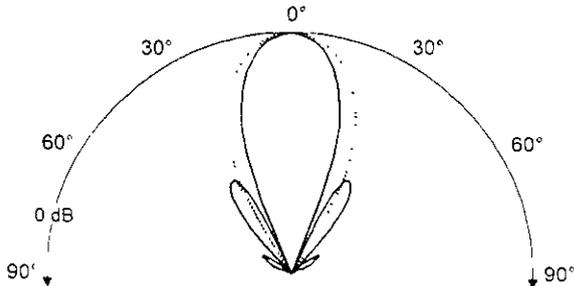


Figura 2.23 Patrones de radiación en plano-H de aperturas circulares de dimensiones $a = 1.5 \lambda$

— Con distribución constante
 - - - Con distribución en modo TE_{10}

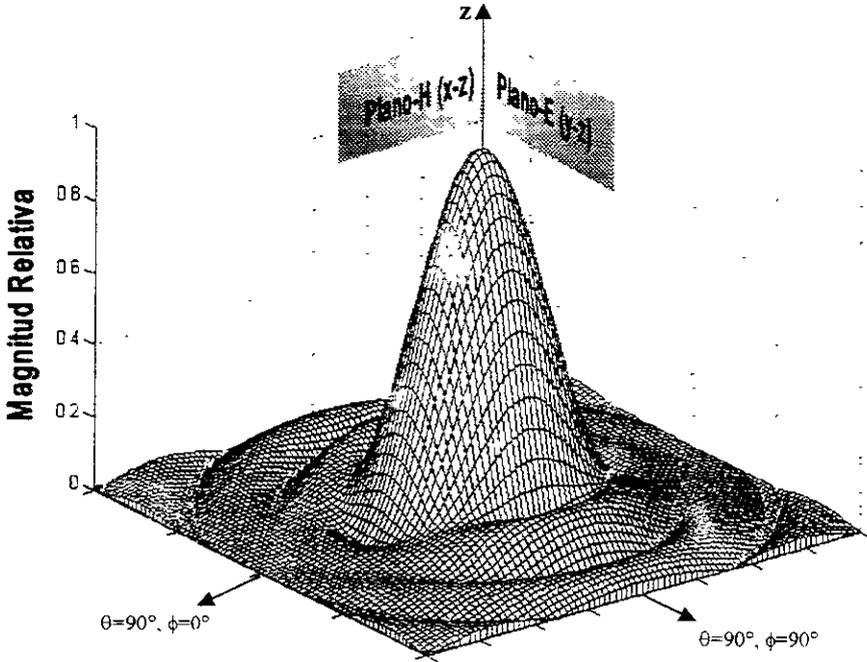


Figura 2.24 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones producido por un campo eléctrico en modo TE_{11} radiado por una apertura circular montada sobre un plano de tierra electrico infinito. $a = 1.5\lambda$.

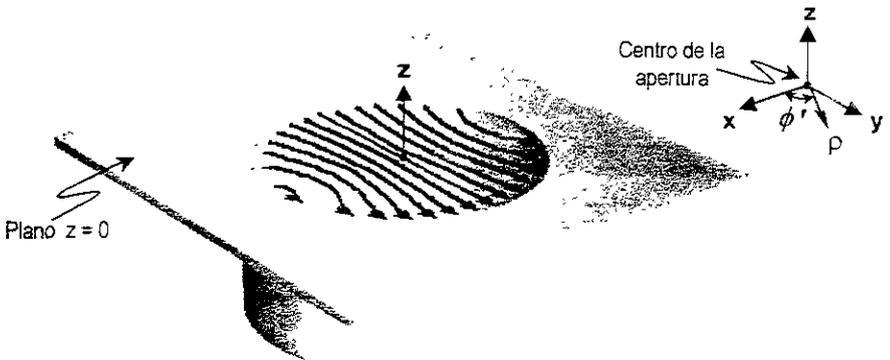


Figura 2.24 (b) Configuración de la apertura circular de dimensiones. $a=1.5\lambda$. y diagrama de distribución de campo eléctrico

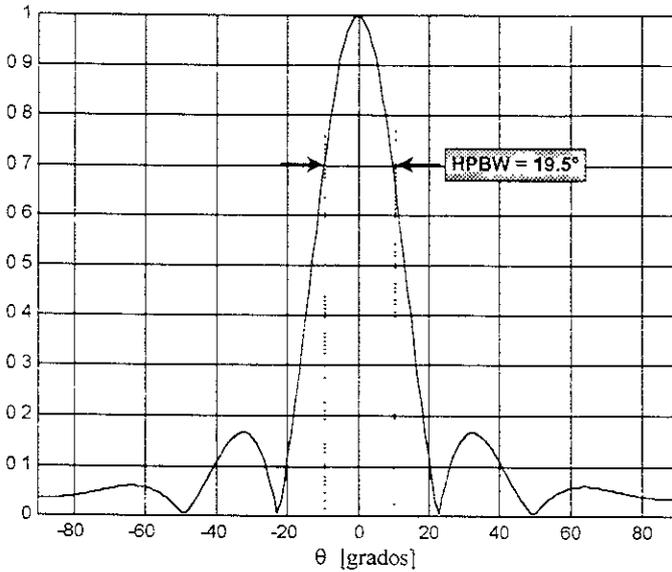


Figura 2.24 (c) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones (HPBW — Ancho del haz de media potencia)

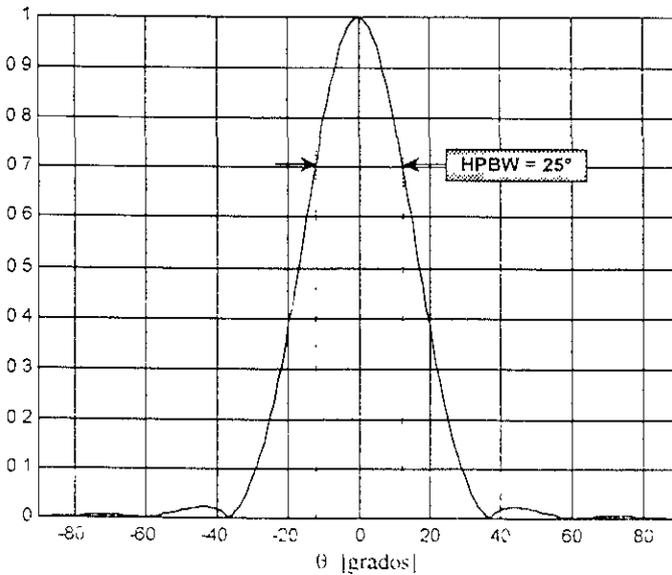


Figura 2.24 (d) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones (HPBW -- Ancho del haz de media potencia)

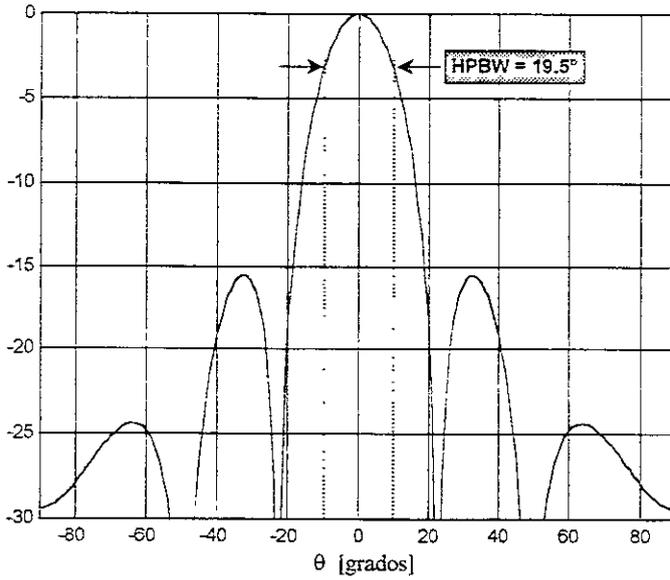


Figura 2.24 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

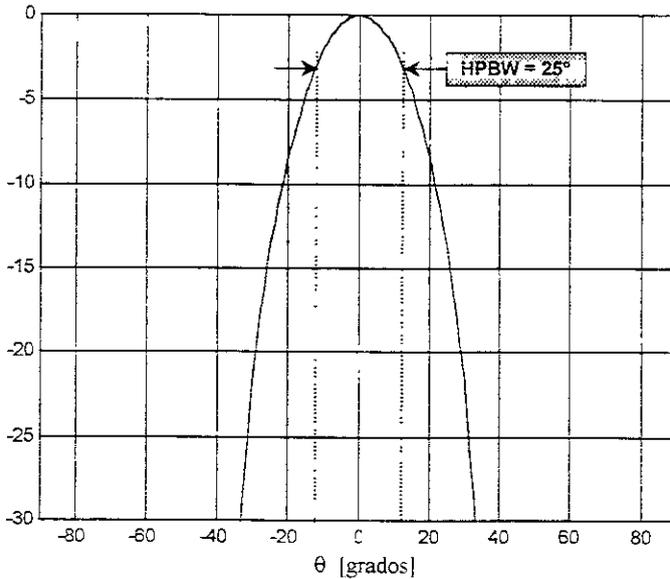


Figura 2.24 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones con escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

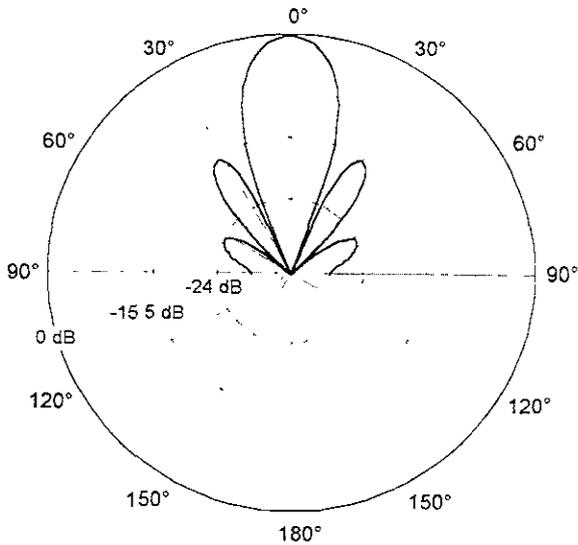


Figura 2.24 (g) Patrón de radiación en plano-E en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

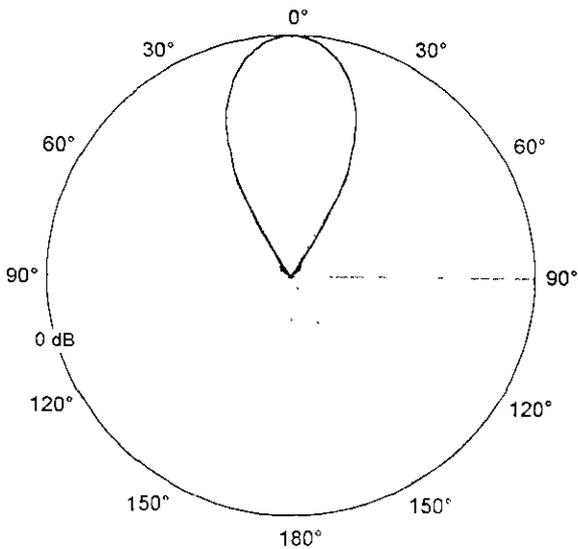


Figura 2.24 (h) Patrón de radiación en plano-H en coordenadas polares y escala de magnitud logarítmica $[20 \log(E)]$

De acuerdo con lo observado previamente en las figuras 2.17 y 2.23, es posible advertir que la forma que adquiere el patrón de radiación generado por una apertura depende no sólo de las dimensiones de la misma, sino también de la distribución de los campos eléctricos y magnéticos tangenciales.

En la teoría general de antenas se menciona que para la mayor parte de las aplicaciones, resulta deseable contar con un elemento de radiación con muy alta directividad y de bajos niveles de lóbulos laterales, sin embargo en los casos previamente analizados podemos ver que no es fácil contar con estas dos características de manera simultánea; es decir, de acuerdo con lo mostrado por las figuras 2.17 y 2.23, resulta claro que existe un compromiso entre la necesidad de contar con un haz principal muy directivo o bajos niveles de lóbulos laterales; por lo que estos y otros parámetros resultan importantes al momento de definir el diseño de una antena. En este capítulo sólo se ha hecho énfasis en estos dos aspectos del diseño, sin embargo existen muchos otros tales como ganancia, FBR y polarización, los cuales resultan importantes en mayor o menor medida de acuerdo a cada aplicación en particular

2.7 CONCLUSIONES

En general, la Transformada de Fourier se concibe como una herramienta matemática muy utilizada en el ámbito de las Telecomunicaciones, ya que permite transformar una serie de eventos que ocurren en el dominio del tiempo con un equivalente en el dominio de la frecuencia en donde su análisis resulta más sencillo; de manera similar, en este capítulo se ha expuesto la manera como puede utilizarse el principio de la TF aplicado al análisis de radiación de aperturas, sin embargo en este caso la TF se encuentra relacionando al dominio espacial con un dominio apenas mencionado en la literatura de antenas: el dominio de direcciones (o espacio k).

Como ya se mencionó, el método de la TF es general, y el algoritmo que hemos implementado para el análisis de los casos previamente expuestos nos permite no solamente estudiar el comportamiento de aperturas rectangulares y circulares con distribuciones constantes y en modos dominantes, sino que además es posible proponer diversas configuraciones geométricas y distribuciones de campo tangencial. Sin embargo el objetivo del presente capítulo no es sino el de sentar las bases que nos permitan evaluar la confiabilidad de la aplicación del método para aquellos elementos que finalmente son el objetivo de este trabajo de Tesis: las Antenas Cónicas Corrugadas.

Cabe señalar que el método permite analizar de una manera sencilla aquellos casos en donde las aperturas están cubiertas con un dieléctrico, sin embargo dicha aplicación será comentada en los últimos capítulos de esta tesis, por considerarse esta como particular a determinados casos de aplicación.

2.8 REFERENCIAS

- [BAL97] BALANIS, C.A , “*Antenna Theory. Analysis and Design*”, John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997.
- [COL85] COLLIN, R.E , “*Antennas and Radiowave Propagation*”. McGraw-Hill, Singapore 1985.
- [H&Z86] HECHT, E., Zajac, A., “*Optica*”, Addison-Wesley, U.S.A 1986.
- [MIL85] MILLIGAN, T A , “*Modern Antenna Design*”, McGraw-Hill, U.S.A 1985
- [NER99] NERI, Rodolfo, “*Líneas de Transmisión*”, McGraw-Hill, México 1999.
- [STZ85] STULTZMAN, “*Antenna Theory and Design*”, McGraw-Hill, USA 1985

AS DA TEBN
DE TA BIL

3

ANÁLISIS DE ANTENAS DE CORNETA CON PAREDES INTERNAS LISAS

3.1 INTRODUCCIÓN

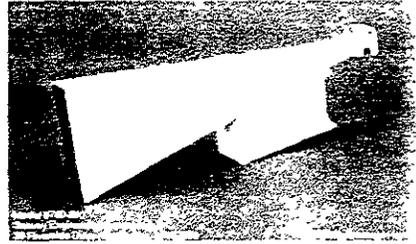
En el capítulo anterior aplicamos el Método de la Transformada de Fourier (MTF) para el análisis de las características de radiación de diferentes tipos y configuraciones geométricas de aperturas. Analizamos también el efecto sobre los patrones de radiación de tener diferentes distribuciones de campo tangencial en el plano de dichas aperturas. Al mismo tiempo demostramos que nuestro método numérico (Transformada Discreta de Fourier) resultó bastante aproximado a los resultados presentados por la literatura consultada ([BAL97], [COL85], [JAS92] y [VOL98]). En este capítulo aplicaremos este método para el análisis de las antenas de apertura más utilizadas y versátiles dentro del campo de las microondas, que son las *antenas de corneta con paredes internas lisas*.

La antena de corneta, en general, es un dispositivo que efectúa la transición gradual de ondas electromagnéticas que se propagan en una línea de transmisión, como una guía de ondas, y ondas que se propagan hacia un medio sin fronteras, como el espacio libre [JAS92]. Existen antenas de corneta de muchos tipos y para muchos propósitos (ver figura 3.1), y su forma depende de la aplicación en la que se vaya a utilizar. Sus dimensiones se modifican con el propósito de modificar las propiedades fundamentales de una antena como son su ganancia, impedancia y patrón de radiación (ver capítulo 1).

En el capítulo 2 analizamos el efecto de ampliar el tamaño de la apertura y el efecto de cambiar la distribución de campo en el plano de la apertura, lo cual también aplicaremos en este capítulo para predecir las características de radiación de las antenas de corneta. Incluiremos el efecto de variar la longitud y el ángulo de la corneta en la ganancia y directividad de este tipo de antenas.

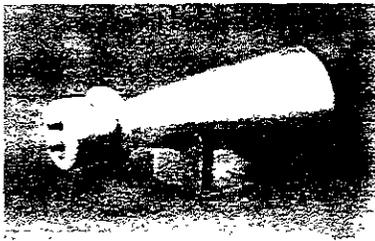


(1)

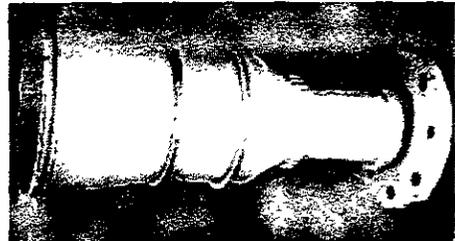


(2)

Figura 3.1(a) Antenas de corneta rectangulares 1) Piramidal . 2) Sectorial



(1)



(2)

Figura 3.1(b) Antenas de Corneta Cónicas 1) Antena Cónica monomodo
2) Antena Cónica de modo dual

En nuestro análisis de aperturas radiantes, supusimos que dichas aperturas contaban con distribuciones de campo arbitrarias, sin tomar en cuenta la forma en que se producía dicha distribución. Intuitivamente utilizamos modos dominantes de las soluciones de campo para guías de onda, pero ahora debemos tomar en cuenta que la forma de la corneta, que se obtiene al incrementar gradualmente la apertura de una guía de ondas, afectará la distribución del modo dominante o del modo que se desee estudiar. Se formulará un modelo equivalente aproximado para la distribución del campo tangencial, como el utilizado por varios autores de la literatura consultada, y se obtendrán los patrones de radiación producidos por estos modelos.

En este capítulo sólo se analizarán las antenas de corneta con paredes lisas, es decir, que sus paredes son idealmente simples placas de conductores sin imperfecciones. En el capítulo 5 estudiaremos que al usar ciertos tipos de imperfecciones internas en dichas paredes pueden mejorarse algunas características de los patrones de radiación y sobre todo los niveles de polarización cruzada.

La antena de corneta se usa como alimentador para reflectores y antenas de lente (ver capítulo 1) en diversos sistemas de comunicaciones a lo largo del mundo. También se utilizan como elementos de alta ganancia en arreglos de fase (figura 3.2). Debido a que son elementos cuyas características son perfectamente conocidas se usan como dispositivos de calibración y medición para otras antenas.

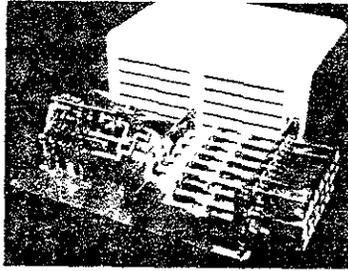


Figura 3.2 Arreglo de antenas de corneta piramidales

3.2 EFECTO DE LA AMPLIACIÓN DE LA APERTURA DE UNA GUÍA DE ONDAS (MODELO PARA ANTENAS DE CORNETA)

El propósito principal de incrementar las dimensiones de la apertura de una guía de ondas, a través de una corneta, es aumentar su ganancia y su directividad. Sin embargo, este incremento no puede ni debe ser arbitrario, puesto que, como veremos a continuación el campo electromagnético dentro de una antena de corneta puede sufrir variaciones indeseables debidas a los cambios bruscos dentro de la guía de onda.

De la teoría de guías de onda [NER99], sabemos que las dimensiones de cualquier guía de ondas, por la cual se propagan ondas electromagnéticas de cierta frecuencia y que tenga una sección transversal constante, determinan los llamados modos o distribuciones de campo. También se conoce que cualquier discontinuidad a lo largo de una guía de onda produce modos o distribuciones de campo de orden superior, que en algunos casos pueden considerarse evanescentes a lo largo de la guía

Imaginemos ahora la sección transversal de una antena de corneta (figura 3.3) como la de las antenas mostradas en las figuras 3.1a y 3.1b. La discontinuidad que significa la apertura en forma de corneta, obviamente produce cierta cantidad de modos de propagación de orden superior. La solución exacta de la distribución de campo en la sección transversal de una corneta no es sencilla, por lo que para realizar cálculos más aproximados a la solución real se recurre a métodos numéricos para resolver las ecuaciones de Maxwell en el interior de la corneta (i.e. FDTD-Finite Difference Time Domain)[SULL01], [TIR92].

Sin embargo, de la literatura consultada adoptaremos como distribución de campo en la apertura de la corneta, la distribución de modo dominante en la sección de guía de onda, pero le agregaremos ahora un *error de fase* debido a la forma de la antena de corneta. Este modelo, como lo indican los autores [BAL97] y [COL85] produce resultados bastante aproximados a las mediciones experimentales, excepto en la región de radiación hacia atrás y en la región de los lóbulos secundarios. Una formulación más precisa se completa con los efectos de borde precedidos por la Teoría Geométrica de la Difracción (GTD) [KELL62],[SIL61],[MEN75].

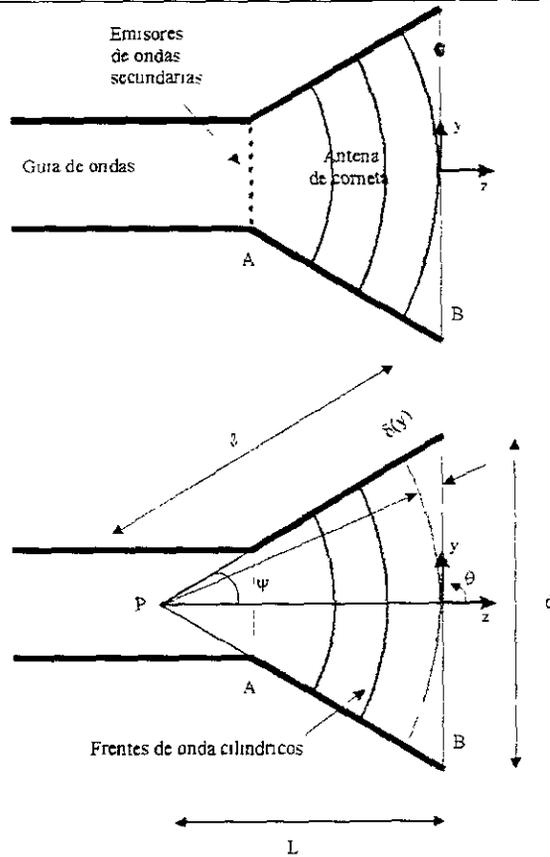


Figura 3.3 Corte transversal de una antena de corneta para mostrar el error de fase en la apertura $[\delta(y)]$

De la figura 3.3, podemos definir lo siguiente [JAS92]:

- d: Es el tamaño de la apertura en el plano de análisis.
- L: Es la longitud de los brazos de la corneta hasta el centro de fase.
- P: Es el centro de fase de la antena de corneta.
- L: Es la longitud de la corneta, medida a lo largo del eje principal de la corneta, desde el centro de fase hasta el plano de la apertura (plano B).
- ψ : Es el ángulo de ensanchamiento con el que se abre la apertura, medido desde el centro de fase hasta el plano donde termina la corneta (plano B).

El error de fase puede observarse claramente en la figura 3.3, donde se muestra la sección transversal de cualquier tipo de antena de corneta y su alimentación a través de una guía de ondas. Imaginemos que cada punto del plano A, que representa la frontera entre la guía de ondas y la antena de corneta en sí, funge como emisor de ondas

secundarias (Principio de Huygens). Los frentes de onda de este caso en particular se extienden radialmente en la dirección z con frentes de onda cilíndricos, cuyo eje es perpendicular al plano de la hoja y que coincide con el punto P , también llamado *centro de fase*. Para el caso de antenas de corneta piramidales y cónicas, los frentes de onda que se forman son esféricos, por lo que se tienen que modelar las aperturas en dos dimensiones, pero basta con analizar la corneta en un solo plano para después generalizarlo para otras antenas.

Puede observarse que el frente de onda no coincide con el plano de la apertura de la antena de corneta (plano B). Si ahora medimos el campo en el plano donde termina la antena de corneta, veremos que las ondas que se propagan a mayores ángulos que la dirección axial (eje z) de la corneta, llegan con un retraso, o error de fase. Este error puede modelarse como un error de fase de la forma $\exp(-jk\delta(y))$.

Utilizando relaciones geométricas, el error de fase $\delta(y)$ puede modelarse como.

$$\delta(y) = -L + L \left[1 + \left(\frac{y}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

Y que puede aproximarse, considerando que el error máximo de fase (en los extremos de la corneta) no exceda 0.2λ en el plano E ó 0.6λ en el plano H [BAL95], por la siguiente expresión que justifica el nombre de error cuadrático de fase:

$$\delta(y) \approx -L + L \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{L} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{L} \right) \quad (3.2)$$

Para una corneta de longitud L fija, la condición que debe cumplir el ángulo ψ para que la ecuación 3.2 resulte una buena aproximación a la ecuación 3.1 es.

$$\tan \frac{\psi}{2} \leq \frac{0.4\lambda}{d} \quad (3.3a)$$

para el plano E ó:

$$\tan \frac{\psi}{2} \leq \frac{1.2\lambda}{d} \quad (3.3b)$$

para el plano H

En el presente trabajo utilizaremos la fórmula 3.2 con el objetivo de que los resultados de nuestro método numérico se puedan comparar con los presentados en la literatura. De cualquier forma, también se puede programar la fórmula (3.1) y obtener los patrones de radiación presentados en este capítulo. Al usar la fórmula (3.2) fuera del rango definido por las ecuaciones 3.3 se obtienen patrones ligeramente diferentes a los producidos por la fórmula (3.1), de al menos unos cuantos dB [BAL97]. A pesar de esto, se puede seguir usando esta aproximación fuera del rango con el fin de estudiar los efectos del error de fase en el plano de la apertura.

Las restricciones presentadas en las fórmulas (3.3a) y (3.3b) pueden observarse mejor en las siguientes gráficas de ángulo de ensanchamiento ψ contra dimensión eléctrica de la apertura y en la tabla 3.1. Todos los cálculos suponen que la longitud L de la corneta es fija y que sólo se varía el ángulo de apertura [COL85]

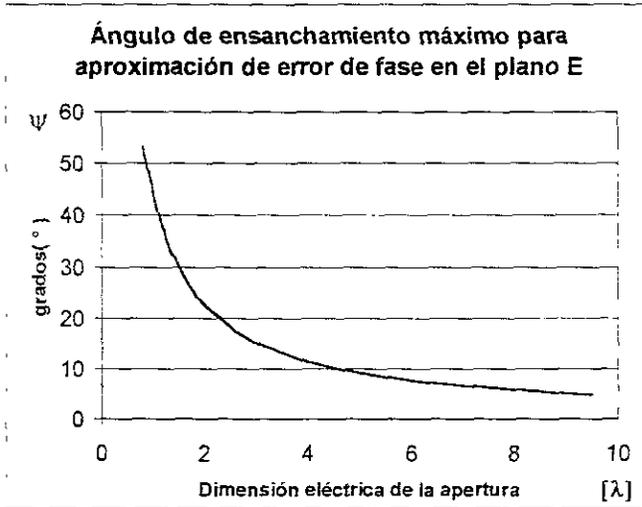


Figura 3.4 (a) Máximo ángulo de ensanchamiento de una corneta en el plano E para utilizar la fórmula 3.2

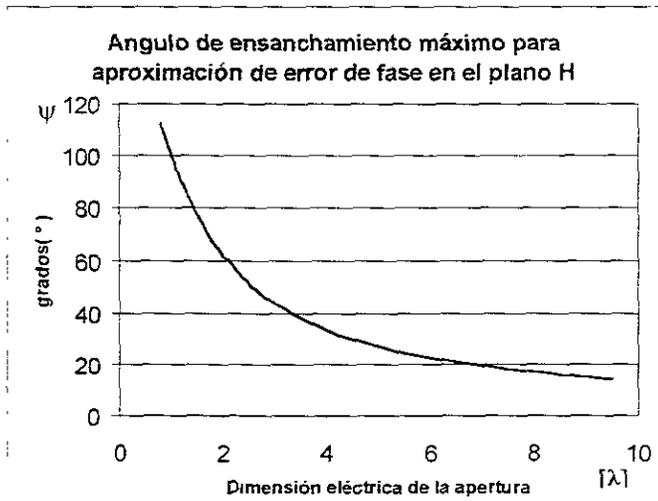


Figura 3.4 (b) Máximo ángulo de ensanchamiento de una corneta en el plano H para utilizar la fórmula 3.2

Tabla 3.1 Maximo angulo de ensanchamiento en ambos planos para usar la aproximación cuadratica de error de fase

Dimensión [λ]	Plano E	Plano H
	Angulo [$^{\circ}$]	Angulo [$^{\circ}$]
0.1	151.92	170.47
0.2	126.86	161.07
0.3	106.26	151.92
0.4	90.00	143.13
0.5	77.31	134.76
0.6	67.38	126.86
0.7	59.48	119.48
0.8	53.13	112.61
0.9	47.92	106.26
1	43.60	100.38
1.1	39.96	94.97
1.2	36.86	90.00
1.3	34.20	85.41
1.4	31.89	81.20
1.5	29.86	77.31
1.6	28.07	73.73
1.7	26.48	70.43
1.8	25.05	67.38
1.9	23.77	64.55
2	22.61	61.92
2.5	18.18	51.28
2.6	17.49	49.55
2.7	16.85	47.92
2.8	16.26	46.39
2.9	15.70	44.95
3	15.18	43.60
4	11.42	33.39
5	9.14	26.99
6	7.62	22.61
7	6.54	19.45
8	5.72	5.72
9	5.08	5.08
10	4.58	4.58

El modelo presentado en la figura 3.3 y el error de fase de la ecuación 3.2, son válidos tanto para antenas de corneta rectangulares como para antenas de corneta cónicas, los cuales se discutirán en la sección 3.4, y se analizarán sus efectos sobre los patrones de radiación de las antenas de corneta.

3.3 DIRECTIVIDAD, GANANCIA E IMPEDANCIA DE ANTENAS DE CORNETA

En nuestro análisis de aperturas omitimos el cálculo de tres características de las antenas con el fin de resaltar únicamente las propiedades del Método de la Transformada de Fourier. Ahora, al analizar las antenas de corneta resulta necesario emplear algún cálculo que nos de idea sobre los valores de ganancia, directividad e impedancia que se obtienen al utilizar antenas en forma de cornetas.

3.3.1 Directividad

La directividad de una antena de corneta puede calcularse con base en la definición presentada en el capítulo 1. Para una antena de apertura, la potencia total radiada (P_r) puede calcularse al integrar el vector de Poynting de los campos tangenciales sobre las dimensiones de apertura, es decir:

$$P_r = \frac{1}{2} \int_{\text{apertura}} \text{Re}(\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*) ds \quad (3.4)$$

en donde

\mathbf{E}_t y \mathbf{H}_t son los fasores de los campos eléctrico y magnético tangenciales en el plano de la apertura y ds es el elemento diferencial de área en el plano de la apertura:

$$ds = dx dy \quad (3.5)$$

Para calcular la intensidad de radiación, o la potencia radiada por unidad de ángulo sólido, utilizamos la fórmula siguiente[COL85]:

$$\frac{d P_r}{d \Omega} = \frac{1}{2} r^2 \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (3.6)$$

donde \mathbf{r} es el vector de posición de un punto cualquiera en el espacio (x,y,z). De las ecuaciones de la tabla 2.1 podemos simplificar la ecuación 3.6:

$$\frac{d P_r}{d \Omega} = \frac{1}{2 \eta_0} r^2 \text{Re}(E_\theta^2 + E_\phi^2) \quad (3.7)$$

Utilizando la tabla 2.2 para el campo E_θ y E_ϕ para la dirección de máxima radiación ($\theta=0^\circ$ y $\phi=0^\circ$) y expresando la ecuación en términos de la Transformada de Fourier, tenemos:

$$\frac{d P_r}{d \Omega} = \frac{k^2}{8 \pi^2 \eta_0} (|f_x|^2 + |f_y|^2) \quad (3.8)$$

Finalmente, podemos obtener la directividad al realizar el cociente

$$Directividad = D = \frac{\frac{dP_r}{d\Omega}}{\frac{P_r}{4\pi}} = \frac{k^2}{\pi\eta_0} \frac{|f_x|^2 + |f_y|^2}{\int_{\text{apertura}} \text{Re}(\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*) ds} \quad (3.9)$$

donde f_x y f_y se evalúan en la dirección de máxima ganancia, que generalmente es en la dirección $\theta = 0^\circ$ (ver figura 3.3). Tomando en cuenta que $k = 2\pi/\lambda$ y que para una guía de ondas, los campos tangenciales a la apertura se consideran de la siguiente forma:

$$H_x = -\frac{E_y}{\eta_0} \quad (3.10a)$$

$$H_y = \frac{E_x}{\eta_0} \quad (3.10b)$$

obtenemos.

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{|f_x|^2 + |f_y|^2}{\int_{\text{apertura}} (E_x^2 + E_y^2) dx dy} \quad (3.11)$$

donde f_x y f_y son las componentes de la Transformada de Fourier del campo tangencial en la boca de la apertura.

Comúnmente, la directividad D de una antena arbitraria se relaciona con la directividad D_0 de una antena de las mismas dimensiones, pero con distribución de campo constante en magnitud y fase. Si en la ecuación 3.11 sustituimos las expresiones de la Transformada de Fourier para una apertura rectangular con distribución de campo constante en magnitud y fase, considerando que la integral del denominador resulta simplemente el área de la apertura rectangular, obtenemos:

$$D_0 = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (3.12)$$

donde A es el área de la antena de apertura de referencia.

A la relación de la directividad de cualquier antena de apertura y la directividad de una antena de referencia de las mismas dimensiones con distribución de campo constante en magnitud y fase, se le denomina *eficiencia de la apertura* (η_A):

$$\eta_A = \frac{D}{D_0} \quad (3.13)$$

Sustituyendo (3.11) y (3.12) en (3.13) obtenemos:

$$\eta_A = \frac{1}{A} \frac{|f_x|^2 + |f_y|^2}{\int_{\text{apertura}} (E_x^2 + E_y^2) dx dy} \quad (3.14)$$

Esta eficiencia contribuye a la eficiencia total de radiación (η) de una antena, como veremos a continuación.

3.3.2 Ganancia

La ganancia de una antena de corneta, se define como el producto de la directividad por la eficiencia de la antena.

$$G = \eta D \tag{3.15a}$$

despejando D de la ecuación 3.13 y sustituyendo en 3.15, se obtiene:

$$G = \eta_e \eta_o D_o \tag{3.15b}$$

La eficiencia de una antena de corneta (η) depende de varios factores que difícilmente pueden expresarse en forma matemática, por lo que se presentan en la literatura a través de métodos alternativos y tablas para su consulta. De la literatura consultada se considera que la eficiencia conjunta de una antena de corneta y la eficiencia de apertura se acercan a un valor de aproximadamente el 50 % [BAL95]. Un método rápido de obtener la ganancia de una antena de corneta se obtiene considerando el valor de eficiencia anterior en la ecuación 3.15:

$$G = \frac{1}{2} D_o = \frac{1}{2} \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{2\pi A}{\lambda^2} \tag{3.16}$$

donde A es el área de la apertura de la antena de corneta.

Conociendo que el producto $\eta \eta_A$ es igual a 0.5 y considerando la ecuación 3.14, se obtiene:

$$\eta = \frac{A_{\text{apertura}} \int (E_x^2 + E_y^2) dx dy}{2 |f_x|^2 + |f_y|^2} \tag{3.17}$$

En la presente tesis calculamos la directividad de las antenas de apertura a través de la ecuación 3.11, lo que nos dará una idea de los valores de ganancia de las antenas en cuestión, sin tomar en cuenta la eficiencia total mostrada en la ecuación (3.17).

3.3.3 Impedancia

La impedancia de una antena de corneta es difícil de definir al igual que sucede con la impedancia de las guías de onda. Debido a que la antena de corneta está formada por un conductor cerrado, no existe una definición única de impedancia. Ésto se debe a que no pueden distinguirse físicamente dos terminales de entrada, sino que sólo se cuenta con una sección cerrada sobre la cual no hay diferencia de potencial.

Las características de impedancia de una antena de corneta dependen de tres aspectos principales, que son: 1) Desacoplo entre la boca de la corneta y el espacio libre. 2) La longitud de la corneta y 3) el desacoplo entre la guía de onda y el inicio de la corneta.

Para obtener las características de impedancia, experimentalmente se recurre a la medición de la relación de onda estacionaria o VSWR (*Voltage Standing Wave Ratio*).

De la literatura consultada, el VSWR de una antena de corneta sectorial E varía entre 1.05 y 1.5 conforme la longitud de la corneta se modifica, siendo mínimo en incrementos múltiplos de media longitud de onda. Para el caso de una corneta plano H, tenemos que las características de desacoplo son menores, por lo que el VSWR es prácticamente constante y sólo varía en fase conforme se aumenta la longitud de la corneta [JAS92].

Para poder variar las características de impedancia de una guía de ondas rectangular se recurre a lo que se denominan ventanas reactivas, que no son más que postes o láminas metálicas que se introducen dentro de la guía de ondas y que actúan como cargas capacitivas e inductivas. En la figura 3.5 se observan los tipos de ventanas más comunes en guías de ondas.

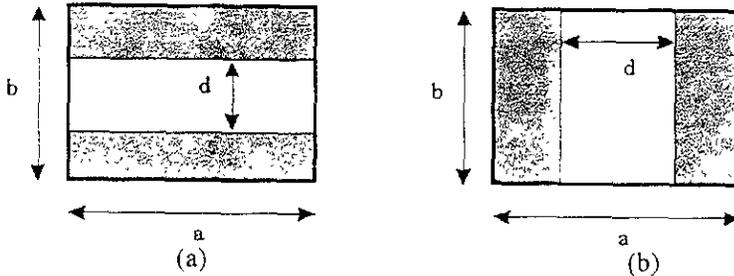


Figura 3.5. (a) ventana o iris capacitivo (b) ventana inductiva

La admitancia y la capacitancia requerida se ajustan al modificar la distancia entre las placas (d). En algunas guías de ondas se utilizan otros tipos de discontinuidades en forma de cresta o caballete que sirven para ajustar las características de impedancia y para aumentar el ancho de banda. tales guías se denominan "*ridged waveguide*" y se utilizan también en las antenas de corneta.

De la misma forma en que se mejoran las características de impedancia de una guía de ondas, puede mejorarse el acoplamiento de las antenas de corneta. De hecho, se recurre al uso de crestas reactivas (generalmente inductivas) en la unión de la guía de ondas y la corneta. En la figura 3.1a y en la 3.6 se observan dos cornetas piramidales con cresta reactiva y con discontinuidades a lo largo de la corneta, lo que les da mejores características de acoplamiento de impedancia y mayor ancho de banda

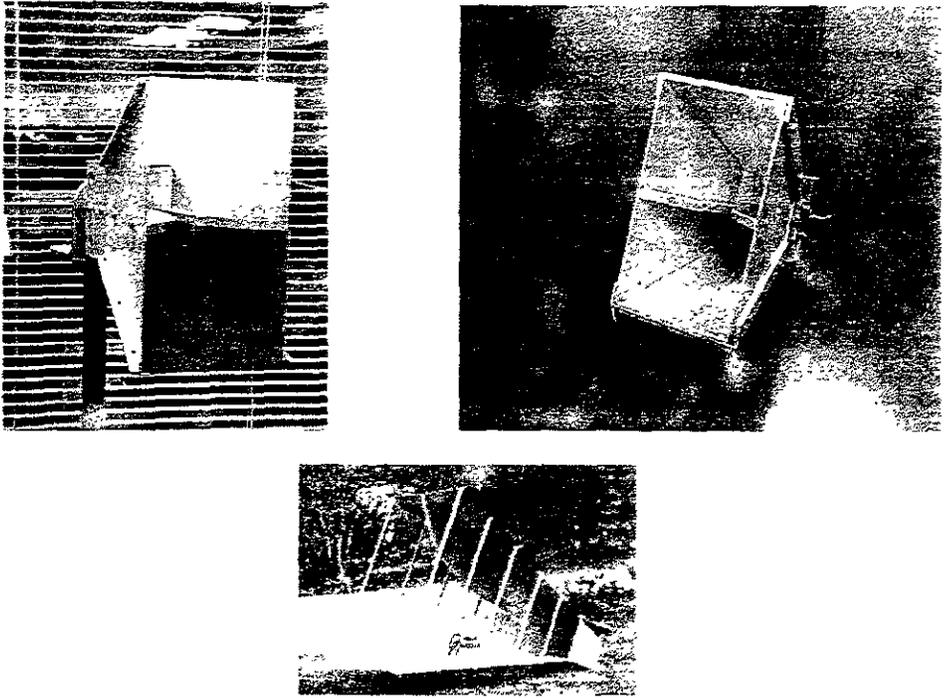


Figura 3.6(a) Antenas de corneta con cresta reactiva (*'Ridged horn'*) para mejorar las características de acoplamiento de impedancia

Estas antenas vistas de perfil, mostrarían la siguiente sección transversal:

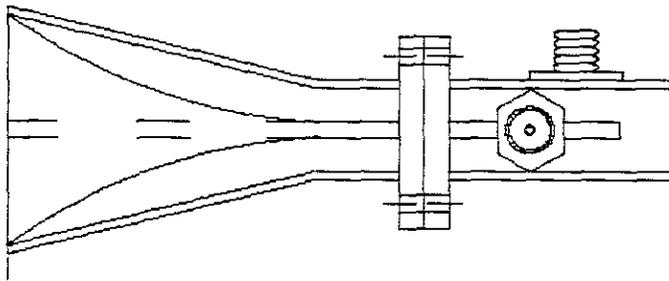


Figura 3.6(b) Antenas de corneta (*'Ridged horn'*) con cresta reactiva para mejorar las características de acoplamiento de impedancia

Existen antenas de corneta con ventanas reactivas para antenas que manejan dos polarizaciones, también llamadas *'double ridged'*, como la mostrada en la figura 3.7:

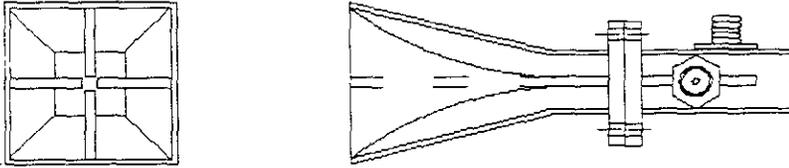


Figura 3.7 Antenas de corneta de doble polarización ("*Dual Polarised Double Ridged horn*") con cresta reactiva para mejorar las características de acoplamiento de impedancia

Con el fin de acoplar la apertura de una corneta con el espacio libre, y corrigiendo el error de fase que implica el ensanchamiento de la guía de ondas, se recurre a cubrir la apertura con un dieléctrico, como la antena de la figura 3.8. Estas cubiertas de dieléctrico también sirven para proteger las antenas de las condiciones ambientales.

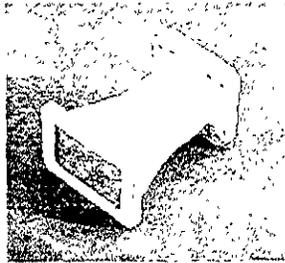


Figura 3.8 Antena de corneta con cubierta dieléctrica

3.4 ANÁLISIS DE ANTENAS DE CORNETA RECTANGULARES

Las antenas de corneta rectangulares son las más comunes y las de mayor facilidad de construcción. Su análisis mediante el MTF se presenta a continuación para sus formas sectoriales y piramidales.

3.4.1 Análisis de antenas de corneta sectoriales plano-E

Las cornetas sectoriales son casos especiales de una antena de corneta piramidal. Estas antenas se forman al ampliar la forma de la apertura en un solo plano. En la figura 3.9 se muestra la configuración geométrica de una antena de corneta sectorial plano-E. En esta figura puede observarse como la guía de onda definida por las dimensiones a (en el eje x) y b (en el eje y), sólo se ve afectada en su dimensión b , es decir se ensancha gradualmente su apertura a lo largo del eje y . Estas antenas radian haces en forma de abanico, extendidos en el plano-H [JAS92].

Según los resultados de nuestro análisis de aperturas, sabemos que al ampliar las dimensiones eléctricas de una apertura se afecta la directividad de una antena, incrementándose conforme se aumenta la dimensión de la antena, al mismo tiempo que el número de lóbulos secundarios se incrementan.

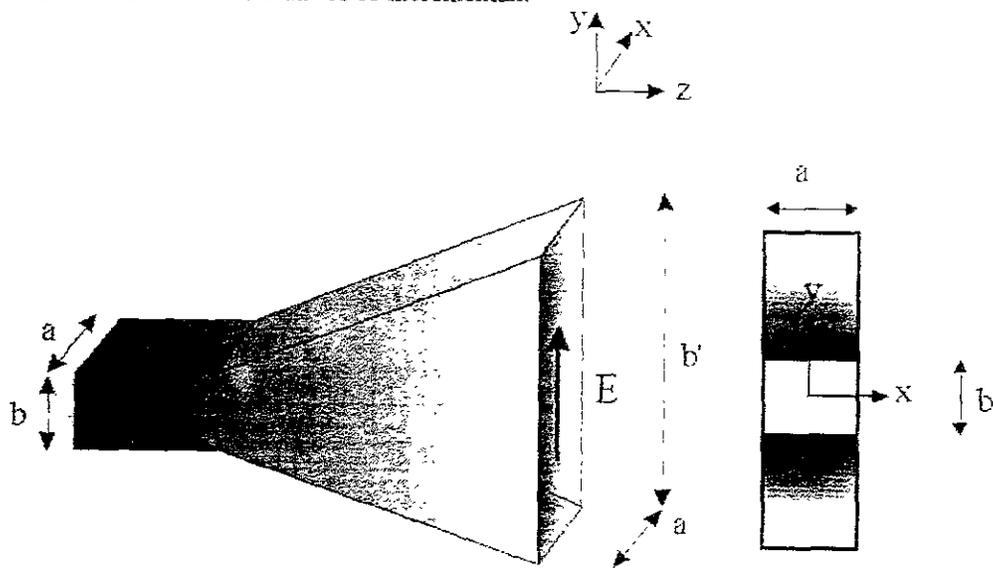


Figura 3.9 Configuración geométrica de una antena de corneta sectorial plano-E

Debido a que esta antena se forma al abrir la apertura de la guía de ondas en un solo plano, el error cuadrático de fase sólo afectará la distribución en el eje de esta apertura.

Tomando en cuenta la configuración geométrica mostrada en la figura 3.9, podemos plantear los siguientes campos tangenciales correspondientes al *modo dominante* dentro de una guía de ondas rectangular de dimensiones a por b' más un error de fase de la forma $\exp(-j\delta(y))$.

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{-j\sqrt{\frac{k^2}{2L}} y} \quad (3.18a)$$

$$H_x = -\frac{E_0}{\eta_0} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{-j\sqrt{\frac{k^2}{2L}} y} \quad (3.18b)$$

De nuestra experiencia previa con aperturas, podemos predecir que el patrón de radiación en el plano-E tendrá más lóbulos y mayor directividad que el patrón en el plano-H. Analizaremos también la forma en que afecta el error de fase en los patrones de radiación.

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-E DE DIMENSIONES $A=0.5\lambda$, $B=0.25\lambda$, $B'=2.75\lambda$ Y $L = 6\lambda$ ($\psi = 12.9^\circ$, $\delta_{MAX} = 0.315\pi$)

De la misma forma en que hicimos el análisis de nuestro capítulo 2, como primer paso, planteamos los campos equivalentes tangenciales en el plano de la apertura, utilizando las ecuaciones (3.18):

$$\mathbf{E} \left\{ \begin{array}{l} E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{-j\sqrt{\frac{k^2}{2L}} y} \quad -a/2 \leq x \leq a/2 \\ E_x = 0 \quad -b'/2 \leq y \leq b'/2 \\ E_z = 0 \quad \text{para cualquier otro caso} \end{array} \right. \quad (3.19a)$$

$$\mathbf{H} \left\{ \begin{array}{l} H_x = -\frac{E_0}{\eta_0} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{-j\sqrt{\frac{k^2}{2L}} y} \quad -a/2 \leq x \leq a/2 \\ H_y = 0 \quad -b'/2 \leq y \leq b'/2 \\ H_z = 0 \quad \text{para cualquier otro caso} \end{array} \right. \quad (3.19b)$$

Ahora obtenemos la transformada de Fourier de estos campos

$$f_s = E_0 \iint_{\text{apertura}} \left[\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-\frac{ky^2}{2L}} \right] e^{j(k_x x - k_y y)} dx dy \quad (3.20a)$$

$$g_s = \frac{-f_s}{\eta_0} \quad (3.20b)$$

$$f_s = g_s = 0 \quad (3.20c)$$

La solución exacta de estas integrales debe realizarse numéricamente, puesto que el factor exponencial con el término cuadrático implica una integral que no tiene solución analítica. Sin embargo, gracias a que nuestro método numérico resultó bastante aproximado a los cálculos exactos de los ejemplos anteriores, nos servirá para obtener los patrones de radiación sin necesidad de realizar cálculos muy complicados que a final de cuentas llevan a una solución numérica como la que se presenta en la literatura.

La solución clásica presentada en la literatura [BAL97], que resulta de un largo análisis analítico, requiere de una cantidad de operaciones por cada punto del patrón de radiación en una proporción de $4N$ contra N^2 , donde N es el número de puntos del patrón de radiación, a diferencia del método propuesto en este trabajo. Es decir, el tiempo de procesamiento es menor para la solución de la literatura. Sin embargo, esta solución analítica sólo es posible obtenerla para el caso de las antenas rectangulares y para ningún otro caso se tiene registro de un modelo analítico similar.

La principal ventaja de utilizar el método propuesto en este trabajo (Apéndice II), se observa al calcular los patrones producidos por el modelo de la ecuación 3.1, y también al analizar distribuciones de campo que no pueden ser resueltas analíticamente, que son las que se presentan con más frecuencia en el análisis de antenas.

Como veremos posteriormente, este método proporciona la flexibilidad de usar múltiples y diferentes distribuciones de campo en la apertura como las usadas en las antenas multimodo o de modos híbridos. Basta sólo con definir la distribución de campo en la apertura en diferentes puntos de una rejilla bidimensional de integración, ya sea por un modelo o con otros métodos numéricos que resuelvan dicha distribución, para poder calcular su patrón de radiación a través del MTF.

Este método también puede usarse junto con la GTD (Teoría Geométrica de la Difracción) para obtener patrones más cercanos a la realidad en la región de lóbulos laterales y en la región de radiación hacia atrás. Puede usarse también como complemento a las modernas técnicas de análisis de propagación, tales como la FDTD (Finite Difference Time Domain), como se verá al final de este capítulo.

Se mostrarán los resultados para cada caso, utilizando el modelo propuesto en la literatura y el modelo exacto de la ecuación 3.1, para las ocasiones en que la diferencia entre los resultados sea evidente. Procediendo de esta forma, obtenemos los siguientes patrones de radiación para el caso de este ejemplo (figura 3.10).

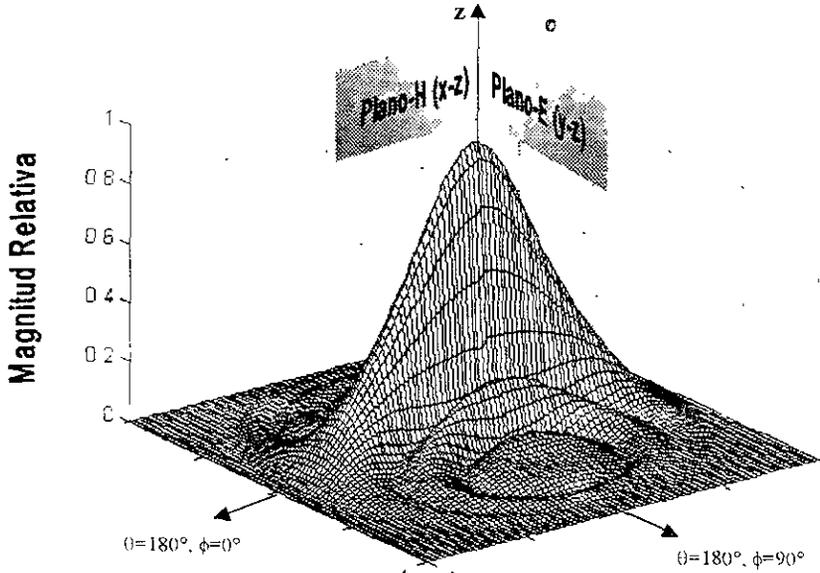


Figura 3.10 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones de una antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=12.9^\circ$, $\delta_{max}=0.315\pi$)



Figura 3.10 (b) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=12.9^\circ$, $\delta_{max}=0.315\pi$)

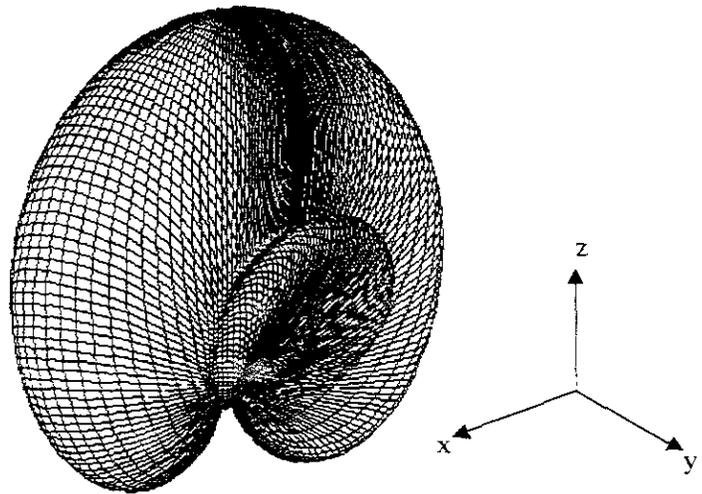


Figura 3.10 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta rectangular de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=12.9^\circ$, $\delta_{\max}=0.315\pi$)



Figura 3.10 (d) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=12.9^\circ$, $\delta_{\max}=0.315\pi$).

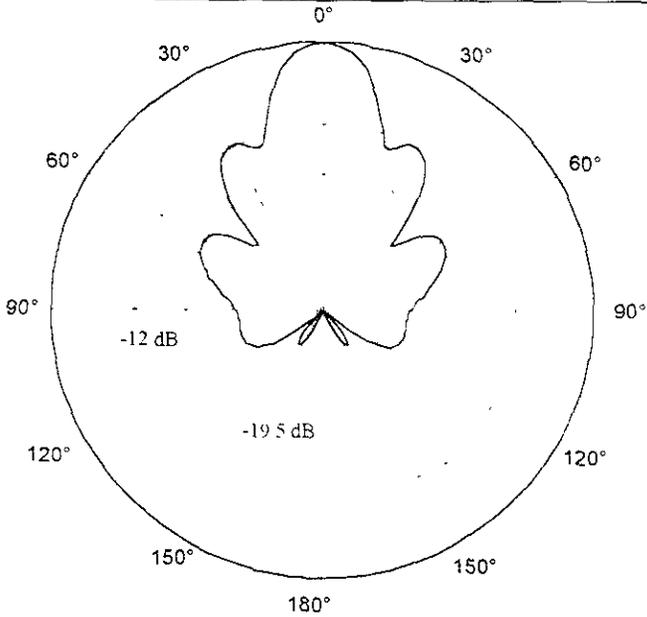


Figura 3.10 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar logarítmico en tres dimensiones

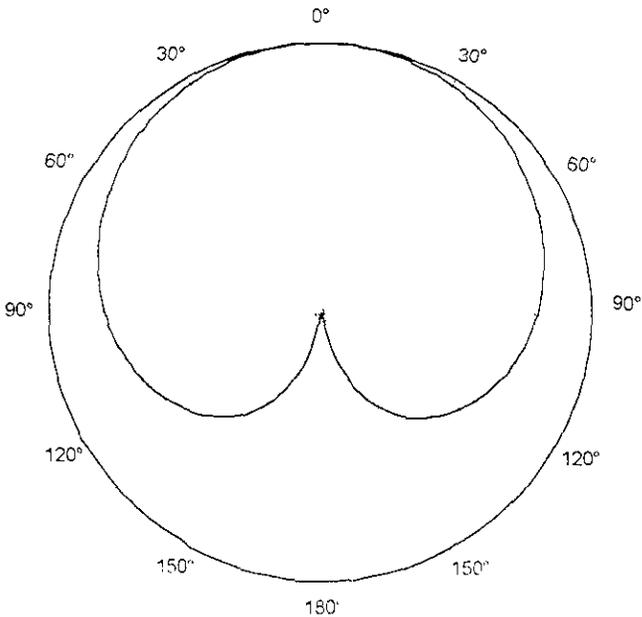


Figura 3.10 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar logarítmico en tres dimensiones

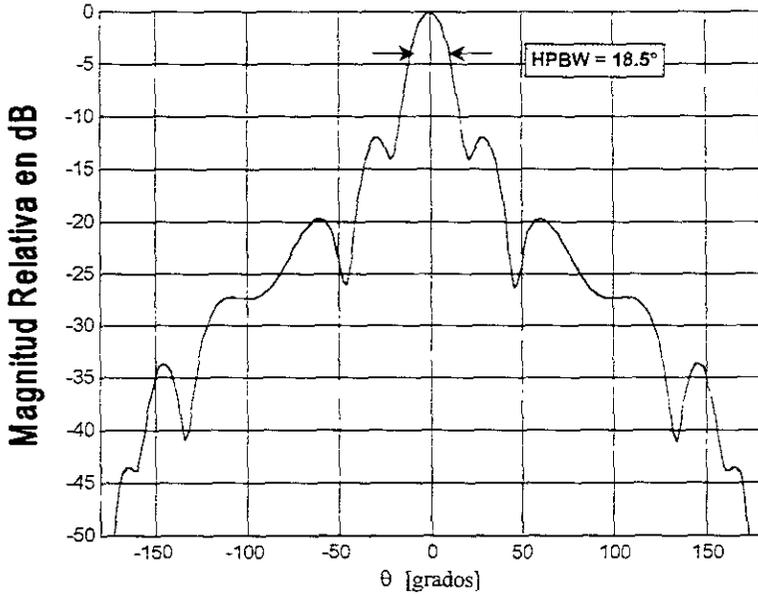


Figura 3.10 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logaritmico en tres dimensiones.

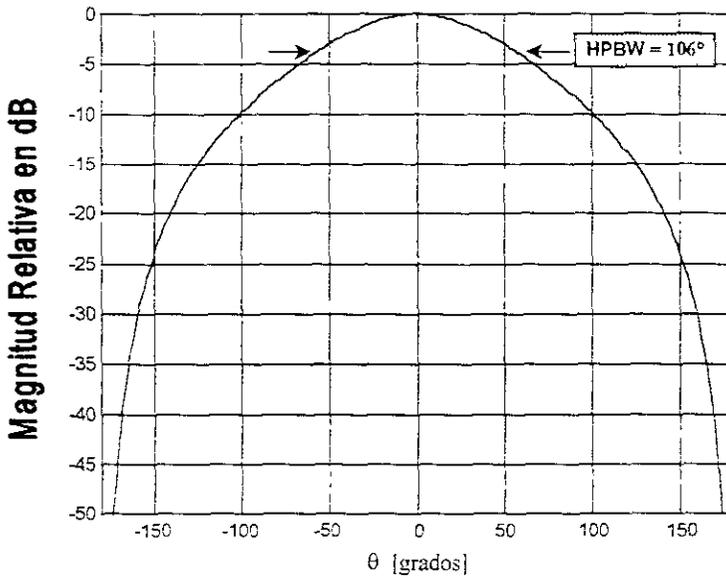


Figura 3.9 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logaritmico en tres dimensiones

Los patrones de radiación mostrados en la figura 3.10 muestran claramente cómo el patrón de radiación en el plano-E, el plano donde se incrementó el tamaño de la apertura, tiene mayor directividad que en plano-H. Se presentan dos lóbulos secundarios, cuyo nivel se presenta en la figura (3.10c).

➤ **COMPARACIÓN ENTRE LOS PATRONES PRODUCIDOS POR UNA ANTENA DE CORNETA Y LOS DE UNA GUÍA DE ONDAS RECTANGULAR SIN ENSANCHAMIENTO.**

Ahora comparemos los resultados anteriores con los patrones de radiación producidos por una guía de ondas de la misma sección transversal que la guía que alimenta a la antena de corneta para observar el efecto sobre el patrón de radiación de incrementar las dimensiones de la apertura

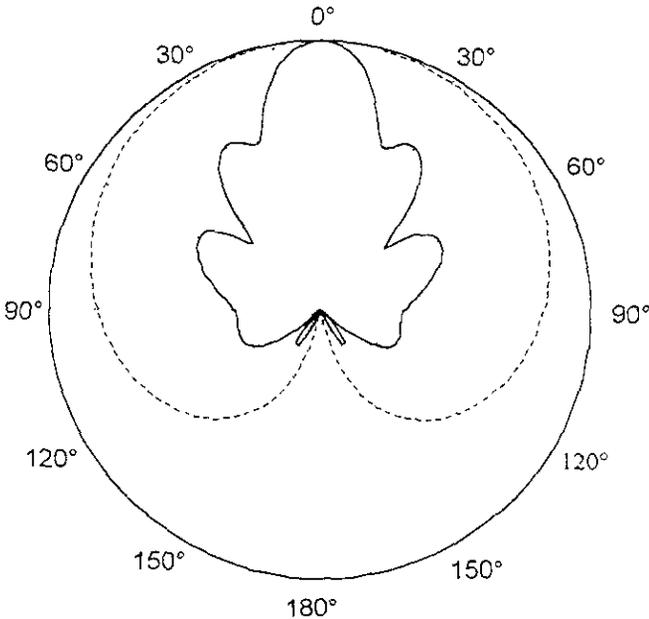


Figura 3.11 Comparación de los patrones de radiación en el plano-E de una antena de corneta y una guía de ondas rectangular sin antena de corneta

- Antena de corneta sectorial plano-E
 $a=0.5\lambda$, $b=0.25$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$
 $(\psi=12.9^\circ, \delta_{\max}=0.315\pi)$
- Guía de ondas rectangular con distribución
del modo dominante $a=0.5\lambda$, $b=0.25$

En la figura anterior puede verse claramente que la directividad de la antena de corneta en el plano-E es mucho mayor que la que presenta la guía de ondas rectangular.

Hemos corroborado nuestra predicción. En efecto, la directividad se aumenta incrementando las dimensiones de la apertura de una guía de ondas a través de una antena de corneta. Hemos comprobado que el propósito principal de una antena de corneta es incrementar la directividad y ganancia de una guía de ondas, pero queda una segunda cuestión por analizar: el efecto que produce el error de fase cuadrático en el campo tangencial a la apertura de la antena. Para ello compararemos los campos producidos por una antena de corneta con error de fase, con una antena de corneta modelada sin error de fase.

➤ **COMPARACION ENTRE LOS PATRONES PRODUCIDOS POR UNA ANTENA DE CORNETA MODELADA CON ERROR DE FASE Y UNA ANTENA DE CORNETA MODELADA SIN ERROR DE FASE.**

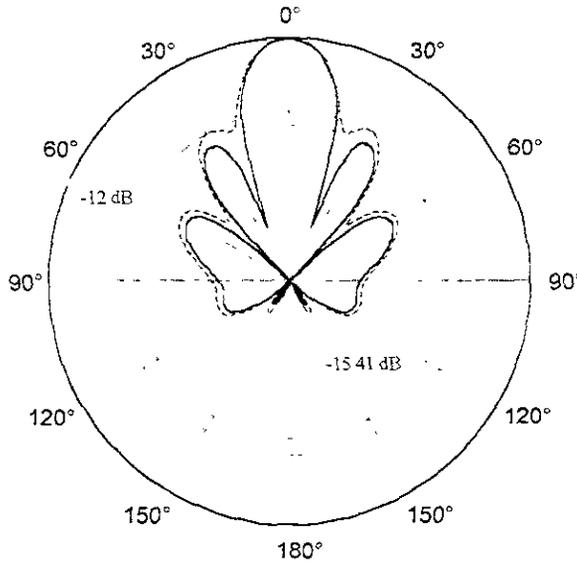


Figura 3.12 Comparación de los patrones de radiación en el plano-E de una antena de corneta y una apertura de las mismas dimensiones sin error cuadrático de fase

- Antena de corneta sectorial plano-E con error de fase $a=0.5\lambda$, $b=0.25$, $b'=2.75\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=12.9^\circ$, $\delta_{max}=0.315\pi$)
- Antena de corneta sectorial plano-E sin error de fase ($a=0.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$)

En esta comparación, podemos ver claramente que los dos patrones de radiación son muy similares, excepto porque uno de ellos parece que ha sido ensanchado. Parece prudente mencionar que el error de fase cuadrático ha provocado que el patrón de radiación se ensanche y como se ve en la figura 3 12, disminuya su directividad [COL85]. También podemos observar que los nulos han desaparecido, aunque los lóbulos secundarios siguen existiendo con un nivel de casi 3.5 dB por encima de los de una apertura sin error de fase. Ahora, podemos decir que el error de fase tuvo un efecto reductivo de la directividad, más cercano a la realidad.

Como ya se mencionó, el objetivo principal de incrementar la apertura de una guía de ondas es incrementar su ganancia y directividad, sin embargo, este incremento no puede ser arbitrario. Conforme se aumenta el error de fase, es decir si la transición de la antena de corneta es muy brusca, la directividad de una antena de corneta no será la ideal. Para el caso de las antenas de corneta sectoriales plano-E, cuando se tiene un error de fase máximo de 0.5π la directividad es máxima, y empieza a reducirse conforme se continúa incrementando el ángulo ψ de la corneta [COL85].

Ahora estudiaremos una antena de corneta de longitud fija (15λ) y variaremos el ángulo en que se abre la corneta, para incrementar el error de fase y observar el efecto que esto tiene en los patrones de radiación.

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-E DE DIMENSIONES $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=5.3\lambda$ Y $L = 15\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{MAX} = 0.468\pi$)

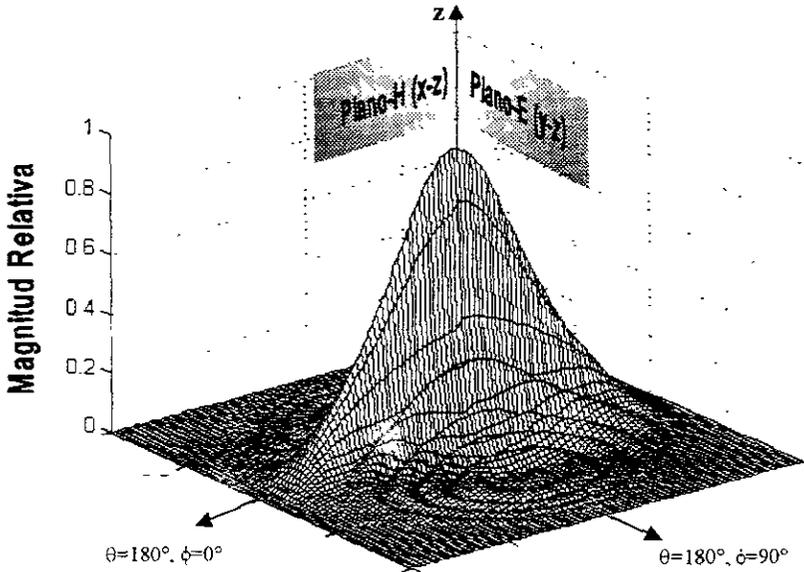


Figura 3.13 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones de una antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=5.3\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max} = 0.468\pi$)



Figura 3.13(b) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=5.3\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max} = 0.468\pi$).

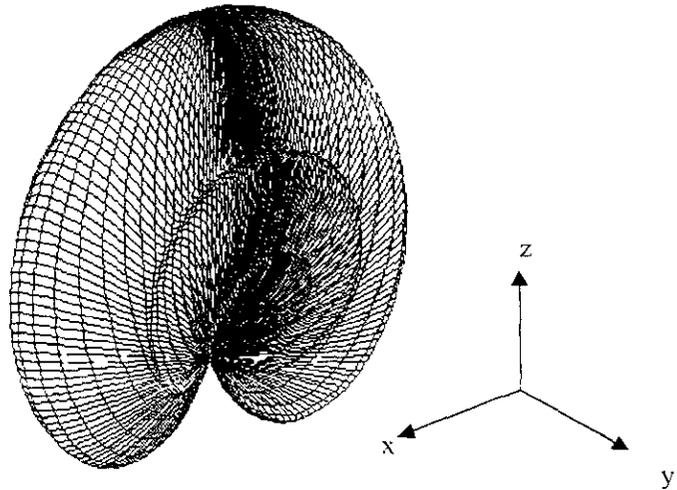


Figura 3.13 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena : corneta rectangular de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=5.3\lambda$ y $L=15\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max}=0.468\pi$)



Figura 3.13 (d) Antena de corneta sectorial plano-L de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=5.3\lambda$ y $L=15\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max}=0.468\pi$)

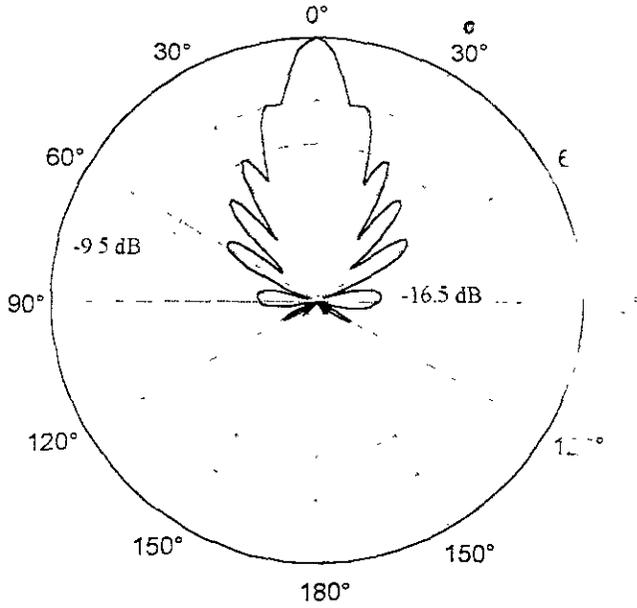


Figura 3.13 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en logarítmico en tres dimensiones

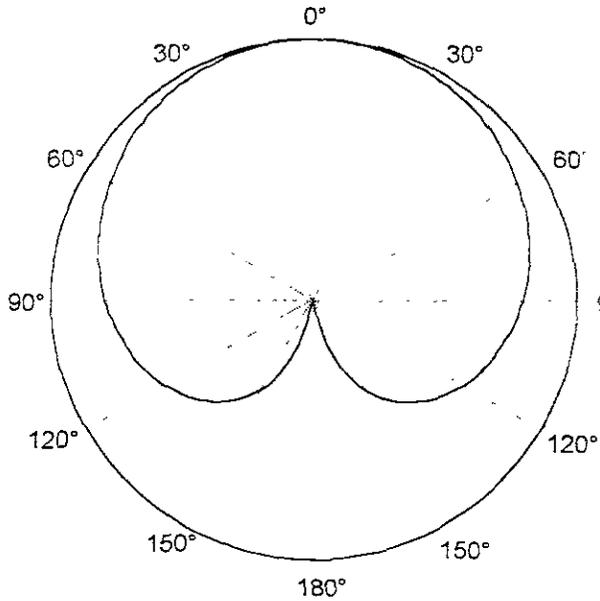


Figura 3.13 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en logarítmico en tres dimensiones

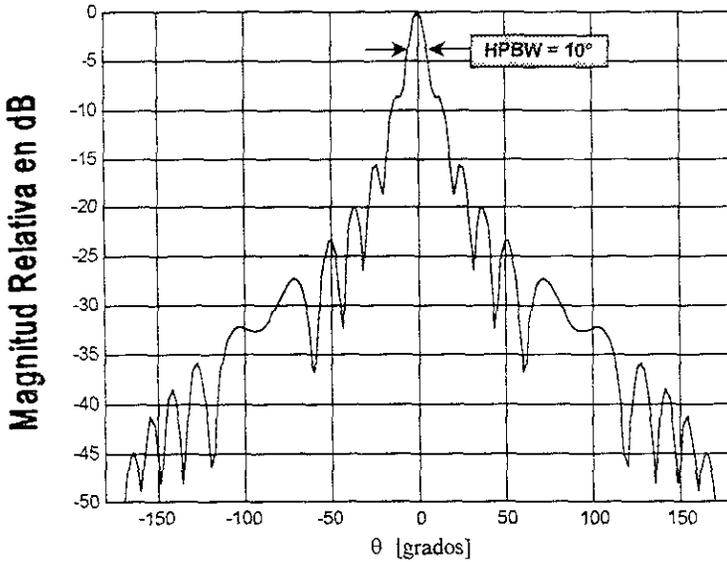


Figura 3.13 (g) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones.

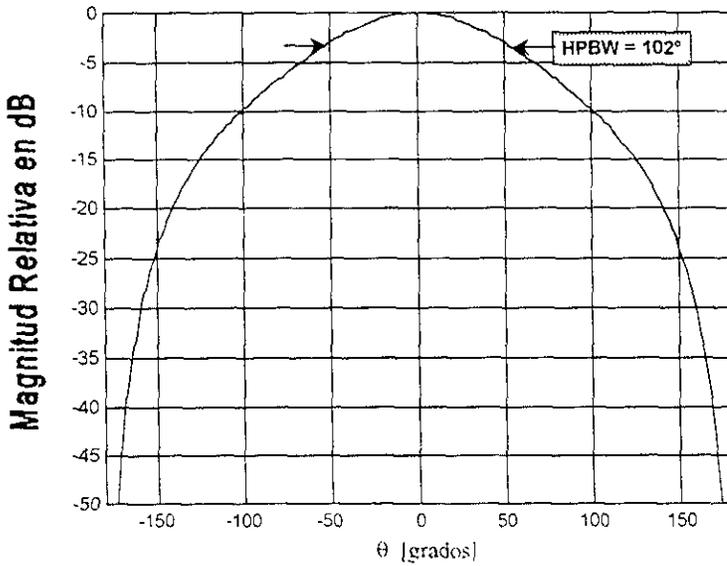


Figura 3.13 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones.

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-E DE DIMENSIONES $A=0.5\lambda$, $B=0.25\lambda$, $B'=6.65\lambda$ Y $L = 15\lambda$ ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{MAX}=0.728\pi$ (.737))

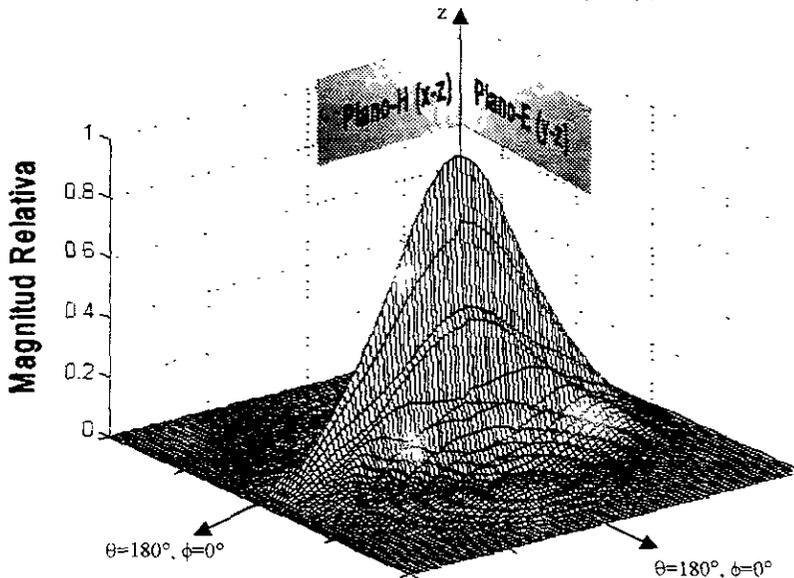


Figura 3.14 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones de una antena de corneta sectorial E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $a=0.25\lambda$, $b'=6.65\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{max} = 0.728\pi$ (.737)).



Figura 3.14 (b) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=6.65\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{max} = 0.728\pi$ (.737)).

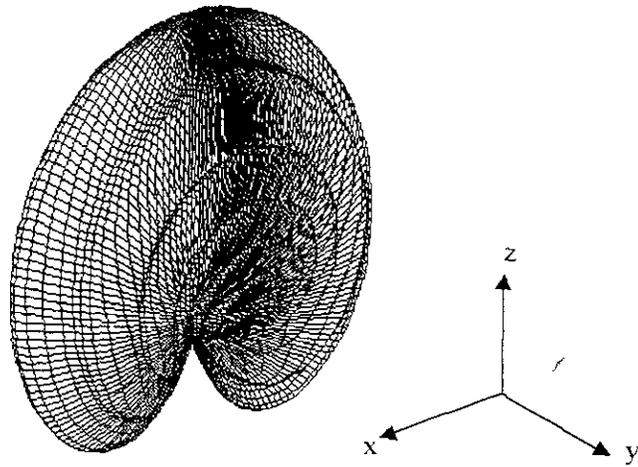


Figura 3.14 (c) Patrón de radiación tridimensional polar de una antena de corneta rectangular de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=6.65\lambda$ y $L=15\lambda$ ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{\max}=0.728\pi$ (737))



Figura 3.14 (d) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=6.65\lambda$ y $L=15\lambda$ ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{\max}=0.728\pi$ (737))

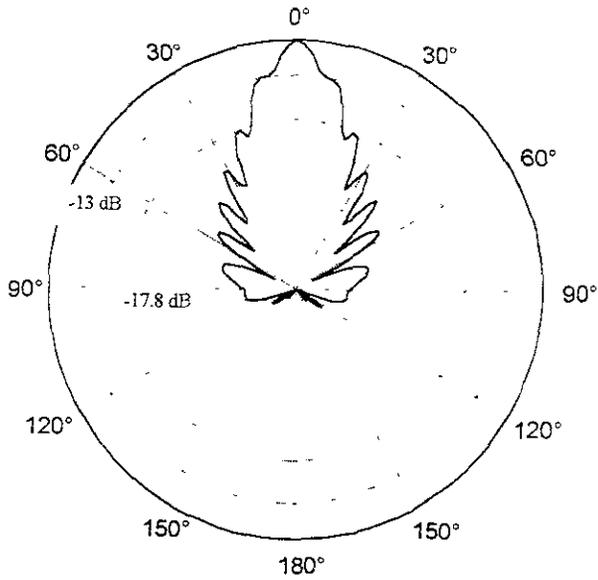


Figura 3.14 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

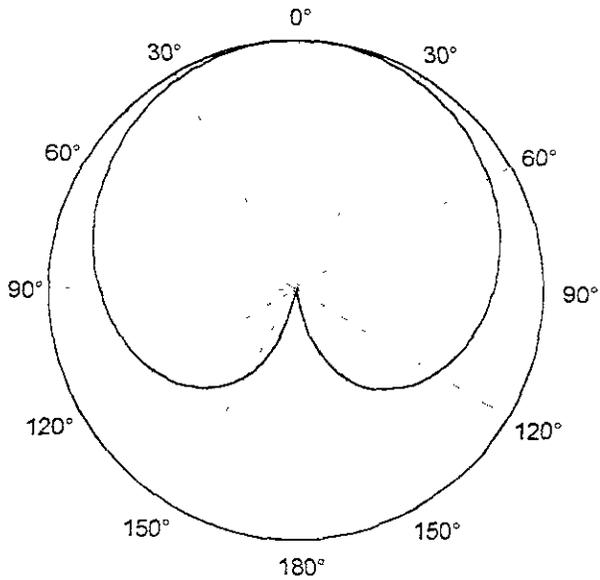


Figura 3.14 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

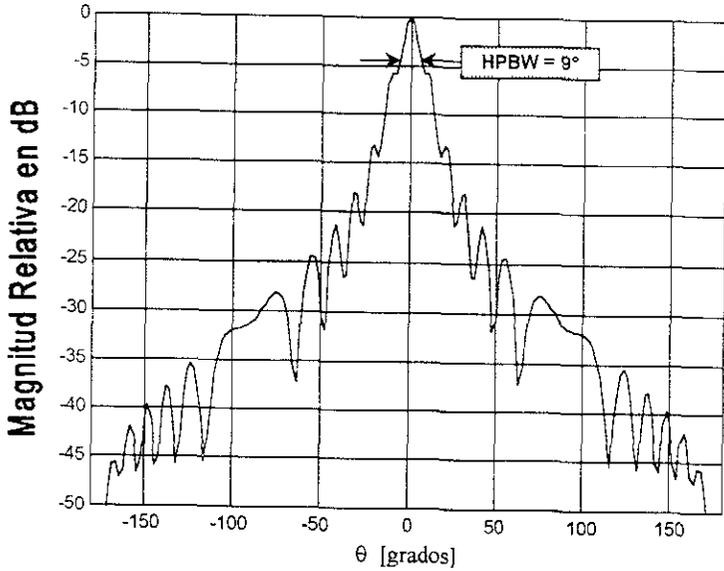


Figura 3.14(g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

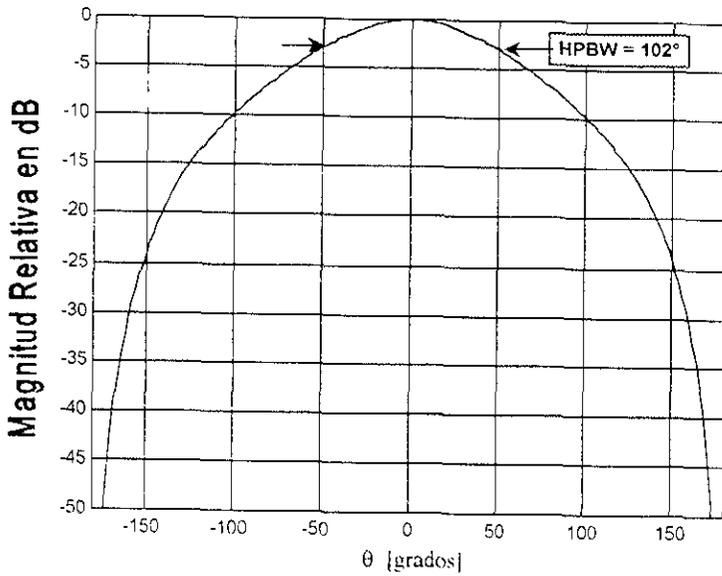


Figura 3.14(h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-E DE DIMENSIONES $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=9.46\lambda$ Y $L = 15\lambda$ ($\psi = 17.5^\circ$, $\delta_{MAX} = 1.45\pi$) (1.49π).

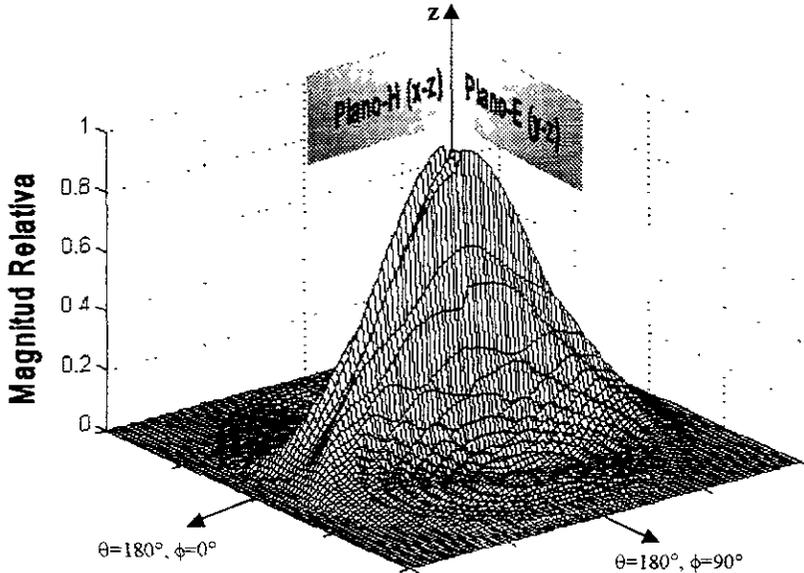


Figura 3.15 (a) Patrón de radiación normalizado en 3 dimensiones de una antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=9.46\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi = 17.5^\circ$, $\delta_{max} = 1.45\pi$)



Figura 3.15 (b) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=9.46\lambda$ y $L = 15\lambda$ ($\psi = 17.5^\circ$, $\delta_{max} = 1.45\pi$)

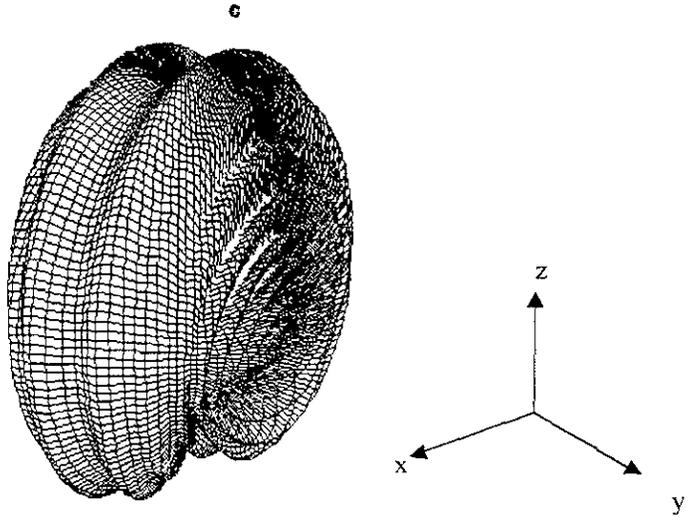


Figura 3.15 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=9.46\lambda$ y $L=15\lambda$ ($\psi=17.5^\circ$, $\delta_{\max}=1.45\pi$)

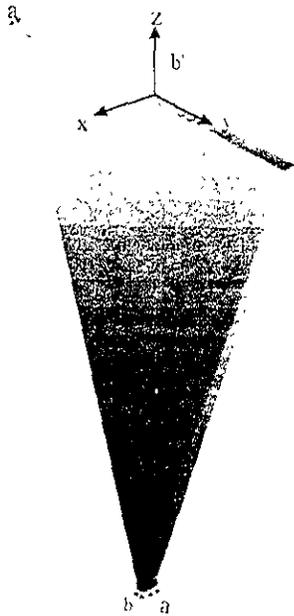


Figura 3.15 (d) Antena de corneta sectorial plano-E de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $b'=9.46\lambda$, $L=15\lambda$ ($\psi=17.5^\circ$, $\delta_{\max}=1.45\pi$)

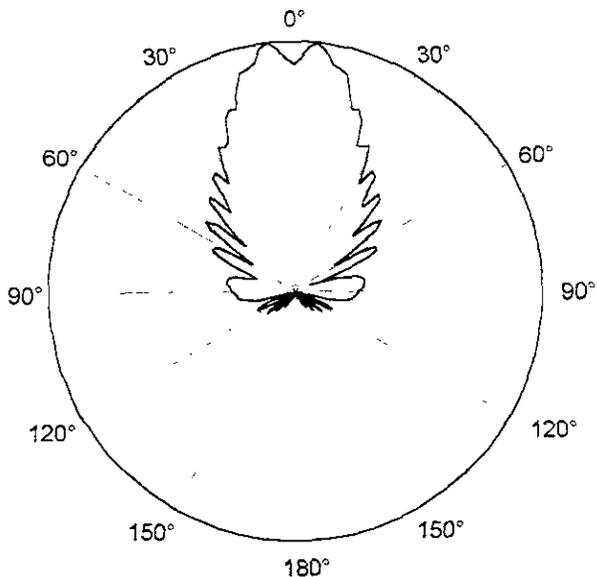


Figura 3.15 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

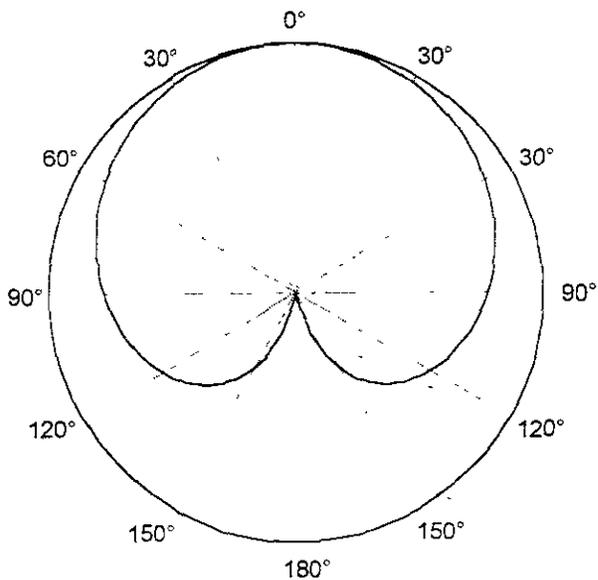


Figura 3.15 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

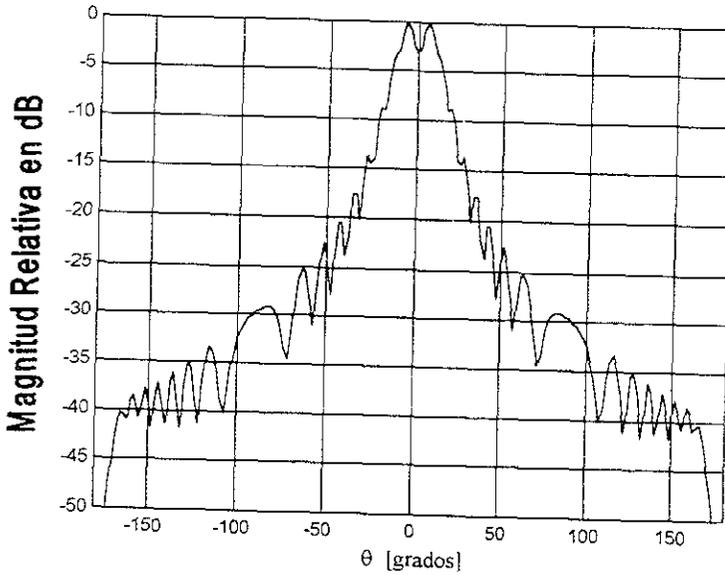


Figura 3.15 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logaritmico en tres dimensiones

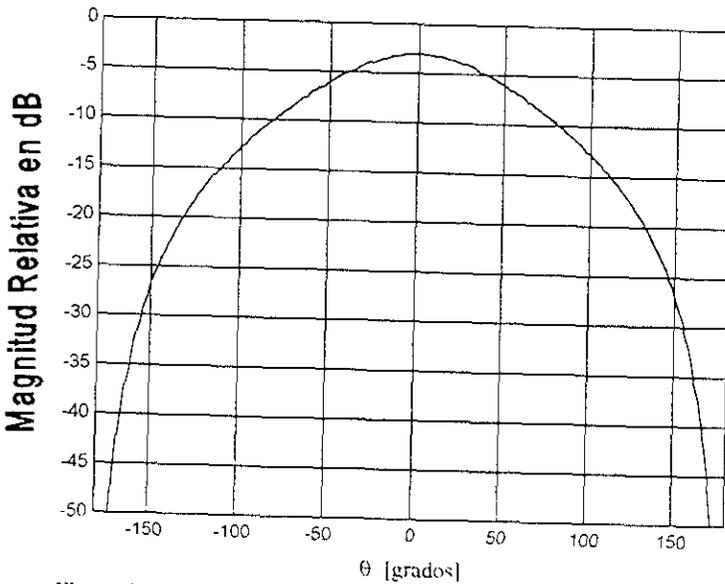


Figura 3.15 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logaritmico en tres dimensiones

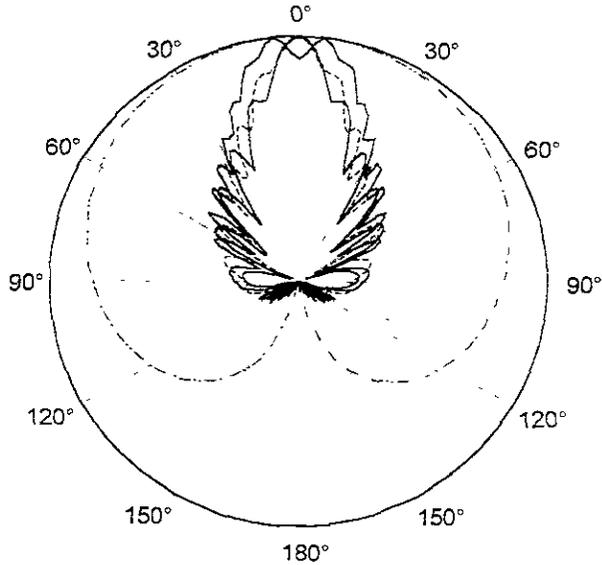


Figura 3.16 Comparación en el plano-E de antenas sectoriales con diferente ángulo de apertura ψ y longitud fija $L=15\lambda$

- - - - $\psi=0^\circ$ ——— $\psi=12.5^\circ$
 ——— $\psi=10^\circ$ ——— $\psi=17.5^\circ$

En la figura 3.16 se presenta una comparación de los patrones de radiación de los ejemplos mostrados anteriormente, donde se puede observar que los patrones de radiación de las antenas se van haciendo más directivos conforme el ángulo de la corneta se incrementa. Sin embargo, cuando el error de fase fue muy grande (más de 180°) el patrón de radiación se alteró, y como se ve en la figura 3.15 el máximo de radiación ya no ocurrió en la dirección $\theta=0^\circ$ y la directividad del patrón disminuyó. Esto se puede observar en la siguiente gráfica de directividad contra ángulo de apertura de la corneta, cuando su longitud está fija:

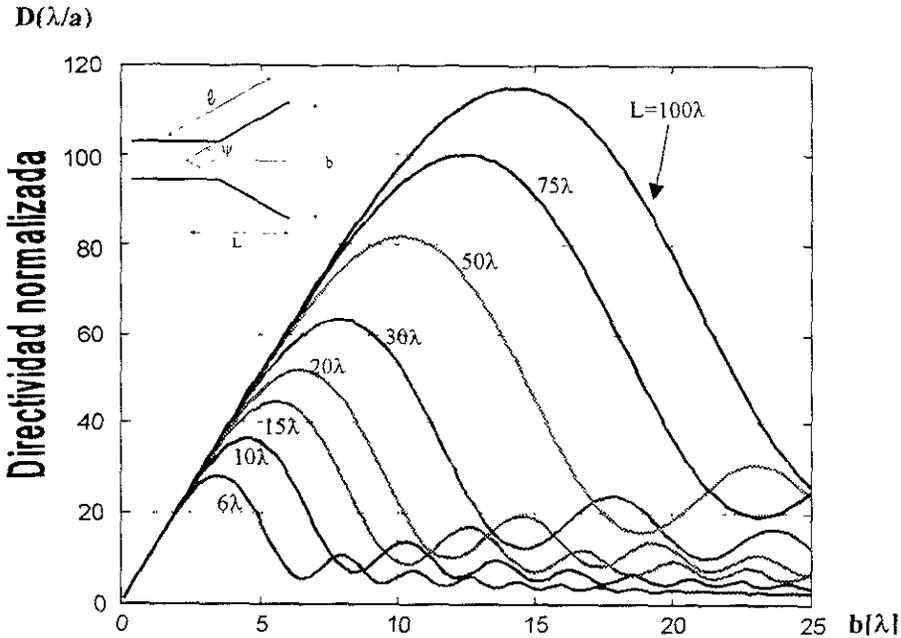


Figura 3.17 Directividad normalizada respecto a la dimensión eléctrica a de una antena de corneta sectorial plano-E en función del tamaño de la apertura (b) y diferentes longitudes de corneta (L)

Las curvas presentadas en la figura 3.17, calculadas mediante MTF, resultaron idénticas a las presentadas por [BAL97] en su estudio de antenas de corneta (Figura 13.8, pag. 666). Cabe resaltar que se han usado las mismas dimensiones de longitud de corneta, con el fin de justificar la validez del método utilizado para calcular la directividad.

3.4.2 Antenas de corneta sectoriales plano-E de ganancia óptima

Analizando la figura 3.17 puede notarse que la curva de directividad tiene un máximo, el cual puede interpretarse como el punto óptimo de ganancia. Este punto de ganancia óptima puede aproximarse por la siguiente expresión [BAL95]

$$b' = \sqrt{2\lambda L} \quad (3.21)$$

que corresponde a un error de fase de aproximadamente $\delta = 0.5\pi$. Cuando se diseña una antena de corneta en el plano-E se utiliza la ecuación 3.21 para obtener la dimensión óptima de ganancia.

La condición de ganancia óptima se observa mejor en la siguiente gráfica del ángulo de ensanchamiento óptimo

$$\tan \psi = \frac{1}{2L} \quad (3.22)$$

donde L está en dimensiones eléctricas

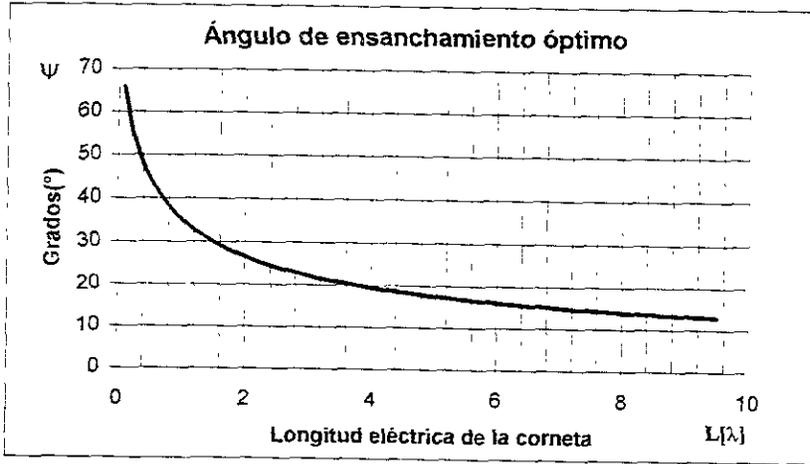


Figura 3.18 Ángulo de ensanchamiento óptimo de una antena de corneta sectorial plano-E.

Puede verse en la figura 3.18 que el ángulo óptimo va disminuyendo conforme se incrementa la longitud de la corneta. Si se desean directividades muy grandes, entonces se necesitan aperturas también muy grandes pero para no incrementar el error de fase, dependiente del ángulo ψ , se necesitan antenas de gran longitud que lleguen a ser bastante voluminosas y difíciles de construir.

Estudiaremos ahora el otro tipo de antena de corneta sectorial, es decir aquella cuya apertura se extiende a lo largo del plano-H. A las antenas de este tipo se les denomina antenas de corneta sectoriales plano-H.

3.4.3 Análisis de antenas de corneta sectoriales plano-H

Las antenas de corneta sectoriales plano-H, como su nombre lo indica, se forman al extender las dimensiones de una guía de ondas de a por b a una apertura de a' por b a lo largo del plano-H. En la figura 3.19 puede observarse claramente cómo la apertura sólo se incrementa a lo largo del eje x .

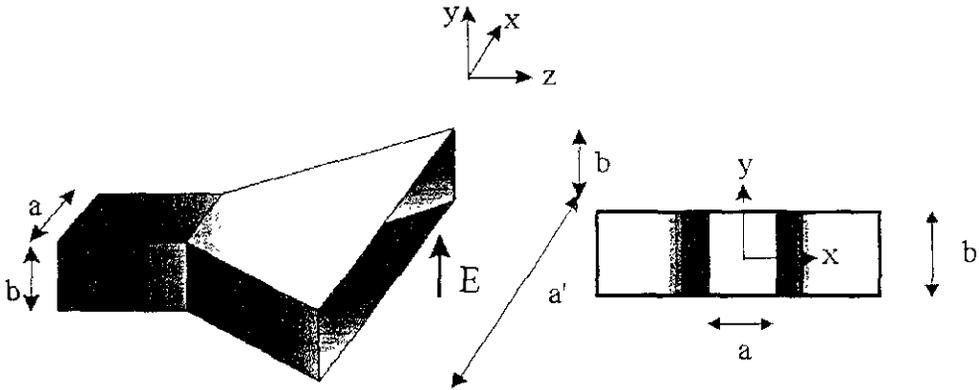


Figura 3.19 Configuración geométrica de una antena de corneta sectorial plano-H

Gracias a los resultados obtenidos para las antenas de corneta sectoriales plano-E, podemos imaginar que al incrementar la dimensión de la apertura en uno de los planos, el patrón de radiación resultará más directivo en el mismo plano. También estudiaremos el efecto del error de fase, que según los autores [JAS92] y [BAL97], su efecto es menos notable en las cornetas sectoriales plano-H debido a que la distribución de modo dominante se hace nula en los extremos de la apertura a lo largo del eje x . Esto contrasta con el caso de las cornetas sectoriales plano-E, en las que la apertura se incrementaba en punto donde el campo tenía un máximo de intensidad.

Para modelar esta antena se recurre de nuevo al error de fase cuadrático, pero ahora, este error afectará solamente a la distribución a lo largo del eje x , resultando en las siguientes distribuciones de campo:

$$E_x = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\frac{kx^2}{2a'}} \quad (3.23a)$$

$$H_y = -\frac{E}{\eta_0} \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\frac{kx^2}{2a'}} \quad (3.23b)$$

Analizaremos ahora una serie de ejemplos para observar las características de los patrones de radiación para diferentes dimensiones de la apertura, para diferentes ángulos de la corneta y diferentes errores de fase.

➤ **ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-H DE DIMENSIONES $a = 0.5 \lambda$, $b = 0.25\lambda$, $a' = 5.5\lambda$, $YL = 6\lambda$ ($\psi = 24.62^\circ$, $\delta_{MAX} = 1.2\pi$)**

Plantaremos ahora el modelo general para las antenas de corneta plano-H, el cual usaremos para los demás ejemplos. Aplicando el Método de la Transformada de Fourier, en primer lugar definiremos los campos eléctricos y magnéticos tangenciales sobre las dimensiones de la apertura sumándoles el error de fase correspondiente:

$$\mathbf{E} \left\{ \begin{array}{l} E_x = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\frac{k_x^2}{2L}} \quad -a'/2 \leq x \leq a'/2 \\ E_y = 0 \\ E_z = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} -b/2 \leq y \leq b/2 \\ \text{para cualquier otro caso} \end{array} \quad (3.24a)$$

$$\mathbf{H} \left\{ \begin{array}{l} H_x = -\frac{E_0}{\eta_0} \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\frac{k_x^2}{2L}} \\ H_y = 0 \\ H_z = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} -a'/2 \leq x \leq a'/2 \\ -b/2 \leq y \leq b/2 \\ \text{para cualquier otro caso} \end{array} \quad (3.24b)$$

Como segundo paso se obtiene la transformada de Fourier de estos campos, de la siguiente forma:

$$f_y = E_0 \iint_{\text{apertura}} \left[\cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\frac{k_x^2}{2L}} \right] e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.25a)$$

$$g_x = \frac{-f_y}{\eta_0} \quad (3.25b)$$

$$g_z = f_z = 0 \quad (3.25c)$$

Al igual que en las cornetas sectoriales plano-E, esta integral se evalúa numéricamente y se obtienen los resultados siguientes:

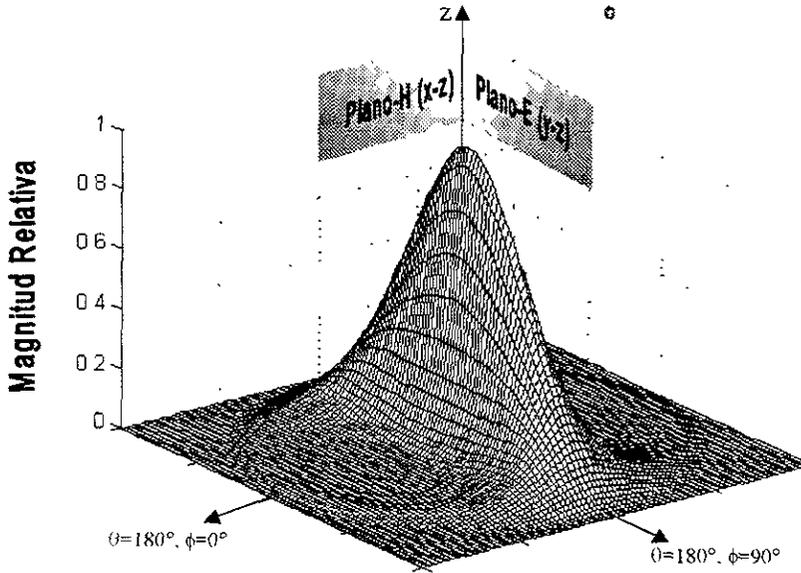


Figura 3.20 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{max}=1.2\pi$)

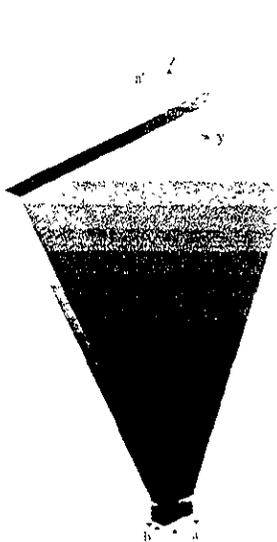


Figura 3.20 (b) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{max}=1.2\pi$)

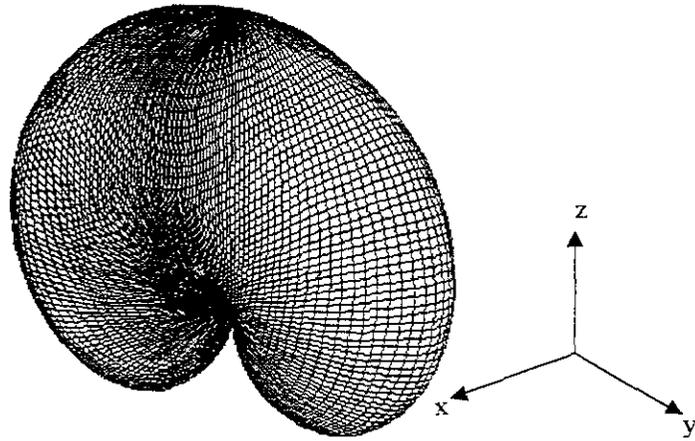


Figura 3.20 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{\max}=1.2\pi$)

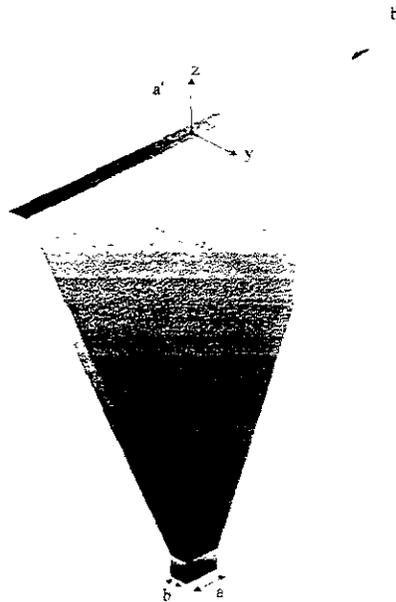


Figura 3.20 (d) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{\max}=1.2\pi$)

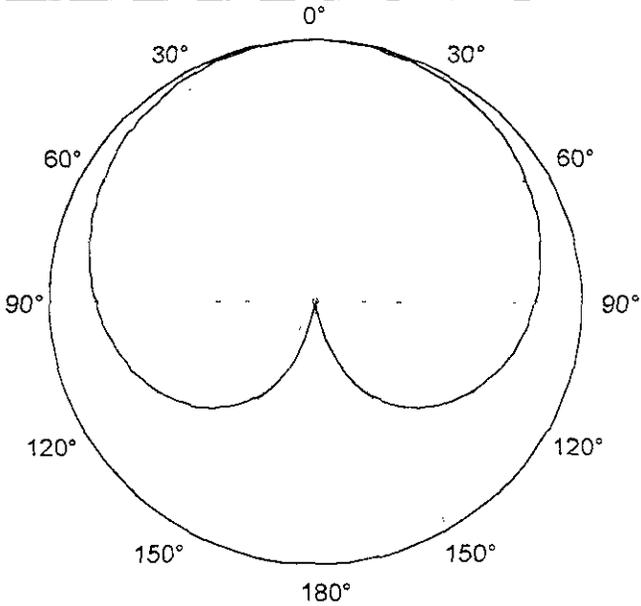


Figura 3.20 (e) Corte transversal en el plano-E del patron de radiación polar logaritmico en tres dimensiones

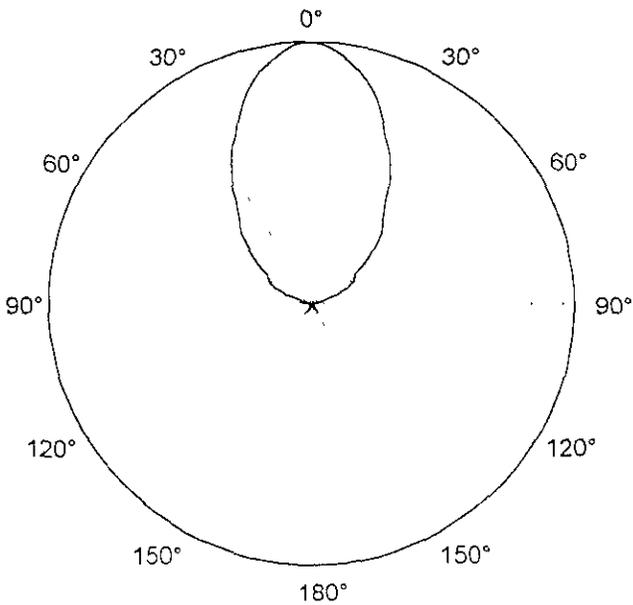


Figura 3.20 (f) Corte transversal en el plano-H del patron de radiación polar logaritmico en tres dimensiones

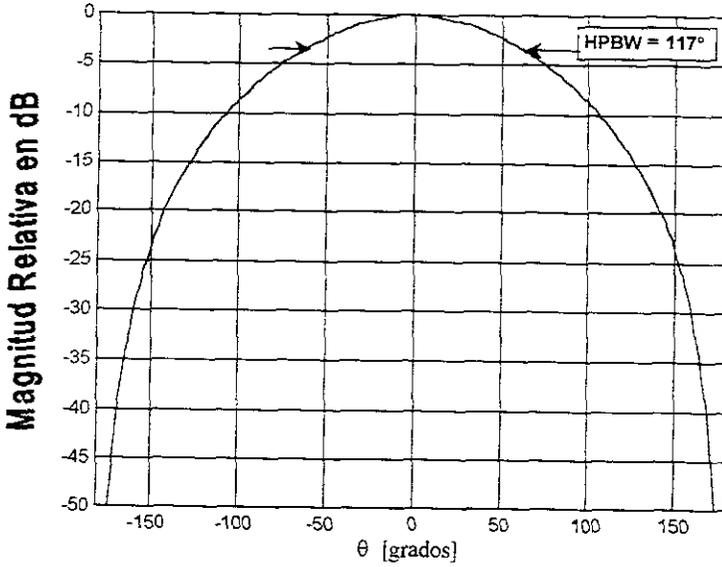


Figura 3.20 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones.

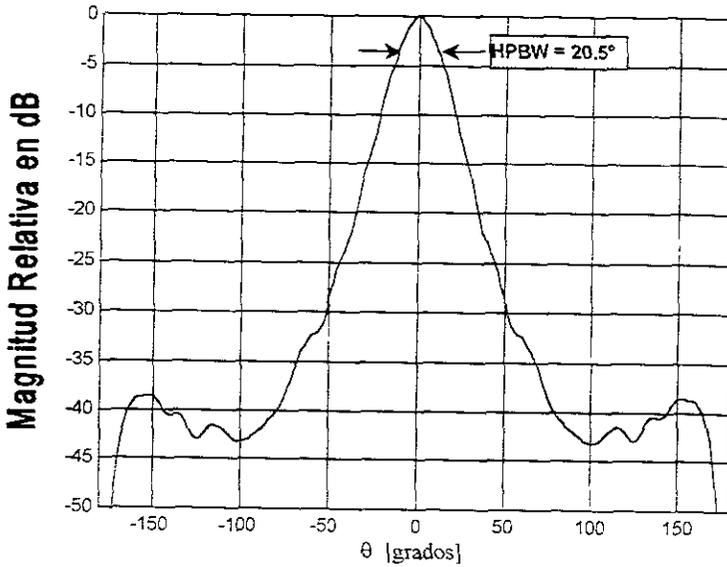


Figura 3.20 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

En las figuras 3.20 podemos observar que el patrón de radiación de una antena sectorial plano-H es más directivo en este plano que en el plano-E. como era de esperarse, puesto que la apertura se incrementó en el mismo plano. Puede observarse que no hay lóbulos laterales, lo que es de destacarse, puesto que si se necesita una antena que sea inmune a interferencias por lóbulos laterales, puede pensarse en una antena plano-H o en alguna que presente características similares a las de esta antena

⇒ **COMPARACIÓN DE LOS PATRONES DE RADIACIÓN DE UNA ANTENA SECTORIAL PLANO-E Y UNA ANTENA SECTORIAL PLANO-H EN EL PLANO DONDE SE INCREMENTA LA APERTURA.**

La antena sectorial plano-H presenta patrones de radiación diferentes a los que obtuvimos para una antena sectorial plano-E (figura 3 10)

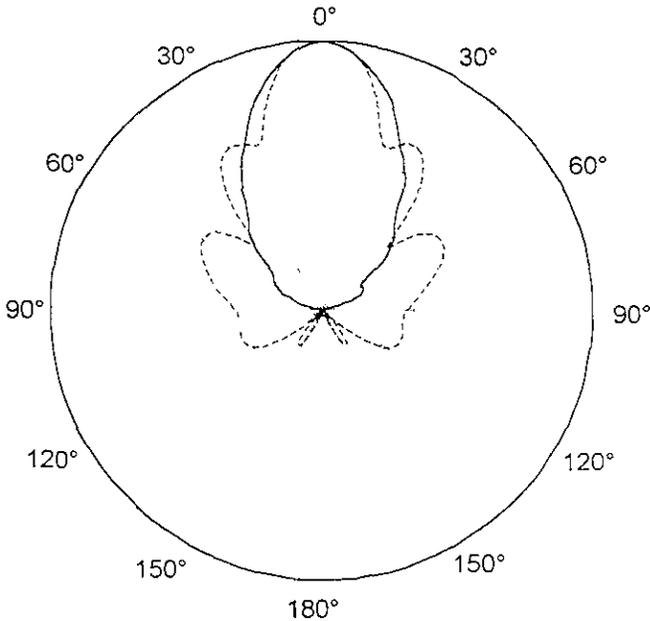


Figura 3.21 Comparación entre los patrones de radiación de una antena de corneta sectorial plano-H (en el plano-H) y una antena de corneta sectorial plano-E (en el plano-E) de la misma longitud

- Antena de corneta sectorial plano-E
 $a=0.5\lambda$, $b=0.25$, $b'=2.75\lambda$, $L=6\lambda$
 $(\psi=12.0^\circ, \delta_{max}=0.315\pi)$
- Antena de corneta sectorial plano-H
 $a=0.5\lambda$, $b=0.25$, $a'=5.5\lambda$, $L=6\lambda$
 $(\psi=24.62^\circ, \delta_{max}=1.2\pi)$

Como se puede observar en la figura 3.21, la diferencia entre los dos patrones radica en la cantidad y magnitud de lóbulos laterales. Esto se debe a que la distribución de campo en la corneta plano-H se hace nula en las paredes que conforman la extensión de la apertura [COL85].

➤ **COMPARACIÓN ENTRE LOS PATRONES PRODUCIDOS POR UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL Y LOS DE UNA GUÍA DE ONDAS RECTANGULAR SIN ENSANCHAMIENTO.**

Al igual que lo hicimos con las antenas plano-E, compararemos el patrón de radiación de una guía de ondas de las mismas dimensiones que la guía que alimenta a la corneta de la figura 3.19(a), para observar que efectivamente el patrón se ha hecho más directivo gracias a la corneta.

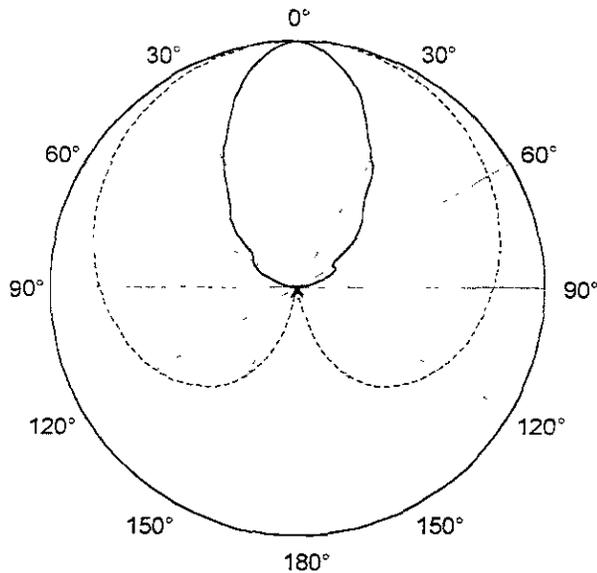


Figura 3.22 Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

- Guía de ondas rectangular sin ensanchamiento de la apertura de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25$ ($\psi=0^\circ$)
- Antena de corneta sectorial plano-H $a=0.5\lambda$, $b=0.25$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{max}=1.2\pi$)

En esta figura se puede comprobar de nueva cuenta que la potencia radiada por la antena de corneta está más concentrada al rededor de la dirección $\theta = 0^\circ$, es decir, se incrementa la directividad del patrón de radiación.

e

- ⇒ COMPARACION ENTRE LOS PATRONES PRODUCIDOS POR UNA ANTENA DE CORNETA MODELADA CON ERROR DE FASE Y UNA ANTENA DE CORNETA MODELADA SIN ERROR DE FASE.

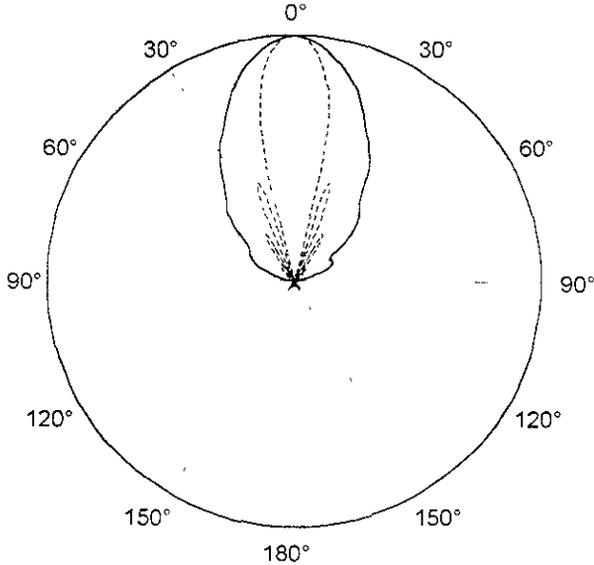


Figura 3.23 Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

- Antena de corneta sectorial plano-H $a=0.5\lambda$,
 $b=0.25$, $a'=5.5\lambda$ modelada sin error de fase
 ————— Antena de corneta sectorial plano-H $a=0.5\lambda$,
 $b=0.25$, $a'=5.5\lambda$ y $L=6\lambda$ ($\psi=24.62^\circ$, $\delta_{max}=1.2\pi$)

En la figura 3.23 se puede observar cómo el error de fase ha provocado que el patrón de radiación se vea ensanchado, al igual que sucedió en las cornetas plano-E. De nueva cuenta hemos comprobado que el error de fase tiene un efecto negativo en la directividad de la antena, por lo que, cuando se quiera diseñar una antena de corneta es importante tomar en cuenta dicho error de fase y obtener una antena de corneta de ganancia óptima.

Si la longitud de la corneta plano-H es fija, el error de fase puede incrementarse hasta obtener la máxima ganancia, la cual ocurre cuando se tiene un error de fase de 0.75π [COL85]. Ahora analizaremos una corneta de longitud L fija y modificaremos el ángulo de apertura para estudiar sus efectos sobre los patrones de radiación de este tipo de antenas.

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-H DE DIMENSIONES $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=3.16\lambda$ Y $L=12\lambda$. ($\psi=7.5^\circ$ $\delta_{MAX}=0.052\pi$)

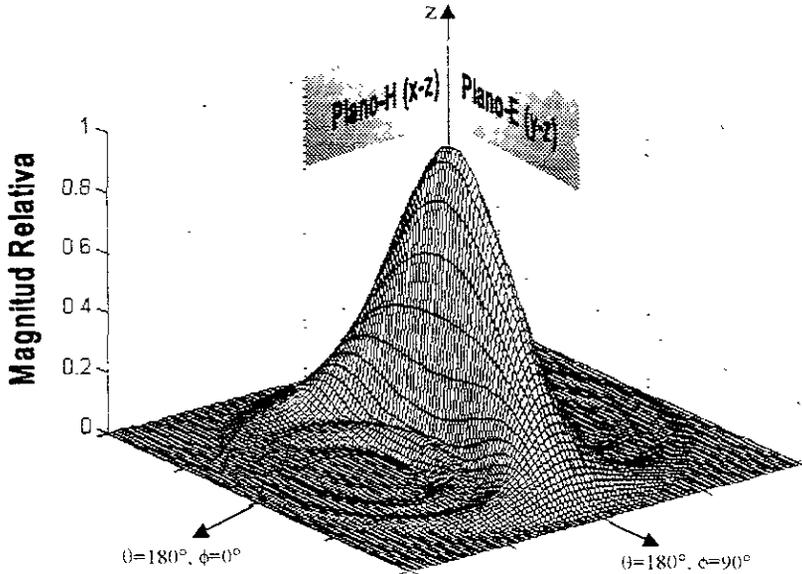


Figura 3.24 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=3.16\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=7.5^\circ$ $\delta_{MAX}=0.052\pi$)



Figura 3.24 (b) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=3.16\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=7.5^\circ$ $\delta_{MAX}=0.052\pi$)

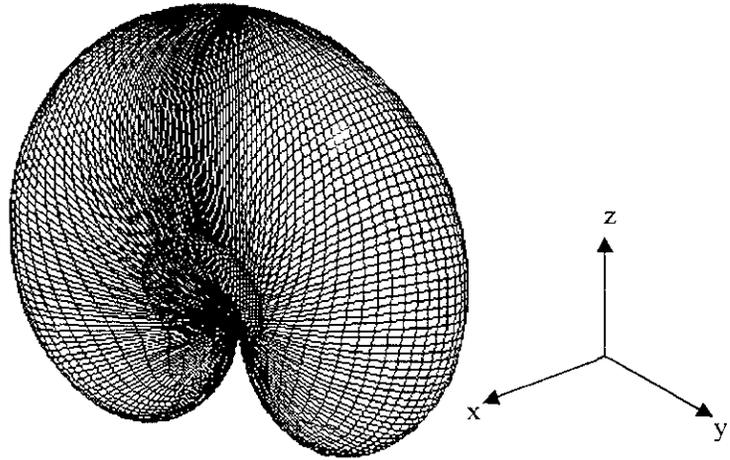


Figura 3.24 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logaritmico de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=3.16\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=7.5^\circ$ $\delta_{max}=0.092\pi$)

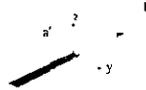


Figura 3.24 (d) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=3.16\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=7.5^\circ$ $\delta_{max}=0.092\pi$)

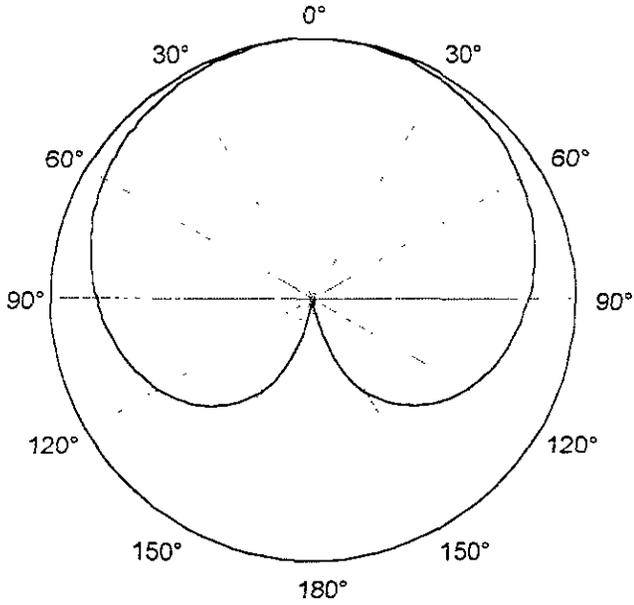


Figura 3.24 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar logaritmico en tres dimensiones

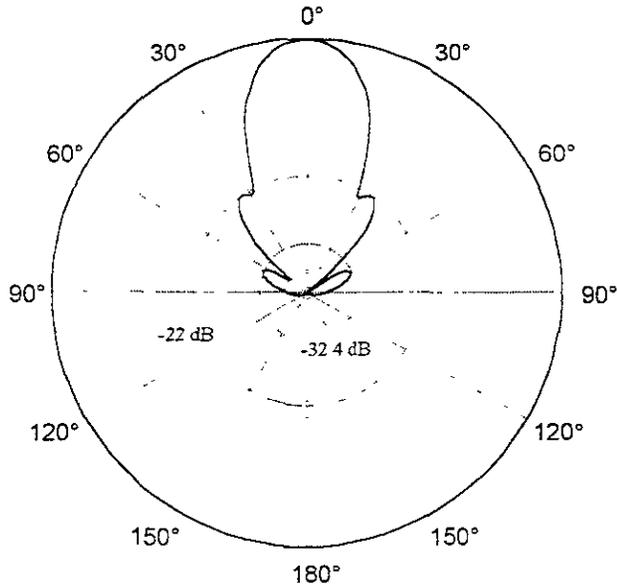


Figura 3.24 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar logaritmico en tres dimensiones

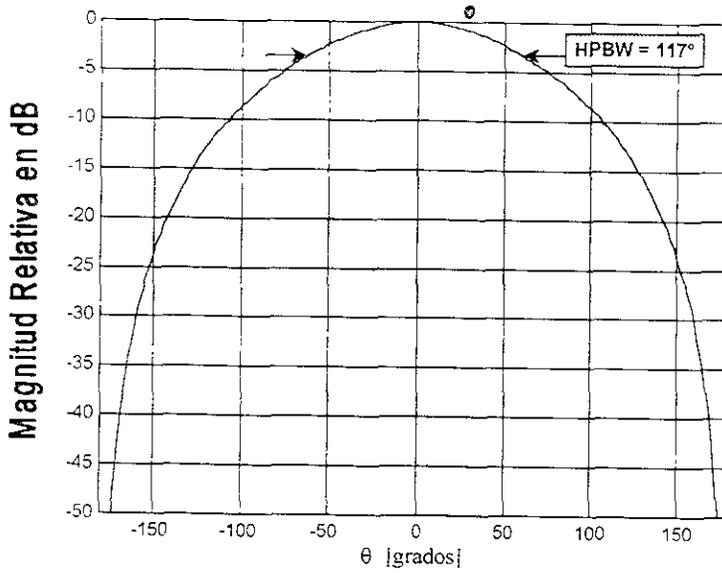


Figura 3.24 (g) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion logaritmico en tres dimensiones

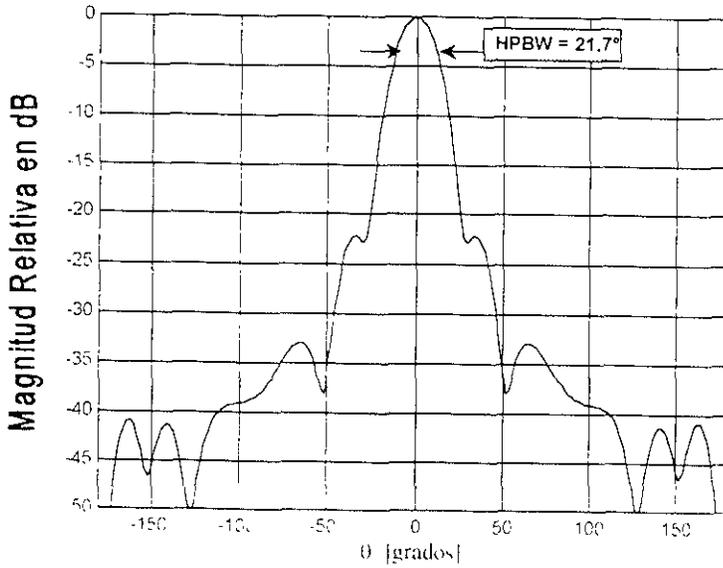


Figura 3.24 (h) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion logaritmico en tres dimensiones

- ⇒ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-H DE DIMENSIONES $A=0.5\lambda$, $B=0.25\lambda$, $A'=4.23\lambda$ Y $L = 12\lambda$. ($\psi=10^\circ$, $\delta_{MAX}= 0.3727\pi$)

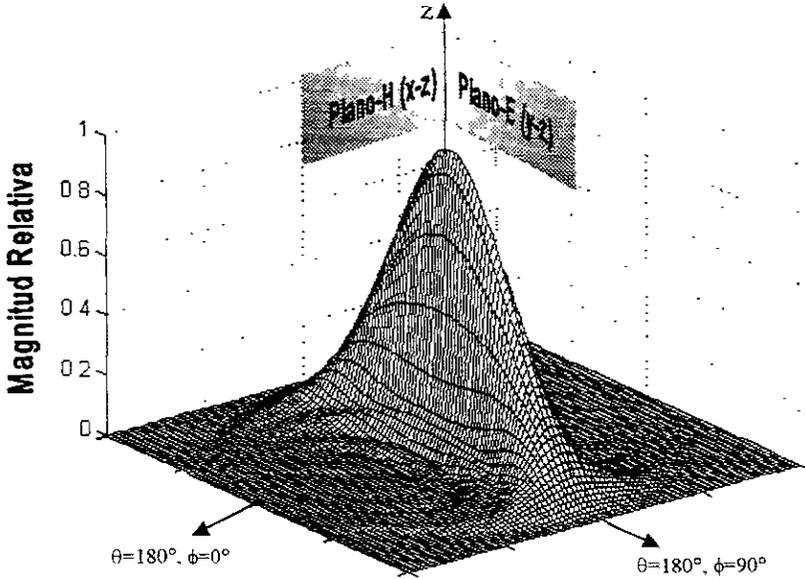


Figura 3.25 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b= 0.25\lambda$, $a'=4.23\lambda$ y $L = 12\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max} = 0.3727\pi$)



Figura 3.25 (b) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=4.23\lambda$ y $L = 12\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{max} = 0.3727\pi$)

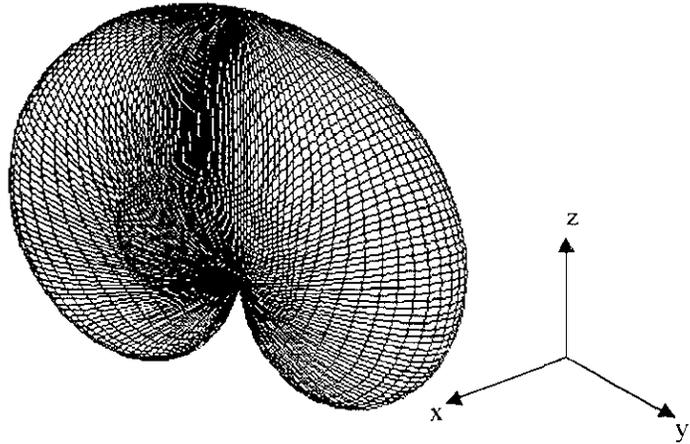


Figura 3.25 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=4.23\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{\max}=0.3727\pi$)

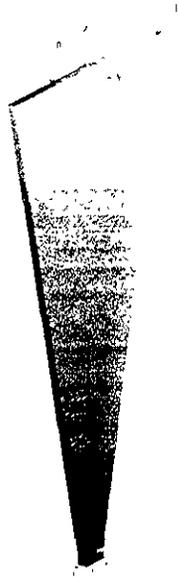


Figura 3.25 (d) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=4.23\lambda$ y $L=12\lambda$ ($\psi=10^\circ$, $\delta_{\max}=0.3727\pi$)

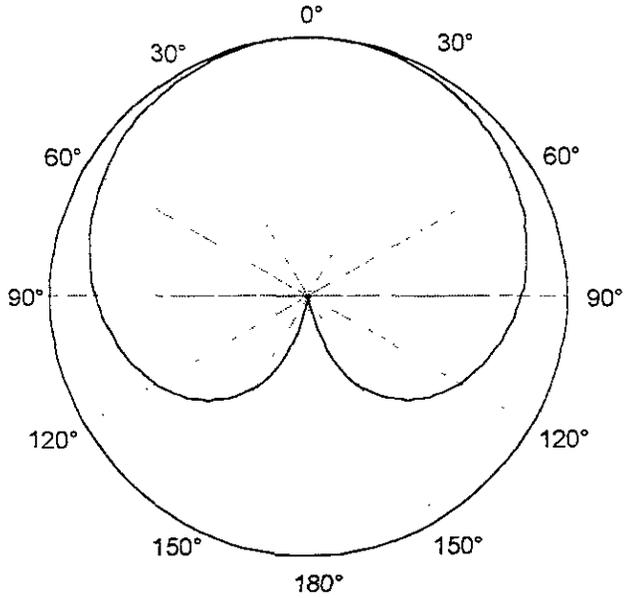


Figura 3.25 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

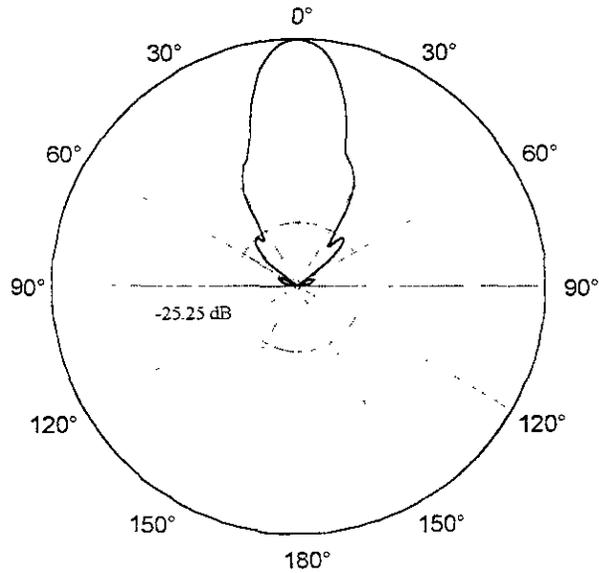


Figura 3.25 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar logarítmico en tres dimensiones

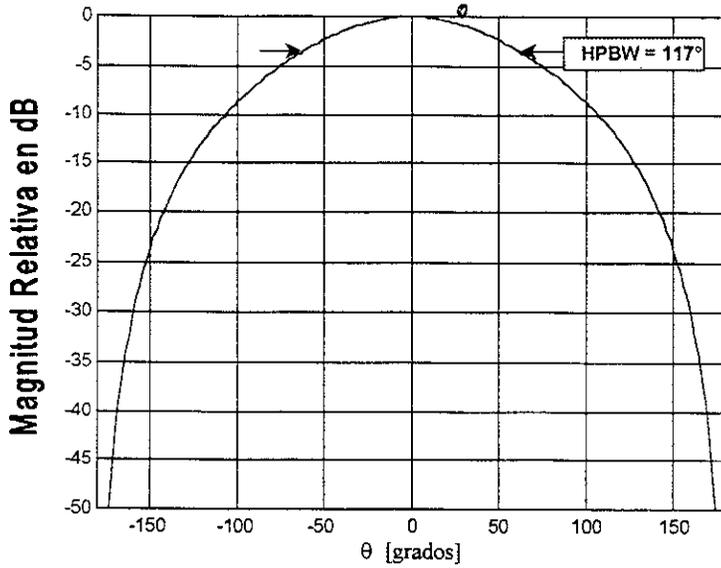


Figura 3.25 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

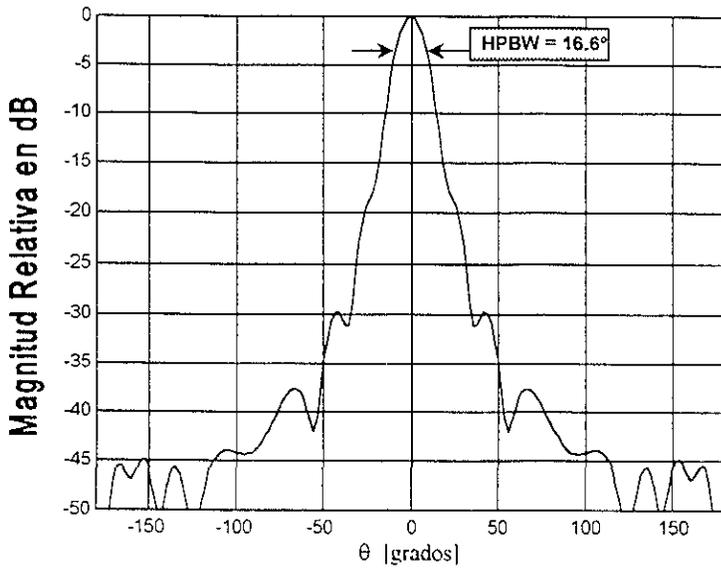


Figura 3.25 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-H DE DIMENSIONES $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=6.43\lambda$ Y $L = 12\lambda$. ($\psi = 12.5^\circ$, $\delta_{\text{MAX}}=0.8613\pi$).

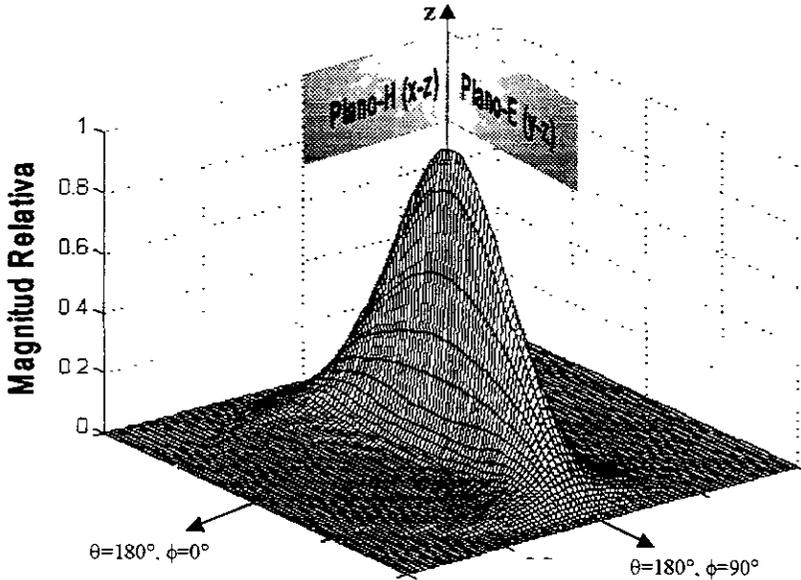


Figura 3.26 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=6.43\lambda$ y $L = 12\lambda$. ($\psi = 12.5^\circ$, $\delta_{\text{max}}=0.8613\pi$)

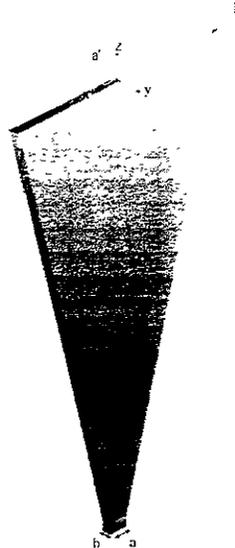


Figura 3.26 (b) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=6.43\lambda$ y $L = 12\lambda$. ($\psi = 12.5^\circ$, $\delta_{\text{max}}=0.8613\pi$)

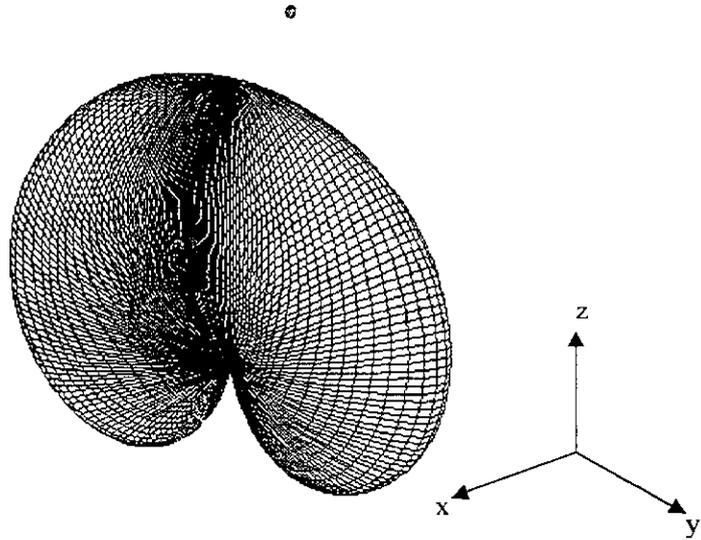


Figura 3.26 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=6.43\lambda$ y $L=12\lambda$. ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{max}=0.8613\pi$)

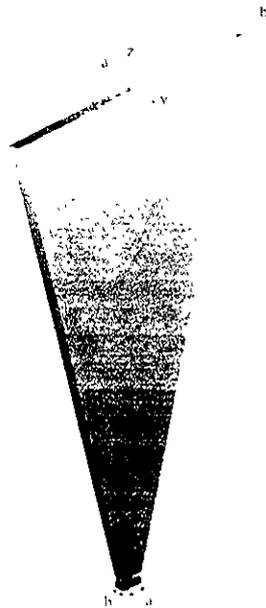


Figura 3.26 (d) Antena de corneta sectorial plano-H de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=6.43\lambda$ y $L=12\lambda$. ($\psi=12.5^\circ$, $\delta_{max}=0.8613\pi$)

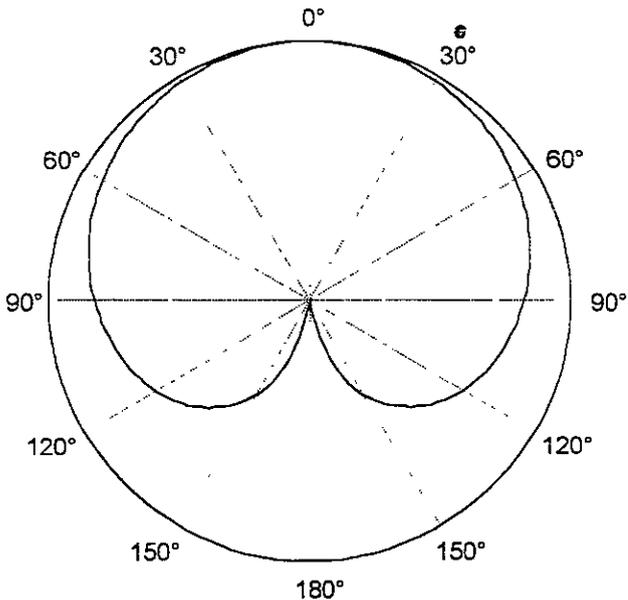


Figura 3.26 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar logarítmico en tres dimensiones

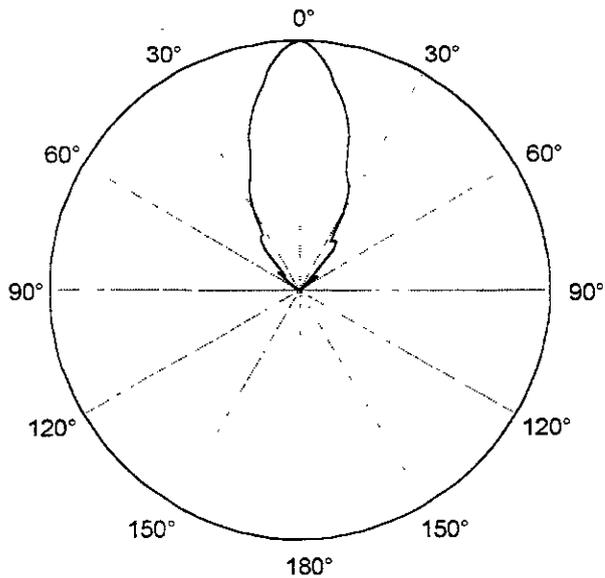


Figura 3.26 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

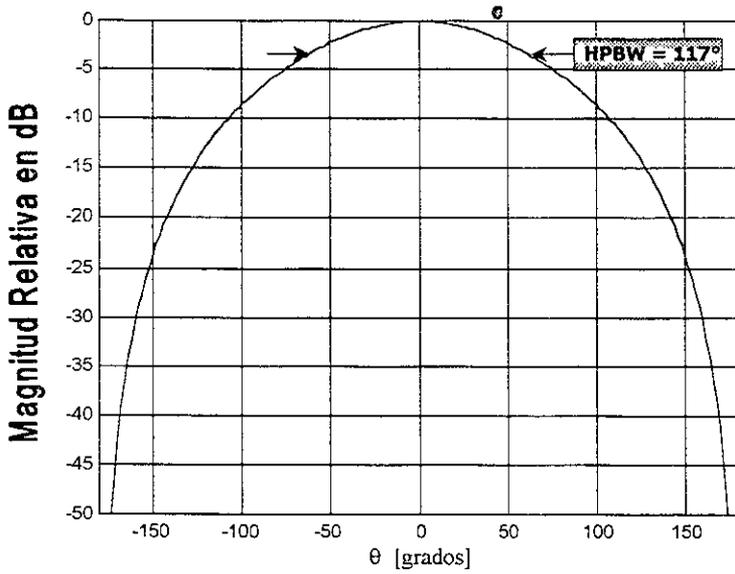


Figura 3.26 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

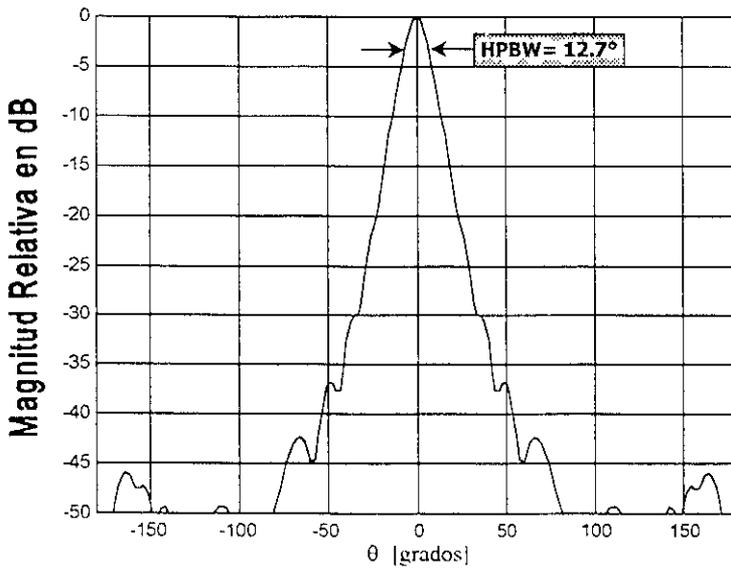


Figura 3.26 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación logarítmico en tres dimensiones

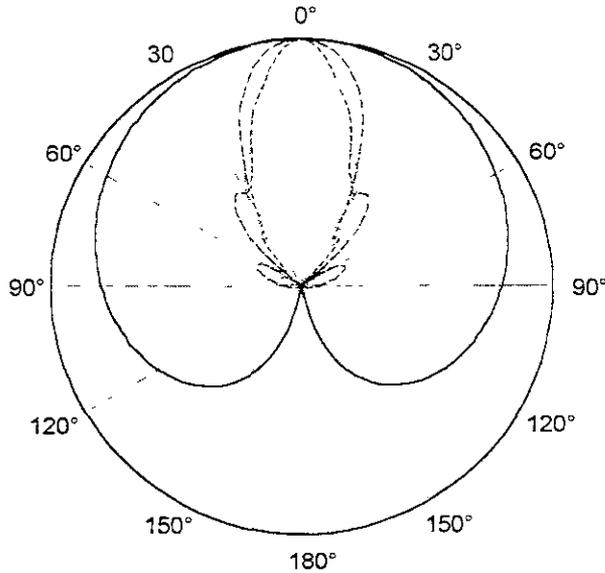


Figura 3.27 Comparación de los patrones de radiación en el plano-H de antenas de corneta plano-H con diferentes ángulos de apertura

—————	$\psi = 0^\circ$	- - - - -	$\psi = 10^\circ$
- - - - -	$\psi = 7.5^\circ$	- · - · - ·	$\psi = 12.5^\circ$

En la figura 3.27 podemos observar que los patrones de radiación van aumentando su directividad conforme el ángulo de apertura ψ se incrementa, corroborando lo que se observó con las cornetas plano-E que la directividad es proporcional al tamaño de la apertura.

Cabe destacar que los lóbulos laterales tienen un comportamiento diferente a los presentados por las cornetas sectoriales plano-E. Se puede observar que el número aparente de lóbulos no se incrementa conforme se aumenta la apertura, sino al contrario, parece que disminuye. Cabe recordar que en nuestro análisis de aperturas se observó que una apertura presentaba bajos niveles de lóbulos laterales en el mismo plano en que se presenta una distribución de campo senoidal, es decir variable a lo largo del plano de análisis, máxima en el centro de apertura y nula en los extremos. Esta característica es importante en algunas aplicaciones, especialmente de satélites de comunicaciones, en las que los lóbulos laterales de bajo nivel significa baja interferencia entre las señales de diferentes satélites.

En cuanto al efecto del error de fase, para el caso de las antenas plano-H, no es tan claro su efecto sobre la directividad. Esto se debe, como ya se mencionó a que la distribución de campo eléctrico tangencial se hace nula en las paredes de la apertura. Esta característica permite que las antenas plano-H tengan un mayor margen para incrementar el ángulo de apertura.

El efecto del error de fase en las características de una antena de corneta en el plano-H se puede observar más claramente en la siguiente gráfica de directividad contra el ángulo de apertura ψ en el plano-H

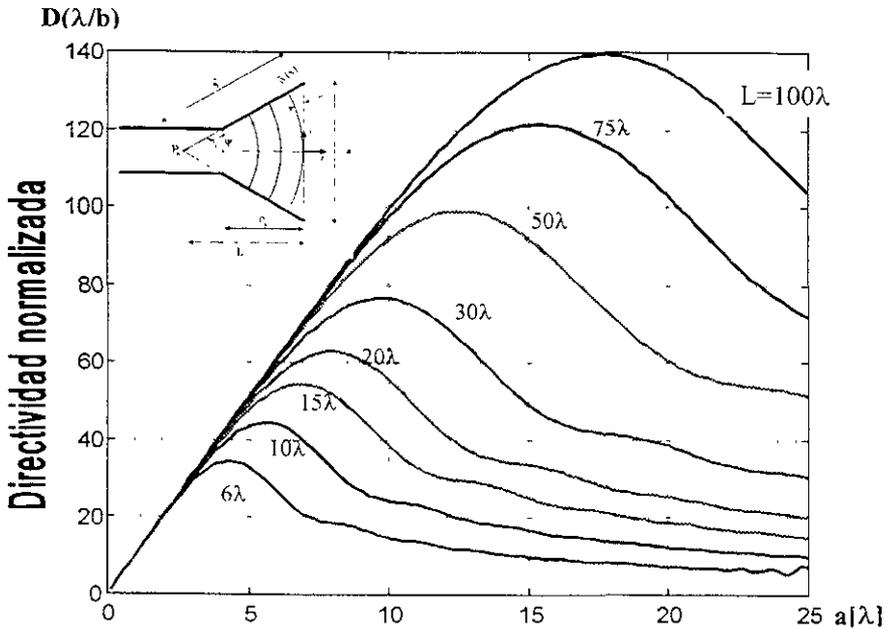


Figura 3.28 (a) Directividad normalizada respecto a la longitud eléctrica b de una antena de corneta sectorial plano-H en función del tamaño de la apertura a y diferentes longitudes de corneta (L).

Cabe señalar que al igual que para las curvas de directividad obtenida para las antenas plano-E, las curvas mostradas en la figura 3.28 resultaron idénticas a las presentadas por [BAL97] en su estudio de cornetas plano-H (Figura 13 16 pág 680)

Al comparar estas curvas obtenidas para las antenas plano-E, puede observarse que el rango de operación de las antenas plano-H es mayor que las antenas plano-E, como puede observarse en la figura 3.26(b)

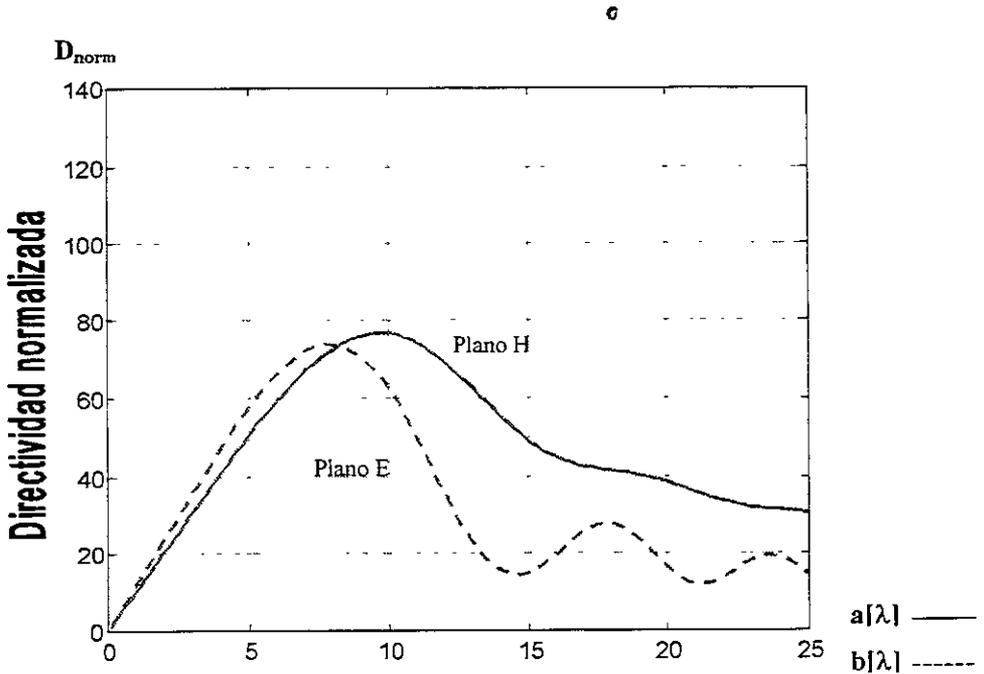


Figura 3.28 (b) Comparación de las curvas de directividad y región de operación de una antena de corneta plano-E y una corneta plano-H de la misma longitud $L=30\lambda$

Puede observarse que la antena plano-H reduce con menor pendiente su directividad después del máximo en comparación con la curva de la antena plano-E. Puede verse también que la amplitud óptima es mayor en la antena plano-H, por lo que esta antena soporta ángulos de ensanchamiento mayores y por lo mismo errores de fase mayores.

3.4.4 Antenas de corneta sectoriales plano-H de ganancia óptima

Analizando la figura 3.27 puede notarse que la curva de directividad tiene un máximo, el cual puede interpretarse como el punto óptimo de ganancia. Este punto de ganancia óptima puede aproximarse por la siguiente expresión [BAL97]:

$$a' = \sqrt{3\lambda L} \tag{3.25}$$

que corresponde a un error de fase de aproximadamente $\delta = 0.75\pi$. Cuando se diseña una antena de corneta en el plano-H se utiliza la ecuación 3.25 para obtener la dimensión óptima de ganancia.

Cuando se tiene una corneta plano-H de longitud L fija, el ángulo de ensanchamiento óptimo está dado por .

$$\tan \psi = \frac{1}{2} \frac{3\lambda}{L} \quad (3.26)$$

donde L está expresada en longitudes eléctricas. Esta condición se observa con más claridad en la siguiente gráfica

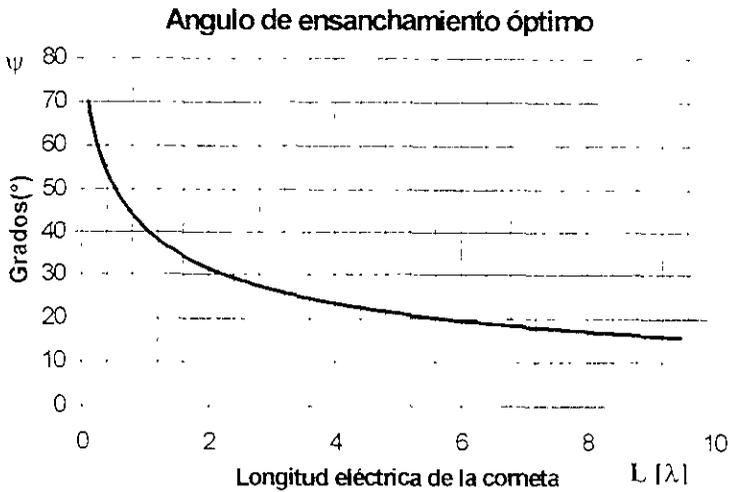


Figura 3.29 Angulo de ensanchamiento óptimo de una antena de corneta sectorial plano-H

Las antenas sectoriales tienen un uso restringido en cuanto a sus aplicaciones, aunque su análisis es muy útil para comprender el siguiente tipo de antena de corneta rectangular, la antena de corneta piramidal

3.4.5 Análisis de antenas de corneta piramidales

Las antenas de corneta piramidales son las más comunes, versátiles y fáciles de construir. Son más usadas que las antenas sectoriales, pero su análisis resulta de la combinación de una antena sectorial plano-H y una antena sectorial plano-E. Las características encontradas anteriormente para las antenas sectoriales se aplican también para las piramidales para cada plano de análisis.

En la figura 3.30 se muestra la configuración geométrica de la antena piramidal. Cabe señalar que debido a que la extensión de la apertura de la guía de ondas se realiza tanto en el plano-E como en el plano-H, existen ahora dos ángulos de ensanchamiento ψ_e y ψ_h para los planos E y H, respectivamente, y también los errores de fase δ_e y δ_h .

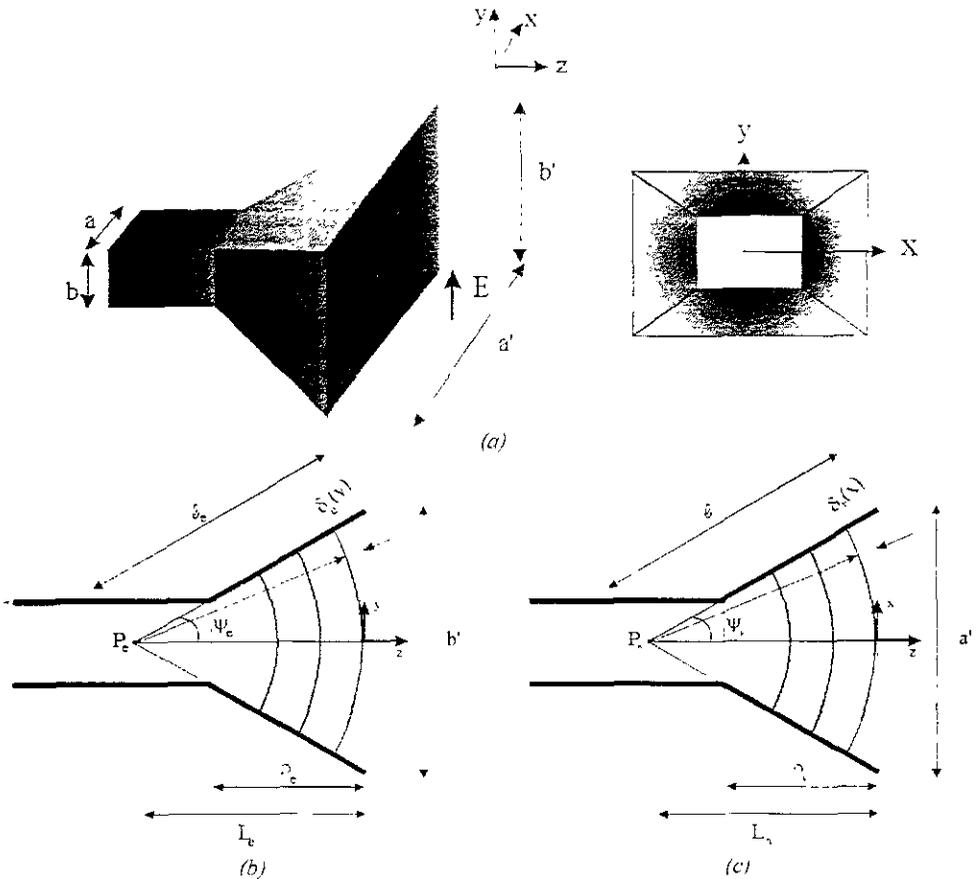


Figura 3.30 (a) Configuración geométrica de una antena de corneta piramidal (b) Corte en el plano-E de una antena piramidal. (c) Corte en el plano-H de una antena piramidal

Donde

$$\rho_e = (b' - b) \left[\left(\frac{L_c}{b'} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]^{1/2} \quad (3.27a)$$

$$\rho_h = (a' - a) \left[\left(\frac{L_h}{a'} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]^{1/2} \quad (3.27b)$$

$$\rho_e = \rho_h \quad (3.27c)$$

El modelo matemático de los campos eléctrico y magnético en el plano de la apertura es similar al utilizado en las antenas sectoriales, pero ahora añadimos el error de fase tanto en el eje x, como en el eje y, puesto que el ensanchamiento de la apertura de la guía de ondas que alimenta a la corneta se realiza en ambos planos de análisis. A diferencia de los frentes de onda cilíndricos de las antenas sectoriales, ahora el frente de onda que se forma es de naturaleza esférica. Cuando el ángulo de ensanchamiento es mayor que el límite indicado en la tabla 3.1, el frente de onda empieza a sufrir una deformación hacia un frente de onda en forma de paraboloides [BAL97].

Analizaremos ahora dos ejemplos de antenas de corneta piramidales. El primer ejemplo coincide en dimensiones con algunos de los ejemplos de antenas sectoriales. Veremos cómo los patrones de radiación de estos ejemplos coinciden en el plano de la extensión de la apertura.

➤ **ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA PIRAMIDAL DE DIMENSIONES $A=0.5\lambda$, $B=0.25\lambda$, $A'=5.5\lambda$, $B'=2.75\lambda$ Y $LE=LH=6\lambda$. ($\psi_E=12.9^\circ$ $\psi_H=24.62^\circ$ $\delta_{E\text{MAX}}=0.3151\pi$ $\delta_{H\text{MAX}}=1.26\pi$)**

Al igual que hicimos con las antenas de corneta sectoriales, plantearemos el modelo equivalente de campos tangenciales en la boca de la apertura. Estos campos se componen nuevamente con la distribución de modo dominante TE_{10} en la sección de guía de ondas. El error de fase que se añadirá en este caso afecta a la distribución de campo en ambos planos del análisis, puesto que la apertura se ensancha en ambas direcciones.

$$\begin{array}{l}
 \mathbf{E} \left\{ \begin{array}{l}
 E_x = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\left[\frac{kx^2}{2L_x} + \frac{kx^2}{2L_y}\right]} \quad -a'/2 \leq x \leq a'/2 \\
 \qquad \qquad \qquad -b'/2 \leq y \leq b'/2 \\
 E_y = 0 \\
 E_z = 0
 \end{array} \right. \quad \text{para cualquier otro caso} \quad (3.28a)
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 \mathbf{H} \left\{ \begin{array}{l}
 H_x = -\frac{E_0}{\eta} \cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\left[\frac{kx^2}{2L_x} + \frac{ky^2}{2L_y}\right]} \quad -a'/2 \leq x \leq a'/2 \\
 \qquad \qquad \qquad -b'/2 \leq y \leq b'/2 \\
 H_y = 0 \\
 H_z = 0
 \end{array} \right. \quad \text{para cualquier otro caso} \quad (3.28b)
 \end{array}$$

$$f_y = E_0 \iint_{\text{apertura}} \left[\cos\left(\frac{\pi}{a'} x\right) e^{-j\left[\frac{kx^2}{2L_x} + \frac{kx^2}{2L_y}\right]} \right] e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.29a)$$

$$g_x = \frac{-f_y}{\eta} \quad (3.29b)$$

$$g_y = f_x = 0 \quad (3.29c)$$

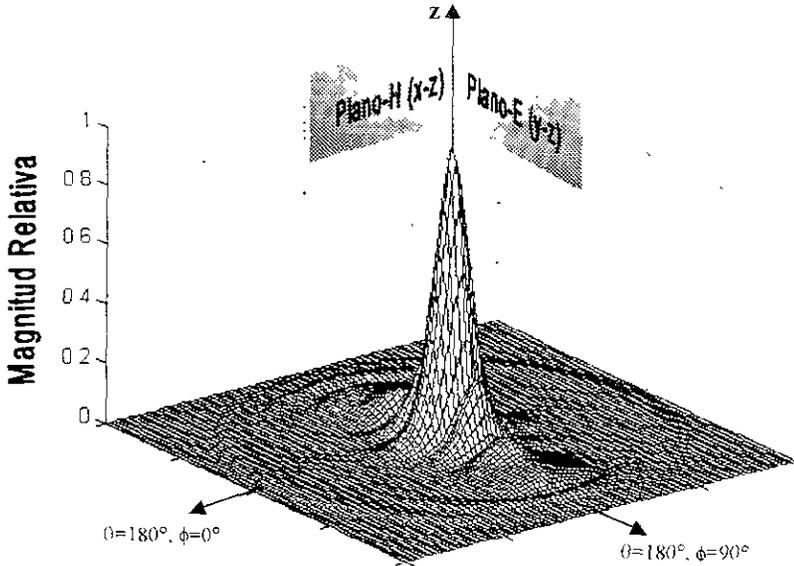


Figura 3.31 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$, $L_c=L_t=6\lambda$ ($\psi_c=12.9^\circ$, $\psi_t=24.62^\circ$, $\delta_{cm}=\delta_{sm}=0.3151\pi$, $\delta_{nm}=\delta_{sm}=1.26\pi$)

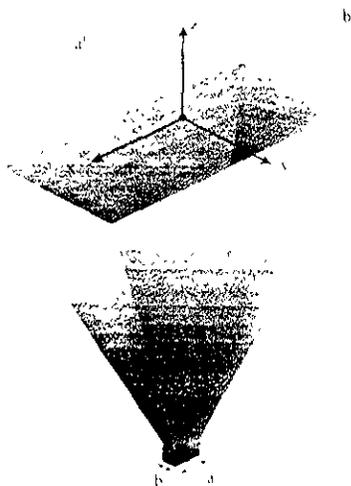


Figura 3.31 (b) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$, $L_c=L_t=6\lambda$ ($\psi_c=12.9^\circ$, $\psi_t=24.62^\circ$, $\delta_{cm}=\delta_{sm}=0.3151\pi$, $\delta_{nm}=\delta_{sm}=1.26\pi$)

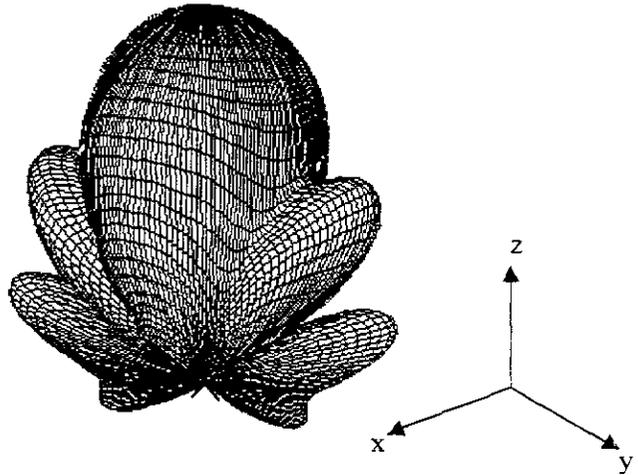


Figura 3.31 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L_e=L_h=6\lambda$. ($\psi_c=12.9^\circ$ $\psi_h=24.62^\circ$ $\delta_{\text{emax}}=0.3151\pi$ $\delta_{\text{hmax}}=1.26\pi$)

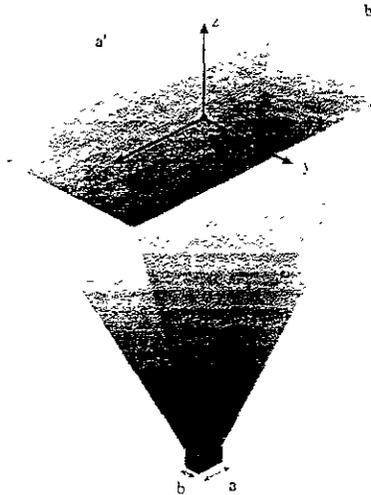


Figura 3.31 (d) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$ y $L_e=L_h=6\lambda$. ($\psi_c=12.9^\circ$ $\psi_h=24.62^\circ$ $\delta_{\text{emax}}=0.3151\pi$ $\delta_{\text{hmax}}=1.26\pi$)

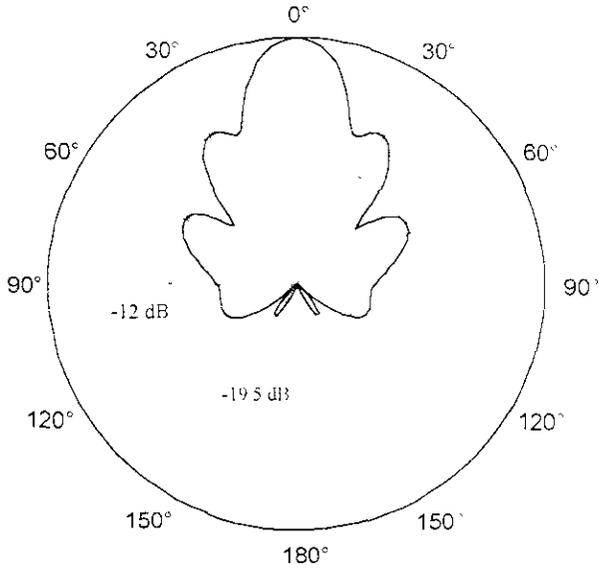


Figura 3.31 (e) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion polar en tres dimensiones

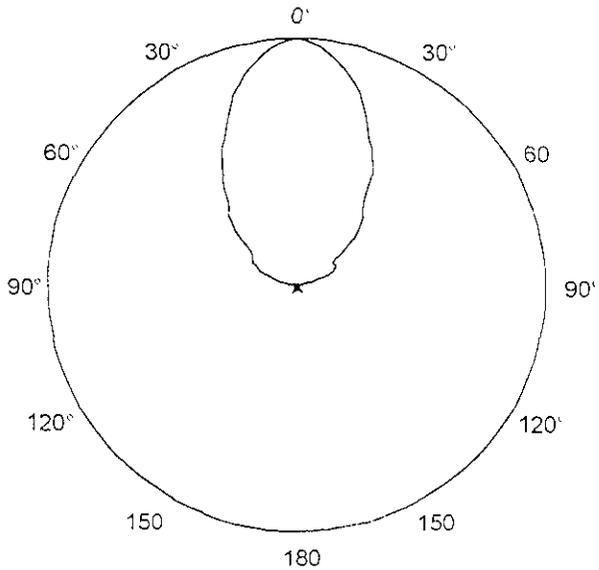


Figura 3.31 (f) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion polar en tres dimensiones

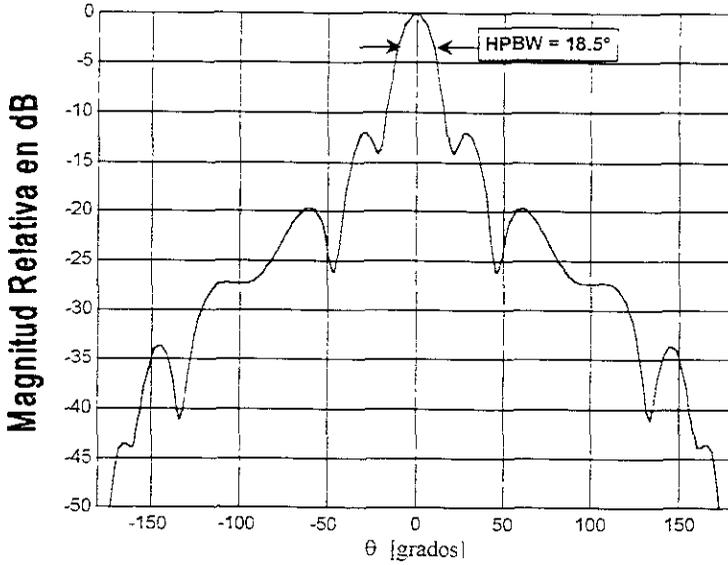


Figura 3.31 (g) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion en tres dimensiones

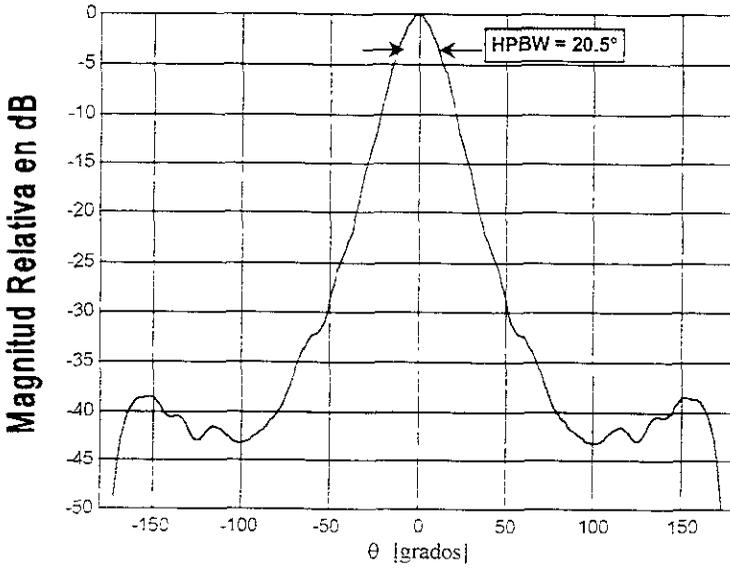


Figura 3.31 (h) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion en tres dimensiones

El ejemplo de las figuras 3.31 muestra claramente que el patrón de radiación de una antena de corneta piramidal aumenta su directividad en ambos planos de análisis, algo que no sucedía con las antenas sectoriales.

También se puede notar que los cortes al patrón de radiación de la antena de la figura 3.31 son idénticos a los de las figuras 3.10(e) y 3.20(f) para los casos de antenas sectoriales con las mismas dimensiones, en el plano de ensanchamiento, que la antena piramidal. Esto nos permite concluir que los patrones de radiación en el plano-E y en el plano-H dependen exclusivamente de la distribución de campo a lo largo del eje de análisis, es decir, la distribución en el eje y afecta solamente al patrón en el plano-H y la distribución en el eje x lo hace únicamente en el plano-E.

Al analizar la distribución de campo para la corneta piramidal (ecuación 3.28), podemos observar que si se sustituye la condición para el análisis del patrón en cada uno de los planos principales : plano-H con $y = 0$ y plano-E con $x = 0$, puede obtenerse la misma distribución que tienen las antenas de corneta sectoriales de los ejemplos 3.10 y 3.20.

Esta característica de las antenas piramidales permite combinar el estudio de las antenas sectoriales para obtener las propiedades de la antena piramidal, pero sólo en los dos planos principales, puesto que para los demás planos con valor de ϕ diferente, no se cumple lo mismo

Ahora analizaremos el caso de una antena de corneta piramidal cuyo ángulo de ensanchamiento es tal que el error de fase total no permite que el máximo de radiación ocurra en la dirección $\theta = 0^\circ$.

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA PIRAMIDAL DE DIMENSIONES $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=12\lambda$, $b'=6\lambda$ Y $L_E=L_H=6\lambda$. ($\psi_E=26.56^\circ$, $\psi_H=45^\circ$, $\delta_{EMAX}=1.5\pi$, $\delta_{HMAX}=6\pi$)

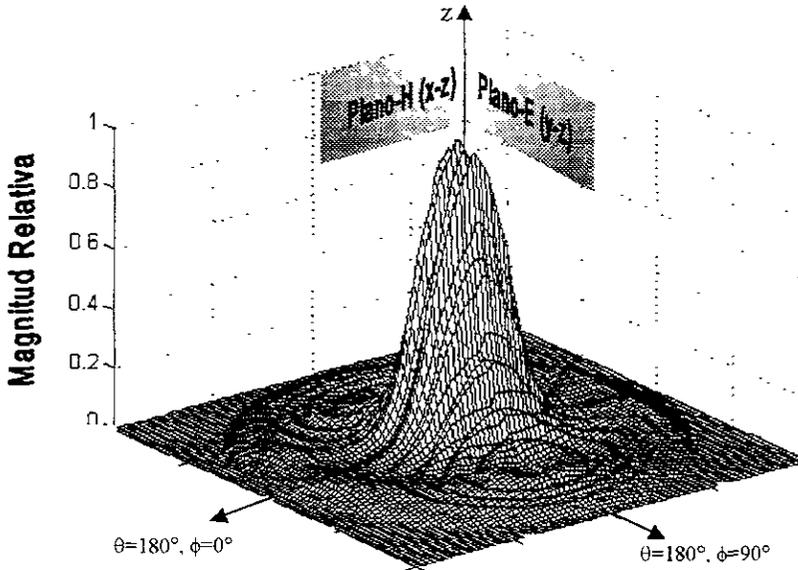


Figura 3.32 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=12\lambda$, $b'=6\lambda$ y $L_e = L_h = 6\lambda$. ($\psi_e=26.56^\circ$, $\psi_h=45^\circ$, $\delta_{emax}=1.5\pi$, $\delta_{hmax}=6\pi$)

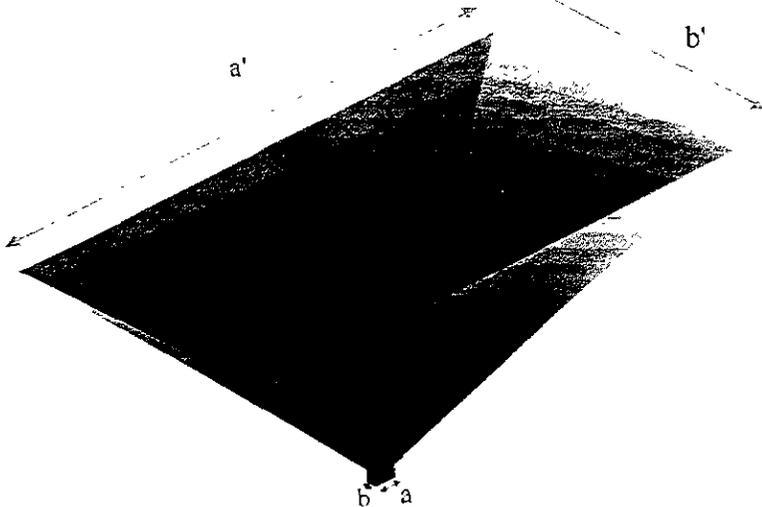


Figura 3.32 (b) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=12\lambda$, $b'=6\lambda$ y $L_e = L_h = 6\lambda$. ($\psi_e=26.56^\circ$, $\psi_h=45^\circ$, $\delta_{emax}=1.5\pi$, $\delta_{hmax}=6\pi$)

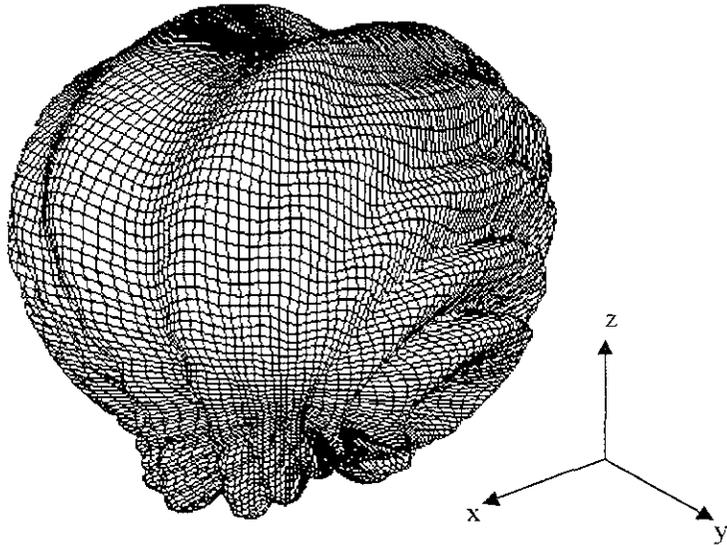


Figura 3.32 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=5.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$, $L_c=L_h=6\lambda$ ($\psi_c=12.9^\circ$, $\psi_h=24.62^\circ$, $\delta_{emax}=0.3151\pi$, $\delta_{hmax}=1.26\pi$)

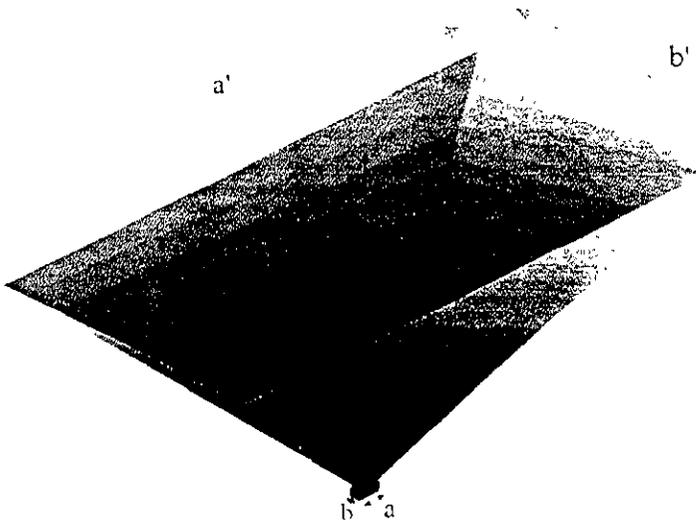


Figura 3.32 (d) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.5\lambda$, $b=0.25\lambda$, $a'=12\lambda$, $b'=6\lambda$, $L_c=L_h=6\lambda$ ($\psi_c=26.56^\circ$, $\psi_h=45^\circ$, $\delta_{emax}=1.5\pi$, $\delta_{hmax}=6\pi$)

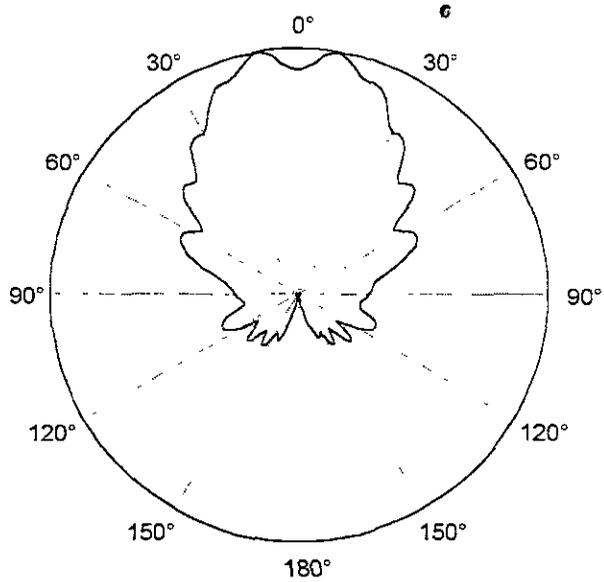


Figura 3.32 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

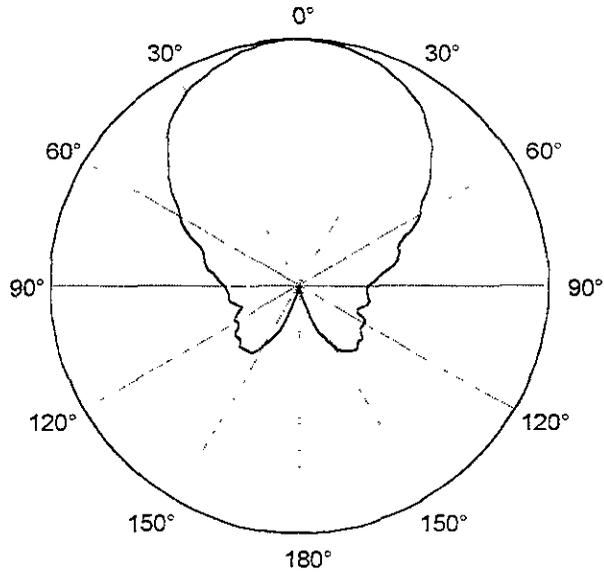


Figura 3.32 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

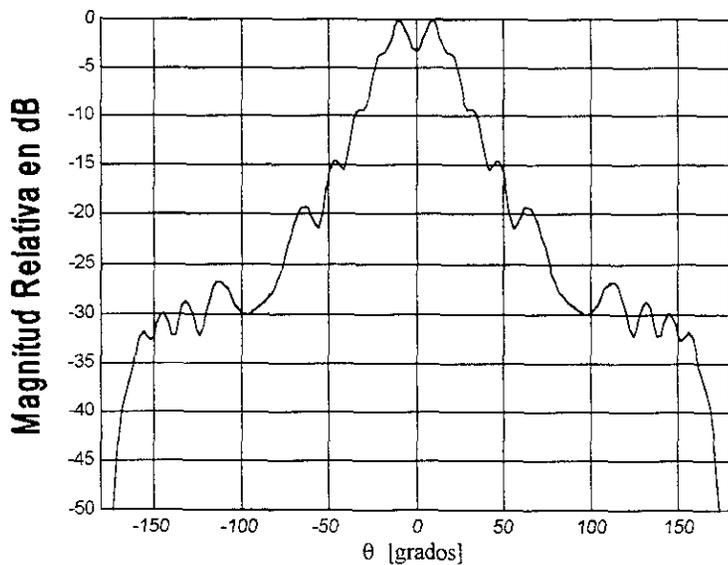


Figura 3.32 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones

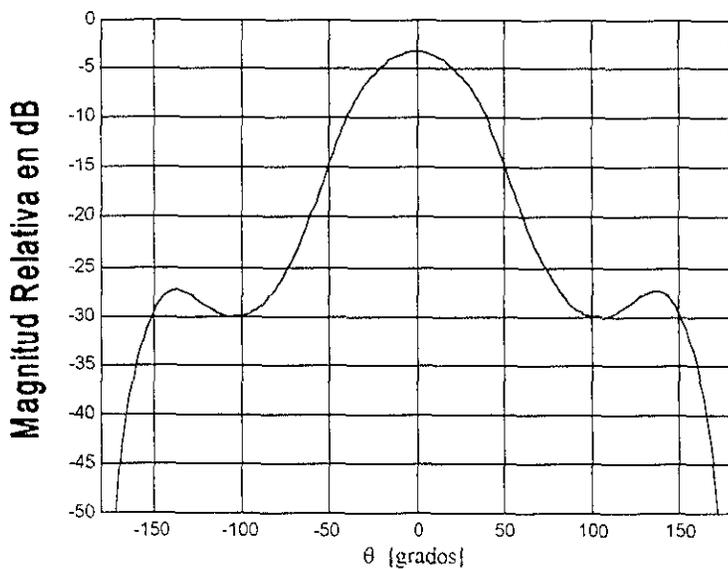


Figura 3.32 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

Las condiciones de ganancia óptima y directividad de una antena piramidal se obtienen analizando por separado cada uno de los planos con las ecuaciones 3.21 y 3.25

Analizando los resultados de las figuras 3.32 puede observarse que el ángulo de apertura de esta antena es muy pronunciado, por lo que el error de fase (de hasta 6π en el plano-H) provoca que el patrón de radiación no tenga su máximo en la dirección $\theta=0^\circ$. Esto se debe a que las componentes de campo que llegan a la boca de la apertura no se suman constructivamente. Esta situación puede ser aprovechada en algunas aplicaciones en las que no se desee la máxima radiación en dicha dirección.

3.4.6 Estándares de antenas de corneta

Ya hemos observado que al variar los parámetros principales de una antena de corneta (apertura, longitud de la corneta y ángulo de ensanchamiento), se pueden modificar las características de radiación de dicha antena. Gracias a esto, existen muchos tipos de antenas de corneta, cada uno diseñado para una aplicación específica.

Sin embargo, en la práctica, se manejan estándares de antenas de corneta, los cuales coinciden con los estándares de guías de onda. Por ejemplo, existe un estándar de antena de corneta piramidal para el estándar de guía de onda con el que se puede alimentar.

Tabla 3.2 Estándares de antenas de corneta piramidales

WG	WR	f [GHz]	Dimensiones nominales (mm)		
			B'	a'	L
6	650	1.1-1.7	880	620	1760
8	430	1.7-2.6	575	410	1200
9A	340	2.2-3.3	450	320	930
10	284	2.6-4.0	380	270	750
11A	229	3.3-4.9	300	215	615
12	187	3.9-5.9	250	180	530
14	137	5.8-8.2	175	125	390
15	112	7.0-10.0	145	105	320
16	90	8.2-12.4	120	85	265
17	75	10.0-15.0	100	70	220
18	62	12.4-18.0	80	60	175
19	51	15.0-22.0	70	50	150
20	42	18.0-26.5	55	40	130
22	28	26.5-40.0	37	26	95
23	22	33.0-50.0	30	21	80
25	15	50.0-75.0	20	15	60
27	10	75.0-110.0	15	11	45
28	8	90.0-140.0	12	9	35

Fuente: Catálogo QPAR ANGUS www.q-par.co.uk [QPAR]

Estas antenas están construidas de materiales^o como aluminio, latón y cobre. Su ganancia nominal es de 20 dBi en la frecuencia central y su ancho de banda de media potencia coincide con el rango de frecuencias especificado.

Generalmente, estas antenas son alimentadas o excitadas de tres formas distintas. mediante cables coaxiales a través de un conector tipo N o SMA , a través de su guía de ondas correspondiente, o a través de guías de cinta o microcinta.

La alimentación por cable coaxial se realiza por medio de una pequeña sonda situada en el interior de la guía de ondas. Esta sonda es la encargada de transformar las señales electromagnéticas que recibe de la guía en una corriente eléctrica de alta frecuencia. En realidad es una antena dipolo, como las utilizadas en las transmisiones terrestres, pero de tamaño mucho menor debido a la pequeña longitud de onda con la que se trabaja. La sonda está situada en el interior de la guía de ondas, a una distancia $\lambda/4$ de su fondo.

Si se observa hacia el interior de una antena de corneta alimentada por sonda, se puede observar que dicha sonda es una pequeña varilla situada cerca del fondo y cuya posición (vertical u horizontal) depende de la polarización de la señal que se desea recibir.

La sonda consiste en un conductor que está aislado de la guía de ondas por un dieléctrico. Las señales radioeléctricas captadas por la sonda se transportan al conductor central de cable coaxial o en el caso de antenas de recepción de TV por satélite, la señal se transporte hasta el amplificador de bajo ruido mediante una microcinta o guía de ondas tipo cinta. En algunos casos, cuando se cuenta con una sola antena receptora, suelen usarse antenas de corneta dotadas de dos sondas, una de ellas en posición vertical y otra en posición horizontal, que permiten recibir señales polarizadas vertical y horizontalmente [VALLO1].

La forma de alimentación de estas antenas depende de la aplicación y el tipo de receptor con el que se esté trabajando. Las antenas de recepción de TV vía satélite, utilizan la alimentación por cinta o microcinta, las antenas para enlaces por microondas utilizan alimentación por guía de ondas o por cable coaxial, y las antenas para medición y calibración usan cable coaxial.

Ahora analizaremos el caso de una antena de corneta estándar. Los estándares de antenas piramidales coinciden con los estándares de guías de ondas, aunque como veremos en la sección 3.4, existe una gran variedad de antenas de corneta que no siguen las medidas estándares. La antena que se analiza ahora se alimenta con una guía de onda que trabaja en la frecuencia de 10 GHz (WR-90).

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA PIRAMIDAL ESTÁNDAR A 10 GHZ DE DIMENSIONES $a=10.16\text{mm}$ (0.338λ), $b=22.86\text{mm}$ (0.762λ), $a'=120\text{mm}$ (4λ), $b'=85\text{mm}$ (2.8333λ) Y $L = 265\text{mm}$ (8.8333λ). ($\psi_E=9.11^\circ$ $\psi_H=12.75^\circ$ $\delta_{E\text{MAX}}=0.2271\pi$ $\delta_{H\text{MAX}}= 0.4528\pi$)

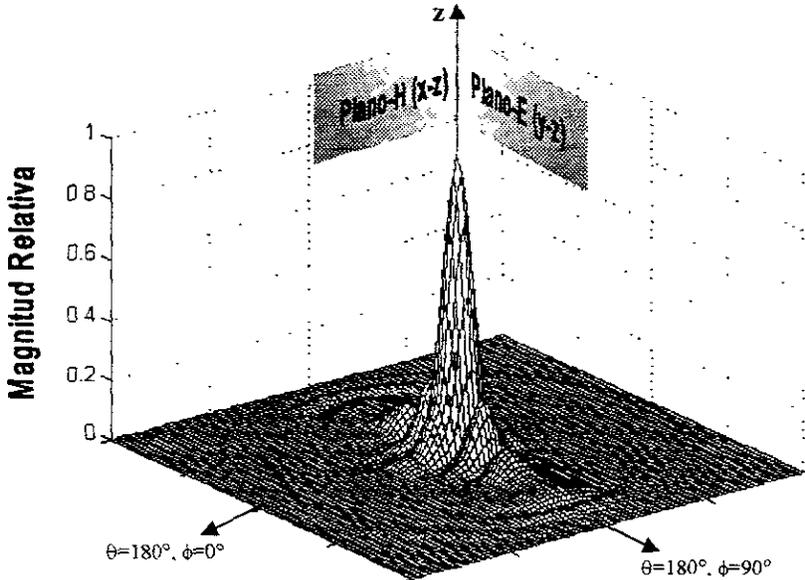


Figura 3.33 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.338\lambda$, $b=0.762\lambda$, $a'=4\lambda$, $b'=2.8333\lambda$ y $L = 8.8333\lambda$ ($\psi_e=9.11^\circ$ $\psi_h=12.75^\circ$ $\delta_{e\text{max}}=0.2271\pi$ $\delta_{h\text{max}}= 0.4528\pi$)

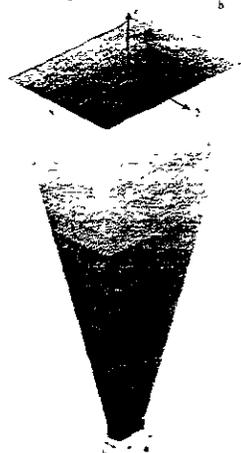


Figura 3.33(b) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.338\lambda$, $b=0.762\lambda$, $a'=4\lambda$, $b'=2.8333\lambda$ y $L = 8.8333\lambda$ ($\psi_e=9.11^\circ$ $\psi_h=12.75^\circ$ $\delta_{e\text{max}}=0.2271\pi$ $\delta_{h\text{max}}= 0.4528\pi$)

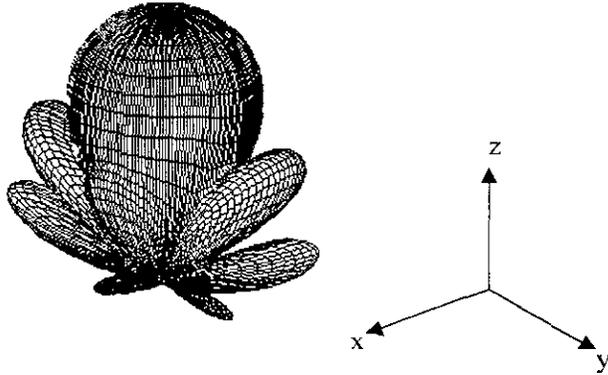


Figura 3.33 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena piramidal de dimensiones $a=0.338\lambda$, $b=0.762\lambda$, $a'=4\lambda$, $b'=2.833\lambda$ y $L=8.83\lambda$ ($\psi_c=9.11^\circ$, $\psi_h=12.75^\circ$, $\delta_{cmax}=0.2271\pi$, $\delta_{hmax}=0.4528\pi$)

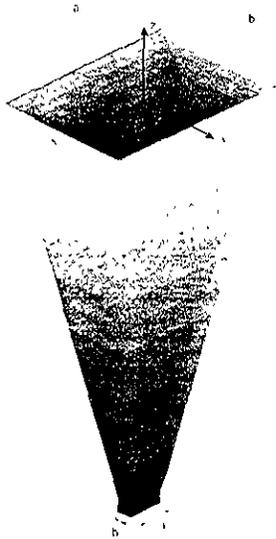


Figura 3.33 (d) Antena de corneta piramidal de dimensiones $a=0.338\lambda$, $b=0.762\lambda$, $a'=4\lambda$, $b'=2.833\lambda$ y $L=8.833\lambda$ ($\psi_c=9.11^\circ$, $\psi_h=12.75^\circ$, $\delta_{cmax}=0.2271\pi$, $\delta_{hmax}=0.4528\pi$)

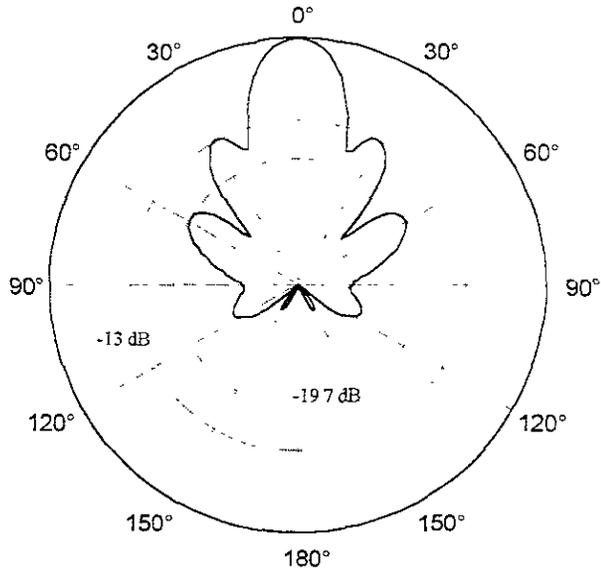


Figura 3.33 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

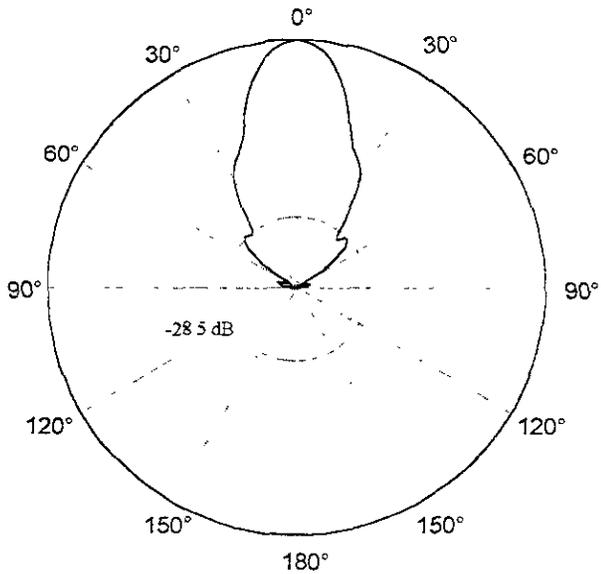


Figura 3.33 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

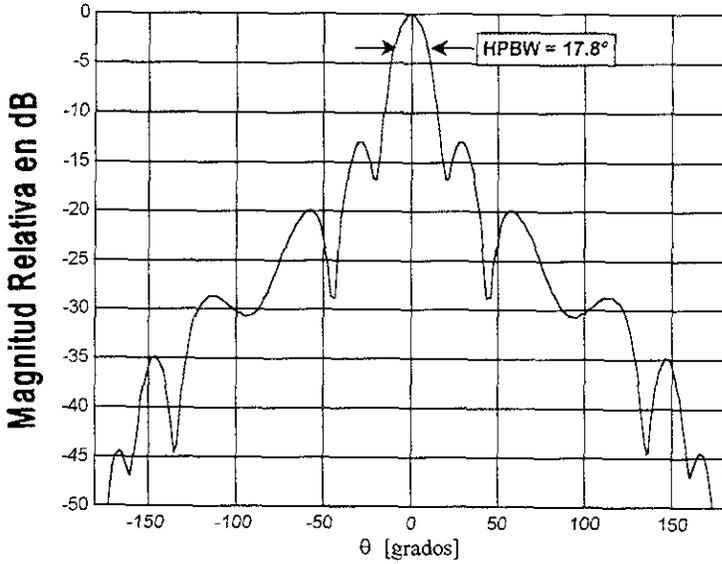


Figura 3.33 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones

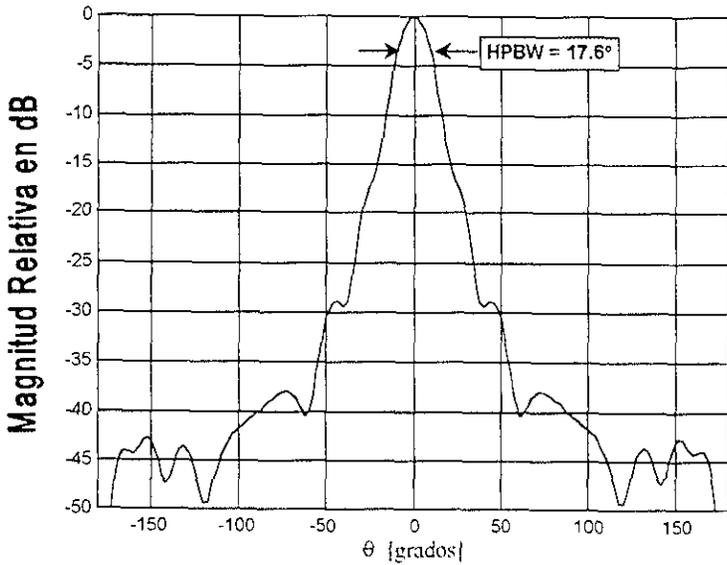


Figura 3.33 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

En este ejemplo podemos observar que los patrones de radiación en ambos planos son muy semejantes de 0 a -15 dB. Esta característica se utiliza específicamente en la alimentación de reflectores parabólicos, puesto que es deseable que la iluminación de dicho reflector sea uniforme. El ancho de banda que maneja esta antenna es el mismo ancho de banda de operación de la guía de ondas, es decir de 8.2 a 12.4 GHz. La ganancia práctica de esta antenna es de 20 dBi [QPAR].

Ahora calcularemos la directividad en función de las dimensiones eléctricas de la antenna de corneta para verificar el ancho de banda por error de fase de las antenas piramidales. Utilizando la transformada de Fourier y con la fórmula (3.11) se obtiene la siguiente curva de directividad:

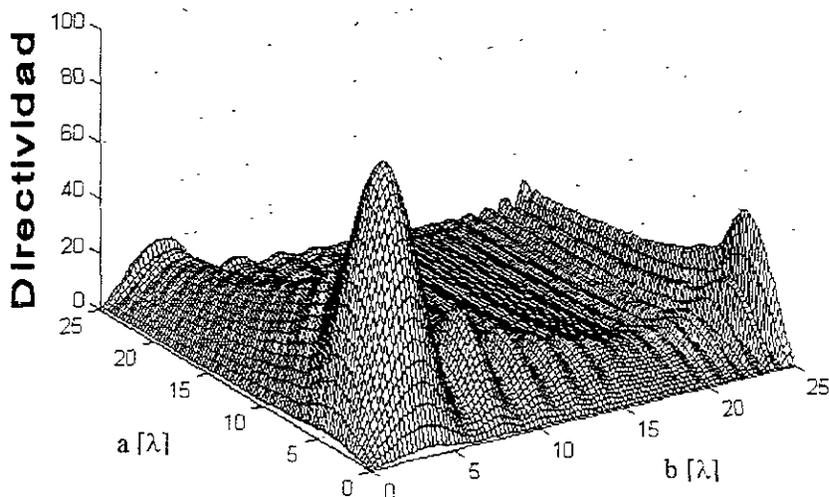


Figura 3.34 Directividad de una antenna de corneta de longitud fija $L_e=L_s=6\lambda$ en función de las dimensiones eléctricas de la antenna de corneta a y b

En la gráfica anterior podemos observar que la directividad de una antenna piramidal, también tiene un punto de ganancia óptima, el cual corresponde a los mismos puntos a' y b' de las antenas de corneta sectoriales.

3.4.7 Ancho de banda de las antenas de corneta

El ancho de banda de una antena de corneta depende de dos factores. En primera se debe tomar en cuenta el ancho de banda de operación de la guía de ondas que alimenta a la corneta. Generalmente se toma como el rango para el cual la guía de ondas puede transmitir el modo dominante, por lo que también define el ancho de banda de la antena de corneta. En segundo lugar está la curva característica de directividad de la antena de corneta, la cual nos da idea del rango de valores para el cual puede trabajar adecuadamente la antena de corneta. Generalmente la directividad de la antena de corneta se mantiene constante en el ancho de banda especificado para la guía de ondas, por lo que el ancho de banda de una antena de corneta es el mismo que la guía de onda que la alimenta.

En el caso específico de las antenas de corneta multimodo, este ancho de banda se incrementa. Este principio se utiliza para algunas antenas de corneta con discontinuidades especiales que aumenta el ancho de banda de operación, como las presentadas al principio de este capítulo, las antenas de corneta con crestas reactivas. (Figura 3.6)

A continuación estudiaremos otro tipo de antenas de corneta cuyas características geométricas las hacen más atractivas para aplicaciones con patrones de radiación más simétricos que los producidos por las antenas rectangulares.

3.5 ANÁLISIS DE ANTENAS DE CORNETA CÓNICAS

La antena de corneta cónica y la antena de corneta piramidal son los dos tipos de antena de corneta más ampliamente utilizados en los sistemas de comunicaciones por microondas. Semejante a la antena piramidal, la cual se alimenta mediante una guía de ondas rectangular, la antena de corneta cónica se alimenta con una guía de ondas circular. A través de esta guía de ondas se propaga el modo dominante TE_{11} .

La simetría circular de una apertura radiante posee ciertas ventajas sobre las antenas con aperturas rectangulares. La más importante es la simetría que presentan los patrones de radiación. Esta simetría es una característica deseable en ciertas aplicaciones, especialmente en su uso con reflectores parabólicos.

Estas antenas, utilizadas ampliamente como alimentadores, pueden manejar, al igual que las guías de ondas circulares, polarización circular. La polarización circular se prefiere para estaciones terrestres en que es difícil asegurar la orientación fija de las antenas respecto de una polarización lineal como ocurre en los servicios móviles. Sin embargo, dicha polarización es más afectada por los efectos de la lluvia que la polarización lineal, especialmente a frecuencias altas. La mayor parte de los sistemas de televisión digital satelital utilizan polarización lineal, por lo que en el presente trabajo nos enfocaremos al análisis de este tipo de polarización[ROS99].

Su construcción es relativamente sencilla y, al igual que las demás antenas de corneta, el ensanchamiento de su apertura no puede ser brusco puesto que el error de fase afectaría demasiado los patrones de radiación como veremos más adelante.

Como puede observarse en la figura 3.35 el ensanchamiento de la apertura de la guía circular se hace en forma radial, por lo que ahora el error de fase dependerá del diámetro d' de la apertura.

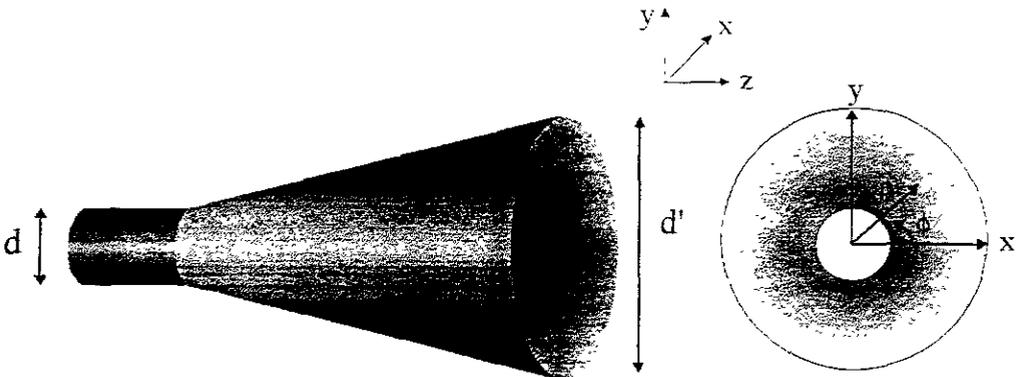


Figura 3.35 (a) Geometría de una antena de corneta cónica

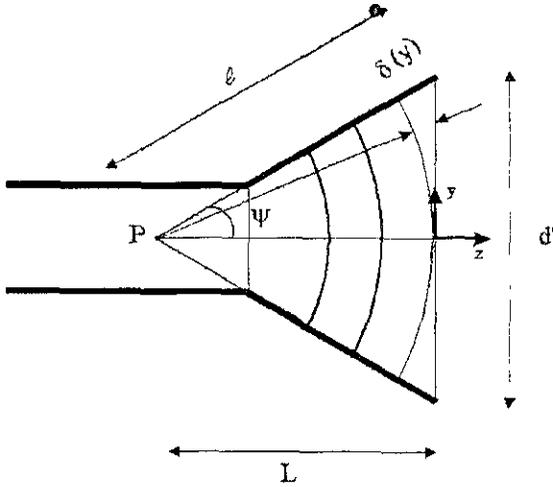


Figura 3.35 (b) Corte transversal de la antena cónica

De la figura anterior:

d : diámetro de la guía de ondas circular que alimenta a la antena de corneta cónica

d' : diámetro de la apertura de la antena de corneta cónica

ϕ : ángulo que forma cualquier punto sobre el plano de la apertura con respecto del eje x

L : es la longitud de los brazos de la corneta hasta el centro de fase

P : es el centro de fase de la antena de corneta.

L : es la longitud de la corneta, medida a lo largo del eje principal de la corneta, desde el centro de fase hasta el plano de la apertura.

ψ : es el ángulo de ensanchamiento con el que se abre la apertura, medido desde el centro de fase hasta el plano donde termina la corneta.

El análisis de las antenas cónicas y en general las antenas circulares involucra la expresión de los diferentes modos que se propagan en una guía de ondas cilíndrica. Dichas expresiones usan comúnmente las funciones de Bessel, similares a las funciones seno y coseno de las soluciones armónicas rectangulares. Las funciones de Bessel para este trabajo fueron evaluadas numéricamente mediante un número finito de elementos de la serie expresada en [POZ97]. La precisión de esta serie se limitó a 20 términos para los patrones convencionales presentados en esta sección y hasta 30 elementos para los cálculos de las curvas de directividad.

Los modelos equivalentes usados en esta sección no consideran los campos magnéticos tangenciales normales de una guía de ondas. El Método de la Transformada de Fourier usualmente no considera los campos magnéticos tangenciales, sin embargo, en el presente trabajo se tomaron en cuenta dichos campos para poder evaluar el patrón de radiación hacia adelante y el patrón de radiación hacia atrás.

Cuando en las ecuaciones de la tablas 2.2 se sustituyen los campos magnéticos tangenciales de una guía de ondas rectangular, automáticamente se obtiene el factor $(1+\cos\theta)/2$, el cual nos da una solución coherente para obtener los patrones de radiación hacia adelante y hacia atrás. Sin embargo, la relación entre campos magnéticos y eléctricos tangenciales de una guía de ondas circular no cumple con la misma relación que se presenta en una guía rectangular. En ésta sección, con el fin de cumplir con el mismo factor para campos hacia adelante y hacia atrás, se tomarán en cuenta solamente los campos eléctricos tangenciales y se añadirá el factor $(1+\cos\theta)/2$.

Según los resultados presentados por [COL85] en su estudio de los patrones de radiación de guías de ondas circulares, la diferencia entre ambas consideraciones para el uso de campos eléctricos o campos magnéticos no representa un error considerable.

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA DE DIMENSIONES $d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$
 $(\psi=5^\circ, \delta_{MAX}=0.061\pi)$

Para el análisis de las antenas cónicas seguiremos los mismos pasos que en los demás ejemplos, sólo que ahora utilizaremos las expresiones del modo dominante TE_{11} para guías de onda circular y le añadiremos el error de fase en función de la variable ρ .

$$\mathbf{E} \begin{cases} E_\rho = E_0 \frac{\sin\phi}{2\rho} J_1\left(1.84 \frac{2\rho}{d'}\right) e^{-j\left[\frac{k\rho^2}{2L}\right]} & 0 \leq \rho \leq d'/2 \quad (3.31) \\ E_\phi = E_0 \frac{1.84 \cos\phi}{d'} \frac{\partial J_1\left(1.84 \frac{2\rho}{d'}\right)}{\partial \rho} e^{-j\left[\frac{k\rho^2}{2L}\right]} & 0 \leq \phi \leq 2\pi \\ E_\rho = 0 & \text{para cualquier otro caso} \\ E_\phi = 0 & \end{cases}$$

$$f_\rho = E_0 \iint_{\text{apertura}} \left[\frac{\sin\phi}{2\rho} J_1\left(1.84 \frac{2\rho}{d'}\right) e^{-j\left[\frac{k\rho^2}{2L}\right]} \right] e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.32a)$$

$$f_\phi = E_0 \iint_{\text{apertura}} \left[\frac{1.84 \cos\phi}{d'} \frac{\partial J_1\left(1.84 \frac{2\rho}{d'}\right)}{\partial \rho} e^{-j\left[\frac{k\rho^2}{2L}\right]} \right] e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.32b)$$

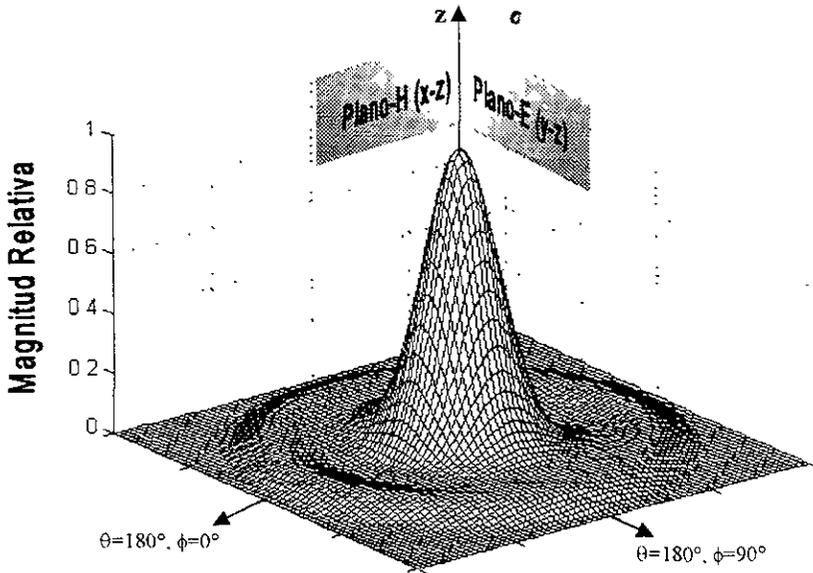


Figura 3.36 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta cónica de dimensiones $d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$ ($\psi=5^\circ$, $\delta_{\max}=0.061\pi$)



Figura 3.36 (b) Antena de corneta cónica de dimensiones $d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$ ($\psi=5^\circ$, $\delta_{\max}=0.061\pi$)

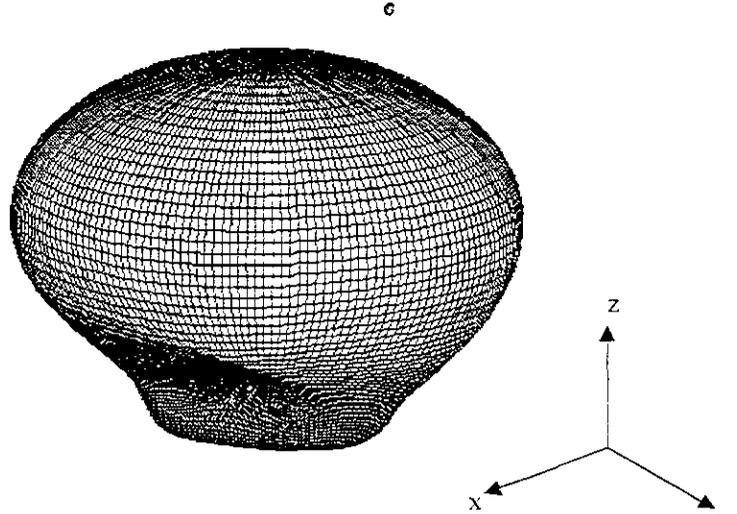


Figura 3.36 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta cónica de dimensiones $d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$ ($\psi=5^\circ$, $\delta_{max}=0.061\pi$)



Figura 3.36 (d) Antena de corneta cónica de dimensiones $d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$ ($\psi=5^\circ$, $\delta_{max}=0.061\pi$)

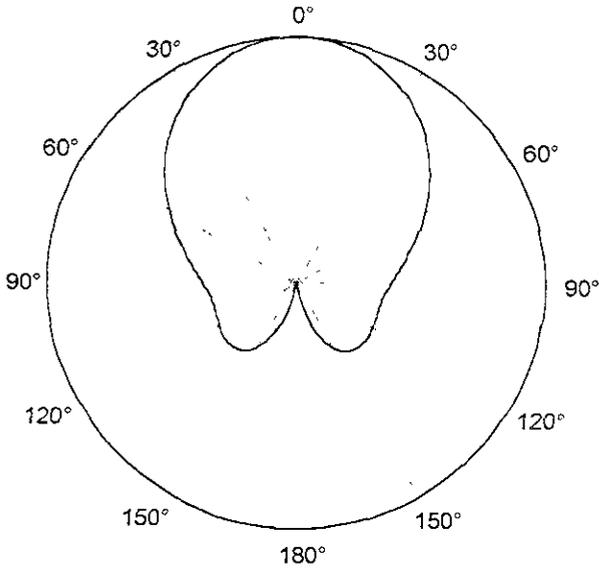


Figura 3.36 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

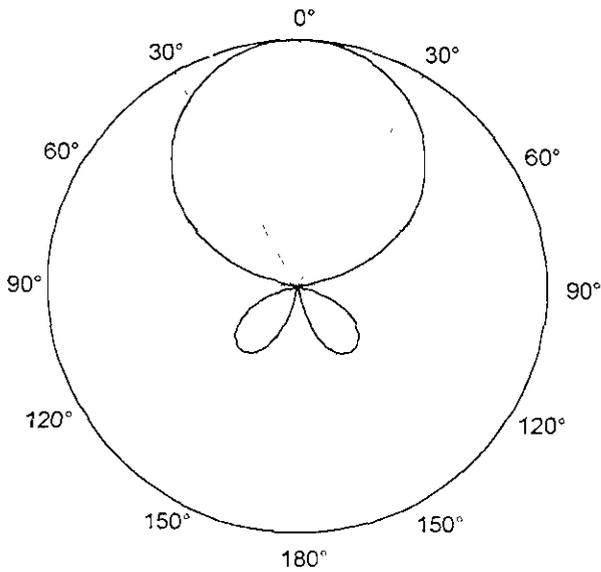


Figura 3.36 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

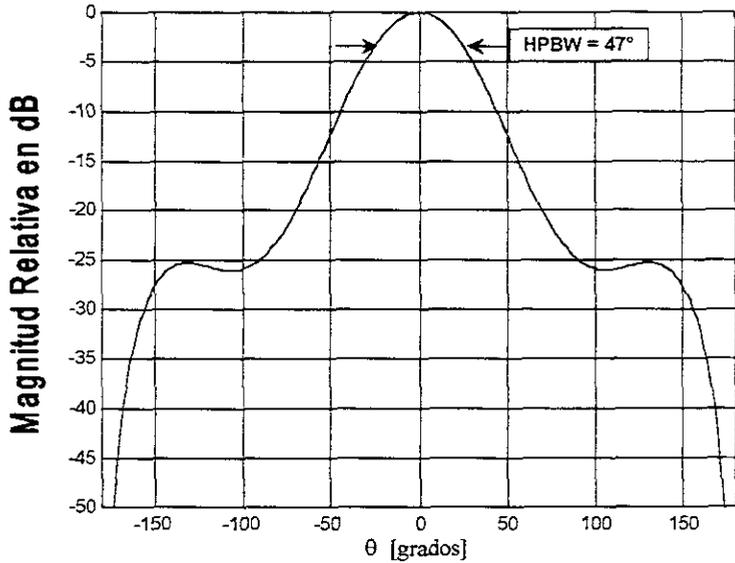


Figura 3.36 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones

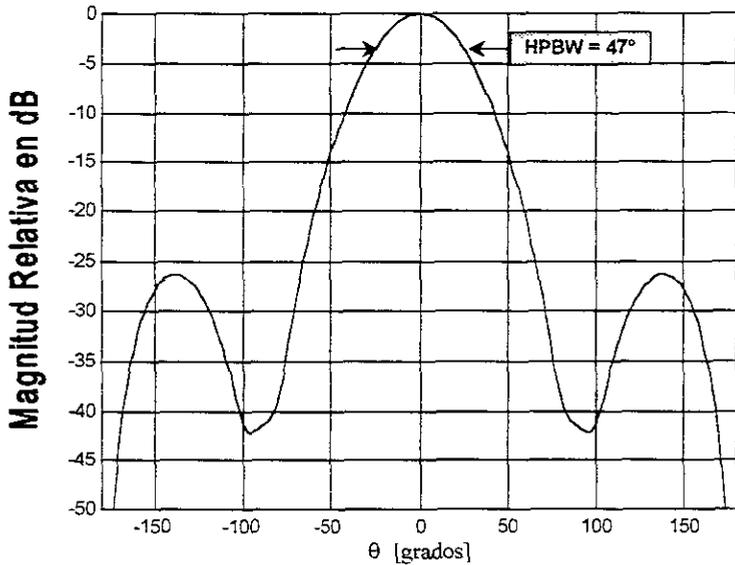


Figura 3.36 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones.

⇒ COMPARACIÓN DE LOS PATRONES DE RADIACIÓN PRODUCIDOS POR UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA Y UNA GUÍA DE ONDAS CILÍNDRICA SIN ENSANCHAMIENTO.

Al igual que lo hicimos con las demás antenas de corneta, analizaremos el efecto del ensanchamiento de la guía de ondas cilíndrica en una antena cónica

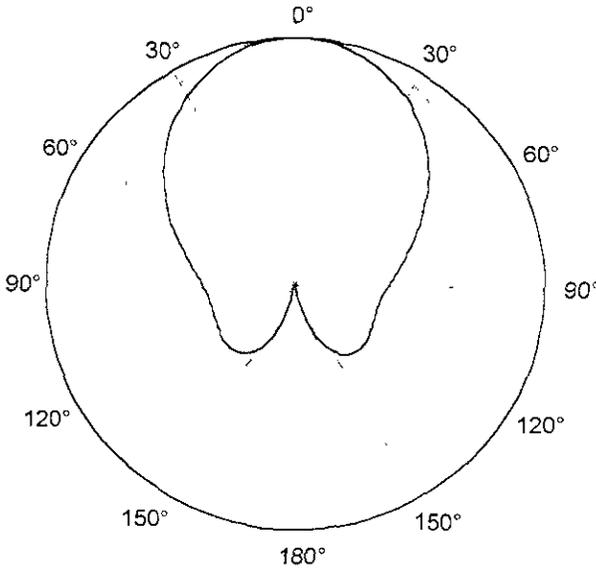


Figura 3.37(a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación producidos por una antena de corneta cónica y una guía de ondas cilíndrica sin ensanchamiento

- Guía de ondas cilíndrica de dimensiones $d = 0.721\lambda$
- Antena de corneta cónica de dimensiones $d' = 1.4\lambda$, $L = 7.97\lambda$ ($\psi = 5^\circ$, $\delta_{\max} = 0.061\pi$)

En las figuras 3.37 puede observarse el efecto que tuvo el ensanchamiento de apenas sobre la directividad de los patrones de radiación. Cabe aclarar que el programa de computadora tiene que calcular numéricamente las funciones de Bessel incluidas en las distribuciones de campo. En la literatura consultada son escasos los ejemplos de patrones calculados para las antenas cónicas, puesto que no existe una solución analítica para este problema.

Aún así, puede verse claramente el efecto del ensanchamiento de la antena de corneta. También puede observarse que en ambos planos de análisis se tiene el mismo ancho de haz y una simetría casi circular en el patrón tridimensional. Esta característica es que las antenas cónicas de pequeño ángulo de ensanchamiento se utilicen para directores con buena eficiencia de iluminación y baja polarización cruzada

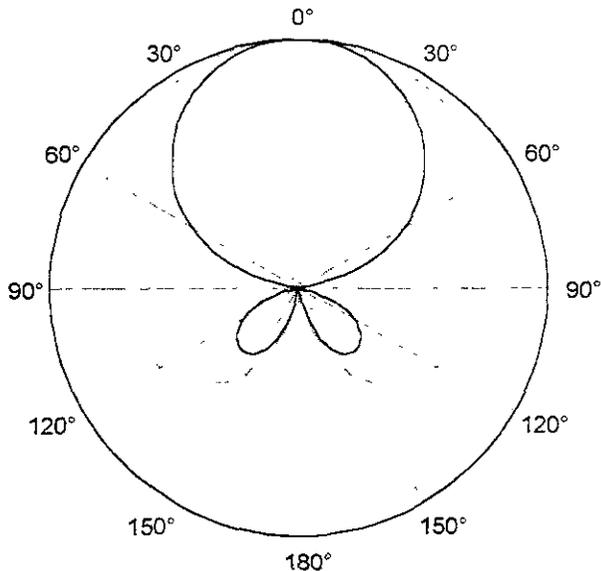


Figura 3.37 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación producidos por una antena de corneta cónica y una guía de ondas cilíndrica sin ensanchamiento

- Guía de ondas cilíndrica de dimensiones $d = 0.721\lambda$
- Antena de corneta cónica de dimensiones $d = 1.4\lambda$, $L = 7.97\lambda$, $(\psi = 5^\circ \delta_{\max} = 0.061\pi)$

➤ COMPARACIÓN CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

El ejemplo de las figuras 3.36, con las mismas dimensiones, está reportado [JAS92] con mediciones experimentales. A continuación comparamos los resultados experimentales y los resultados calculados por el Método de la Transformada de Fourier para este ejemplo. Cabe señalar que los resultados experimentales fueron obtenidos en los laboratorios Bell y no se reportan otro tipo de resultados experimentales en la literatura.

Los ejemplos de esta sección serán los mismos que los presentados en [JAS92] y compararán ambos al final de cada ejemplo para observar la validez del Método analizado en este trabajo.

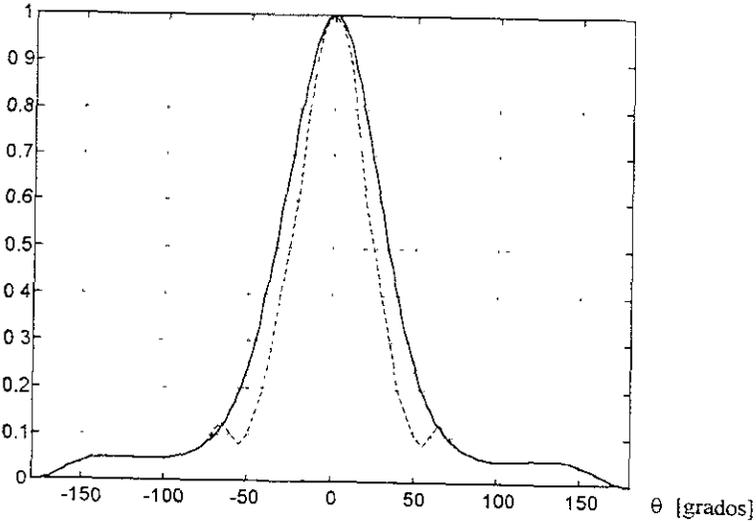


Figura 3.38 (a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación teóricos y experimentales

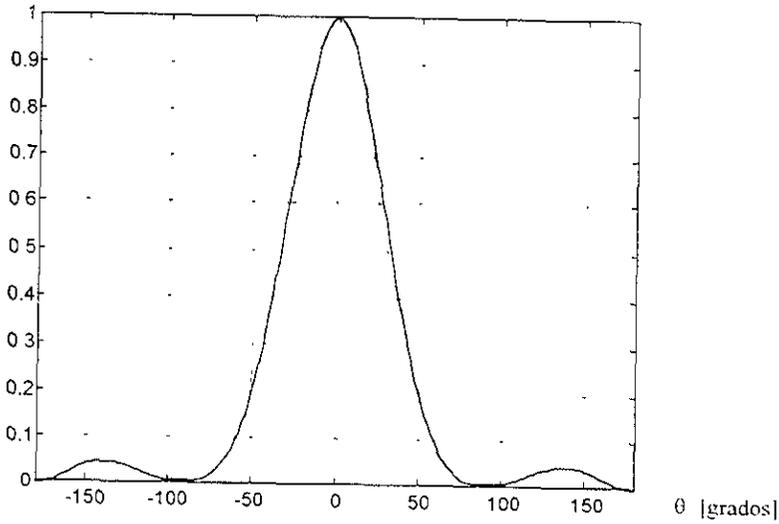


Figura 3.38 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación teóricos y experimentales

— Experimentales [JAS92]
 — Teóricos

La figura (3.38) muestra la comparación de los resultados de los patrones de radiación calculados por el MTF descrito por las ecuaciones (3.32) y los resultados experimentales reportados en [JAS92].

Puede observarse en esta comparación que los resultados teóricos se acercan considerablemente a los experimentales. Para el caso de este ejemplo, las características del lóbulo principal de radiación son muy semejantes. En el plano-E hay una ligera diferencia conforme nos alejamos de la dirección de máxima radiación ($\theta=0^\circ$) y se vuelve más evidente la diferencia en la región de lóbulos secundarios. En el plano-H existe una mayor similitud entre los resultados calculados y los resultados experimentales.

No hay una razón evidente reportada en la literatura para explicar por qué en el plano-E hay mayor diferencia entre los resultados teóricos y los resultados experimentales que los patrones en el plano-H. Estudiaremos el comportamiento de esta característica en los ejemplos restantes de esta sección para poder concluir de manera más precisa esta característica. Algunos autores como el mismo [JAS92] indican que el Método de la Transformada de Fourier produce resultados confiables para antenas de apertura con dimensiones mayores a 1.5λ , debido a que para aperturas menores, la desviación provocada por los efectos de borde o difracción son mayores y afectan a los patrones de radiación, especialmente en los planos donde la distribución de campo es máxima en el borde de la apertura, es decir, para el caso de las antenas de modo dominante, en el plano-E.

Cabe aclarar que los resultados experimentales no llegan más allá de 70° de la dirección de máxima radiación. Además, la resolución de las gráficas mostradas en [JAS92] provoca un ligero error al momento de graficar los mismos patrones en otra escala.

A continuación analizaremos otro ejemplo, también mostrado en [JAS92] con mayores dimensiones de la apertura y por lo tanto de ángulo de ensanchamiento.

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA DE DIMENSIONES $D'=3.6\lambda$, $L=3.9\lambda$. ($\psi=24.77^\circ$ $\delta_{MAX}=0.83\pi$)

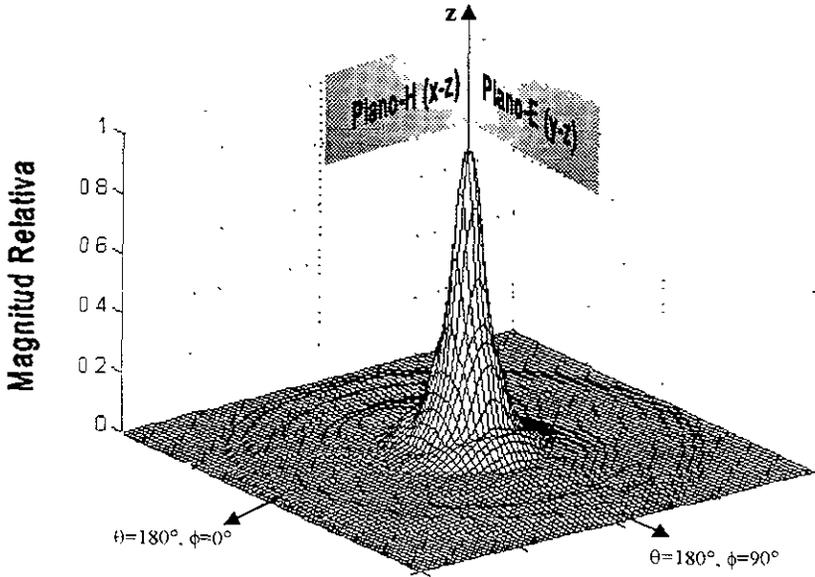


Figura 3.39 (a) Patron de radiación tridimensional de una antena de corneta cónica de dimensiones $d'=3.6\lambda$, $L=3.9\lambda$. ($\psi=24.77^\circ$ $\delta_{max}=0.83\pi$)

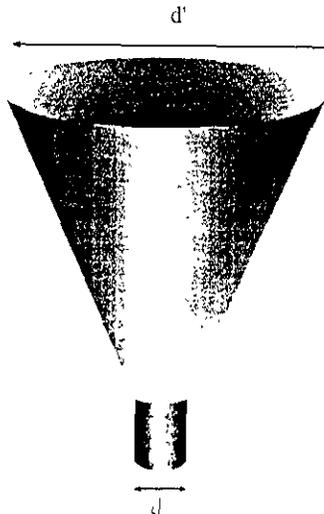


Figura 3.39 (b) Antena de corneta conica de dimensiones $d'=3.6\lambda$, $L=3.9\lambda$ ($\psi=24.77^\circ$ $\delta_{max}=0.83\pi$)

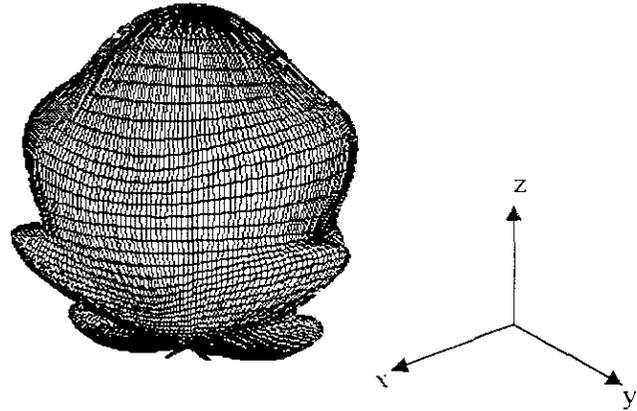


Figura 3.39 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta cónica de dimensiones $d' = 3.6\lambda$. $L = 3.9\lambda$. ($\psi = 24.77^\circ$ $\delta_{max} = 0.83\pi$)

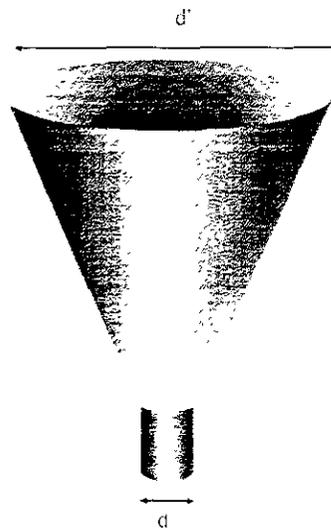


Figura 3.39 (d) Antena de corneta cónica de dimensiones $d' = 3.6\lambda$. $L = 3.9\lambda$. ($\psi = 24.77^\circ$ $\delta_{max} = 0.83\pi$)

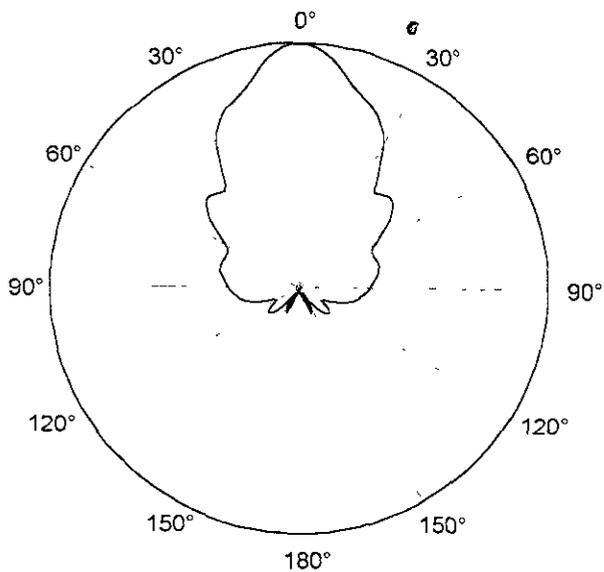


Figura 3.39 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

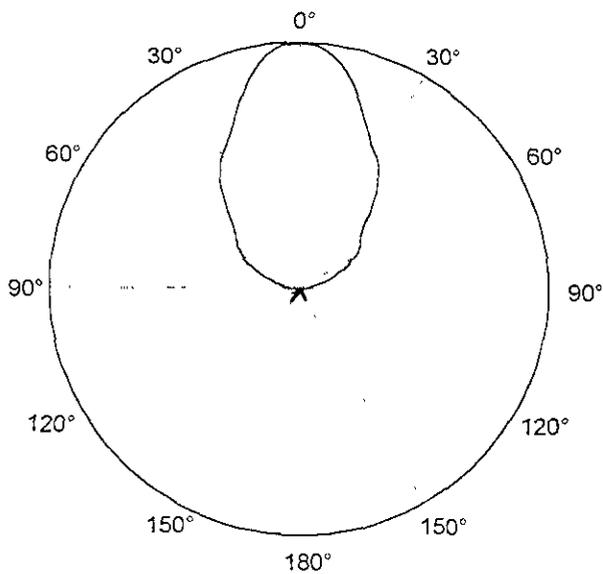


Figura 3.39 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

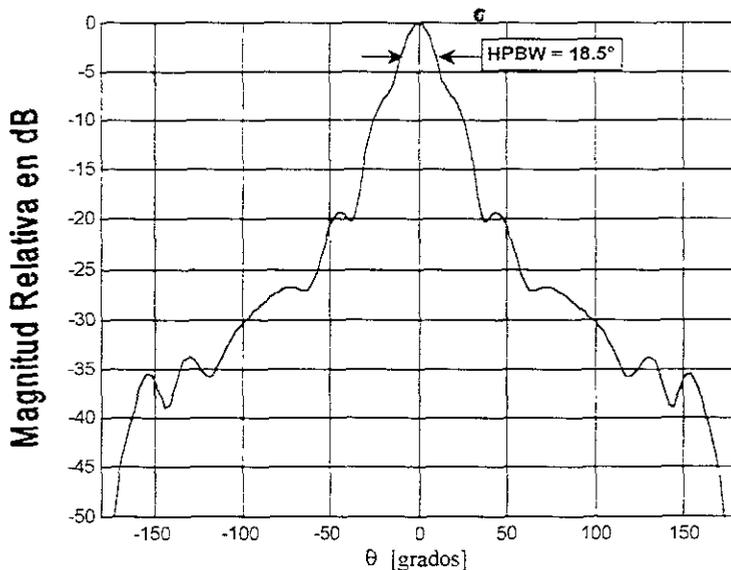


Figura 3.39 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones

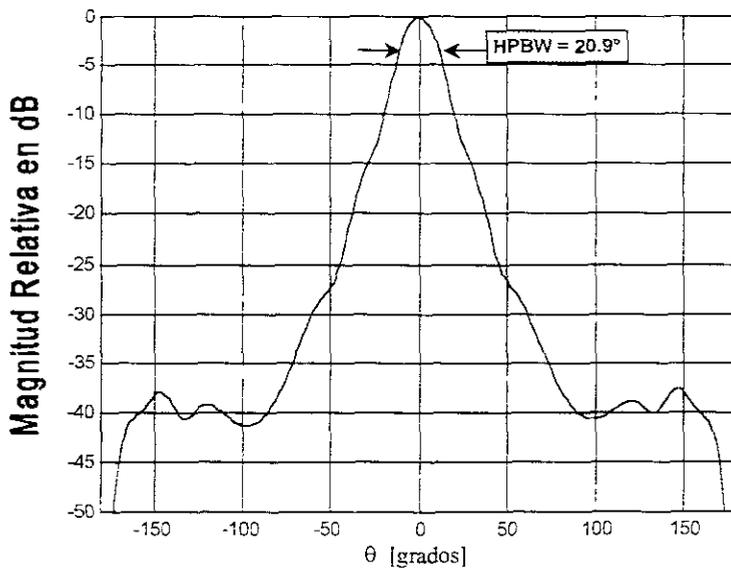


Figura 3.39 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones.

•

➤ COMPARACIÓN CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

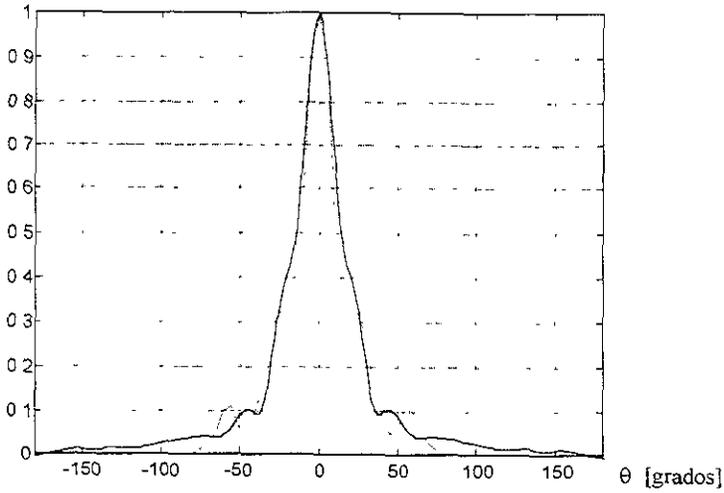


Figura 3.40 (a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación teóricos y experimentales

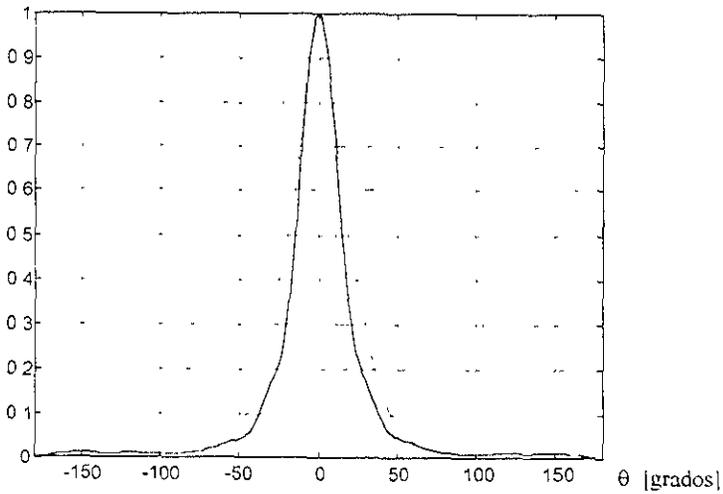


Figura 3.40 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación teóricos y experimentales

Experimentales [JAS02]
 Teóricos

En el ejemplo de la figura 3.39 podemos observar las características del patrón de radiación de una antena de corneta cónica con paredes internas lisas de dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.9\lambda$ y $\psi=24.77^\circ$. Se puede observar que los patrones a aumentado su directividad en comparación con los patrones del ejemplo anterior, lo que corrobora que también las antenas cónicas aumentan su directividad conforme se aumente las dimensiones de su apertura.

En cuanto al ancho del haz de media potencia, observamos que disminuyó más en el plano-E que en el plano-H respecto al ejemplo anterior. En los ejemplos subsecuentes analizaremos el comportamiento de este parámetro para poder conocer el comportamiento de este parámetro.

También es importante resaltar que los patrones en el plano-E contienen más lóbulos laterales que en el plano-H, debido que, al igual que sucede en las antenas rectangulares, la distribución de campo en el plano-H varía de un máximo en el centro de la apertura a un nivel mínimo en el borde de la apertura.

En la figura 3.40 se comparan los resultados del ejemplo de la figura 3.39 con resultados experimentales presentados en [JAS92] que nos muestran cómo los patrones coinciden en mayor medida que en el ejemplo anterior; incluso, ahora el patrón coincide mejor en el plano-E que en el plano-H. Se puede observar que en el plano-E, el lóbulo lateral no coincide perfectamente, pero como veremos en resultados posteriores, los lóbulos laterales coinciden mejor al disminuir el error de fase δ .

6

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA DE DIMENSIONES $D=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$ ($\psi=30^\circ$, $\delta_{MAX}=1.04\pi$)

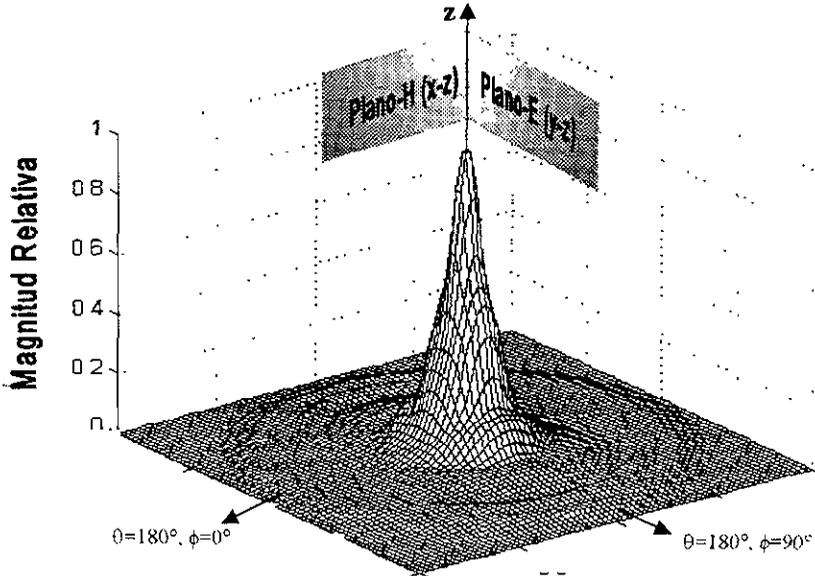
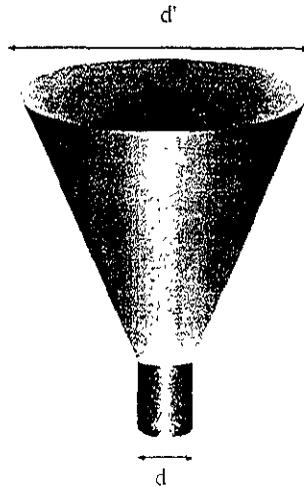


Figura 3.41 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta cónica de dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$. ($\psi=30^\circ$, $\delta_{max}=1.04\pi$)



(b) Antena de corneta cónica de dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$. ($\psi=30^\circ$, $\delta_{max}=1.04\pi$)

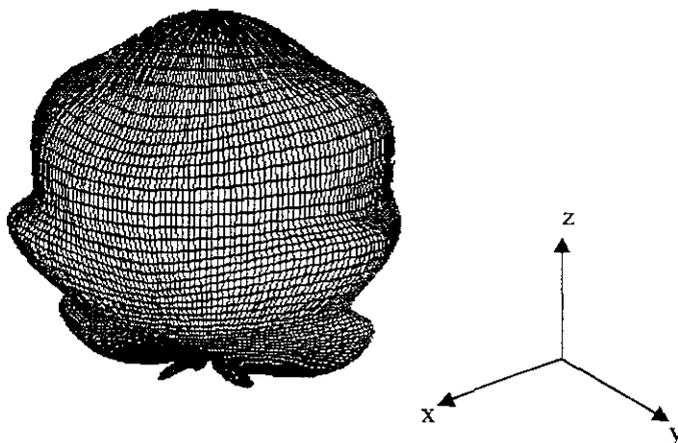


Figura 3.41 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta cónica de dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$. ($\psi=30^\circ$, $\delta_{\max}=1.04\pi$)

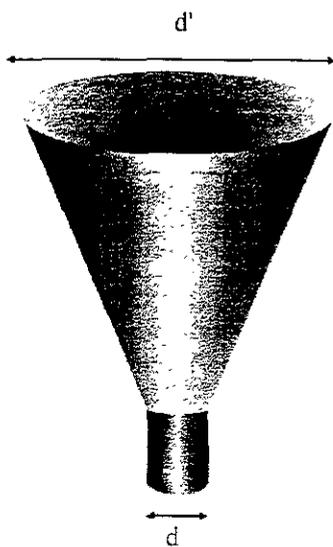


Figura 3.41 (b) Antena de corneta cónica de dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$ ($\psi=30^\circ$ $\delta_{\max}=1.04\pi$)

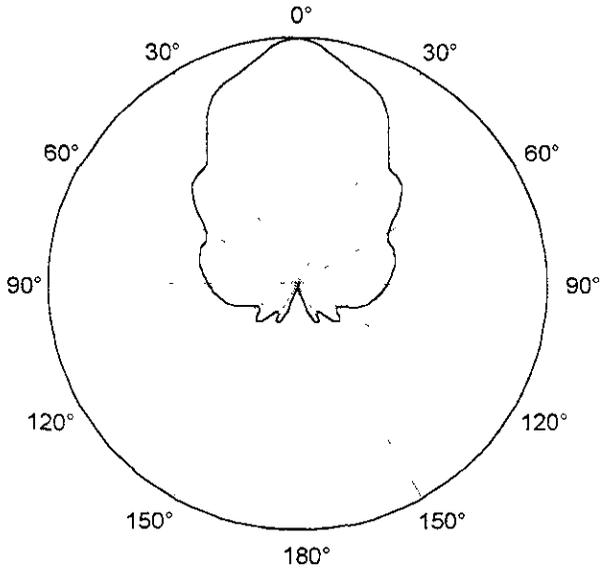


Figura 3.41 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

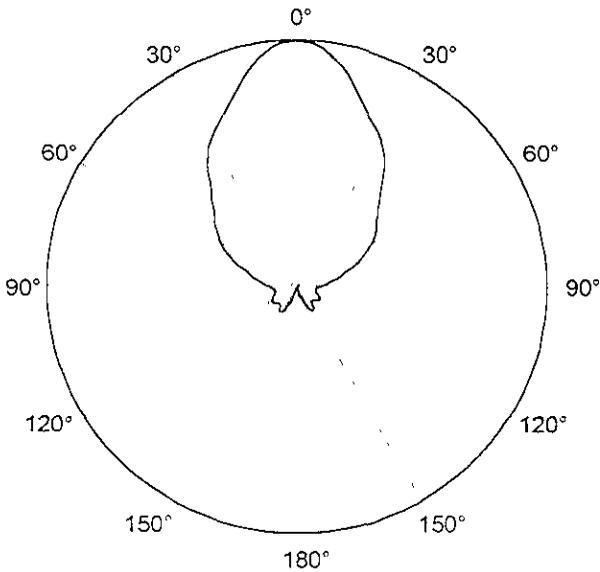


Figura 3.41 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

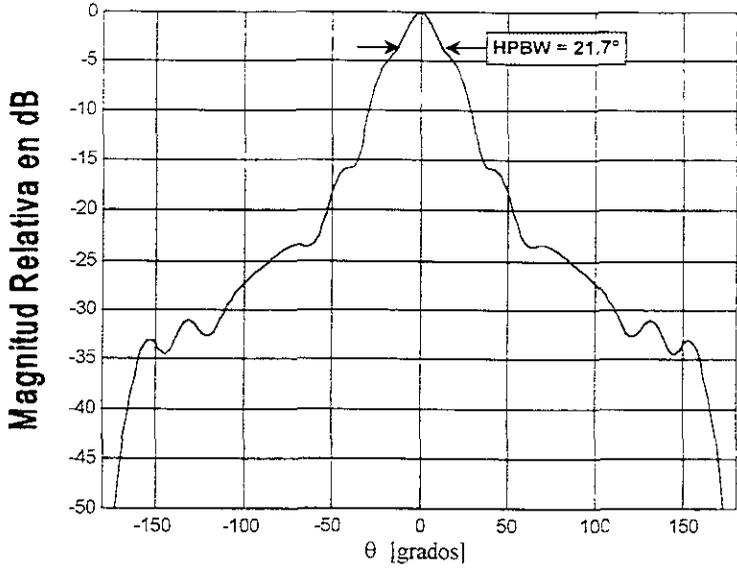


Figura 3.41 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones.

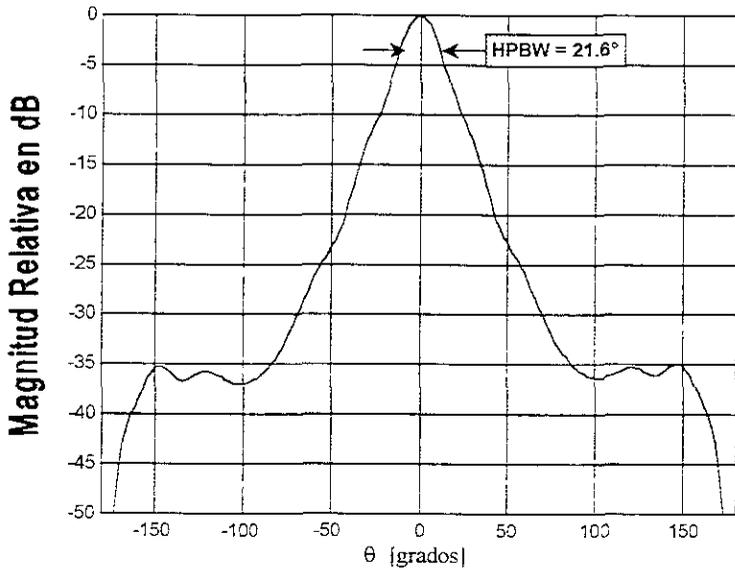


Figura 3.41 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

➤ COMPARACIÓN CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

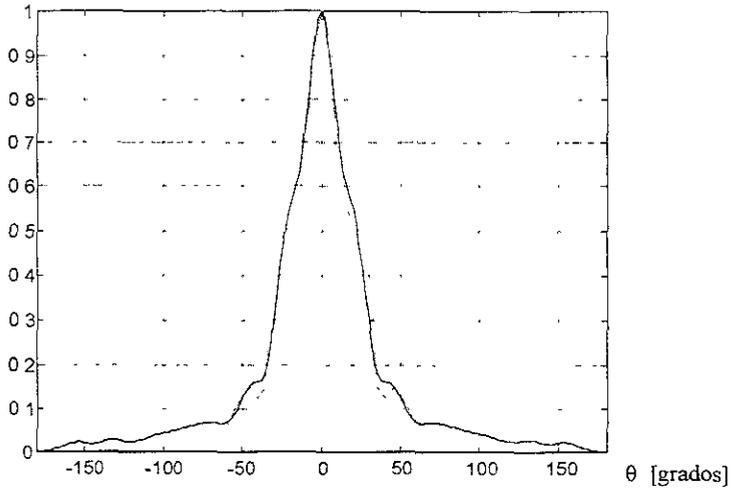


Figura 3.42 (a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación teóricos y experimentales

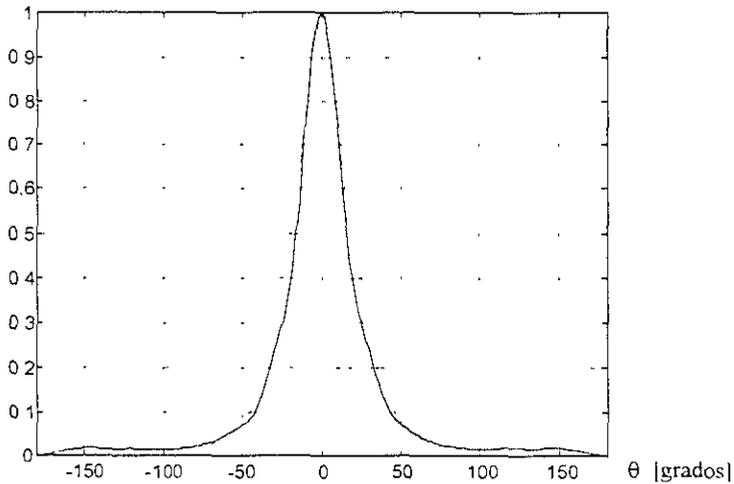


Figura 3.42 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación teóricos y experimentales

Experimentales [JAS92]

— Teóricos

Las figuras 3.41 muestran los resultados del análisis de las características de radiación de una antena de corneta cónica con paredes internas lisas con dimensiones $d=3.6\lambda$, $L=3.12\lambda$ y $\psi=30^\circ$

Se puede observar, al igual que los ejemplos anteriores, que el plano-E se caracteriza por tener más lóbulos laterales que el patrón en el plano-H. Sin embargo, si se analizan los anchos del haz de media potencia (HPBW), nos percatamos que en este ejemplo, a pesar de que la antena tiene el mismo diámetro que el ejemplo anterior, el ejemplo de las figuras 3.41 tiene anchos de haz ligeramente mayores, indicando que se redujo la directividad de la antena. Esto se debe a que el último ejemplo tiene una longitud de corneta L menor, por lo que el error de fase en la boca de la antena es mayor.

Puede observarse también, en las figuras 3.42, que los resultados teóricos son ahora más cercanos a los experimentales, inclusive en los lóbulos laterales del plano-E. Según los resultados hasta ahora presentados, el MTF presenta resultados más cercanos a la realidad conforme las dimensiones de la antena se incrementan y mejoran cuando el error de fase se acercó al valor de π .

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA DE DIMENSIONES $D=4.1\lambda$, $L=2.84\lambda$
 ($\psi=35.83^\circ$ $\delta_{MAX}=1.48\pi$)

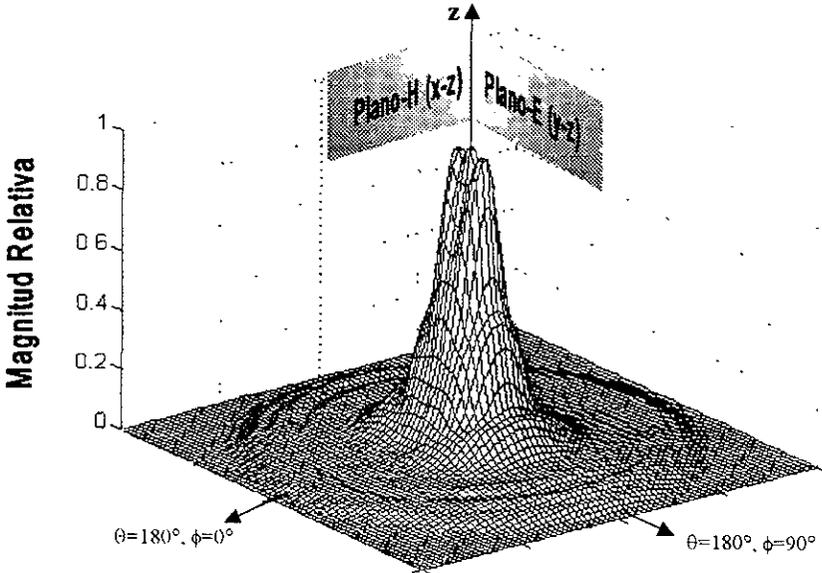


Figura 3.43 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta cónica de dimensiones $d=4.1\lambda$, $L=2.84\lambda$. ($\psi=35.83^\circ$ $\delta_{max}=1.48\pi$)

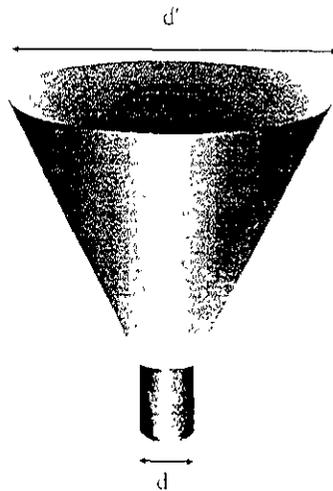


Figura 3.43 (b) Antena de corneta piramidal de dimensiones $d=4.1\lambda$, $L=2.84\lambda$
 ($\psi=35.83^\circ$ $\delta_{max}=1.48\pi$)

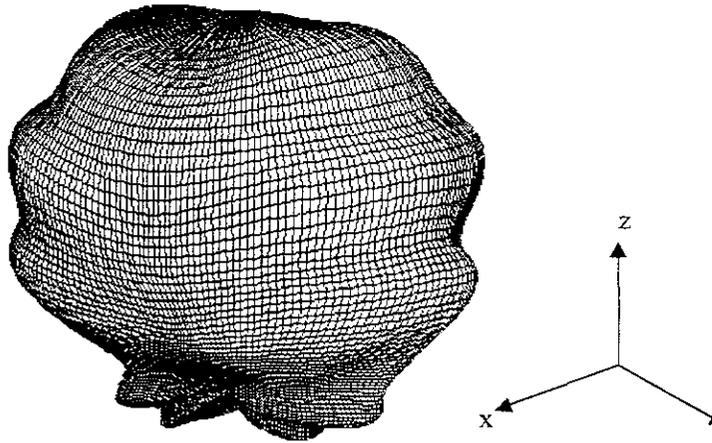


Figura 3.43 (c) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta cónica de dimensiones $d=4.1\lambda$, $L=2.84\lambda$, ($\psi=35.83^\circ$ $\delta_{max}=1.48\pi$)

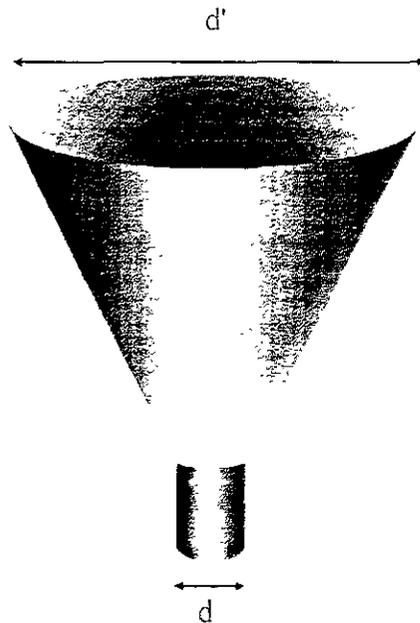


Figura 3.43 (d) Antena de corneta piramidal de dimensiones $d=4.1\lambda$, $L=2.84\lambda$ ($\psi=35.83^\circ$ $\delta_{max}=1.48\pi$)

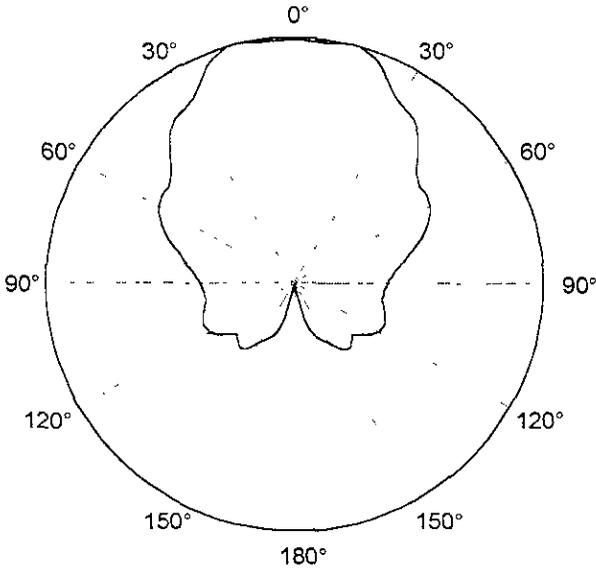


Figura 3.43 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación polar en tres dimensiones

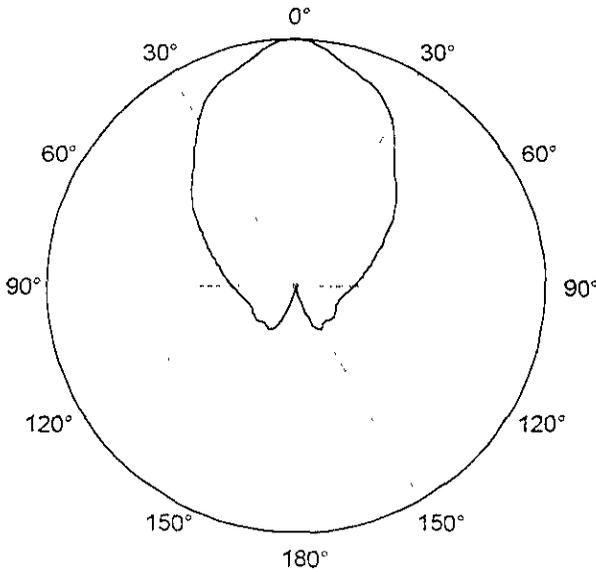


Figura 3.43 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación polar en tres dimensiones

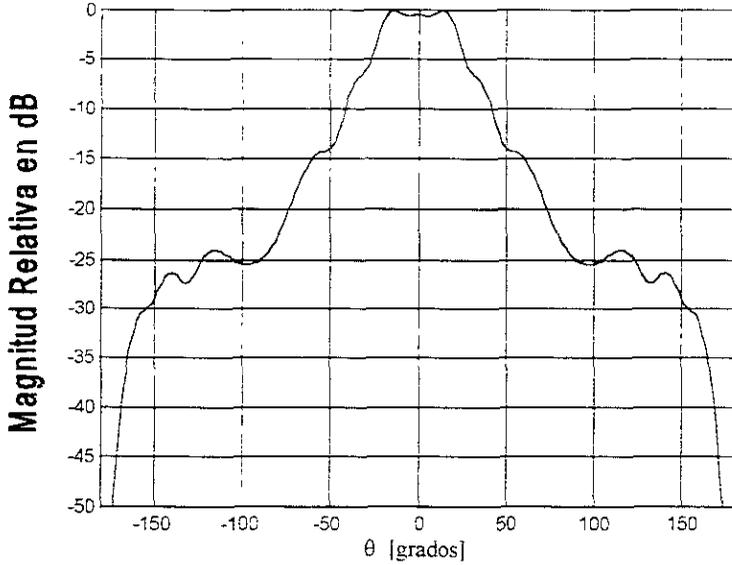


Figura 3.43 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones

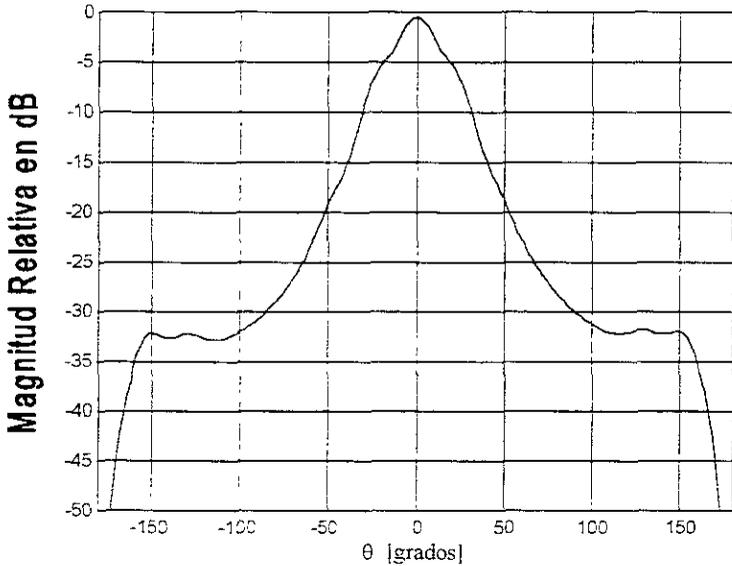


Figura 3.43 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones

COMPARACIÓN CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

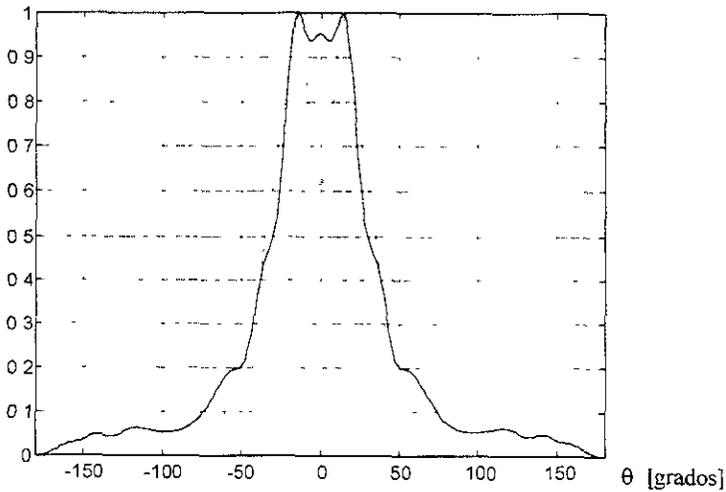


Figura 3.44 (a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación teóricos y experimentales

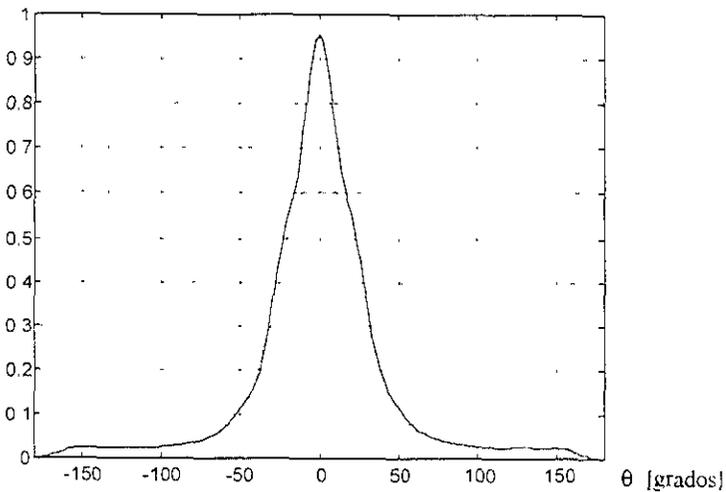


Figura 3.44 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación teóricos y experimentales

Experimentales [JAS92]

Teóricos

En el ejemplo mostrado en las figuras 3.43 puede observarse claramente que la antena de corneta cónica ha sido ensanchada demasiado, de tal forma que el error de fase máximo llega casi a un valor de 1.5π . Este error de fase provoca que el patrón de radiación ya no emita su máximo en la dirección $\theta=0^\circ$, y que su directividad disminuya. Vemos en la comparación de los resultados teóricos y los experimentales, sólo concuerdan en que el patrón de radiación se deforma en dos lóbulos principales en el plano-E y un lóbulo menor en el plano-H, pero no coinciden en los niveles de dichos lóbulos.

Los resultados presentados en esta sección, permiten establecer un rango de validez para el MTF, el cual va desde el punto de máxima radiación hasta unos 40° . Para verificar de nueva cuenta la validez del MTF, calcularemos ahora la directividad de una antena de corneta cónica en función del diámetro de su apertura y la longitud de la antena de corneta, mediante la fórmula 3.. La gráfica se muestra con los ejes en dimensiones logarítmicas, para observar mejor la región de operación de las antenas cónicas.

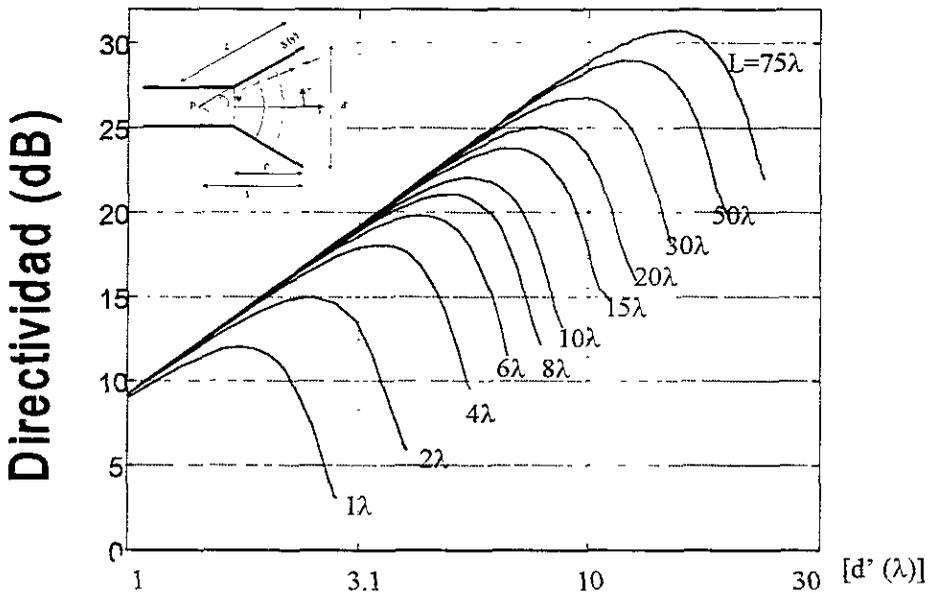


Figura 3.45 (a) Directividad de una antena de corneta cónica en función del diámetro de su apertura d' y la longitud de la antena L

La figura 3.45(a), resultó parecida a la figura presentada ⁶ por [BAL97] (pag. 697) y por [JAS92] (pag. 15-15), a excepción de algunas pequeñas diferencias de nivel entre algunas de las curvas. Cabe señalar que el origen de las curvas presentadas en la literatura es muy bien conocido, tal y como lo afirma [JAS92] y que han sido aceptadas debido a que otros investigadores han declarado que sus resultados varían entre 0.1 y 0.4 dB de los presentados en [BAL97] y [JAS92]. La directividad está expresada en dBi y la escala del diámetro de la apertura es logarítmica ($10 \log_{10} d$). De la experiencia del cálculo de estas curvas, se puede decir que el nivel de dichas curvas es muy sensible a cambios en el número de puntos de integración, y aunque algunas curvas presentan diferencia de hasta 0.5 dB en el punto de máxima directividad, la mayor parte, en especial para valores de $L > 2\lambda$ coinciden en un rango aceptable.

Estas curvas certifican que el método numérico usado en el presente trabajo resulta confiable para el cálculo de patrones de radiación mediante el MTF para aperturas circulares.

La figura 3.45(b) es una representación tridimensional de las mismas curvas de directividad:

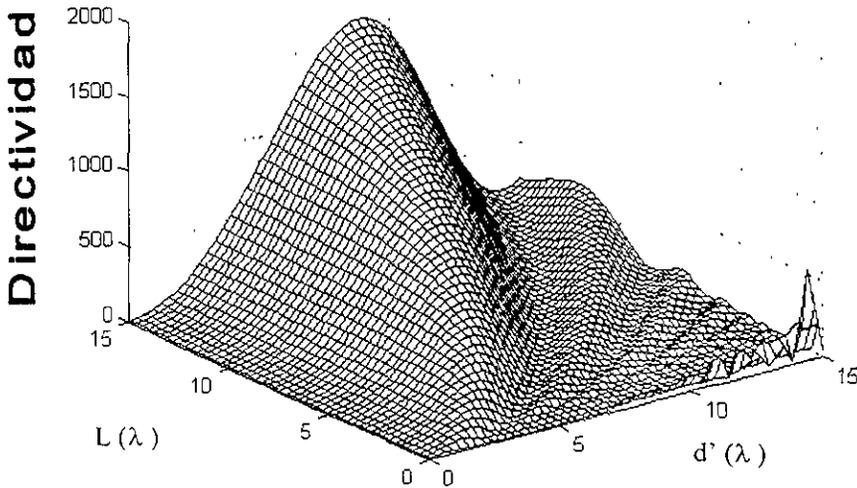


Figura 3.45 (b) Directividad de una antena de corneta conica en función del diámetro de su apertura d' y la longitud de la antena L .

3.5.1 Antenas de corneta cónicas de ganancia óptima.

Las dimensiones eléctricas para las cuales la ganancia de una antena de corneta cónica es óptima se pueden obtener a partir de la figura 3.43. El máximo de cada curva corresponde a [BAL97]:

$$d = \sqrt{3 \left(\frac{L}{\tan \psi} \right)} \quad (3.33)$$

En esta sección se han analizado las características de radiación de diferentes antenas de corneta cónicas con paredes internas lisas y sus características de directividad. Se ha demostrado que el Método de la Transformada de Fourier con su formulación discreta (Transformada Discreta de Fourier) produce resultados bastante próximos a la realidad y por lo tanto se seguirá utilizando para analizar otro tipo de antenas de corneta (capítulo 5).

Existen varios otros tipos de antenas de corneta, algunos de los cuales se resumen en la siguiente sección, aunque su análisis detallado se omitirá para dar paso al análisis de los alimentadores para reflectores parabólicos (capítulo 4) y al análisis de las antenas de corneta con paredes internas corrugadas (capítulo 5).

3.6 OTROS TIPOS DE ANTENAS DE CORNETA DE PAREDES INTERNAS LISAS

Existen otros tipos de antenas de corneta de paredes internas lisas, tales como las antenas de corneta diagonales (figura 3.46) y las antenas de corneta multimodo (figura 3.47), que debido a los propósitos de este trabajo fueron omitidos los detalles de su análisis. Sin embargo, para el caso de guías de onda de modos híbridos, se analizarán antenas de corneta cónicas modeladas con más de un modo de propagación para observar las características especiales que presentan sus patrones de radiación y sus ventajas para ciertas aplicaciones.

3.6.1 Antenas de corneta diagonales

Existe otro tipo de antenas con apertura cuadrada, cuya característica principal es que presentan patrones con alto grado de simetría en todos los planos. Como vimos en el análisis de aperturas rectangulares y cuadradas, su patrón de radiación no era simétrico en todos los planos, debido principalmente a que los campos dentro de la guía de ondas no tienen una distribución simétrica radial.

Una forma de obtener dicha simetría resultó al hacer que el campo eléctrico de una apertura rectangular ya no fuera paralelo a uno de los lados de la apertura, sino a su diagonal. De esta forma se obtiene un grado mayor de simetría radial en la distribución de campo en la apertura y por ende en el patrón de radiación.

Estas antenas pueden ser alimentadas con guías rectangulares o guías cilíndricas, como se muestra en la figura 3.46.

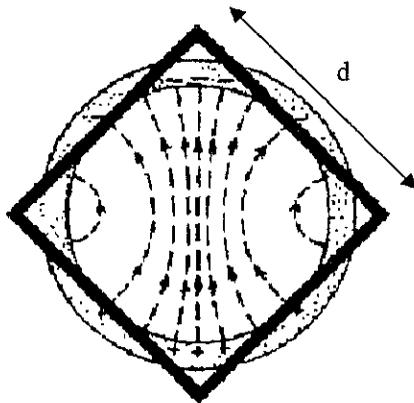


Figura 3.46 Sección transversal de una antena de corneta diagonal

Como ya se mencionó, estas antenas radian con mejores características de simetría su patrón respecto a las cornetas rectangulares clásicas, pero empeoran su nivel polarización cruzada. Debido a esto se ocupan en aplicaciones que no sean sensibles a los efectos de interferencia por polarización cruzada. La siguiente tabla resume las características de este tipo de antenas.

Tabla 3.3 Características generales de las antenas diagonales

Parámetro	Planos principales	Planos 45° y 135°
Ancho del haz de 3dB (HPBW)	58.5 λ/d	58.0 λ/d
Ancho del haz de 10 dB	101 λ/d	98 λ/d
Primer nulo	81 λ/d	70 λ/d
Primer lóbulo	96 λ/d	92 λ/d
Nivel del primer lóbulo	31.5 dB	19 dB
Segundo nulo	122 λ/d	122 λ/d
Segundo lóbulo	139 λ/d	147 λ/d
Nivel de segundo lóbulo	41.5 dB	24 dB

d es el tamaño de la apertura. ($d \times d$)

3.6.2 Antenas de corneta cónicas multimodo

El principal obstáculo de las antenas cónicas, a pesar de que radian con patrones más simétricos que las antenas rectangulares, es que su distribución de campo en la apertura no es lineal. Como sabemos, el modo dominante en una guía cilíndrica, el modo TE_{11} tiene componentes tanto horizontales como verticales, lo que produce patrones de radiación con alta polarización cruzada. Sin contar efectos de borde y otros factores que incrementan la interferencia por polarización cruzada.

Como veremos en el capítulo 5, existen algunos casos cuando se superponen dos modos de propagación dentro de una guía de ondas en que dicha suma resulta en la anulación de los campos eléctricos de polarización cruzada. Este fenómeno se puede observar en cornetas cónicas que transmiten los modos TE_{11} y TM_{11} y algunos otros de orden superior.

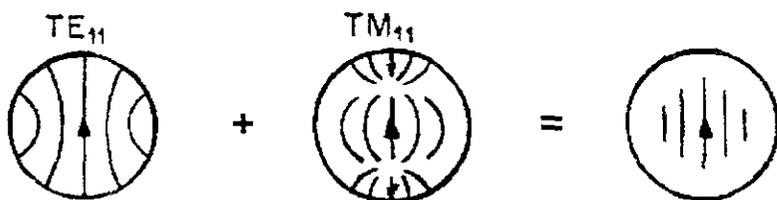


Figura 3.47 Superposición de modos dentro de una guía de ondas cilíndrica para obtener una distribución de campo linealmente polarizada

Las antenas cónicas multimodo, como la mostrada en la figura 3.48, se diseñan con dos secciones de guía de ondas circular (A y D), donde se excitan cada uno de los modos que se van a sumar. El diámetro de la sección A es de un tamaño tal que se propaga el modo TE_{11} , pero no tan grande para que se propague el modo TM_{11} ($1.84 < a < 3.83$). La sección B sirve para extender el diámetro de la guía hasta el diámetro de la sección D, donde sus dimensiones son las ideales para que se propague el modo TM_{11} , pero no para que se propague el modo TE_{12} ($3.83 < b < 5.33$). La sección E sirve para incrementar la ganancia como en una corneta convencional. La longitud de cada una de las secciones se calcula de tal forma que los modos lleguen en fase y se sumen constructivamente.

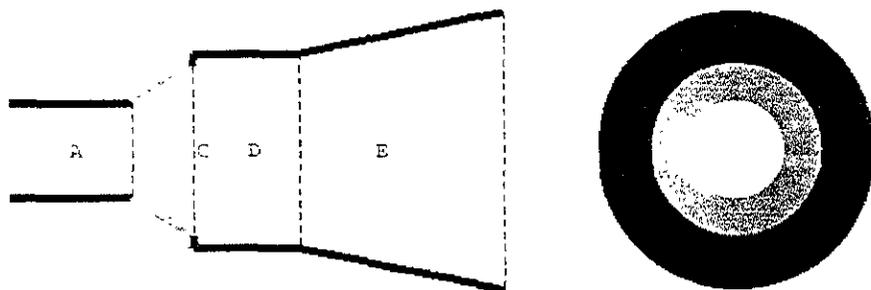


Figura 3.48 Sección transversal y vista frontal de una antena de corneta cónica multimodo con polarización lineal en el plano de la apertura

3.6.3 Antenas de corneta con fronteras *hard and soft*.

Los intentos por mejorar las características de radiación de las antenas de corneta, han llevado al desarrollo de muchos tipos de modificaciones a la geometría, modos de propagación internos, y fronteras de las guías de onda, con el fin de reducir los niveles de polarización cruzada, y de mejorar la simetría de los patrones

Para definir una antena como tipo hard o tipo soft, se recurre al concepto de impedancia de superficie dentro de una guía de ondas cilíndrica. Este concepto es muy usado dentro de la teoría electromagnética. Por ejemplo para un conductor perfecto su resistencia es cero, por lo que su impedancia de superficie es puramente reactiva, es decir $Z=jX$. Para una guía cilíndrica corrugada (ver capítulo 5), esta cantidad no es isotrópica, está definida, para la dirección sobre la circunferencia por:

$$Z_{\phi} = jX_{\phi} = \frac{E_{\phi}}{H_z} \quad (3-3)$$

mientras que para la dirección axial se tiene:

$$Z_z = jX_z = \frac{-E_z}{H_{\phi}} \quad (3-4)$$

Estas dos cantidades son muy útiles para estudiar los diferentes tipos de corneta con paredes internas corrugadas o con paredes internas lisas rellenas de material dieléctrico. La intención de ambos tipos de corneta es modificar los parámetros de impedancia de superficie y lograr así una distribución de campo adecuada.

Una antena de corneta con frontera "soft" es aquella donde se cumple que la impedancia de superficie en la dirección ϕ es nula y muy grande en la dirección axial z , es decir:

$$X_{\phi}=0 \text{ y } X_z=\infty \quad (3-5)$$

Una antena de corneta con frontera "hard" es aquella donde se cumple que la impedancia de superficie en la dirección ϕ es cero y muy grande en la dirección axial z , es decir:

$$X_{\phi}=\infty \text{ y } X_z=0 \quad (3-6)$$

Las antenas de corneta "soft" más comunes de paredes internas lisas se forman con material dieléctrico en su interior. Un cono sólido separado de la pared interna de la corneta con otro material con permitividad relativa ϵ_r baja (o aire), permite llegar a las condiciones de superficie soft y por lo tanto radia patrones con baja polarización cruzada y alta simetría. Otros ejemplos son antenas cuyas paredes conformadas con material dieléctrico (figura 3.49) y líneas de conductor en forma de microcinta perpendiculares a la dirección de propagación simulan una superficie con impedancia de superficie "soft".

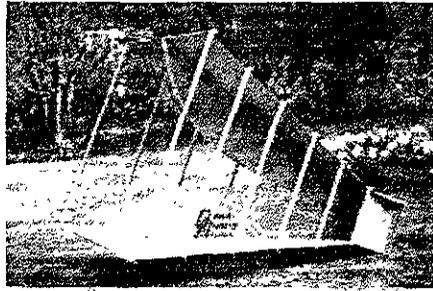


Figura 3.49 Antenas de corneta piramidal son superficie "soft"

Un ejemplo de antena con superficie hard es una antena cónica con corrugaciones a lo largo de la corneta rellenas de material dieléctrico, como se muestra en la figura 3.50. Estas antenas también radian patrones con alta simetría y baja polarización cruzada. [AS92].



Figura 3.50 Geometría de una antena de corneta cónica con corrugaciones longitudinales rellenas de material dieléctrico

3.7 APLICACIONES DE LAS ANTENAS DE CORNETA DE PAREDES INTERNAS LISAS

Debido a que la construcción, análisis y en general las características de radiación de las antenas de corneta han sido bien estudiadas, tienen una gran variedad de aplicaciones, dentro de las cuales destacan:

a) *Calibración y medición de otras antenas.*

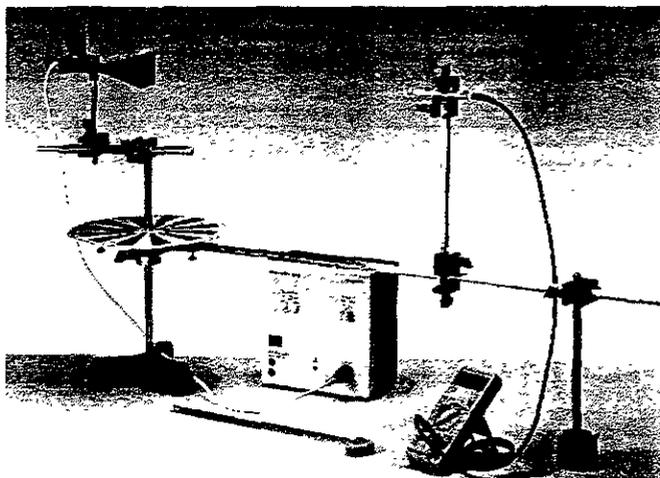


Figura 3.51 Calibración y medición de una antena de corneta

Las antenas de corneta se usan universalmente como estándares de calibración y medición de otras antenas. Su ganancia y patrones de radiación son bien conocidos (ver sección 3.3 y 3.4) por lo que es sencillo utilizarlas en cámaras anecoicas para medir las características de radiación de otras antenas.

b) Medición y barrido de frecuencias para detección de interferencias.

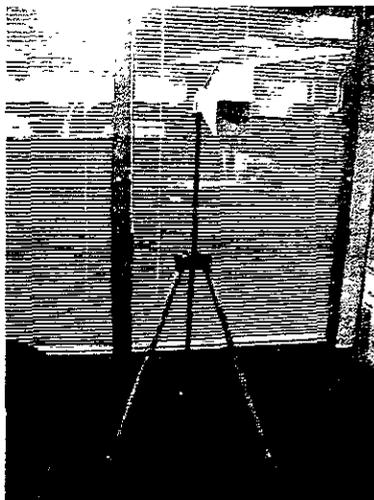


Figura 3.52 Antena de corneta piramidal destinada a medición de EMI (Interferencia Electromagnética).

Según el estándar ANSI C63.5-1998, las antenas de corneta se usan para mediciones de Interferencia electromagnética y calibración de antenas por arriba del rango de 1 GHz.

Enlaces punto a punto.

Se usan para enlaces punto a punto en el rango de frecuencias de microondas (, ya sea combinadas con reflectores o sin reflectores. Cuando se usan reflectores, la distancia del enlace aumenta considerablemente.

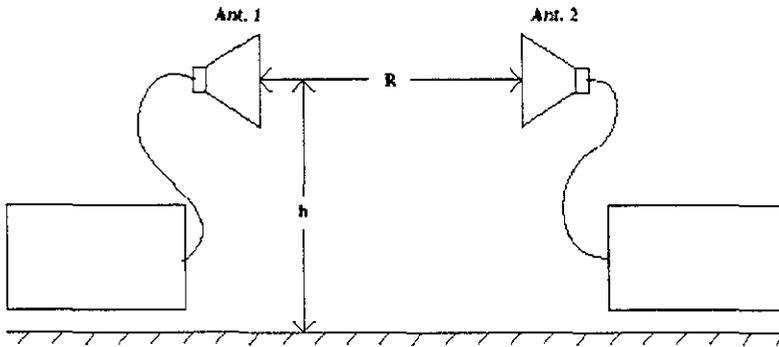


Figura 3.53 Diagrama de un enlace punto a punto a través de antenas de corneta

Alimentación para platos parabólicos.



Figura 3.54 Arreglo Cassegrain para alimentar un reflector parabólico de una estación terrena

Junto con la calibración de otras antenas, esta es la aplicación más importante de las antenas de corneta y a la que este trabajo se enfocará principalmente (capítulo 4). Algunas otras aplicaciones de las antenas de corneta son:

- e) *Arreglos para alimentar reflectores.*
- f) *Radares y rastreadores de objetos.*
- g) *Mediciones de radioastronomía.*

3.8 CONCLUSIONES

En este capítulo hemos estudiado las herramientas matemáticas del Método de Transformada de Fourier para el análisis de los patrones de radiación, directividad y ganancia de las antenas de corneta de paredes internas lisas más comunes. También se mencionaron propiedades de impedancia, acoplamiento y aplicaciones de estas antenas.

Los resultados obtenidos a través de la formulación del MTF en su forma discreta (Transformada Discreta de Fourier), concordaron perfectamente con los resultados presentados en [BAL97] en su estudio de antenas de corneta piramidales. Se presentaron patrones de radiación tridimensionales rectangulares y polares para enriquecer la visión y comprender mejor la forma en que radian estas antenas. No se ha encontrado en la literatura una representación de los patrones de radiación como la propuesta en este trabajo. La combinación de los resultados del programa en lenguaje C, con la capacidad gráfica del programa MATLAB versión 5, permitieron la representación mostrada en el presente capítulo y en los subsecuentes.

Se pudieron variar los parámetros principales de las antenas de corneta, como lo son su longitud axial, su área de apertura y su ángulo de ensanchamiento. Se encontraron interesantes propiedades del efecto del error de fase en la directividad, del aumento en las dimensiones de la apertura de la antena y en el efecto de la distribución de campo en el plano de la apertura.

Se presentaron interesantes resultados para las antenas de corneta cónicas y se compararon con resultados experimentales, obteniéndose interesantes conclusiones respecto al rango para el cual el MTF presenta resultados acercados a la realidad. No se encontraron en la literatura, representaciones y análisis tan detallados de las propiedades de radiación de las antenas de corneta cónicas, así como resultados de cálculo de directividad en un rango mayor que el presentado por [BAL97] y [JAS92].

Se entendió la forma en que afectan las distribuciones de campos en los patrones de radiación, aspecto que resultará útil para nuestro estudio del siguiente capítulo.

Finalmente se dio un breve resumen de otros tipos de antenas de corneta de paredes internas lisas, cuyo análisis y estudio se omitió para dar paso al estudio del principal objeto de estudio de este trabajo: las antenas de corneta de paredes internas corrugadas.

.9 REFERENCIAS

- BAL97] BALANIS, C.A., "*Antenna Theory. Analysis and Design*", John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997.
- COL85] COLLIN, R.E., "*Antennas and Radiowave Propagation*", McGraw-Hill, Singapore 1985.
- AS92] JASIK, H., "*Antenna Engineering Handbook*", McGraw-Hill, 1992.
- KEL62] KELLER, B., "*Geometrical Theory of Diffraction*", Journal of Optical Society of America, Volume 52, Number 2, February 1962.
- MEN75] MENTZER, C.A., "*Slope Diffraction and Its Application to Horns*", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-23, No.2, March 1975.
- NER99] NERI, R., "*Líneas de Transmisión*", Mc Graw Hill, México, 1999.
- POZ97] POZAR, D., "*Microwave Engineering*", John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997.
- QPAR] QPAR ANGUS Limited. "*Catálogo de Antenas de Corneta*"
<http://www.q-par.co.uk>
- ROS99] ROSADO, C., "*Comunicación por Satélite*", Limusa 1999
- SIL61] SILVER, S. "*Microwave Aperture Antennas and Diffraction Theory*", Journal of Optical Society of America, Volume 52, Number 2, February 1962.
- SUL01] SULLIVAN, D., "*Far Field Time-Domain Calculation from Aperture Radiators Using the FDTD Method*". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 49, No.3, March 2001.
- TIR92] TIRKAS, P.A., BALANIS, C.A., "*Finite Difference Time Domain Method for Antenna Radiation*", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 49, No 3, March 2001
- VAL01] VALLEJO, H., "*Comunicaciones Via Satélite y Recepción de TV*", Saber Electrónica, Editorial Quark 2001.
- VOL98] VOLAKIS, J L., et al. "*SABOR: Description od the Methods Applied for a Fast Analysis of Horn and Reflector Antennas*", IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.40, No 4, August 1998

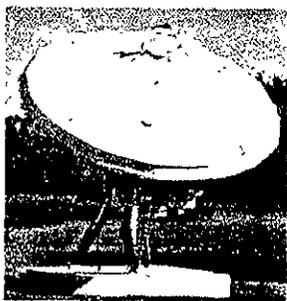
NOTAS:

4

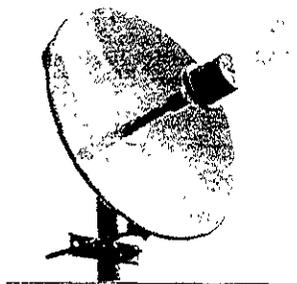
NECESIDAD DE ALIMENTADORES CON BAJA POLARIZACIÓN CRUZADA: REFLECTOR PARABÓLICO

4.1 INTRODUCCIÓN

Una de las principales aplicaciones de las antenas de corneta estudiadas en el capítulo anterior es la de funcionar como alimentadores de sistemas de antenas reflectoras. Estos sistemas se usan principalmente en las comunicaciones por satélite, en sistemas de radiotelescopios y en enlaces de microondas (figura 4.1)

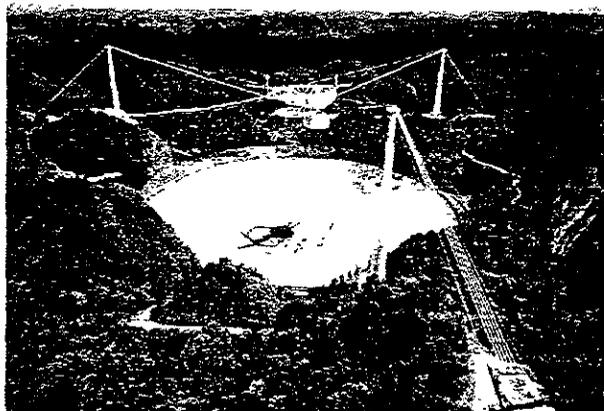


(a)



(b)

Figura 4.1 (a) Antena parabólica para una estación terrena (b) Plato parabólico para enlaces de microondas



(c)

Figura 4.1 (c) Radiotelescopio de Arecibo (Puerto Rico).

Las enormes distancias a las que se encuentran los satélites (especialmente los de órbita geoestacionaria) hace que sea particularmente importante el uso de un sistema de antenas que permita establecer un enlace a distancias tan grandes como 36,000 km (órbita aproximada de un satélite geoestacionario), es decir que las antenas presenten una alta ganancia. De nuestros resultados, sabemos que para incrementar la ganancia de una antena, es necesario incrementar sus dimensiones eléctricas, por lo que las antenas de alta ganancia deben ser de un tamaño mayor al de las antenas normales. En este capítulo discutiremos brevemente la conveniencia de usar reflectores parabólicos.

Las órbitas geoestacionarias están siendo pobladas rápidamente, por lo que la distancia angular entre dos satélites se ve cada vez más reducida y por lo tanto aumenta el nivel de interferencia entre los enlaces de dos satélites vecinos, lo que requiere de antenas con niveles muy bajos de lóbulos secundarios, de pequeños anchos del haz y de grandes directividades.

Los enlaces por satélite tienen la característica llamada "Reuso de frecuencias". Esta característica permite a los satélites transmitir dos señales diferentes, en el mismo ancho de banda, pero con diferentes polarizaciones (ver capítulo 1). Los tipos de polarización que estudiaremos en este capítulo, son polarización horizontal y polarización vertical. También puede utilizarse polarización circular derecha y polarización circular izquierda. En la práctica, los diferentes sistemas de antenas pueden manejar ambas polarizaciones pero en ciertos casos presentan una interferencia intrínseca entre las señales que viajan en polarización horizontal y las que lo hacen en polarización vertical.

En este capítulo definiremos lo que se entiende por polarización cruzada, analizaremos los patrones de polarización cruzada de diferentes alimentadores o antenas de corneta y buscaremos, con base en el estudio de los reflectores parabólicos, un alimentador ideal para un reflector de este tipo para aplicaciones de enlaces satelitales.

Resumiendo, como se explicará a continuación, los enlaces satelitales requieren de alimentadores que, junto con su reflector parabólico, brinden:

- ♦ Lóbulos secundarios pequeños (alrededor de 35 dB por debajo del principal).
- ♦ Alta ganancia y alta eficiencia.
- ♦ Bajos niveles de polarización cruzada (del orden de 35 dB de aislamiento).

2 ANTENAS PARA COMUNICACIONES POR SATÉLITE

La transmisión mediante satélite constituye una excelente forma de comunicación a larga distancia, ya sea alrededor de la Tierra o a través de un terreno difícil. También proporciona los medios efectivos para la radiodifusión de la misma señal hacia un gran número de estaciones receptoras.

Los tipos de satélites que más comúnmente se emplean en las redes de comunicaciones son los satélites *geoestacionarios*, que orbitan la Tierra sobre el plano ecuatorial y con un período angular idéntico al de rotación terrestre. Resulta evidente que, dado que sólo existe una región en la cual pueden colocarse los satélites GEOs para que cumplan esa aparente condición de estacionalidad, la cantidad de satélites que puede colocarse en dicha región no sólo se ve limitada por factores de espacio disponible, sino además por factores que tienen que ver directamente con los sistemas de comunicaciones sí.

En primer lugar, de acuerdo con los estudios reportados por la teoría de antenas y citados en los capítulos 2 y 3 de este texto, debemos recordar que los patrones de radiación de cualquier antena de apertura están conformados por la existencia de lóbulos de radiación. Estos lóbulos representan las propiedades de transmisión y recepción de las antenas con respecto a los niveles de potencia presentes tanto en la transmisión como en la recepción de un sistema de antena en particular.

Recordando lo visto en el capítulo 3, se tiene que el intervalo angular en el cual la potencia de transmisión (o recepción) decrecía a la mitad con respecto a su valor máximo (*HPBW* o Ancho del Haz), oscilaba entre los 10° y los 20° en promedio, dependiendo de las dimensiones eléctricas de cada antena; es decir, una antena de corneta receptora, con un ancho de 10° con respecto a la dirección de máxima radiación puede estar recibiendo suficiente potencia como para poder detectar la señal aún cuando no esté dirigida a ésta.

Como ya se ha mencionado, en la práctica, una de las principales aplicaciones de las antenas de apertura, más específicamente, de las antenas de corneta es la de servir como alimentadores de los sistemas con reflector parabólico. La ventaja de este tipo de configuraciones radica en la enorme directividad con la que se caracterizan sus patrones de radiación, razón por la cual la mayor parte de sus aplicaciones están orientadas a las comunicaciones por satélite.

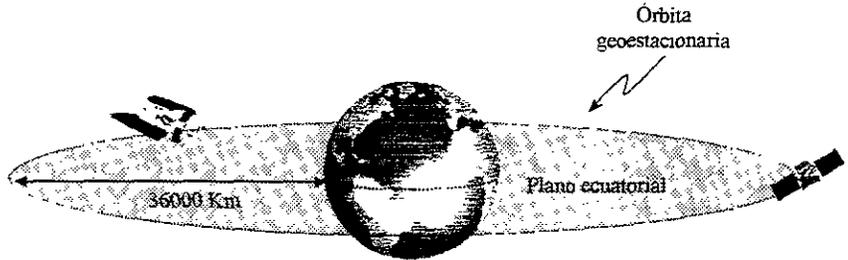


Figura 4.2 Modelo de satélites ubicados en órbita geoestacionaria.

De acuerdo con lo mostrado en la figura 4.2, se tiene que la órbita geoestacionaria corresponde a la indicada por la línea punteada.

Suponiendo, que el sistema de comunicaciones terrestre (estación terrena) cuenta con una antena con reflector parabólico alimentada por una corneta y cuyo ancho del haz es de aproximadamente 6° , el número máximo de satélites que puede haber, evitando que más de la mitad de la potencia de una señal sea recibida por un satélite al cual no se envió sería 60; del mismo modo, si se lograra reducir el ancho del haz de la antena de la estación terrena a 4° , el número máximo de satélites que podría haber en órbita geoestacionaria sería de 90.

Como puede verse, al aumentar la directividad de la antena de la estación terrena (disminuyendo el ancho del haz), se logra que exista una menor interferencia entre las señales emitidas y recibidas hacia y desde el satélite, con lo que podría pensarse en un aumento en su número; sin embargo, la cantidad de ellos sigue siendo pequeña comparada con la gran demanda que han tenido los servicios satelitales en los últimos años.

Con lo anterior, se quiere decir que para gran parte de aplicaciones de telecomunicaciones, no basta con tener una antena de apertura funcionando por sí misma (y como prueba de ello pueden verse las aplicaciones mostradas en la figura 4.1), sino que es necesario utilizar sistemas basados en reflectores parabólicos que contribuyan a mejorar los aspectos de ganancia y directividad.

Cabe mencionar que las nuevas regulaciones emitidas por la FCC requieren que exista un espaciamiento de 2° entre satélites, con lo cual surge un nuevo reto en la mejora de los sistemas de transmisión.

Aunado a los problemas que representa lo concerniente al ancho del haz, se tiene la presencia de lóbulos secundarios, los cuales deben estar por debajo de los 35 dB con respecto al lóbulo principal.

Por otra parte, para poder aprovechar al máximo las capacidades del canal de transmisión (espacio libre), muchos de los sistemas de transmisión por microondas (incluyendo los satelitales) recurren a lo que se denomina *reuso de frecuencias*; esto es, aprovechan la propiedad de una onda electromagnética de poder polarizarse linealmente (ver capítulo 1) y transmitir y/o recibir señales en modos de polarización ortogonales (que no interfieran entre sí); tal es el caso de la polarización *vertical* y *horizontal*. Con esto, lo que se consigue es aprovechar el mismo espacio y la misma banda de frecuencias para

ler "superponer" dos señales sin que exista interferencia de una contra otra, lo que limita la capacidad efectiva del canal.

Los sistemas satelitales incluyen en su contexto de operación, el uso de polarizaciones ortogonales para la transmisión y recepción de señales; sin embargo, recordemos que en la práctica las ondas electromagnéticas que se propagan a grandes distancias pueden sufrir variaciones, ya sea debido al medio o bien debido a los mismos sistemas de transmisión/recepción, con lo que, en muchos de los casos, su polarización no permanece constante a lo largo de toda su trayectoria.

Por ello, en todos los sistemas de comunicaciones por microondas que utilicen el uso de frecuencias (especialmente en los sistemas satelitales), es preciso tener especial cuidado en el aspecto de polarización, ya que, como se verá más adelante, no todos los alimentadores de corneta son los más apropiados para los sistemas con reflector parabólico. El uso de un determinado alimentador dependerá, al igual que en muchos otros casos, de cada aplicación en particular.

3 POLARIZACIÓN CRUZADA

Considérese un sistema de antena con reflector parabólico que radia un campo electromagnético en la dirección z con componentes E_x y E_y . Si se utilizara un dipolo como antena receptora y se orientara con su eje paralelo a E_y , entonces la señal recibida por el dipolo no tendría ninguna contribución por parte de la componente E_x del campo radiado y la potencia de la señal en dicha dirección quedaría completamente desaprovechada. En este caso se dice que la componente E_x del campo eléctrico se encuentra en *polarización cruzada* con respecto a la polarización esperada por el receptor, lo cual reduce la ganancia efectiva del sistema.

Siguiendo con el esquema establecido en los capítulos anteriores, considérese que el campo \mathbf{E} radiado por una antena de apertura tiene componentes:

$$\mathbf{E} = (E_r = 0)\mathbf{a}_r + E_\theta\mathbf{a}_\theta + E_\phi\mathbf{a}_\phi \quad (4.1)$$

Puesto que hasta ahora (capítulos 2 y 3) hemos considerado que la distribución del campo eléctrico sobre la apertura está orientado principalmente en la dirección y , consideremos a ésta como la dirección de polarización de la onda, por lo que en la zona de campo lejano, las dos componentes de campo E_θ y E_ϕ deben mantener una relación de manera que el campo resultante sea pura y linealmente polarizado teniendo una orientación espacial óptima. Dicha relación puede establecerse considerando el sistema mostrado en la figura 4.3. El campo emitido por el plato parabólico debe ser recibido por un dipolo paralelo al eje y (dirección de polarización deseada)

El valor de E_r se considera igual a cero, puesto que para el análisis en la región del campo lejano se considera que la onda electromagnética se propaga en modo TEM

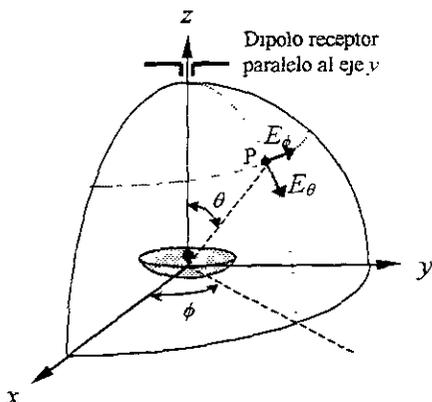


Figura 4.3 Esquema con las componentes de campo radiadas por el sistema para el análisis de polarización

Si el dipolo se desplaza hacia cualquier dirección pero sin rotarlo (manteniéndolo siempre paralelo al plano $y-z$), entonces siempre recibirá la componente de campo eléctrico siempre paralelo al eje y , denominada como *campo co-polarizado (copolarized field)*; mientras que la componente de campo que es perpendicular a dicha polarización se denominará como *campo de polarización cruzada (cross-polarized field)*.

Si ahora, en lugar de mover el dipolo, se mueve la antena de transmisión de tal manera que su eje de apuntamiento se mueva a lo largo de un gran círculo hacia un ángulo ϕ en particular, se definirá un punto P con coordenadas θ y ϕ en donde existe un campo eléctrico radiado $\mathbf{E}(\theta, \phi)$ definido como:

$$\mathbf{E}(\theta, \phi) = E_{\theta}(\theta, \phi)\hat{\mathbf{a}}_{\theta} + E_{\phi}(\theta, \phi)\hat{\mathbf{a}}_{\phi} \quad (4.2)$$

En donde: E_{θ} es la componente del campo eléctrico radiado en la dirección θ y E_{ϕ} es la componente del campo eléctrico radiado en la dirección ϕ .

Si rotamos al punto P , de tal modo que coincida con el eje z , es posible representar al campo $\mathbf{E}(\theta, \phi)$ en sus componentes E_x y E_y , de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{\theta} \cos \phi - E_{\phi} \sin \phi \\ E_y &= E_{\theta} \sin \phi + E_{\phi} \cos \phi \end{aligned} \quad (4.3)$$

En donde E_x es el *campo de polarización cruzada* y E_y es el campo eléctrico con la polarización deseada. Para que el campo de polarización cruzada valga cero, el campo eléctrico debe cumplir la siguiente condición.

$$E_{\phi}(\theta, \phi) \cos \phi = E_{\theta}(\theta, \phi) \sin \phi \quad (4.4)$$

Una vez establecido esto, es posible analizar las características de polarización que presentan las ondas electromagnéticas radiadas por antenas del mismo tipo que las presentadas en el capítulo 3 y definir qué tanto se aproximan o no a la condición (4.4).

4.3.1 Patrones de polarización de antenas de corneta

De acuerdo con las ecuaciones (4.3), es posible calcular las componentes de campo polarizado y de polarización cruzada a partir de las componentes del campo eléctrico E_θ y E_ϕ . Hasta ahora, todos los resultados mostrados se han obtenido al utilizar el TF para diferentes casos y en donde el programa de cómputo utilizado resuelve la integral de Fourier de la ecuación (2.21), determinando así los valores del campo eléctrico por las aperturas. Para calcular ahora los patrones de polarización de algunas configuraciones de antenas de apertura, se modifica el programa mencionado agregando funcionalidad expresada en las ecuaciones (4.3). A continuación se muestran los resultados del análisis de patrones de polarización producidos por algunas de las configuraciones de antenas presentadas en el Capítulo 3.

➤ PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-E CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO SOBRE LA GUÍA EN MODO TE_{10} ($A=0.5\lambda$, $B'=2.75\lambda$, $L=6\lambda$)

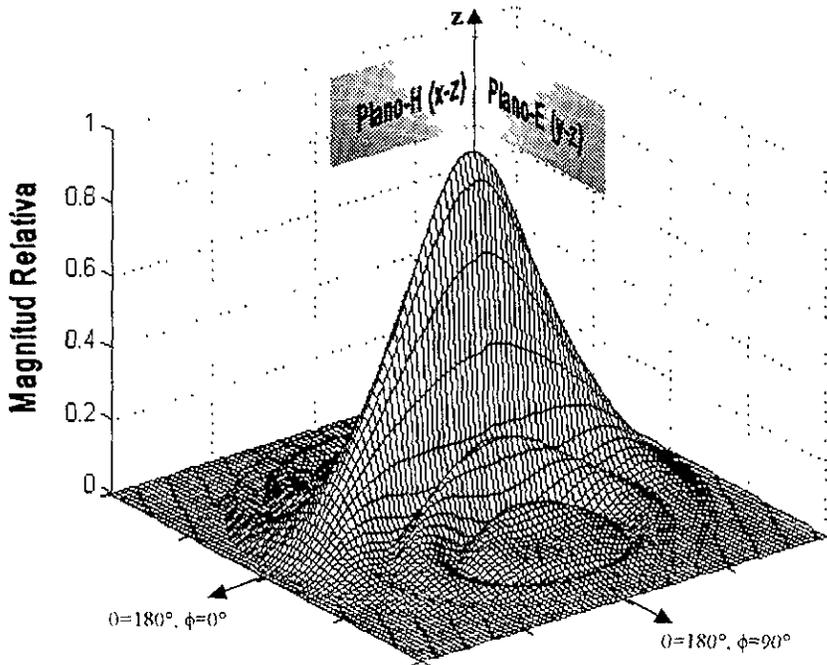


Figura 4.4 (a) Patrón de radiación co-polarizado (E_x) producido por una antena de corneta sectorial plano-E, con distribución de campo sobre la guía de ondas en modo TE_{10} ($a=0.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$, $L=6\lambda$)

Si se observa el patrón de radiación mostrado en la figura 4.4(a), puede verse que es idéntico al mostrado en la figura 3.10(a) (Capítulo 3, página 3-17), es decir, el patrón de radiación del campo eléctrico total es igual al patrón de radiación del campo eléctrico co-polarizado.

Lo anterior significa que todo el campo eléctrico radiado se encuentra orientado en una misma dirección, para este caso, en la dirección y . Esto quiere decir que el campo eléctrico radiado por la apertura se encuentra no sólo linealmente polarizado, sino que cuenta con componentes de campo en polarización cruzada (dirección x). Esto puede verse fácilmente si se grafican la componentes del campo eléctrico en polarización cruzada en forma de un patrón en tres dimensiones, como lo muestra la figura 4.4(b).

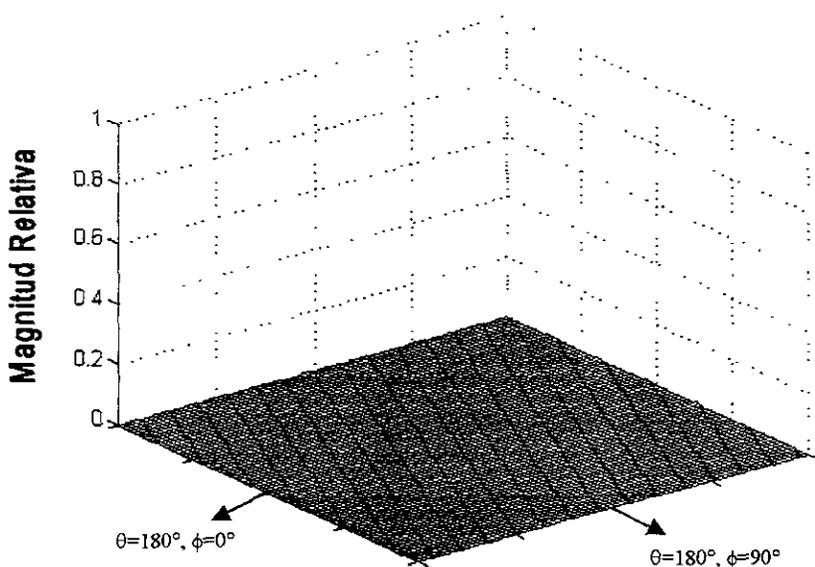


Figura 4.4 (b) Patrón de radiación de polarización cruzada (E_x) producido por una antena de corneta sectorial plano-E, con distribución de campo sobre la guía de ondas en modo TE_{10} ($a=0.5\lambda$, $b'=2.75\lambda$, $L=6\lambda$).

La figura 4.4(b) indica que no existen componentes de campo eléctrico en polarización cruzada producidos por la antena de corneta plano-E. Lo anterior se cumple para cualquier antena de este tipo, tanto con distribución de campo constante como en modo dominante.

PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UNA ANTENA DE CORNETA SECTORIAL PLANO-H CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO SOBRE LA GUIA EN MODO DOMINANTE ($a' = 5.5\lambda$, $b = 0.5\lambda$, $L = 6\lambda$)

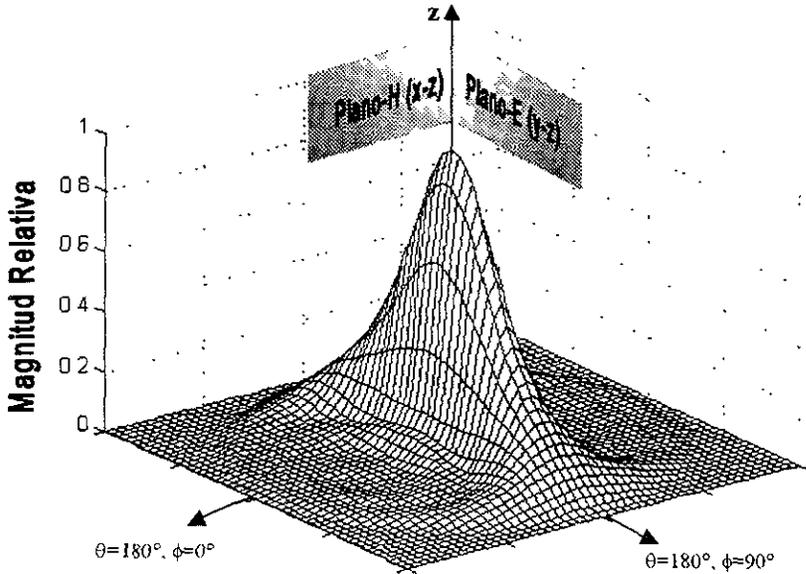


Figura 4.5 (a) Patrón de radiación co-polarizado producido por una antena de corneta sectorial plano-H con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($a'=5.5\lambda$, $b=0.5\lambda$, $L=6\lambda$)

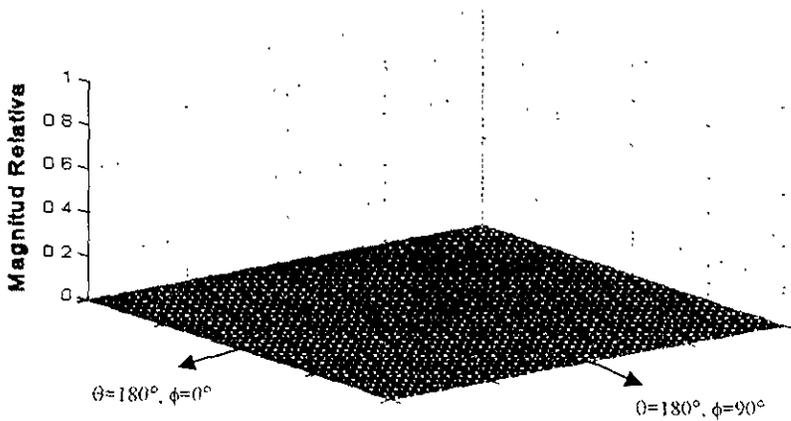


Figura 4.5 (b) Patrón de radiación cross-polarizado producido por una antena de corneta sectorial plano-H con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($a'=5.5\lambda$, $b=0.5\lambda$, $L=6\lambda$)

⇒ PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UNA ANTENA DE CORNETA PIRAMIDAL CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO ELÉCTRICO SOBRE LA GUÍA EN MODO DOMINANTE ($a' = 5.5\lambda$, $b = 2.75\lambda$, $L=6\lambda$)

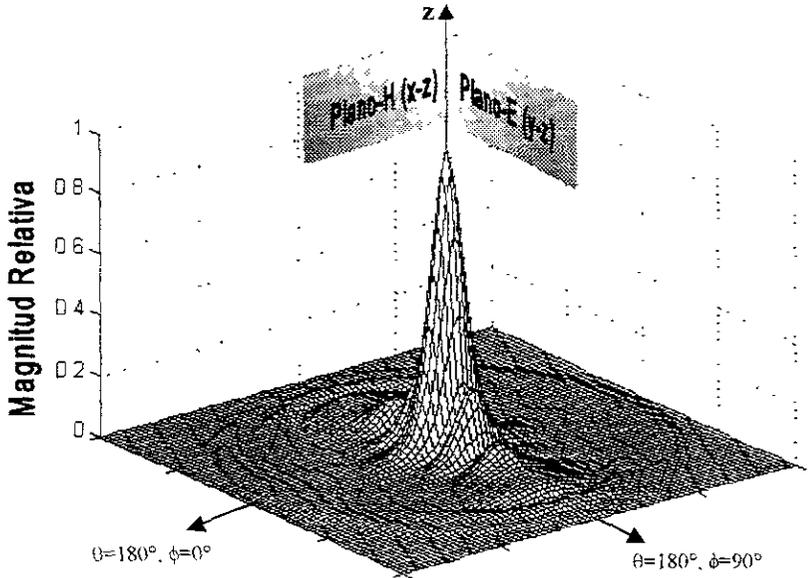


Figura 4.6 (a) Patron de radiación co-polarizado producido por una antena de corneta piramidal con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($a'=5.5\lambda$, $b=2.75\lambda$, $L=6\lambda$).

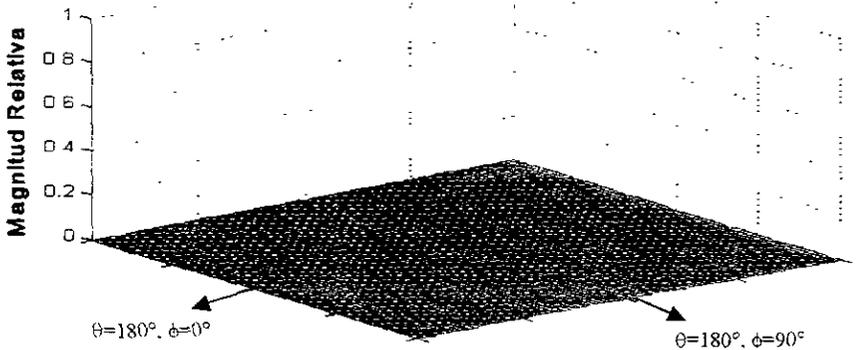


Figura 4.6 (b) Patron de radiación de polarización cruzada producido por una antena de corneta piramidal con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($a'=5.5\lambda$, $b=2.75\lambda$, $L=6\lambda$).

De acuerdo con las figuras 4.4, 4.5 y 4.6, el patrón de radiación de una corneta *Planar* Plano-E y H, así como el de una corneta *piramidal* con distribución de campo *trico* en modo dominante sobre la guía de ondas (antes del ensanchamiento), tiene *ponentes* de campo eléctrico en polarización cruzada prácticamente nulas.

Si se realizara este mismo análisis para el caso de cornetas rectangulares y aperturas *angulares* con distribución de campo uniforme, se observarían los mismos resultados. *anterior* tiene una justificación matemática, la cual puede resumirse de la siguiente *nera*: recuérdese que por convención, la distribución del campo eléctrico tangencial *re* la boca de una apertura rectangular se encuentra orientado en la dirección y *cción* del campo co-polarizado); puesto que el MTF propuesto para el análisis se basa *el* hecho de realizar una integral de superficie sobre el plano de la apertura, es fácil *ertir* que dicha integral que opera con vectores en coordenadas rectangulares, en *gún* momento provoca que existan contribuciones de campo eléctrico de la dirección y *la* la dirección x (dirección del campo en polarización cruzada), es decir, la *nsformada* de Fourier vectorial del campo eléctrico (en la dirección y) en ningún *mento* producirá contribuciones de campo radiado en la dirección x . Es por ello que *as* las aperturas rectangulares (y circulares) cuya distribución de campo eléctrico esté *pletamente* orientada en la dirección de co-polarización, no deberá tener niveles de *po* radiado en polarización cruzada.

Cabe señalar que para el caso de las cornetas y en general, aperturas rectangulares, la *metría* rectangular es el factor principal que contribuye para esta característica, ya que *ontar* con paredes internas rectas y orientadas paralelamente y perpendicularmente a *campos* eléctricos presentes dentro de la guía de ondas, permiten que el campo *trico* radiado hacia todas direcciones tenga una sola orientación (campo co-*arizado*). Como ya se ha mencionado, la propiedad de baja polarización cruzada que *entan* este tipo de antenas, resulta muy conveniente en aplicaciones de sistemas con *ector* parabólico, sin embargo, debido a su geometría, una antena de apertura *angular* no siempre es la más adecuada para este tipo de aplicaciones. Esto se trata *más* detalle en la sección 4.4 de este capítulo.

Es conveniente señalar que todos los resultados aquí expuestos fueron obtenidos con *plicación* de un método numérico, y que en algunos casos las componentes de campo *polarización* cruzada no fueron exactamente cero, sin embargo, aquí se han mostrado *niveles* del campo eléctrico radiado normalizados con respecto al valor de radiación *rima*, por lo que podemos apreciar que la magnitud de estos son prácticamente *preciables*.

⇒ PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO SOBRE LA GUÍA EN MODO DOMINANTE ($d' = 1.4\lambda$, $L=7.9\lambda$)

Considérese ahora, el caso de una antena de corneta cónica alimentada por una guía de ondas con distribución de campo en modo TE_{11} .

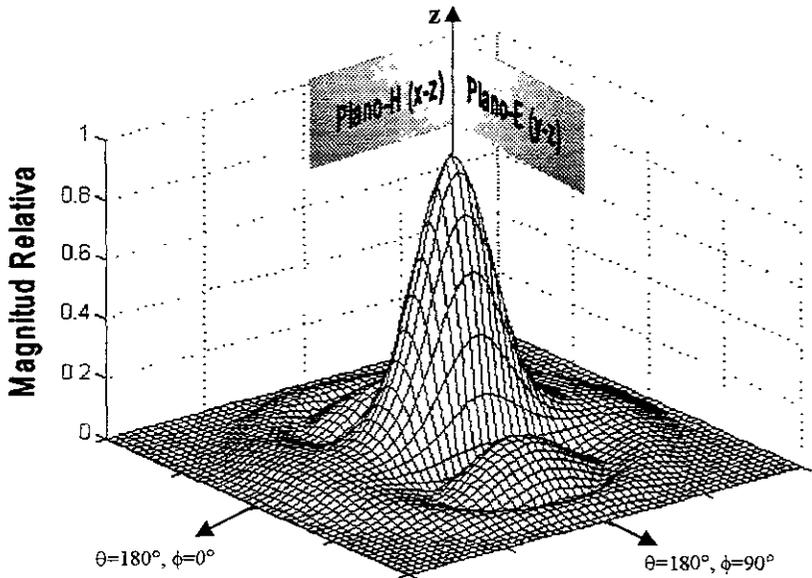


Figura 4.7 (a) Patrón de radiación co-polarizado producido por una antena de corneta cónica con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($d'=1.4\lambda$, $L=7.97\lambda$).

Si se compara el patrón de radiación de la figura 4.7(a) con el correspondiente de la figura 3.34(a) (Capítulo 3), puede apreciarse que, a diferencia de lo que pasaba con las antenas de corneta de apertura rectangular, éstos patrones son a simple vista diferentes entre sí, a pesar de que se trata de la misma configuración de análisis. Esto significa que para el caso de una antena cónica con distribución de campo sobre la guía en modo dominante, la distribución del campo eléctrico total no es igual a la distribución del campo eléctrico co-polarizado (E_y); esto se debe a que para éste caso existirá componentes de campo en polarización cruzada (E_x), las cuales ocasionan que parte de la energía radiada por la antena esté orientada en una dirección diferente a la deseada.

Como ya se mencionó, la razón por la cual el campo radiado por una apertura tiene componentes en polarización cruzada se debe, en primer lugar, a la presencia de dichas componentes desde el plano de la apertura. Si se observan las ecuaciones que describen al campo eléctrico en modo dominante sobre una guía de ondas cuadrada (ecuación 2.41) y se compara con la ecuación del campo eléctrico en modo dominante para una guía de ondas circular (ecuación 2.46) se tiene que ésta última involucra componentes de campo en la dirección x (E_x) desde el plano de la apertura; es por ello que resulta lógico que el patrón de radiación de una corneta alimentada por una guía de ondas en modo TE_{11} tenga componentes de campo radiado en polarización cruzada.

Para poder determinar qué porcentaje del campo eléctrico total está polarizado en la dirección x , es necesario conocer el patrón de radiación de polarización cruzada, el cual se ilustra en la figura 4.7(b).

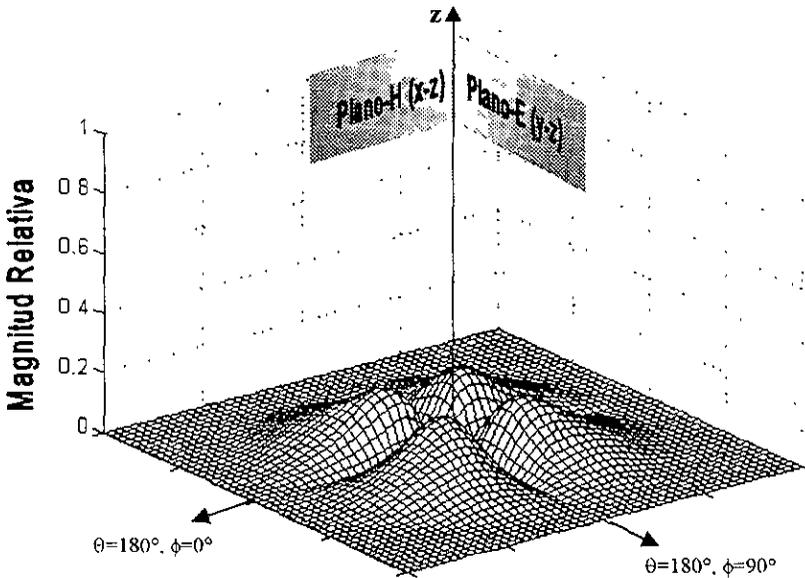


Figura 4.7 (b) Patrón de radiación de polarización cruzada producido por una antena de corneta cónica con distribución de campo sobre la guía en modo dominante ($a=5.5\lambda$, $b=2.75\lambda$, $L=6\lambda$).

En la figura 4.7(b), a diferencia de las figuras 4.4(b), 4.5(b) y 4.6(b), puede observarse que existen 4 lóbulos del patrón de radiación tridimensional del campo E_r ; sin embargo, a simple vista no es posible determinar el grado de influencia del campo de polarización cruzada, por lo que a continuación se ilustra una comparación entre las distribuciones de E_r y E_x .

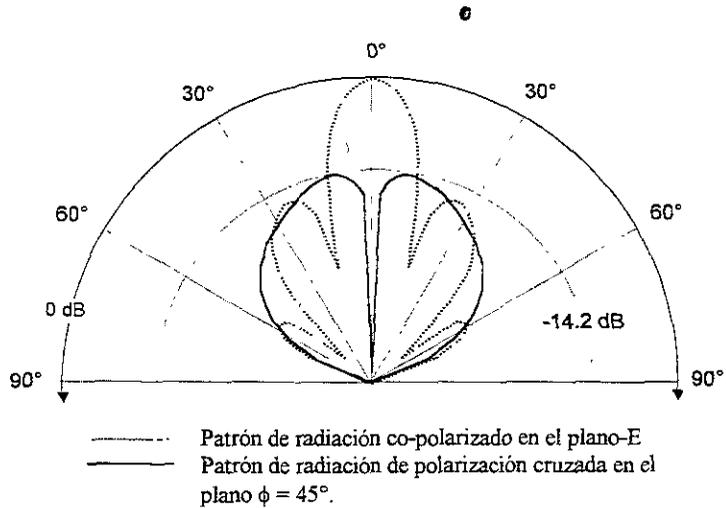


Figura 4.7 (c) Comparación entre el corte transversal del patrón de radiación co-polarizado en plano-E (Figura 4.7(a)) y el corte transversal del patrón de radiación de polarización cruzada (Figura 4.7(b)) en el plano $\phi=45^\circ$.

En la figura 4.7(c), puede verse que los lóbulos del patrón de radiación de polarización cruzada están únicamente a -14.2 dB con respecto al lóbulo principal. Este resultado resulta importante, ya que una antena cónica que emite este tipo de radiación, no cumple con la condición de baja polarización cruzada deseable para las aplicaciones que previamente se mencionaron en la sección 4.1.

Bajo estas circunstancias, podría decirse que el tipo de antenas más adecuado para aplicaciones con reflector parabólico es el de aperturas rectangulares, sin embargo, en la sección siguiente, veremos el por qué resulta necesario contar con antenas cónicas que, a pesar de la distribución de campo en la guía de ondas, puedan emitir con bajos niveles de polarización cruzada.

4.4 REFLECTOR PARABÓLICO

Como se mencionó al principio del capítulo, una de las cualidades deseables para una antena de corneta es que posea determinadas características que le permitan funcionar como alimentadores para sistemas con reflectores parabólicos.

El tipo de antena que se tratará en esa sección es la que consiste de un alimentador (generalmente una corneta) ubicada en el punto focal de un plato parabólico y que ilumina la superficie de éste, por lo que antes de proceder con el análisis de radiación, es conveniente realizar un repaso de las propiedades geométricas de este tipo de antenas.

4.4.1 Geometría del reflector parabólico

Mediante técnicas de óptica geométrica, puede demostrarse que si un haz de rayos paralelos incide sobre un reflector cuya forma geométrica es una parábola, la radiación reflejada convergerá hacia un punto conocido como *punto focal*. De la misma manera, si se coloca una fuente puntual de radiación en el punto focal, los rayos reflejados emergerán como un haz paralelo (colimado). El punto de simetría sobre la superficie de la parábola se conoce como vértice. En la práctica, la colimación generalmente se utiliza para describir las características latamente directivas de una antena, aún cuando los rayos emanados no sean estrictamente paralelos. Como el transmisor-receptor se encuentra colocado en el punto focal de la parábola, a ésta configuración se le llama como de *alimentación frontal* (*front feed*).

La desventaja de éste tipo de configuraciones es que debe contarse con una línea de transmisión lo suficientemente larga para ir desde el equipo transceptor (generalmente ubicado bajo el reflector) hasta alcanzar al alimentador. Esto hace indispensable el uso de largas líneas de transmisión cuyas pérdidas pueden no ser tolerables para aplicaciones en sistemas recepción de bajo ruido. En algunos casos se coloca el equipo transceptor en el punto focal del reflector para evitar el uso de líneas de transmisión; sin embargo, a veces es necesario incluir sistemas de refrigeración que brindan estabilidad a los componentes de recepción de bajo ruido, lo cual dificulta demasiado la implantación de este tipo de configuraciones.

Otro arreglo que evita colocar al alimentador en el punto focal es el que se conoce como *Cassegrain*. Cassegrain, un famoso astrónomo (de ahí su nombre), demostró mediante óptica geométrica que los rayos paralelos incidentes podían ser concentrados hacia un punto utilizando dos reflectores. Para realizar esto, el reflector principal (primario) debería ser una parábola, mientras que el secundario (subreflector) debería ser una hipérbola, y el alimentador colocado a lo largo del eje de la parábola, generalmente en o cerca del vértice (figura 4.8).

Por simplicidad de análisis, en éste capítulo sólo se tratará el estudio de reflectores parabólicos con alimentación frontal.

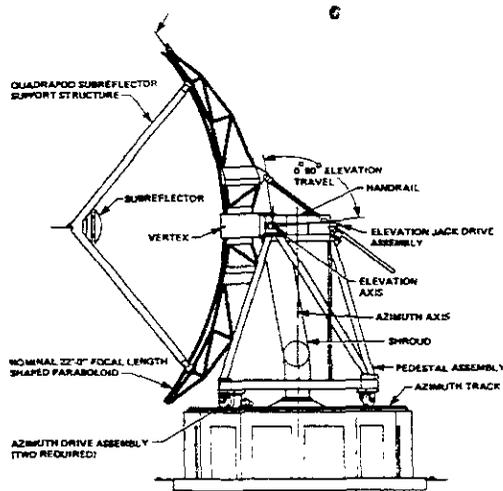


Figura 4.8 Ejemplo de reflector parabólico tipo *Cassegrain*

4.4.2 Análisis de antenas con reflector parabólico

En la literatura de antenas [BAL97], se encuentran principalmente dos técnicas de análisis de desempeño de sistemas con reflector:

- 1) el método de distribución de campo en la apertura
- 2) el método de distribución de corrientes

Ambas técnicas se presentan en gran variedad de libros de teoría de antenas [COL85], [BAL97], en donde se muestran sus propiedades y ventajas a través de un planteamiento matemático riguroso. Sin embargo, el objetivo de este capítulo es el de proporcionar una referencia para evaluar el desempeño de algunas de las antenas de corneta estudiadas en capítulos anteriores, por lo que la propuesta utilizará muchos de los conceptos previamente expuestos en este trabajo.

4.4.3 Método propuesto de análisis de reflectores parabólicos

Hasta ahora, el análisis de las características de radiación de antenas de apertura se ha realizado mediante la Transformada de Fourier del campo sobre el plano de la apertura. El programa de análisis permite obtener el patrón de radiación en campo lejano producido por una antena de dimensiones y campo tangencial específicos. Como se sabe, el campo radiado por el reflector no es más que el campo reflejado (y colimado) producido por el elemento alimentador (generalmente una corneta). Si suponemos que la distancia del alimentador al reflector es lo suficientemente grande como para considerar que éste último se encuentra en la región de campo lejano, entonces podemos considerar que el patrón de radiación producido por el plato parabólico está directamente relacionado con el campo radiado por el elemento alimentador (corneta).

Supóngase un sistema de reflector parabólico *front feed* como el mostrado en la figura 4.9. La antena de corneta colocada en el punto focal del plato parabólico* radia campo eléctrico hacia todas direcciones del espacio ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$, $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$), sin embargo, para efectos de análisis del sistema, sólo nos interesan aquellos valores de θ que caigan dentro del plato parabólico puesto que éste sólo será capaz de reflejar aquellas componentes de campo que lo iluminen.

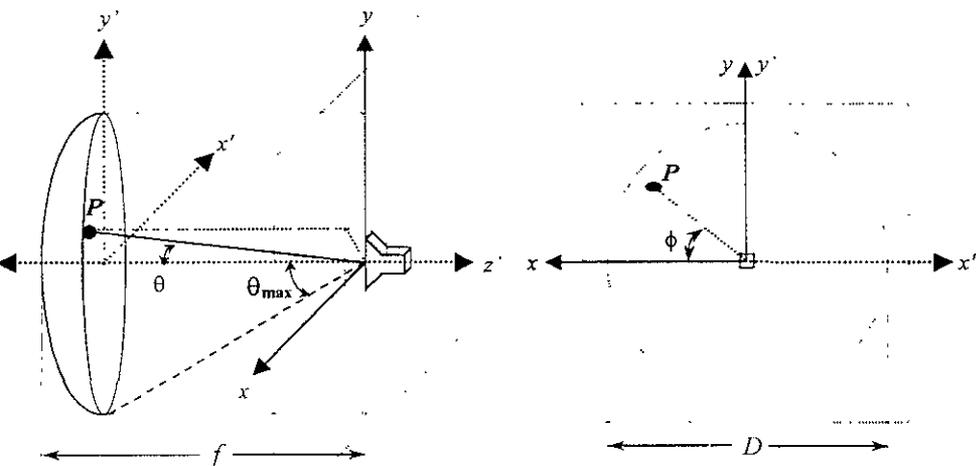


Figura 4.9 Modelo para el análisis de radiación de un reflector parabólico

En la figura 4.9 se muestra que la antena de corneta radia campo eléctrico hacia todas direcciones de θ y ϕ , sin embargo, el plato no reflejará componentes de campo eléctrico radiado para valores de $\theta > \theta_{max}$. Mediante relaciones geométricas y sabiendo que la ecuación de una parábola con vértice en el origen es:

$$g(x) = \frac{1}{4f} x^2 \tag{4.5}$$

se deduce fácilmente que el valor de θ_{max} es igual a:

$$\theta_{max} = \arctan \left(\frac{\left(\frac{D}{2} \right)^2}{f - \frac{1}{4f} \left(\frac{D}{2} \right)^2} \right) \tag{4.6}$$

*Considerese que el reflector parabólico es del tipo "paraboloide de revolución"

Sin embargo, en la práctica existe un parámetro muy utilizado por la literatura catálogos de reflectores parabólicos *front feed*, que es el cociente (distancia focal diámetro) (f/D) , es por ello que, por conveniencia, expresaremos la ecuación (4.7) en términos de dicha relación de la siguiente manera:

$$\theta_{\max} = \operatorname{atan} \left(\left(2 \left(\frac{f}{D} \right) - \frac{1}{8 \left(\frac{f}{D} \right)} \right)^{-1} \right) \quad (4.7)$$

en donde: f es la distancia focal y D es el diámetro del plato parabólico.

Una vez determinada la relación (f/D) , se conoce el ángulo máximo que puede iluminar la corneta para que se refleje el campo eléctrico. Si despreciamos los efectos de difracción en el borde del plato, se puede decir que el campo eléctrico sobre la superficie del plato es igual al campo radiado por la corneta en el intervalo $(0^\circ \leq \theta \leq \theta_{\max}, 0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ)$. Ahora bien, dadas las propiedades geométricas de una parábola, podemos afirmar que la distancia recorrida por una onda electromagnética que sale de la corneta, se refleja dentro del plato y sale paralela hasta alcanzar la distancia focal es la misma para todas las ondas que se reflejan por el plato parabólico, por lo que todas las ondas TEM reflejadas llegarán con el mismo retraso de fase.

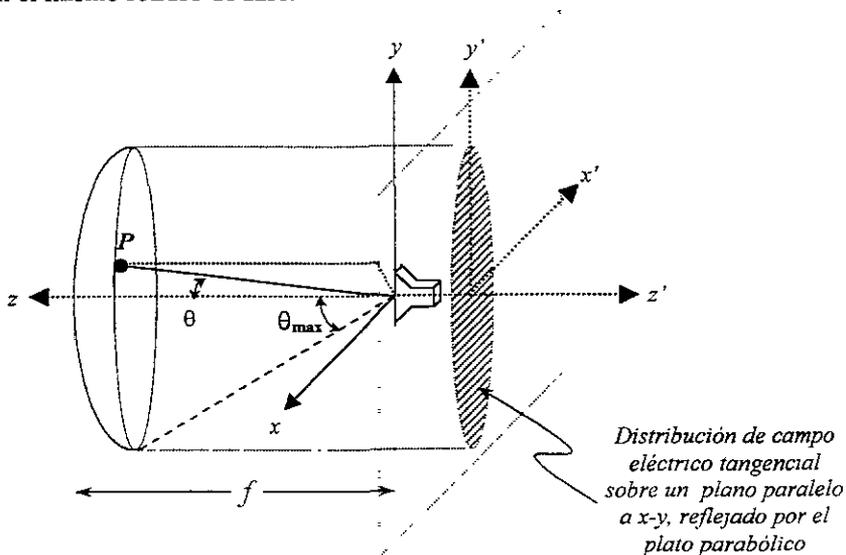


Figura 4.10 Campo eléctrico tangencial producido por la reflexión del campo radiado por la corneta

Bajo esta condición, resulta válido suponer que el efecto de reflexión de las ondas electromagnéticas sobre el plato será la formación de un haz de radiación en fase y colimado. Si formamos una superficie cerrada y proyectamos dicho haz reflejado sobre un plano paralelo al plano x - y , por el principio de equivalencia de campo, tendremos una superficie con distribución de campo eléctrico y magnético tangencial. Dicha superficie puede analizarse como una apertura cuya distribución de campo está dada por la reflexión de las ondas TEM sobre el plato (figura 4.10).

Es evidente que para poder llegar al modelo de la figura 4.10, fue necesario primero realizar una serie de consideraciones que sin duda demeritan la validez de los resultados obtenidos, sin embargo, esta propuesta permite ilustrar los efectos del uso de determinado tipo de corneta como alimentador de platos parabólicos mediante el uso de la TF, tal y como se ha venido haciendo en los capítulos anteriores. Lo único que conviene aclarar, es que se trata de otra superficie de análisis distinta a aquella donde se encuentra la corneta (figura 4.10), para los ejemplos mostrados se cambiará el sistema de coordenado, como se indica en la figura 4.11.

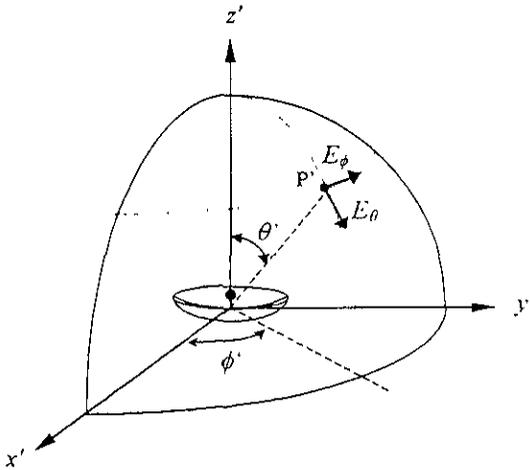


Figura 4.11 Sistema de referencia para el análisis de patrones de radiación de platos parabólicos

A continuación se presentan algunos ejemplos de los resultados obtenidos en el análisis de platos parabólicos alimentados por una corneta piramidal y una corneta cónica como las mostradas en el capítulo 3. Se pondrá especial énfasis en los patrones de polarización, ya que es el objetivo principal de este capítulo

➤ PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UN REFLECTOR PARABÓLICO ($f/D) = 0.7$, $D=32\lambda$, ALIMENTADO POR UNA ANTENA DE CORNETA PIRAMIDAL ($A'=4\lambda$, $B'=4\lambda$, $L_E=L_H=4\lambda$)

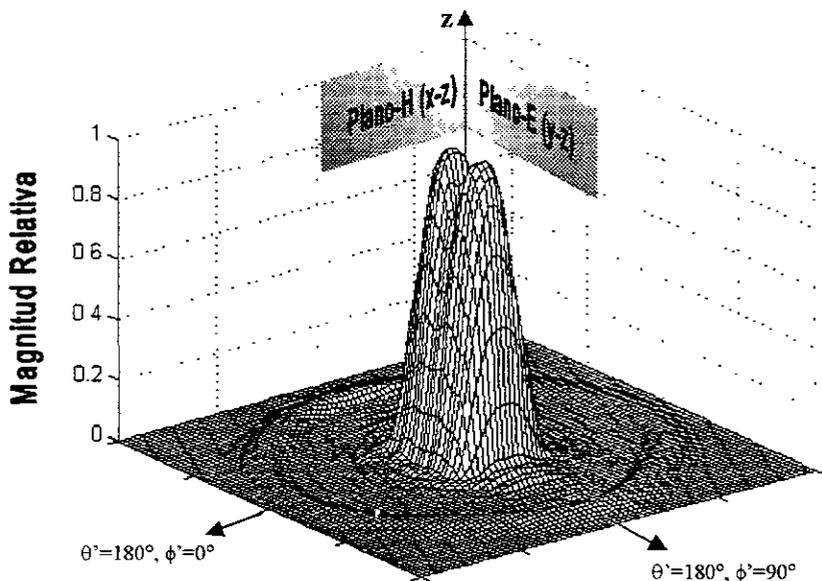


Figura 4.12 (a) Patrón en tres dimensiones producido por un reflector parabólico alimentado por una corneta piramidal ($(f/D)=0.7$, $D=32\lambda$)

En la figura 4.12(a) puede observarse que el patrón de radiación producido por el plato es muy directivo. Por otro lado, se observa que el lóbulo principal está dividido en dos partes, lo cual es producto de la asimetría del patrón de radiación producido por la antena de corneta piramidal.

Por otro lado, el patrón de radiación co-polarizado producido por el plato parabólico resulta ser idéntico al mostrado en la figura anterior, lo cual indica que el patrón de radiación de polarización cruzada es igual al cero, tal y como lo indica la figura 4.12(b). Esto era de esperarse, puesto que un reflector parabólico cuyo alimentador es de baja polarización cruzada necesariamente producirá un patrón de radiación de bajos niveles de polarización cruzada.

6

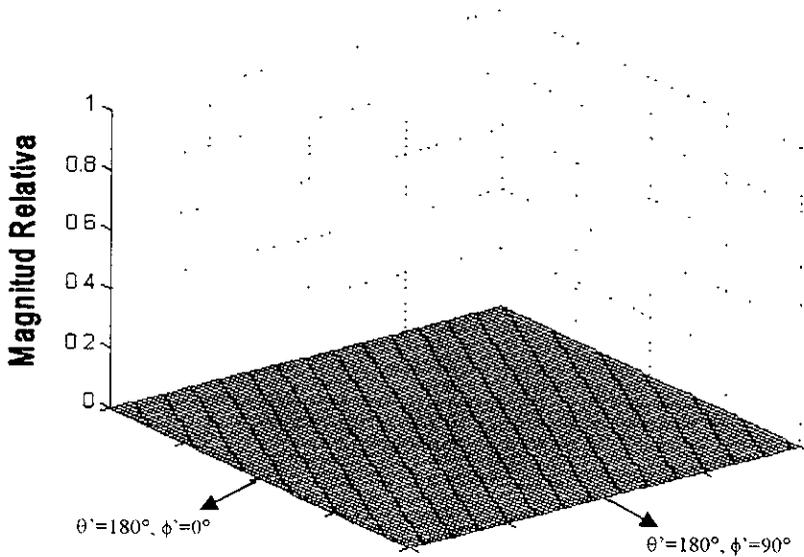


Figura 4.12 (b) Patrón de radiación de polarización cruzada (E_x) producido por un reflector parabólico alimentado por una corneta piramidal ($(f/D)=0.7$, $D=32\lambda$)

La característica de polarización nula de una antena de corneta, favorece la polarización nula del sistema con reflector parabólico, sin embargo, el patrón de radiación de una corneta piramidal tiene la desventaja de carecer de una simetría axial, lo cual necesariamente se ve reflejado en el patrón del sistema con el reflector.

En el patrón de radiación en tres dimensiones resulta difícil apreciar dicha característica de simetría de un patrón, por lo que, al igual que en el capítulo 2, se hará uso de un mapa de curvas de nivel. En la figura 4.12(c) se muestran las curvas de nivel correspondientes al patrón de radiación en tres dimensiones de la figura 4.12(a)

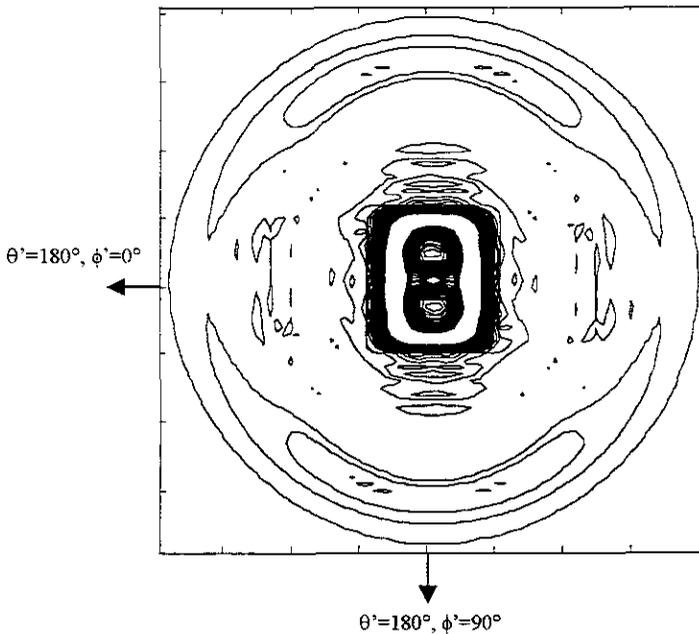


Figura 4.12 (c) Mapa de curvas de nivel del patrón de radiación en tres dimensiones

➤ PATRONES DE POLARIZACIÓN DE UN REFLECTOR PARABÓLICO ($f/D = 0.7$, $D=32\lambda$, ALIMENTADO POR UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA ($A'=4\lambda$, $L_H=4\lambda$))

Como ya se estudio en capítulos anteriores, el patrón de radiación de una apertura circular es, en términos generales, más simétrico que el de una apertura rectangular. Por ello, ahora analizaremos las características de una patrón de reflector parabólico alimentado con una corneta cónica con distribución de campo en modo TE_{10} .

Al inicio del capítulo se observó que las aperturas circulares con distribución de campo en modo dominante radian un porcentaje del campo en la dirección E_x , por lo que es de esperarse que el patrón de radiación del reflector alimentado con la corneta cónica, también presente campo en polarización cruzada, como lo indica la figura 4.13(c).

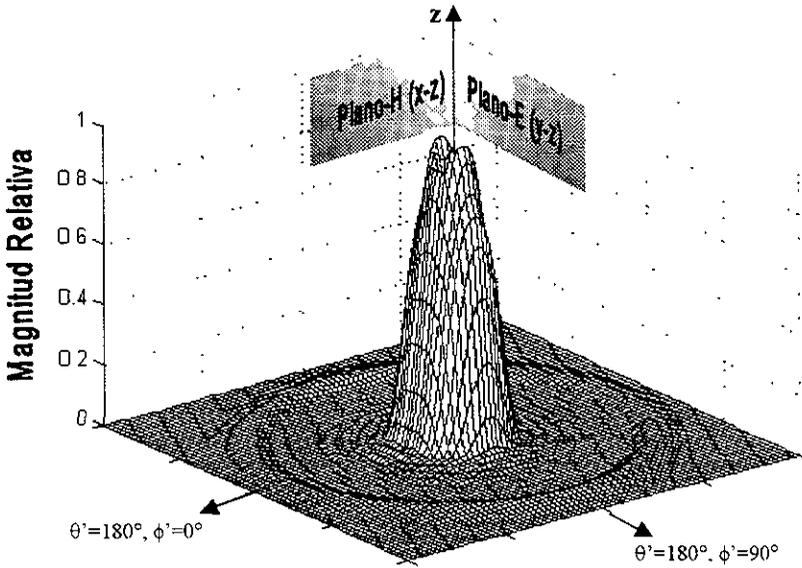


Figura 4.13 (a) Patrón en tres dimensiones producido por un reflector parabólico alimentado por una cometa conica ($(f/D)=0.7$, $D=32\lambda$)

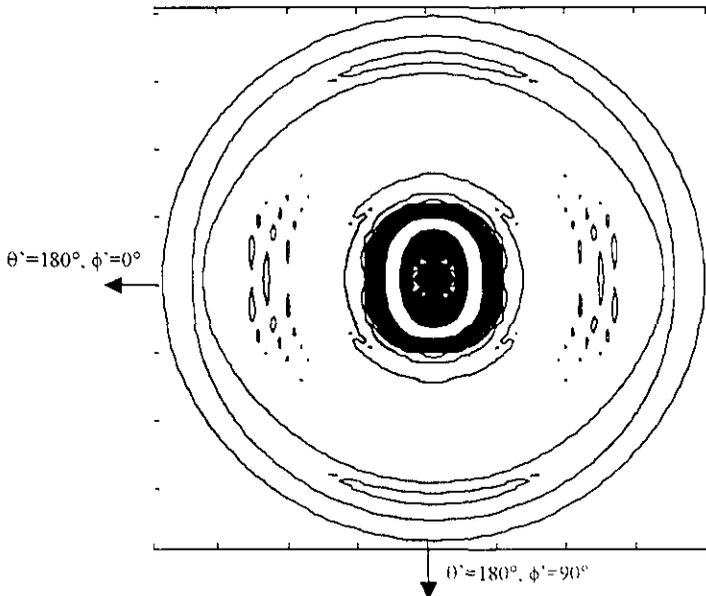


Figura 4.13 (b) Mapa de curvas de nivel del patrón de radiación en tres dimensiones

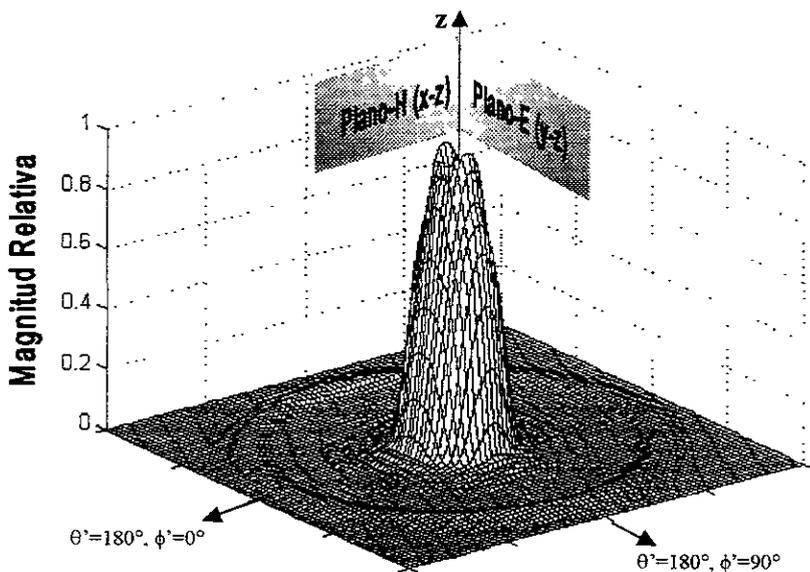


Figura 4.13 (c) Patrón co-polarizado en tres dimensiones producido por un reflector parabólico alimentado por una corneta cónica ($(f/D)=0.7, D=32\lambda$)

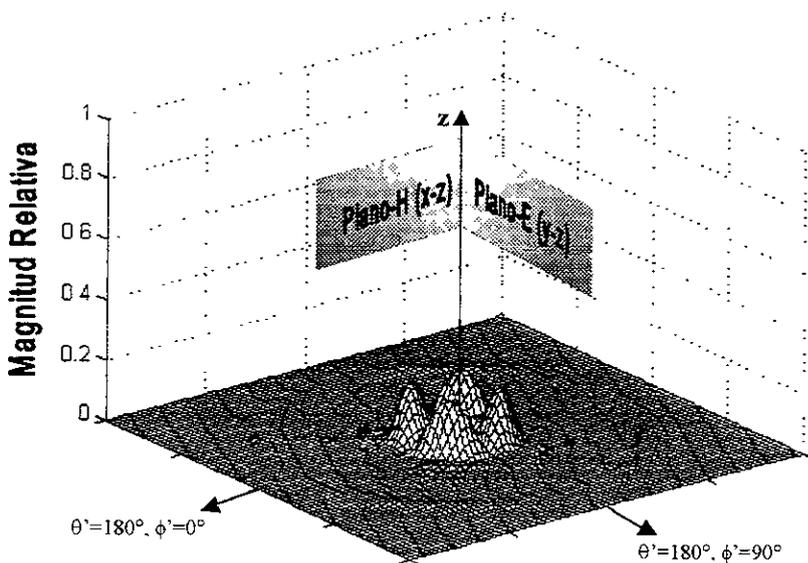


Figura 4.13 (d) Patrón de polarización cruzada producido por un reflector parabólico alimentado por una corneta cónica ($(f/D)=0.7, D=32\lambda$)

CONCLUSIONES

En este capítulo se ha tratado el tema de la polarización del campo radiado por una antena. Resulta claro que cuando una antena de apertura tiene una distribución de campo eléctrico con sólo una componente vectorial en la dirección del campo co-polarizado, el campo radiado por dicha antena tendrá una componente nula de polarización cruzada. Esta característica resulta muy deseable, especialmente para sistemas de antena que requieren alta ganancia y directividad.

Las aperturas rectangulares (con o sin ensanchamiento de corneta), tienen la propiedad de radiar campo eléctrico con niveles nulos de polarización cruzada, bajo este sistema, parecería que las cornetas rectangulares serían los alimentadores más adecuados para los sistemas con reflector parabólico; sin embargo, la asimetría axial del patrón de radiación generado por estas aperturas originan haces de radiación asimétricos que perjudican el desempeño de los sistemas de comunicaciones dentro de las aplicaciones satelitales.

Por otro lado, se ha demostrado que las aperturas circulares tienen la propiedad de radiar un haz casi simétrico con respecto al eje z . Sin embargo, también es evidente que en las cornetas cuya distribución de campo sobre la guía de ondas se encuentra en el modo dominante TE_{11} , radian campo eléctrico con considerables niveles de polarización cruzada, lo cual conlleva un inadecuado uso de la potencia radiada por el sistema.

Bajo estas condiciones, se tiene que el uso de determinada corneta depende directamente de cada aplicación en particular, puesto que existe un compromiso entre la ganancia de patrón y niveles de polarización cruzada. Afortunadamente, en la práctica se resuelve este dilema con otro tipo de corneta: la cónica corrugada, cuyas propiedades de radiación no resuelven este dilema, sino que se convierte en la alternativa más adecuada para las aplicaciones de comunicación satelital. En el siguiente capítulo se estudian con detalle las propiedades de este tipo particular de antenas.

4.6 REFERENCIAS

- [BAL97] BALANIS, C.A., “*Antenna Theory. Analysis and Design*”, John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997.
- [COL85] COLLIN, R.E., “*Antennas and Radiowave Propagation*”, McGraw-Hill, Singapore 1985.
- [JAS92] JASIK, H., “*Antenna Engineering Handbook*”, McGraw-Hill, 1992.
- [NER99] NERI, R., “*Líneas de Transmisión*”, Mc Graw Hill, México, 1999.
- [VAL01] VALLEJO, H., “*Comunicaciones Vía Satélite y Recepción de TV*”, Saber Electrónica, Editorial Quark 2001.

5

ANTENAS DE CORNETA CON PAREDES INTERNAS CORRUGADAS

1 INTRODUCCIÓN

En el capítulo anterior pudimos percatarnos de las propiedades fundamentales que debe poseer el patrón de radiación de una antena para que funcione como un óptimo alimentador para reflectores parabólicos. Un alimentador óptimo para reflector parabólico debe tener un patrón de radiación con bajos lóbulos laterales para reducir el efecto de pérdidas por desborde, con simetría circular para acoplarse lo mejor posible al reflector parabólico y bajos niveles de polarización cruzada.

Los tipos de antenas hasta este momento estudiadas no cumplen con estas propiedades, tal como la antena de corneta piramidal y la antena de corneta cónica. Las antenas de corneta piramidales poseen una polarización cruzada teórica nula, aunque en la práctica sí tienen cierta polarización cruzada por debajo de 30 dB [COL85]. La desventaja de estas antenas para su uso con reflectores parabólicos es la simetría rectangular de su patrón de radiación y la reducción de la eficiencia de iluminación. En cambio, la antena cónica con paredes internas lisas presenta la simetría circular necesaria para un reflector parabólico, pero al mismo tiempo presenta niveles altos de polarización cruzada.

Entonces se iniciaron los intentos por diseñar antenas que tuvieran patrones de radiación con simetría circular y con baja polarización cruzada. Se partió entonces del hecho de que la antena que maneje una distribución de campo en la apertura similar a la relación de la onda plana, radia patrones con baja polarización cruzada. Esto fue propuesto en 1966 por Rumsey [RUM66].

El resultado de esta búsqueda fue el desarrollo de antenas multimodo (figura 3.1(c)) las antenas de modos híbridos. El objetivo de ambos tipos de antenas es el mismo: obtener una distribución de campo tangencial en la apertura de la antena linealmente polarizado sumar los efectos de dos o más modos de propagación dentro de la antena.

En este capítulo analizaremos un tipo muy particular de antena de modo híbrido diseñada con base en los requerimientos de un alimentador óptimo: la antena de corneta cónica con paredes internas corrugadas (figura 5.1). Las antenas de corneta cónica con paredes internas corrugadas son las antenas más usadas como alimentadores de reflectores parabólicos.

En este capítulo analizaremos los patrones de radiación producidos por superposición de dos o más modos de propagación radiados por una apertura circular simple. Después estudiaremos la propagación y la solución de las ecuaciones de Maxwell dentro de una guía de ondas circular con paredes internas corrugadas.

Finalmente relacionaremos las propiedades principales de una antena de corneta cónica corrugada, como lo son el espaciamiento interno, profundidad y densidad de los eslabones que conforman la superficie interna corrugada con sus efectos en los patrones de radiación.

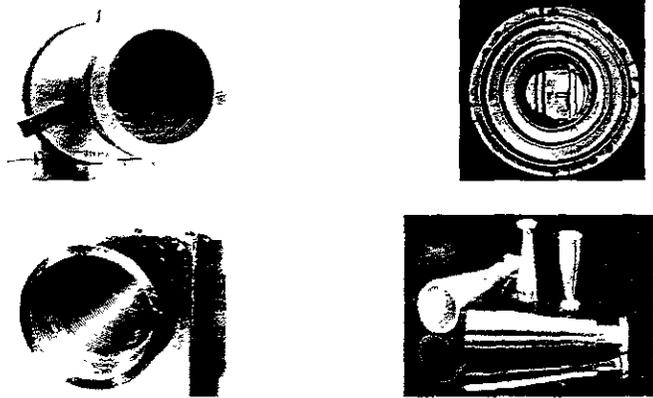


Figura 5.1 Antenas de corneta cónicas con paredes internas corrugadas.

5.2 ANÁLISIS DE ANTENAS DE APERTURA CIRCULARES CON MODOS HÍBRIDOS

Las guías de onda y las antenas de corneta de modos híbridos son aquellos dispositivos de microondas que son capaces de transmitir dos o más modos al mismo tiempo. Como ya lo mencionamos, el objetivo de manejar dos o más modos es obtener una distribución lineal de campo en la apertura de la guía. Las antenas de modos híbridos o duales más usuales son las que manejan los modos TE_{11} y TM_{11} .

Un modo de propagación híbrido es aquel modo de propagación que combina los efectos de ondas transversales eléctricas y transversales magnéticas con la misma

encia de corte y misma constante de propagación. A diferencia de lo que sucede en guía de ondas circular convencional, una guía de ondas que maneje modos de propagación híbridos, no manejan modos convencionales TE ó TM. Más adelante definiremos la nomenclatura de estos modos y la forma en que se excitan dentro de una guía de ondas con paredes internas corrugadas.

A continuación analizaremos una apertura circular con una mezcla de distribuciones TE_{11} y TM_{11} para diferentes valores de ponderación con el fin de observar el portamiento de los patrones de radiación. En la realidad, una guía de ondas corrugada admite una combinación infinita de modos TE y TM de muchos órdenes, en lo que se llama expansión de armónicos. Sin embargo, para estudiar las características de radiación de modo híbrido dominante dentro de una guía corrugada, basta con analizar los modos $TE_{11} + TM_{11}$.

5.2.1 Modos de propagación híbridos

Plantaremos en primer lugar las ecuaciones de los dos modos de propagación más importantes para las antenas de modos híbridos: el modo TE_{11} y el modo TM_{11}

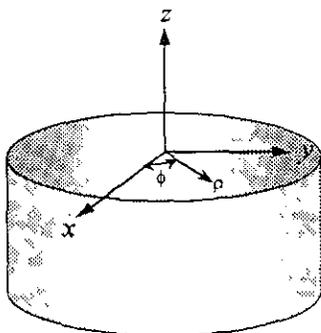


Figura 5.2 Configuración geométrica de una apertura circular sin plano de tierra infinito

⇒ MODOS TE

Tomando en cuenta la configuración geométrica de la figura 5.2, las ecuaciones que describen los modos TE de orden m son las siguientes:

$$E_z = 0 \tag{5.1}$$

$$H_z = A_n Y_0 \Lambda J_m(x) \text{sen } m\phi \tag{5.2}$$

$$E_r = \frac{j\omega\mu r m}{x^2} A_n J_m(x) \cos m\phi \tag{5.3}$$

$$E_{\phi} = \frac{j\omega\mu\rho}{x} A_m J_m'(x) \text{sen } m\phi \quad (5.7)$$

$$H_{\rho} = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_{\phi} \quad (5.8)$$

$$H_{\phi} = \frac{\beta}{\omega\mu} E_{\rho} \quad (5.9)$$

donde: A_m es una constante,

Y_0 es la admitancia del espacio libre.

Λ es la magnitud relativa del modo TE respecto al modo TM

ω es la frecuencia angular y,

$x = K\rho$

$K = \omega^2\mu\varepsilon - \beta^2$

β es la constante de propagación dentro de la guía de ondas
m es el orden del modo.

➤ MODOS TM

Las ecuaciones que describen los modos TM de orden m son:

$$H_z = 0 \quad (5.10)$$

$$E_z = A_m J_m(x) \text{cos } m\phi \quad (5.11)$$

$$E_{\rho} = -\frac{j\rho\beta}{x} A_m J_m'(x) \text{cos } m\phi \quad (5.12)$$

$$E_{\phi} = \frac{j\beta\rho m}{x^2} A_m J_m(x) \text{sen } m\phi \quad (5.13)$$

$$H_{\rho} = -\frac{\omega\varepsilon}{\beta} E_{\phi} \quad (5.14)$$

$$H_{\phi} = \frac{\omega\varepsilon}{\beta} E_{\rho} \quad (5.15)$$

donde:

β es la constante de propagación dentro de la guía de ondas.

➤ SUPERPOSICION DE MODOS TE Y TM DE ORDEN m

Se aclarar que en una guía de ondas circular la frecuencia de corte de cada uno de los TE y TM, que está denotada por K , es diferente. Sin embargo, para nuestro análisis consideraremos que existe una sola frecuencia de corte para ambos modos. Esta característica sólo se encuentra en guías de onda y antenas de corneta de modos híbridos o las antenas de paredes internas corrugadas. Presentaremos la superposición de los modos suponiendo que poseen la misma frecuencia de corte.

$$H_z = A_m Y_0 \Lambda J_m(x) \sin m\phi \quad (5.13)$$

$$E_z = A_m J_m(x) \cos m\phi \quad (5.14)$$

$$E_\rho = -j A_m \frac{k}{K^2} J_m(x) [\beta' F_m(x) + m\Lambda] \cos m\phi \quad (5.15)$$

$$E_\phi = j A_m \frac{k}{K^2} J_m(x) [m\beta' + \Lambda F_m(x)] \sin m\phi \quad (5.16)$$

$$H_\rho = -j A_m Y_0 \frac{k}{K^2} J_m(x) [\beta' \Lambda F_m(x) + m] \cos m\phi \quad (5.17)$$

$$H_\phi = -j A_m Y_0 \frac{k}{K^2} J_m(x) [m\beta' \Lambda + F_m(x)] \sin m\phi \quad (5.18)$$

Se expresan (5.15) a (5.18) para el modo $m=1$, se tiene.

$$E_\rho = -j \frac{A_1}{2} \frac{k}{K} [(\beta' + \Lambda) J_1(x) + (\Lambda - \beta') J_2(x)] \cos \phi \quad (5.17)$$

$$E_\phi = j \frac{A_1}{2} \frac{k}{K} [(\beta' + \Lambda) J_1(x) - (\Lambda - \beta') J_2(x)] \sin \phi \quad (5.18)$$

$$H_\rho = -j \frac{A_1}{2} Y_0 \frac{k}{K} [(\beta' \Lambda + 1) J_1(x) + (1 - \beta' \Lambda) J_2(x)] \cos \phi \quad (5.19)$$

$$H_\phi = -j \frac{A_1}{2} \frac{k}{K} [(\beta' + \Lambda) J_1(x) - (\Lambda - \beta') J_2(x)] \sin \phi \quad (5.20)$$

donde $\beta' = \beta/k$.

$$F_m(x) = x J'_m(x) / J_m(x)$$

$$x = K\rho$$

Si ahora se expresan las ecuaciones (5.17) y (5.18) en sus componentes cartesianas, se tiene.

$$E_x = -j \frac{A}{2} \frac{k}{K} [(\beta' + \Lambda)J_0(x) + (\Lambda - \beta')J_2(x) \cos 2\phi] \quad (5.21)$$

$$E_z = -j \frac{A}{2} \frac{k}{K} (\Lambda - \beta')J_2(x) \sin 2\phi \quad (5.22)$$

Las ecuaciones (5.21) y (5.22) representan las ecuaciones del campo eléctrico sobre una apertura circular correspondientes a los modos TE₁₁ y TM₁₁, con la misma frecuencia de corte. Cuando la frecuencia de corte corresponde a los modos TE convencionales, se dice que el modo de propagación híbrido es el HE₁₁. Cuando la frecuencia de corte corresponde a los modos TM convencionales, se dice que el modo de propagación híbrido es el EH₁₁. De esta misma manera se denotan los modos de orden superior [CLAR84]

Si observamos detenidamente las ecuaciones 5.22, podemos darnos cuenta que cuando se cumple la condición $\Lambda = \beta$, la componente E_z del campo tangencial se hace nula por lo que la distribución tangencial de campo está linealmente polarizada y teóricamente radia patrones con cero polarización cruzada. Analizaremos esta situación con un ejemplo de una apertura circular simple alimentada con un modo de propagación híbrido HE₁₁ balanceado, es decir con $\Lambda = \beta$.

➤ ANALISIS DE UNA APERTURA CIRCULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO DE MODO HÍBRIDO HE₁₁ CON $\beta = \Lambda = 0.5$ Y $A = 2\lambda$.

En primer lugar planteamos las ecuaciones del campo eléctrico tangencial. Para este ejemplo usaremos las ecuaciones (5-15) y (5-16) para expresar el campo eléctrico tangencial. Al igual que con las antenas cónicas, tomaremos en cuenta solamente los campos eléctricos tangenciales y extenderemos los resultados del Método de Transformada de Fourier a toda la región de radiación hacia atrás ($z < 0$) con el factor $(1 + \cos\theta)/2$.

$$\mathbf{E} \begin{cases} E_x = -[(\beta' + \Lambda)J_0(x) + (\Lambda - \beta')J_2(x)] \cos \phi \\ E_z = [(\beta' + \Lambda)J_0(x) - (\Lambda - \beta')J_2(x)] \sin \phi \end{cases} \quad (5.23)$$

$$f_x = \iint_{\text{apertura}} [-(\beta' + \Lambda)J_0(x) - (\Lambda - \beta')J_2(x)] \cos \phi e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$f_z = \iint_{\text{apertura}} [(\beta' + \Lambda)J_0(x) - (\Lambda - \beta')J_2(x)] \sin \phi e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (5.24)$$

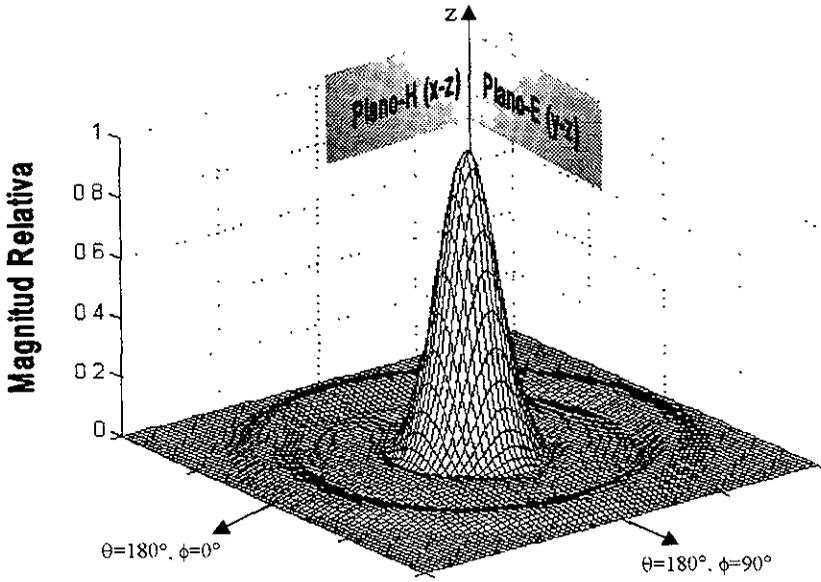


Figura 5.3 (a) Patrón de radiación tridimensional de una apertura circular de dimensiones $A=2\lambda$ con distribución de campo HE_{11} con la misma frecuencia de corte.

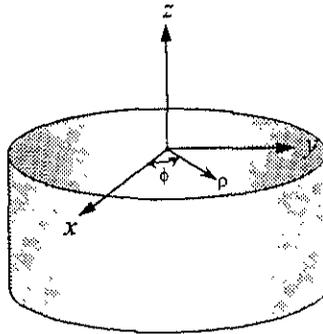


Figura 5.3 (b) Apertura circular de dimensión $A = 2\lambda$

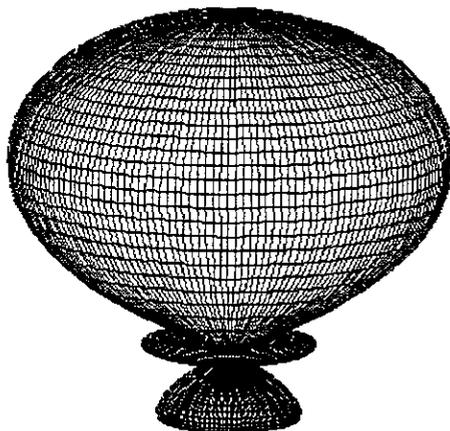


Figura 5.3 (c) Patrón de radiación tridimensional de una apertura circular de dimensiones $A=2\lambda$ con distribución de campo HE_{11} con la misma frecuencia de corte.

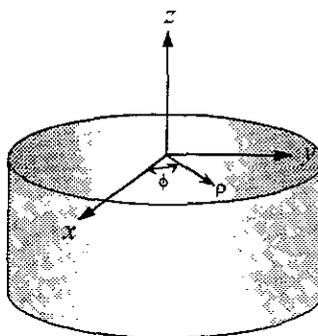


Figura 5.3 (d) Apertura circular de dimensión $A = 2\lambda$.

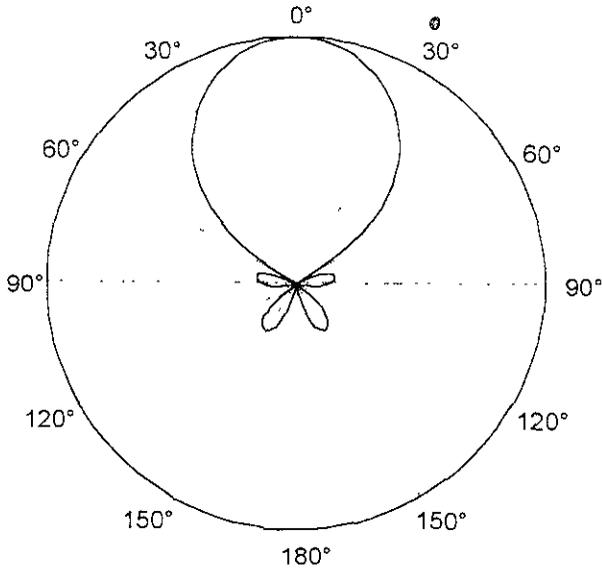


Figura 5.3 (e) Corte transversal en el plano-E del patron de radiacion polar en tres dimensiones

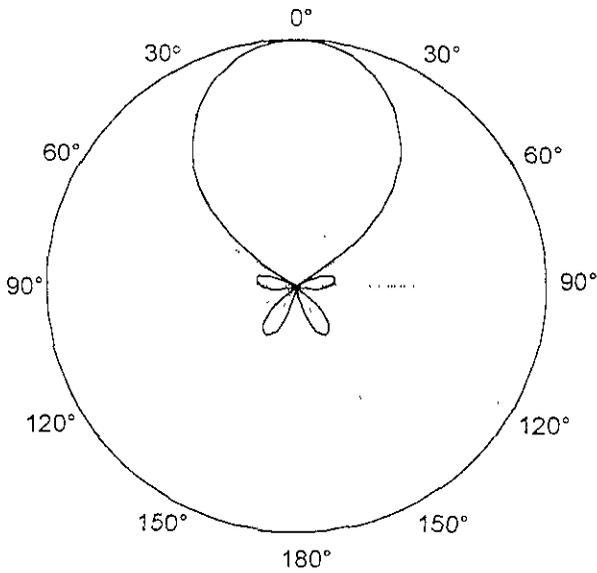


Figura 5.3 (f) Corte transversal en el plano-H del patron de radiacion polar en tres dimensiones

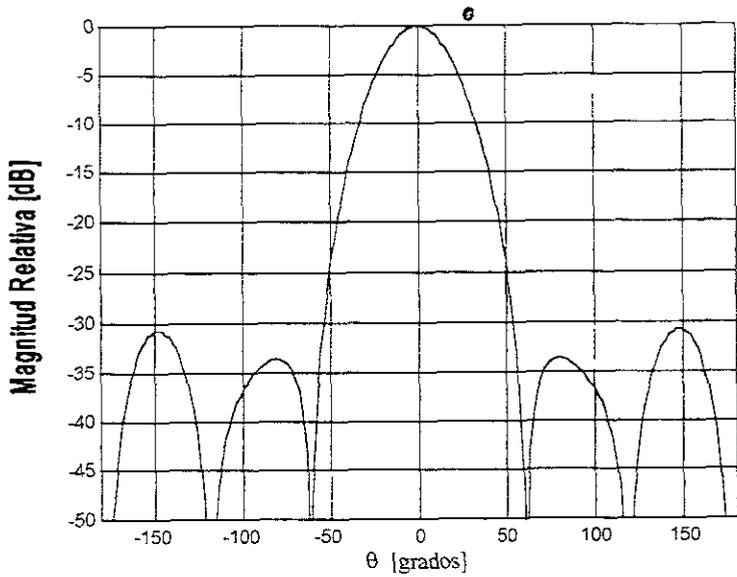


Figura 5.3 (g) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación en tres dimensiones.

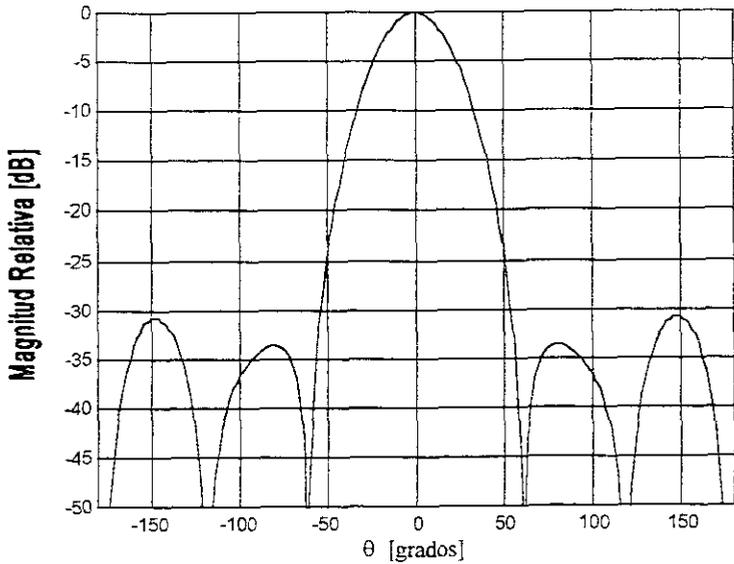


Figura 5.3 (h) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación en tres dimensiones.

Los patrones mostrados en las figuras 5.3 muestran una simetría circular perfecta. Si paramos los cortes en el plano-E y en el plano-H se puede observar que son idénticos. La simetría del patrón puede notarse en las representaciones tridimensionales.

No se estudió en el capítulo 4, un patrón simétrico de radiación con polarización cruzada muy buena [COL85], además de que cumple con las condiciones de un alimentador óptimo de un reflector parabólico.

Como veremos posteriormente, la distribución de campo con bajos niveles de polarización cruzada puede obtenerse al modificar las condiciones de frontera en el interior de una guía de ondas cilíndrica, de tal forma que puedan coexistir modos TE y modos TM.

➤ **COMPARACIÓN ENTRE LOS PATRONES DE RADIACIÓN DE UNA APERTURA CIRCULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO DE MODO DOMINANTE TE_{11} Y UNA APERTURA CIRCULAR DE LAS MISMAS DIMENSIONES CON EL MODO HÍBRIDO HE_{11} .**

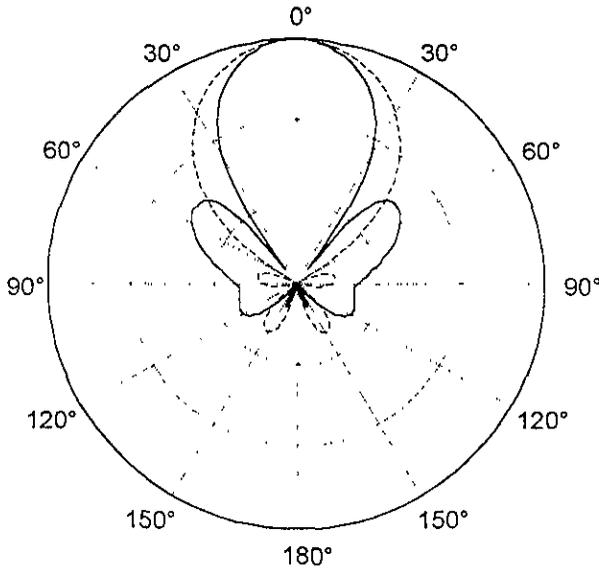


Figura 5.4 (a) Comparación en el plano-E de los patrones de radiación producidos por una apertura circular de dimensión $A=2\lambda$ con distribución de campo dominante TE_{11} y con distribución de campo multimodo HE_{11}

- Apertura circular de dimensión $A=2\lambda$
alimentada con el modo HE_{11}
- Apertura circular de dimensión $A=2\lambda$
alimentada con el modo TE_{11}

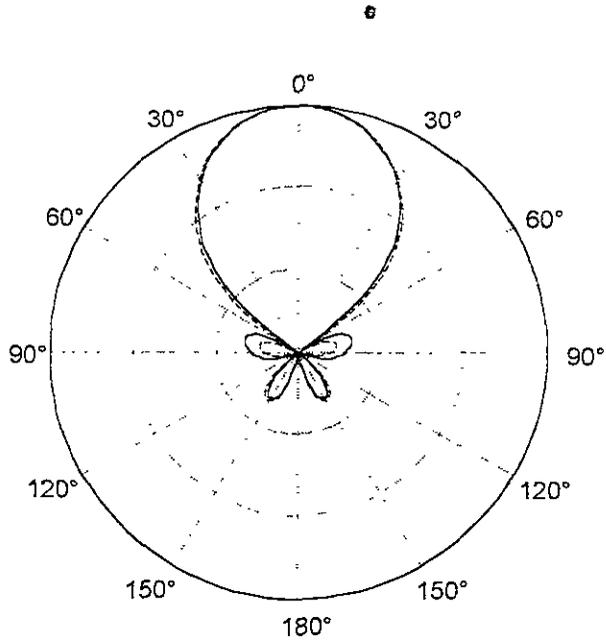


Figura 5.4 (b) Comparación en el plano-H de los patrones de radiación producidos por una apertura circular de dimensión $A=2\lambda$ con distribución de campo dominante TE_{11} y con distribución de campo multimodo HE_{11}

- Apertura circular de dimensión $A=2\lambda$ alimentada con el modo HE_{11} .
- Apertura circular de dimensión $A=2\lambda$ alimentada con el modo TE_{11} .

Podemos observar en la figura 5.4, que el patrón en el plano-H no cambia significativamente más que en el nivel de los lóbulos secundarios. El cambio es más notable en el plano-E.

Como lo hemos observado en los ejemplos anteriores de antenas de apertura, el patrón de radiación en el plano-H es determinado por la distribución de campo en el eje de la apertura. Por lo anterior, se puede concluir que la distribución de campo HE_{11} con relación a una distribución TE_{11} varía en mayor medida en el plano-E que en el plano-H.

- ▷ COMPARACIÓN DE LOS NIVELES DE POLARIZACIÓN CRUZADA DE UNA APERTURA CIRCULAR CON DISTRIBUCIÓN DE CAMPO EN MODO DOMINANTE TE_{11} Y UNA APERTURA CIRCULAR DE LAS MISMAS DIMENSIONES CON EL MODO HÍBRIDO HE_{11}

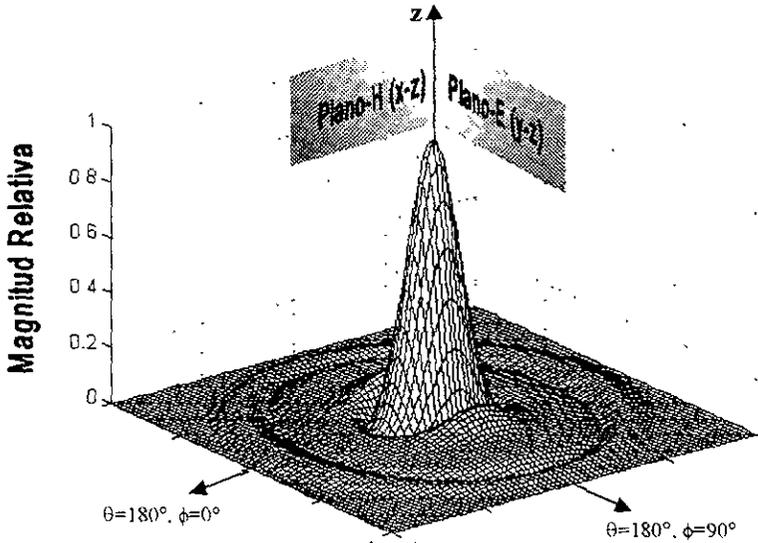


Figura 5.5 (a). Patrón de radiación copolar de una apertura circular con distribución de campo TE_{11}

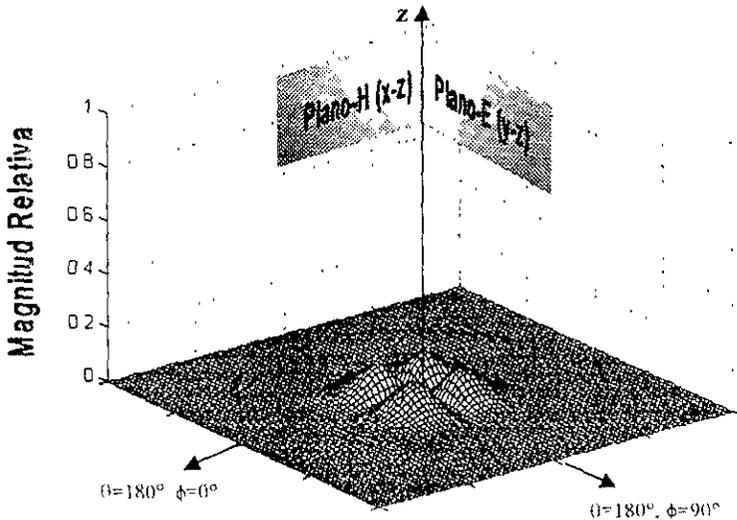


Figura 5.5 (b). Patrón de radiación de polarización cruzada de una apertura circular con distribución de campo TE_{11} .

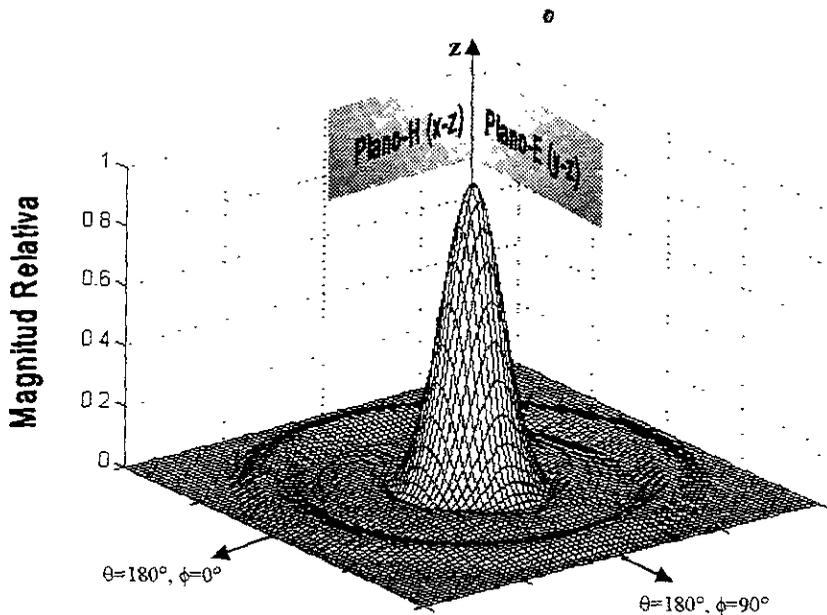


Figura 5.6 (a). Patrón de radiación copolar de una apertura circular con distribución de campo HE_{11} .

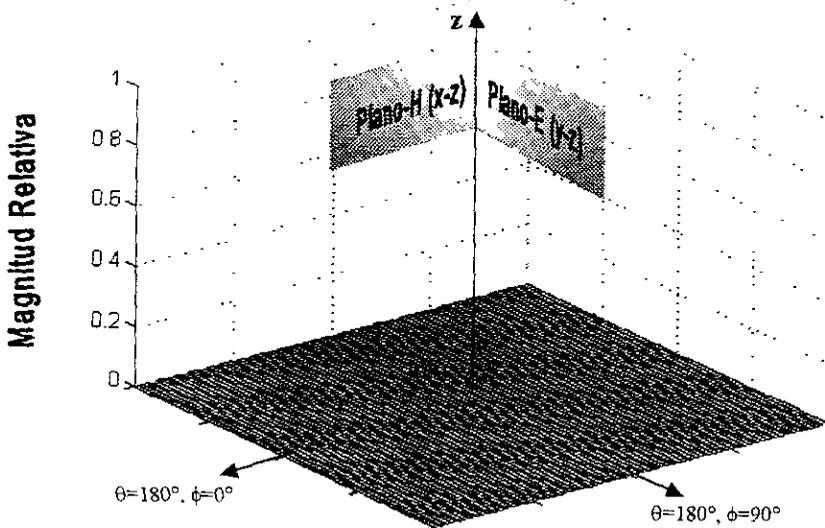


Figura 5.6 (b). Patrón de radiación de polarización cruzada de una apertura circular con distribución de campo HE_{11} .

En las figuras anteriores puede verse claramente que el patrón producido por una distribución de campo HE_{11} es un patrón con sero polarización cruzada. En cambio, el patrón de radiación producido por una distribución TE_{11} tiene un nivel relativamente alto de polarización cruzada de -19.3dB , el cual es máximo en los planos $\phi = 45^\circ$ y $\phi = 135^\circ$. Es claro que es conveniente usar el tipo de distribución de campo que se utilizó en el ejemplo anterior para poder obtener patrones de radiación simétricos y con bajos niveles de polarización cruzada.

Estudiaremos a continuación un tipo particular de solución a este problema, que son guías de onda con paredes internas corrugadas.

3 SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE ONDA EN UNA GUÍA DE ONDAS CIRCULAR CON PAREDES INTERNAS CORRUGADAS.

El objetivo principal de las paredes corrugadas de una antena de corneta es el modificar las condiciones de frontera en el interior del conductor cilíndrico de tal forma que la distribución de campo cumpla tanto con la simetría circular como con la polarización lineal.

Las ecuaciones (5.13) a (5.22) son las soluciones de las ecuaciones de Maxwell de una guía de ondas circular que soporte al mismo tiempo los modos de propagación TE y TM con las mismas frecuencias de corte. Sin embargo, no nos preocupamos en saber cómo se podía obtener esta situación físicamente. Estudiaremos a continuación la solución de las ecuaciones de Maxwell para una guía de ondas cilíndrica con paredes internas corrugadas mediante lo que se conoce como el Método de la Impedancia de superficie.

Este método proporciona un camino rápido y sencillo para la derivación de los campos eléctrico y magnético dentro de una guía con paredes internas corrugadas. Sin embargo, la solución completa es proporcionada por la solución de las ecuaciones de Maxwell por el método de la expansión de armónicos [CLAR84]. Este método sale del propósito de este trabajo, por lo que se utilizarán únicamente los resultados obtenidos mediante el Método de la Impedancia de Superficie.

Para plantear las ecuaciones de Maxwell se considerará la configuración geométrica mostrada en la figura 5.7 suponiendo que la extensión de la guía de ondas es infinita.

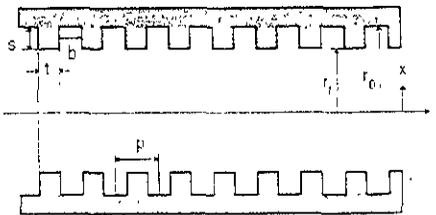


Figura 5.7 Configuración geométrica de una guía de ondas cilíndrica con paredes internas corrugadas.

Donde: S es la profundidad de las corrugaciones ⁶

b es la longitud de la corrugación.

p es la distancia entre corrugaciones.

r_i es el radio interior.

r₀ es el radio interior más la profundidad de la corrugación.

t es el ancho de la corrugación.

Para la región interior definida por r < r_i, las componentes longitudinales de los campos E_z y H_z satisfacen la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 E_z + K_N E_z = 0 \tag{5.23}$$

$$\nabla^2 H_z + K_N H_z = 0 \tag{5.24}$$

donde: $K_N^2 = k^2 - \beta_N^2$
 $\beta_N = \beta_0 - 2\pi N/p$
 $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon = (2\pi/\lambda)^2$

La solución a las ecuaciones (5.23) y (5.24) en coordenadas cilíndricas son:

$$E_z = \sum_{N=-\infty}^{\infty} A_N J_m(K_N r) e^{j\beta_N z} \tag{5.25}$$

$$H_z = \sum_{N=-\infty}^{\infty} B_N J_m(K_N r) e^{j\beta_N z} \tag{5.26}$$

Las ecuaciones (5.25) y (5.26) representan los campos eléctrico y magnético expandidos en armónicos espaciales de ondas viajeras en la dirección z+ con coeficientes de propagación β_N relacionados por el período espacial p, que es la distancia entre corrugaciones

La solución para la región r > r_i está dada por las expresiones de una onda estacionaria de la forma:

$$E_z = \sum_{P=1}^{P=\infty} [C_P S_m^D \cos \eta_P z - j C_P' S_m^D \sin \eta_P z] \cos m\phi \tag{5.27}$$

$$H_z = \sum_{P=1}^{P=\infty} [-j D_P R_m^D \sin \eta_P z + D_P R_m^D \cos \eta_P z] \sin m\phi \tag{5.28}$$

donde:

$$R_m(x, y) = x \frac{J_m'(x) Y_m'(y) - J_m'(y) Y_m'(x)}{J_m(x) Y_m'(y) - J_m'(y) Y_m(x)} \tag{5.29}$$

$$= x \frac{R_m^N(x, y)}{R_m^D(x, y)} \tag{5.30}$$

$$S_m(x, y) = x \frac{J'_m(x)Y_m(y) - J_m(y)Y'_m(x)}{J_m(x)Y_m(y) - J_m(y)Y_m(x)} \quad (5.31)$$

$$= x \frac{S_m^N(x, y)}{S_m^D(x, y)} \quad (5.32)$$

Los campos de las ecuaciones (5.27) y (5.28) satisfacen las condiciones de frontera en fronteras de las corrugaciones, de tal forma que:

$$\eta_p = 2 \frac{P\pi}{b} \quad (5.33)$$

$$\eta'_p = (2P - 1) \frac{\pi}{b} \quad (5.34)$$

Para determinar el coeficiente de propagación β_N y la forma de los campos transversales requeridos por el patrón de radiación deben de aplicarse las condiciones de frontera para los campos E_z , E_ϕ , H_z y H_ϕ en $r = r_1$.

En el método de la impedancia de superficie se desprecia el efecto de borde y se toma solamente el modo TM_m de menor orden de onda estacionaria en la corrugación, la cual tiene componentes E_z , H_ϕ y H_r . Esta aproximación se mejora conforme se incrementa el número de corrugaciones por longitud de onda y conforme el espesor del borde de la corrugación es menor.

Cuando los armónicos de orden superior son despreciados, la solución de las ecuaciones de Maxwell está dada por las ecuaciones (5.13) a (5.22) para la superposición de modos TE y TM de orden m . Ahora el factor Λ será llamado el factor híbrido normalizado.

La solución para $r_0 > r > r_1$, suponiendo la existencia del modo TM_m de onda estacionaria es de la siguiente forma:

$$E_z = \frac{A'_m}{Y_m(x'_0)} S_m^D(x', x'_0) \quad (5.35)$$

$$H_\phi = \frac{-A'_m}{Y_m(x'_0)} S_m^N(x', x'_0) \quad (5.36)$$

nde:

$$x'_0 = k r_0$$

Debido a que no hay ondas estacionarias TE dentro de la corrugación entonces $E_\phi = 0$ en $r = r_1$, por lo que de la ecuación (5.16)

e

$$m\beta' = -\Lambda F_m(x_1) \quad (5.36)$$

La ecuación característica para obtener el coeficiente de propagación β se obtiene aplicando las condiciones de continuidad a la admitancia de superficie H_ϕ/E_z en $r = r_1$.

$$F_m(x_1) - \frac{(m\beta')^2}{F_m(x_1)} = \left(\frac{x_1}{x_1'}\right)^2 S_m(x_1', x_0') \quad (5.37)$$

Las ecuaciones (5.37) y (5.38) definen las relaciones entre β' y Λ necesarios para obtener los patrones de radiación mediante la Transformada de Fourier.

La condición de cero polarización cruzada, como ya se estudió, se obtiene con $\Lambda = \beta'$, lo que nos lleva, de la ecuación (5.37), en el caso de $m=1$ a:

$$F_1(x_1) = -1 \quad (5.39)$$

Sustituyendo (5.39) en (5.38) con $m=1$:

$$-1 + \beta'^2 = \left(\frac{x_1}{x_1'}\right)^2 S_1(x_1', x_0') \quad (5.40)$$

De la ecuación (5.39) podemos obtener la frecuencia de corte K en función de r_1 y r_0 . De (5.40) se puede obtener el valor de β' , a partir de las dimensiones r_1 y r_0 o viceversa.

En [CLAR84] se puede encontrar un estudio detallado de las características de propagación dentro de una guía de ondas con paredes internas corrugadas. En el presente trabajo, analizaremos distintos valores de ponderación de β' y Λ para analizar los patrones de radiación que se obtienen así como los niveles de polarización cruzada.

En la figura 5.8 se muestra el diagrama de dispersión de una guía de ondas cilíndrica con paredes internas corrugadas con $r_1/r_0 = 0.8$. En este diagrama se muestran las diferentes frecuencias de corte de cada uno de los modos. Puede observarse que el primer modo EH_{11} tiene un rango de operación muy pequeño, en cambio, el segundo modo híbrido que aparece, el modo HE_{11} , tiene un rango de operación mayor por lo que se considera como el modo dominante de una guía de ondas corrugada. También puede observarse que la condición $\beta' = 1$ se obtiene para valores grandes de kr_1 , lo que será una condición importante para cuando analicemos patrones de radiación de antenas de corneta.

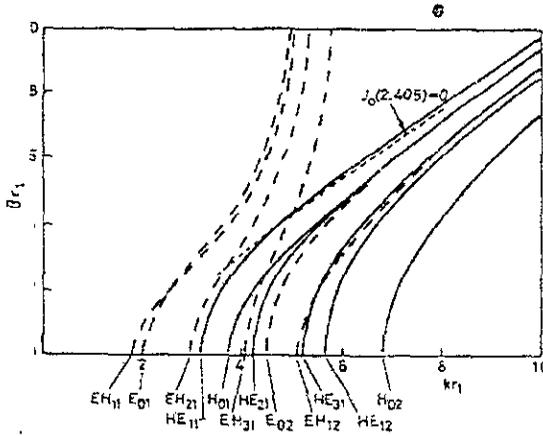


Figura 5.8 Diagrama de dispersión de una guía de ondas corrugada $r_1/r_0=0.8$ [CLAR84]

En la figura 5.9 podemos observar los valores de la frecuencia de corte K y del factor híbrido normalizado de la misma guía de ondas corrugada de la figura anterior. Se puede observar que la frecuencia de corte se aproxima al valor $K=2.405$ denotado por la línea punteada y que se usa frecuentemente como aproximación para calcular los patrones de radiación de una antena corrugada.

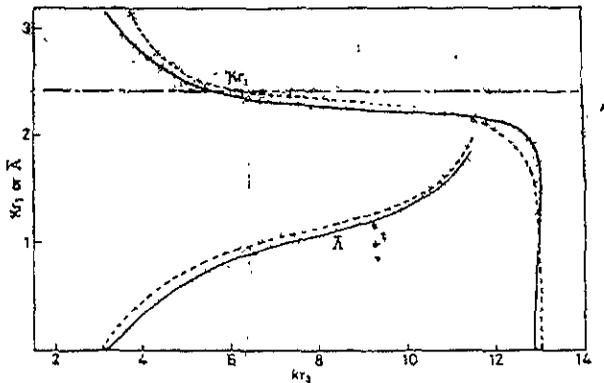


Figura 5.9. Factores híbridos de una guía de ondas corrugada con $r_1/r_0=0.8$ [CLAR84]

En el presente trabajo usaremos la aproximación $K=2.405$, aunque este valor lentamente varía con la frecuencia de operación de las antenas de corneta. También en la figura 5.9 podemos observar que el factor híbrido normalizado presenta una cierta

desviación respecto al valor del modo balanceado, es decir $\Lambda=1$. En la siguiente sección analizaremos algunos ejemplos de antenas de corneta⁶ corrugadas, primero con factores-modos balanceados y después con ciertas variaciones para poder observar el efecto de esta variación provoca en los niveles de polarización cruzada.

Como conclusión de esta sección tenemos que los parámetros principales que describen los campos eléctrico y magnético dentro de una guía de ondas con paredes internas corrugadas con la constante de propagación β' , el factor híbrido normalizado Λ y la frecuencia de corte K . Por lo tanto, estos mismos parámetros son los que determinan también las características de radiación de las mismas guías y de antenas corrugadas.

Los parámetros físicos de la antena de corneta son los radios r_1 y r_0 , la distancia entre corrugaciones p , el ancho de la corrugación b y el ancho del borde de la corrugación t . Cuando se analiza el problema electromagnético a través del Método de la Impedancia de Superficie, sólo ocupamos los parámetros r_1 y r_0 , lo que facilita el análisis. Los demás parámetros sólo se ocupan cuando el análisis se realiza mediante el Método de Expansión de Armónicos.

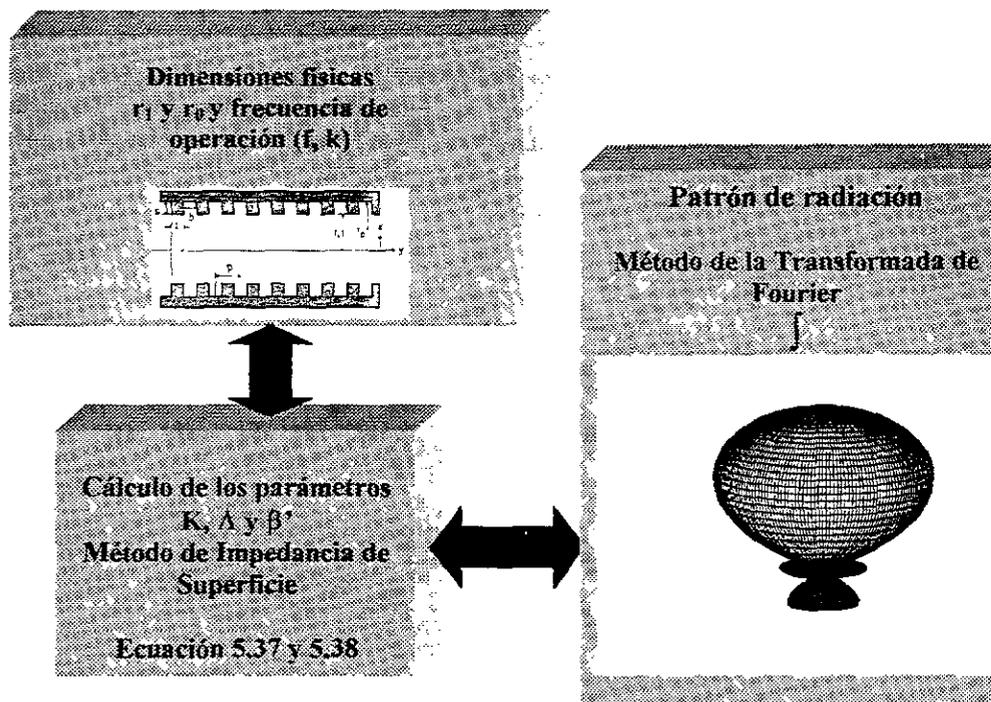


Figura 5.10 Proceso para el análisis de las características de radiación de las antenas de corneta con paredes internas corrugadas

La figura 5.10 muestra el proceso que se sigue para el cálculo de los patrones de radiación de una guía de ondas con paredes internas corrugadas y en general de las antenas de corneta corrugadas con pequeño ángulo de ensanchamiento. Obsérvese que las flechas indican que puede haber trayectorias de ida y trayectorias de regreso, usadas las primeras para el análisis de antenas con especificaciones físicas y las segundas para el diseño de una antena a partir de las especificaciones del patrón de radiación o de los campos dentro de la guía de ondas corrugada.

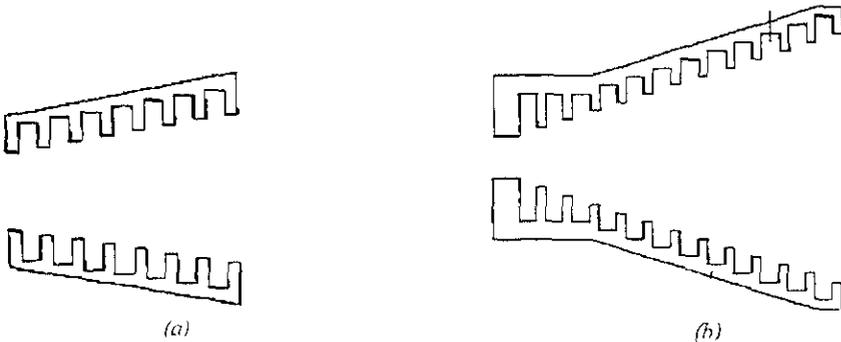
Analizaremos ahora los distintos tipos de cornetas corrugadas, así como algunos ejemplos de antenas de corneta corrugadas con distintos errores de fase, ángulos de ensanchamiento, parámetros de campo y parámetros físicos.

ANÁLISIS DE ANTENAS CÓNICAS CON PAREDES INTERNAS CORRUGADAS.

5.4.1 Parámetros físicos de las antenas de corneta corrugadas

Al igual que sucede con las antenas de corneta de paredes internas lisas, existen una gran variedad de diseños de antenas de corneta corrugadas, cada diseño adaptado para una aplicación específica. Sin embargo, podemos decir que la antena de corneta cónica corrugada tiene 4 parámetros físicos principales de diseño:

Acoplamiento entre la guía de ondas con paredes lisas y la corneta con paredes internas corrugadas. Este parámetro de diseño es muy importante, puesto que afecta principalmente a las características de impedancia de la antena. Hay varias formas de acoplar ambas secciones como se muestra en la figura 5.11, ya sea por corrugaciones de profundidad variable (Figura 5.11b y 5.11d) o por corrugaciones perpendiculares acopladas por una sección plana al brazo de la corneta (Figura 5.11c).



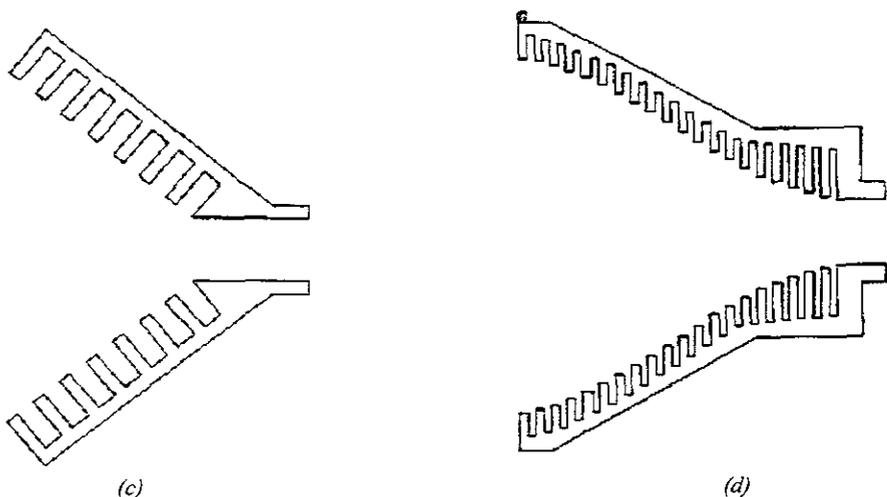


Figura 5.11. (a) Antenas de corneta con paredes internas corrugadas (a) con corrugaciones perpendiculares al eje; (b) con corrugaciones de profundidad variable para acoplar mejor la corneta, (c) con corrugaciones perpendiculares al brazo de la corneta y acoplamiento a una guía de paredes lisas, (d) con corrugaciones variables en profundidad para mejorar el acoplamiento y diseño perfilado

La variación de las corrugaciones inicia desde una profundidad de media longitud onda extendiéndose al menos por 10 corrugaciones para suavizar los efectos de desacoplo de impedancias. Las características de impedancia típicas son de VSWR 1.25 en un ancho de banda de 1.5:1.

- 2) **Corrugaciones.** Las corrugaciones son la parte esencial de la corneta corrugada puesto que son las causantes de los modos híbridos dentro de la corneta. El Método de Impedancia de Superficie no proporciona información suficiente sobre las características de las corrugaciones. Este método sólo proporciona información sobre la profundidad s de las corrugaciones, siendo óptima para valores entre 0.25 y 0.3 [OLV92].

Es importante notar que cuando la profundidad de la corrugación es de un cuarto longitud de onda (0.25λ), por las propiedades de las líneas de transmisión de 0.25λ terminadas en corto circuito, se puede predecir que no existe corriente axial en la pared interna de la antena, desapareciendo también el campo magnético H_ϕ . La densidad de las corrugaciones hace que el campo E_ϕ sea cero, lo que convierte a la antena de corneta corrugada en una antena con frontera "soft" (ver capítulo 3) que radia modos híbridos con baja polarización cruzada

El ancho de cada corrugación y el ancho del borde de cada corrugación son factores que tienen una influencia secundaria en los niveles de polarización cruzada. El factor más importante es que debe haber suficientes corrugaciones por longitud de onda para simular una impedancia de superficie continua. En la práctica debe haber al menos 3 corrugaciones por longitud de onda. [OLV92].

La orientación de las corrugaciones no tiene efecto significativo en las características de radiación de una antena de corneta corrugada, es decir, pueden ser perpendiculares al brazo de la corneta o perpendiculares al eje de la antena (figura 5.11).

Diámetro de la apertura. Como ya se estudió en capítulos anteriores, el diámetro de la apertura proporciona principalmente las características de ancho del haz y directividad de una antena. Esta variable va de acuerdo con la aplicación en la que se esté usando la antena. Por ejemplo para reflectores parabólicos, el tamaño de la apertura se diseña para que al menos 10 dB de la potencia total del patrón caiga dentro del área del reflector parabólico [OLV92].

Cabe señalar que observando la figura 5.8, para valores grandes del diámetro de la apertura, la antena se acerca más a las condiciones de cero polarización cruzada ($\beta' = 1$).

Ángulo de ensanchamiento. Como ya se estudió anteriormente, el ángulo de ensanchamiento influye directamente en el error de fase δ en la boca de una antena de corneta. Este efecto disminuye la directividad de una antena conforme el ángulo de ensanchamiento y por lo tanto el error de fase se incrementan.

En la teoría de las antenas de corneta cónicas corrugadas, el modelo de error de fase tiene un rango limitado de validez. Cuando el ángulo de ensanchamiento es menor a 15° , produce resultados confiables, sin embargo, cuando el ángulo es mayor se recurre a otros métodos como el de expansión de armónicos esféricos e integración sobre superficie esférica [CLAR84]. Estos dos últimos métodos salen del propósito de este trabajo por lo que trataremos de analizar cornetas con ángulos de ensanchamiento menores a 15° .

En el análisis de las antenas de corneta corrugadas con ángulo de ensanchamiento grande [CLAR84] se ha observado que las características de radiación dependen principalmente del ángulo de ensanchamiento en lugar de las dimensiones eléctricas de la apertura. Esta característica permite diseñar antenas con anchos de banda grandes con patrones de radiación constantes y bajos niveles de polarización cruzada. Estas antenas también se conocen como antenas de corneta escalares (figura 5.12)

5.4.2 Parámetros de diseño

Existen otros parámetros que se afectan al variar los parámetros anteriores como son:

- 1) *Patrones de radiación.*
 - a) Planos principales de análisis.
 - b) Patrones copolares.
 - c) Simetría de los patrones.
 - d) Anchos del haz.
 - e) Características de polarización cruzada.
- 2) *Características de frecuencia.*
 - a) Frecuencia de operación.
 - b) Ancho de banda.
 - c) Operación en varias bandas de frecuencia.
- 3) *Eficiencia como reflector.*
 - a) Iluminación de apertura.
 - b) Pérdidas por desborde.
 - c) Características de fase.
 - d) Características de polarización cruzada.
- 4) *Ganancia.*
- 5) *impedancia y VSWR.*
- 6) *Centro de fase.*
- 7) *Diferencia de fase a lo largo de la corneta.*
- 8) *Operación multimodo.*
- 9) *Diseño mecánico.*
- 10) *Facilidad de fabricación.*

5.4.3 Tipos de antenas de corneta corrugadas.

Por sus aplicaciones, las antenas de corneta corrugadas se dividen en:

Tabla 5.1 Tipos de antena de corneta y sus usos*

Tipos de corneta	Usos Típicos
Apertura grande, ángulo de ensanchamiento pequeño ($D > 4\lambda$, $\psi < 15^\circ$)	Arreglos Cassegrain Estaciones terrenas Antenas de radioastronomía
Apertura pequeña, ángulo de ensanchamiento pequeño ($D < 4\lambda$, $\psi < 15^\circ$)	Antenas en naves espaciales Focos para reflectores
Ángulo de ensanchamiento grande ($\psi > 15^\circ$)	Foco para reflectores Estandar de ganancia
Cornetas multimodo	Radars Focos para reflectores Reflectores offset
Cornetas de banda ancha	Aplicaciones militares
Cornetas multifrecuencia	Comunicaciones
Cornetas compactas (perfilados)	Antenas de aeronaves

*[CLAR84]

Las antenas de corneta con apertura grande y ángulo de ensanchamiento pequeño son las más comunes y fáciles de diseñar, puesto que su apertura de gran tamaño (por a 4λ de diámetro) las hace menos sensibles a los efectos de polarización cruzada.

Las antenas de apertura pequeña dependen de las dimensiones de la apertura y tienen problemas de ancho de banda.

Las antenas de ángulo de ensanchamiento grande como la mostrada en la figura 5.12 y como ya se mencionó anteriormente presentan características de radiación con anchos de banda muy grandes con baja polarización cruzada y dependientes del ángulo de ensanchamiento. En la figura 5.13 se presentan patrones de radiación de este tipo de antenas [JAS92].

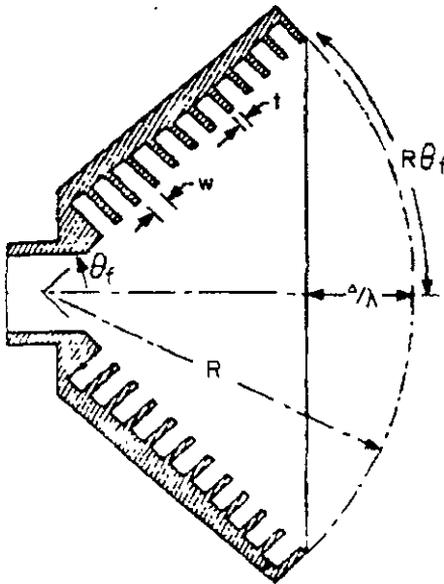


Figura 5.12 Configuración geométrica de una antena de corneta de paredes internas corrugadas de ángulo de ensanchamiento (θ_f) grande.

Las antenas corrugadas compactas (perfiladas) se usan en aplicaciones donde no se tiene espacio para una corneta larga. A pesar de que son muy sensibles a los efectos de polarización cruzada presentan ciertas ventajas sobre los demás tipos de cornetas (ver figura 5.14).

;

La corneta llega a tener hasta dos tercios de la longitud total de otra antena de corneta, manteniendo los mismos niveles de polarización cruzada.

El ángulo de ensanchamiento en el plano de la boca de la apertura de la antena es cero, por lo que la corneta radia como una guía de ondas corrugada, lo que mejora la coherencia (no hay error de fase) y la eficiencia para un determinado diámetro de la apertura.

- 3) El centro de fase está cercano a la apertura y no se mueve conforme la frecuencia cambia.
- 4) El ángulo de ensanchamiento pequeño en la unión con la guía de ondas proporciona buenas características de acoplamiento de impedancia.

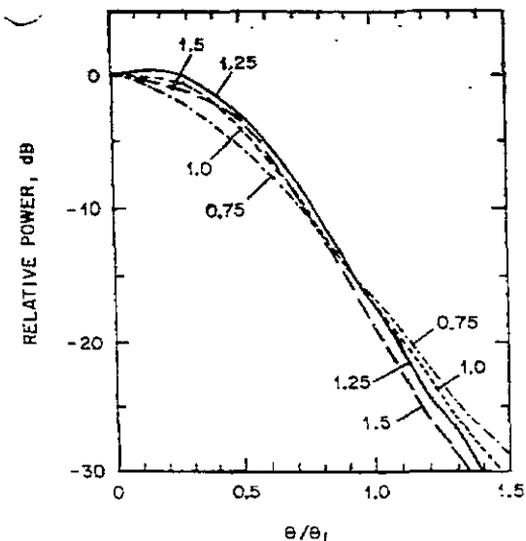


Figura 5.13 Patrones universales de radiación para cornetas de ángulo de ensanchamiento grande ($\theta_f < 70^\circ$) con $\Delta/\lambda = \delta_{max}$ como parámetro

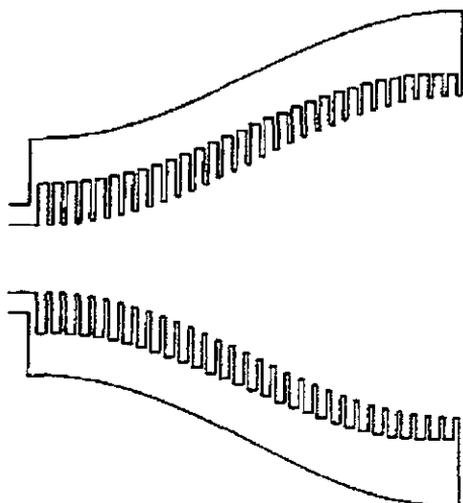


Figura 5.14 Antena de corneta corrugada perfilada

Ya hemos visto los tipos más comunes de antenas⁶ corrugadas, ahora estudiaremos una de ellas a través del Método de la Transformada de Fourier y obtendremos los lóbulos de radiación de antenas de corneta de paredes internas corrugadas de aperturas grandes y ángulos de ensanchamiento pequeños. Para esto seguiremos la configuración geométrica de la figura 5.15 así como la nomenclatura de las dimensiones, manejadas como dimensiones eléctricas.

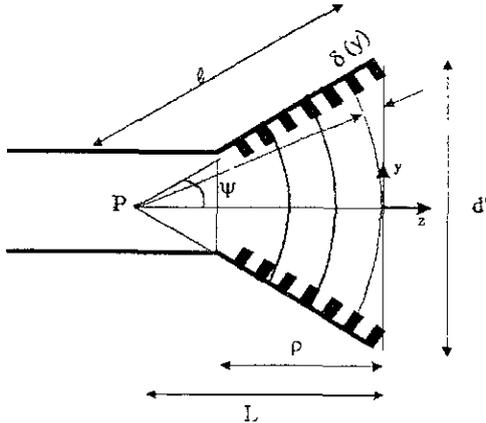


Figura 5.15 Configuración geométrica de una antena de corneta de paredes internas corrugadas

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CONICA CORRUGADA BALANCEADA DE DIMENSIÓN $A=5\lambda$ Y ERROR DE FASE $\delta_{MAX} = 0$.

En primer lugar planteamos las ecuaciones del campo eléctrico tangencial. Para este ejemplo usaremos las ecuaciones (5-15) y (5-16) para expresar el campo eléctrico tangencial. Al igual que con las antenas cónicas, tomaremos en cuenta solamente los modos eléctricos tangenciales y extenderemos los resultados del Método de la Transformada de Fourier a toda la región de radiación hacia atrás ($z < 0$) con el factor $(1 + \theta)/2$.

$$E \begin{cases} E_z = [-[(\beta' + \Lambda)J_0(x) + (\Lambda - \beta')J_2(x)] \cos \phi] e^{j(k_x x + k_y y - \omega t)} \\ E_\theta = [[(\beta' + \Lambda)J_0(x) - (\Lambda - \beta')J_2(x)] \sin \phi] e^{j(k_x x + k_y y - \omega t)} \end{cases} \quad (5.23)$$

$$f_z = \iint_{\text{apertura}} [-[(\beta' + \Lambda)J_0(x) + (\Lambda - \beta')J_2(x)] \cos \phi] e^{j(k_x x + k_y y - \omega t)} dx dy \quad (5.24)$$

$$f_\theta = \iint_{\text{apertura}} [[(\beta' + \Lambda)J_0(x) - (\Lambda - \beta')J_2(x)] \sin \phi] e^{j(k_x x + k_y y - \omega t)} dx dy$$

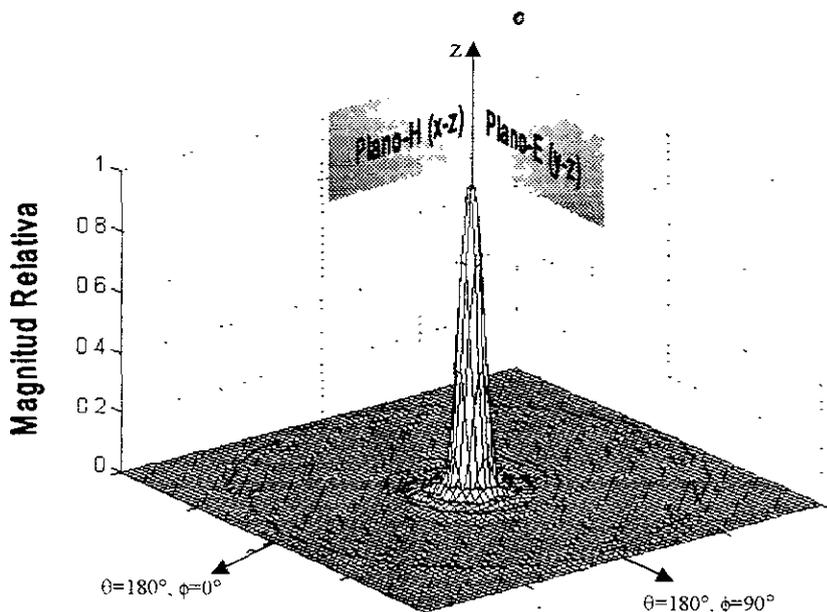


Figura 5.16 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0^\circ$ (guía de ondas corrugada).



Figura 5.16 (b) Patrón de radiación tridimensional polar de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0^\circ$ (guía de ondas corrugada).

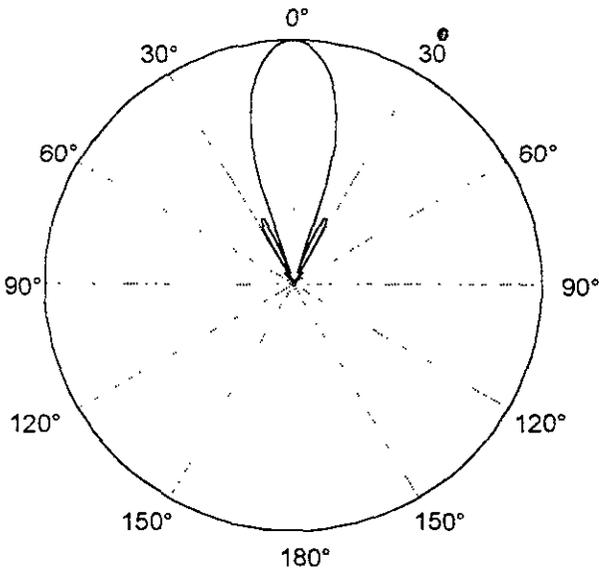


Figura 5.16 (c) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

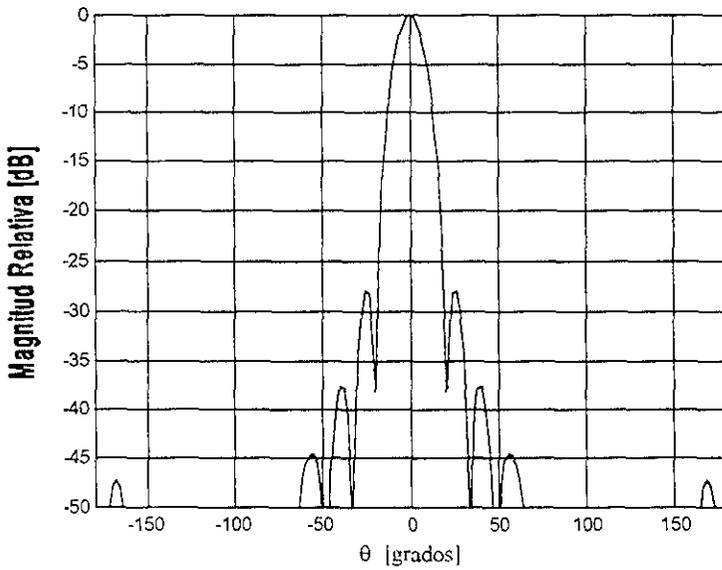


Figura 5.16 (d) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones

El ejemplo de las figuras 5.16 muestra los patrones de radiación producidos por una antena de corneta corrugada sin ángulo de ensanchamiento, es decir, una guía de ondas corrugada abierta de diámetro 5λ . Los patrones tridimensionales muestran claramente alto grado de simetría que presenta el patrón, además de bajos niveles de lóbulos laterales.

Un estudio más detallado puede observarse en los cortes transversales, que debido a la simetría perfecta, se presenta un sólo corte tanto en coordenadas polares como en coordenadas rectangulares.

En estos cortes puede verse claramente que los lóbulos laterales tienen un nivel menor que el principal a los 30 dB, lo que no sucede con las guías circulares y las antenas de corneta cónicas (véase capítulo 2 y capítulo 3).

Cabe señalar que el ejemplo analizado tiene diámetro relativamente grande, debido a que para valores grandes del producto kr_1 , las condiciones de balanceo de una guía de ondas corrugada son mejores. Estos resultados pueden compararse con los presentados [CLAR84] en su análisis de patrones de radiación de antenas de corneta corrugadas.

Es importante también notar que el valor que se adoptó para la variable K es de 2.40, que resulta sólo una aproximación a las condiciones de balanceo y que en la realidad, como los muestran las figuras 5.8 y 5.9 no es válido en todos los casos.

➤ ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CORRUGADA BALANCEADA DE DIMENSIÓN $A=5\lambda$ Y ERROR DE FASE $\delta_{MAX} = 0.1\lambda$

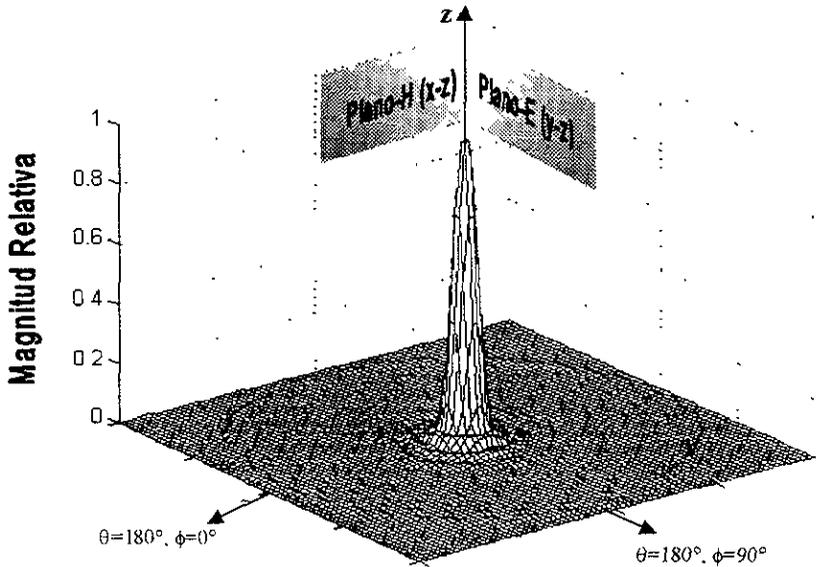


Figura 5.17 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0.1\lambda$

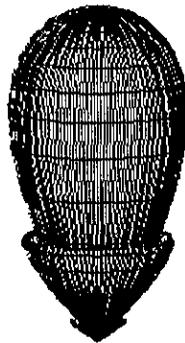


Figura 5.17 (b) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0.1\lambda$

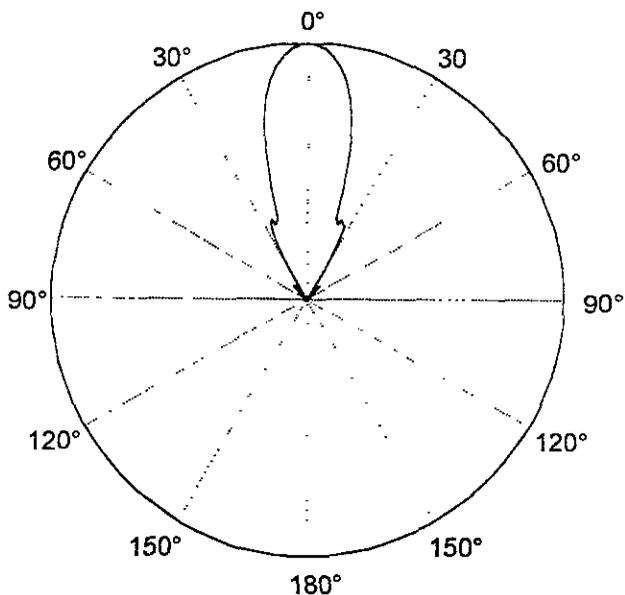


Figura 5.17 (c) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

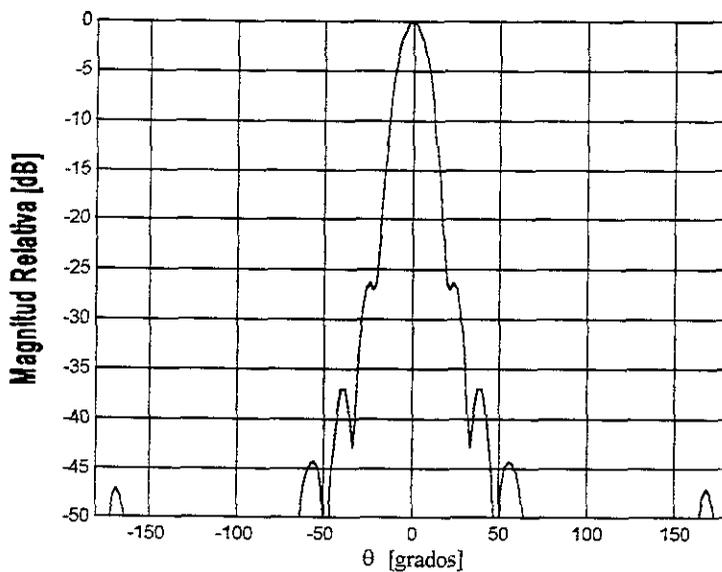


Figura 5.17 (d) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CORRUGADA BALANCEADA DE DIMENSIÓN $A=5\lambda$ Y ERROR DE FASE $\delta_{MAX} = 0.2\lambda$.

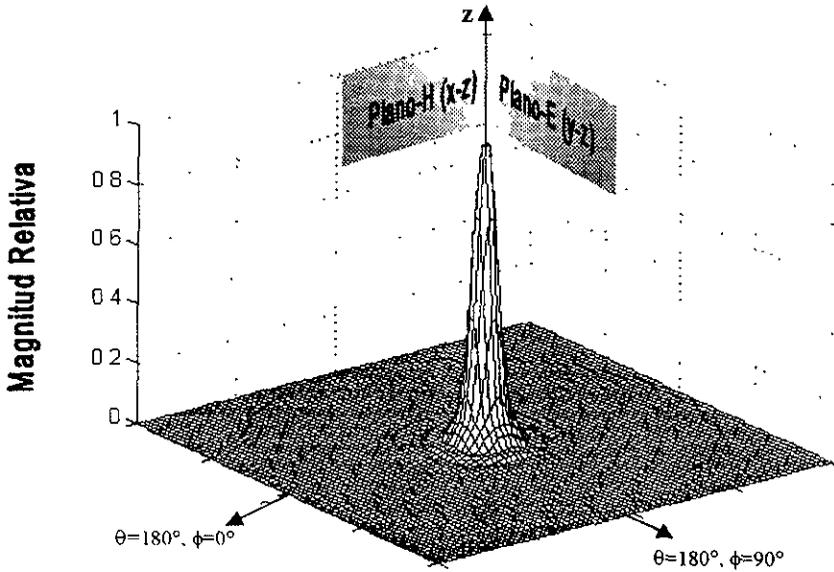


Figura 5.18 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0.2\lambda$.

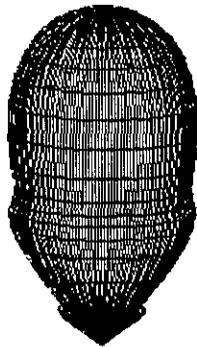


Figura 5.18 (b) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ con error de fase máximo $\delta=0.2\lambda$.

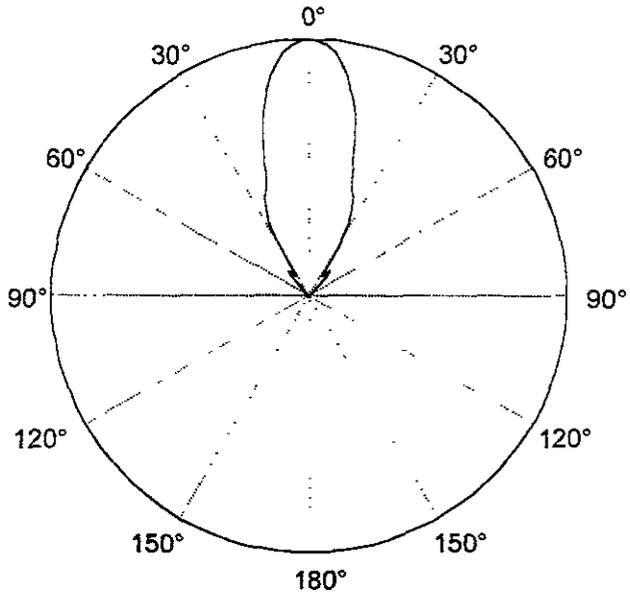


Figura 5.18 (c) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

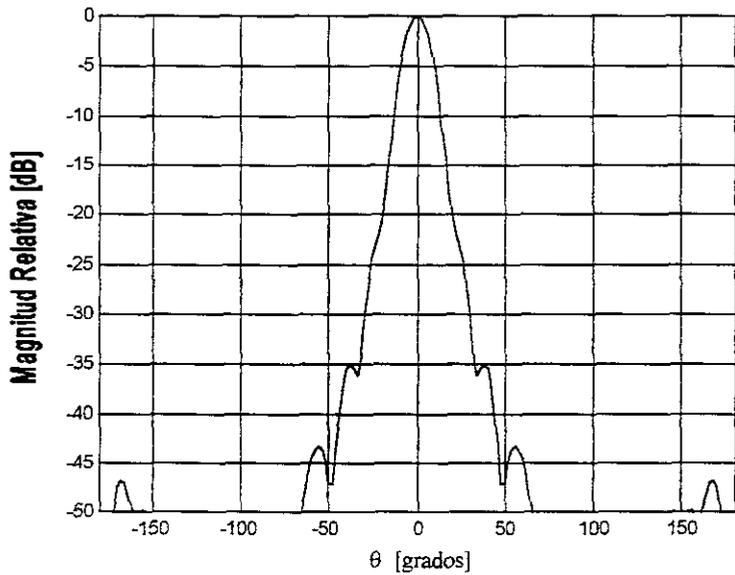


Figura 5.18 (d) Corte transversal del patrón de radiación rectangular logarítmico en tres dimensiones.

Los ejemplos de las figuras 5.17 y 5.18 muestran los patrones de radiación de dos antenas corrugadas de diámetro igual a 5λ y con errores de fase de 0.1λ y 0.2λ . Puede verse cómo el error de fase afecta la forma de los lóbulos secundarios y de la directividad. Para una mejor comparación de este efecto, la figura 5.19 muestra los mismos ejemplos anteriores en un solo plano y con diferentes errores de fase.

⇒ COMPARACIÓN DE LOS PATRONES DE RADIACIÓN DE ANTENAS DE CORNETA CORRUGADAS BALANCEADAS CON DIFERENTES ERRORES DE FASE.

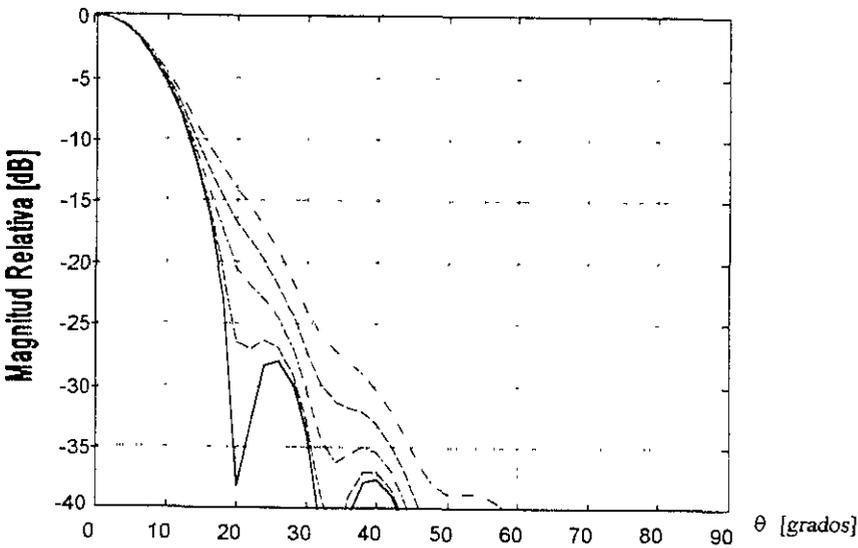


Figura 5.19 Comparación de los patrones de radiación de antenas de corneta corrugada con diferentes errores de fase.

— $\delta = 0\lambda$ - · - · - $\delta = 0.3\lambda$
 ····· $\delta = 0.1\lambda$ - - - - $\delta = 0.4\lambda$
 - · - · - $\delta = 0.2\lambda$

La figura 5.19, también presentada en [CLAR84] y [JAS92], muestra los patrones de radiación de antenas de corneta cónicas corrugadas balanceadas de diámetro 5λ . Se puede observar claramente el efecto del error de fase, con lóbulos secundarios que van desapareciendo a medida que el patrón sufre un ensanchamiento. Este efecto, al igual que sucede con todas las antenas de corneta, afecta la directividad de las antenas.

Calculando la directividad de las antenas cónicas corrugadas en función de su longitud L y del diámetro de la apertura, usando la misma fórmula usada en el capítulo 3 (fórmula 3.11), obtenemos las siguientes gráficas:

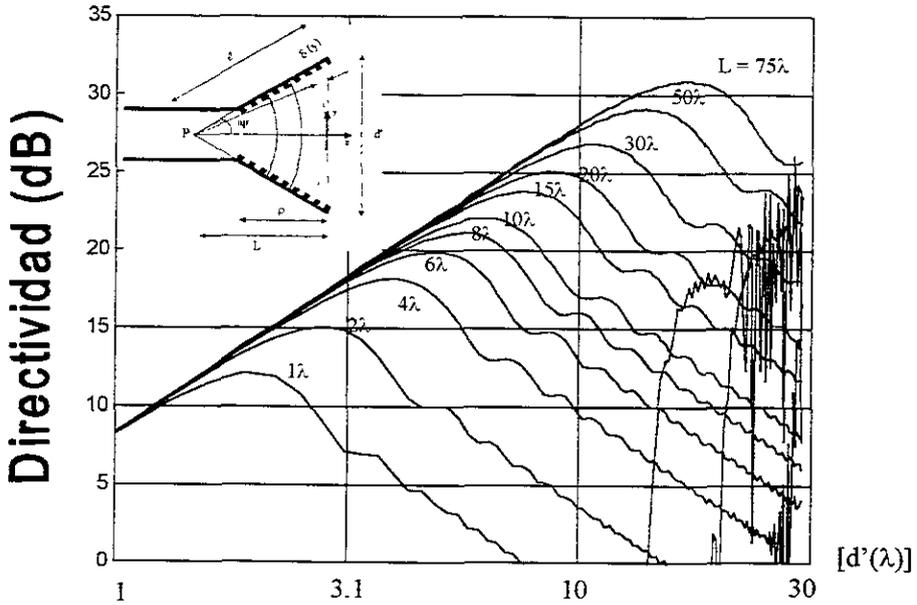


Figura 5.20 Directividad de una antena de corneta corrugada balanceada en función de la longitud L de la corneta y del diámetro d' de su apertura.

La gráfica de la figura 5.20 es muy semejante a las gráficas de directividad de las antenas cónicas en cuanto a los máximos de cada curva y en cuanto a su forma, sin embargo podemos observar que presentan una pendiente menos pronunciada del lado en el que la directividad baja debido al efecto del error de fase. Esto nos permite concluir que las antenas de corneta cónicas corrugadas son menos susceptibles a los efectos del error de fase, provocando que el rango de operación sea mayor.

La misma gráfica en su forma tridimensional se presenta en la figura 5.21, donde se ve claramente que la región donde la directividad se reduce debido al error de fase tiene un comportamiento diferente al caso de las antenas de corneta cónicas de paredes internas lisas.

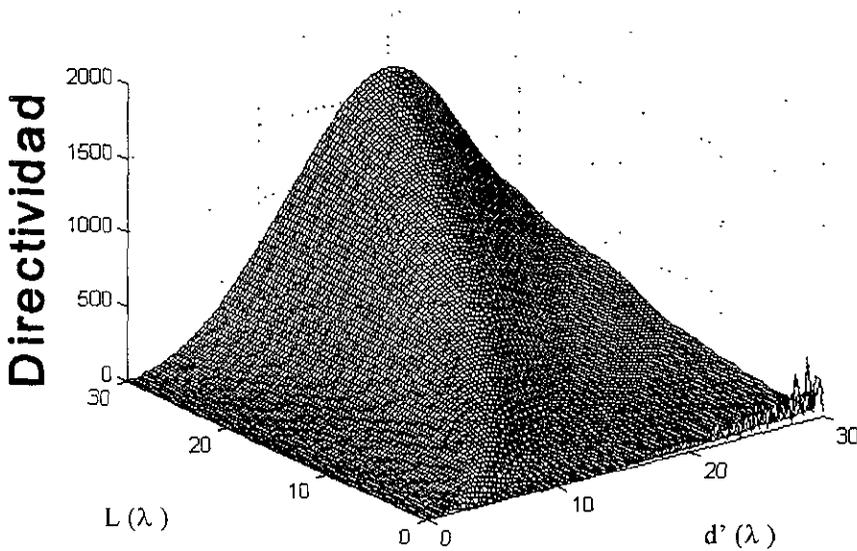


Figura 5.21 Directividad de una antena de corneta corrugada en función de la longitud de la corneta y del diámetro de la apertura

Hasta este momento hemos analizado antenas de corneta cónicas corrugadas en condiciones ideales de balanceo y de cero polarización cruzada. Ahora estudiaremos los efectos de pequeñas variaciones de los parámetros Λ y β' en los patrones de radiación y en todo en los niveles de polarización cruzada.

- ANÁLISIS DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CORRUGADA DE DIMENSIÓN $A=5\lambda$ Y ERROR DE FASE $\delta_{MAX} = 0.1 \lambda$ CON $\beta^2=1$ Y $\Lambda=0.5$.

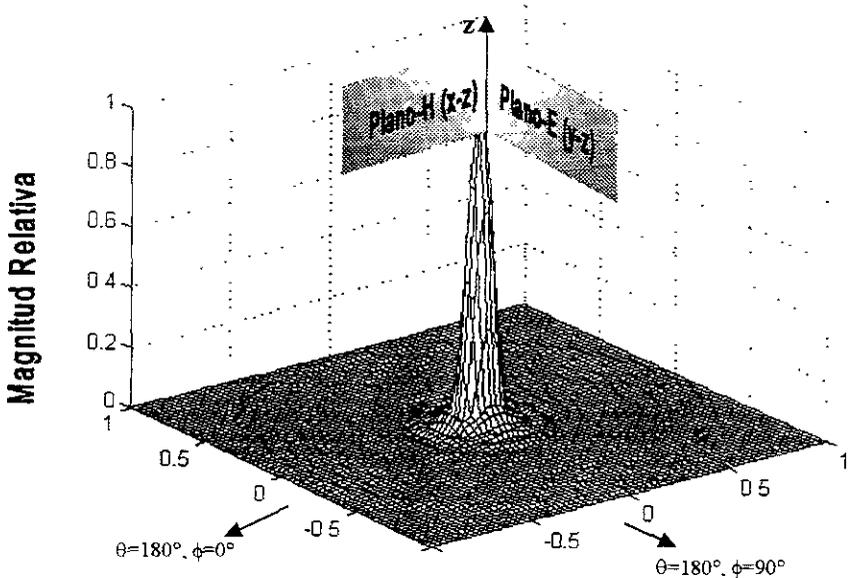


Figura 5.22 (a) Patrón de radiación tridimensional de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ y error de fase $\delta_{max} = 0.1 \lambda$ con $\beta^2=1$ y $\Lambda=0.5$.

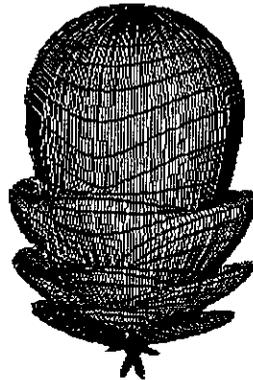


Figura 5.22 (b) Patrón de radiación tridimensional polar logarítmico de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ y error de fase $\delta_{max} = 0.1 \lambda$ con $\beta^2=1$ y $\Lambda=0.5$

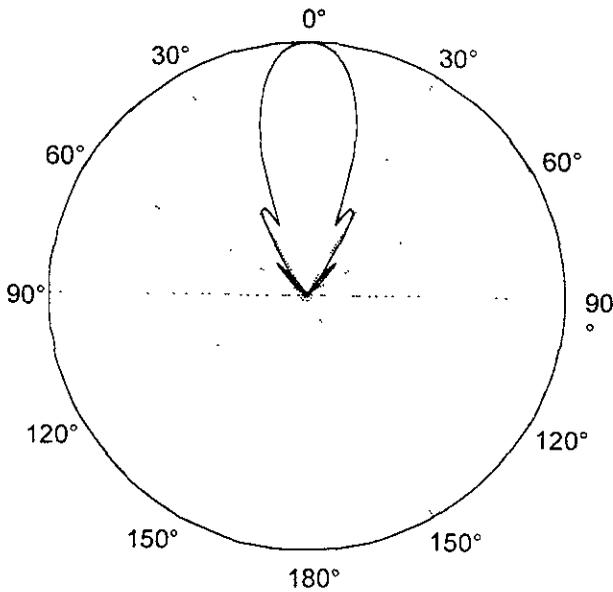


Figura 5.22 (c) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

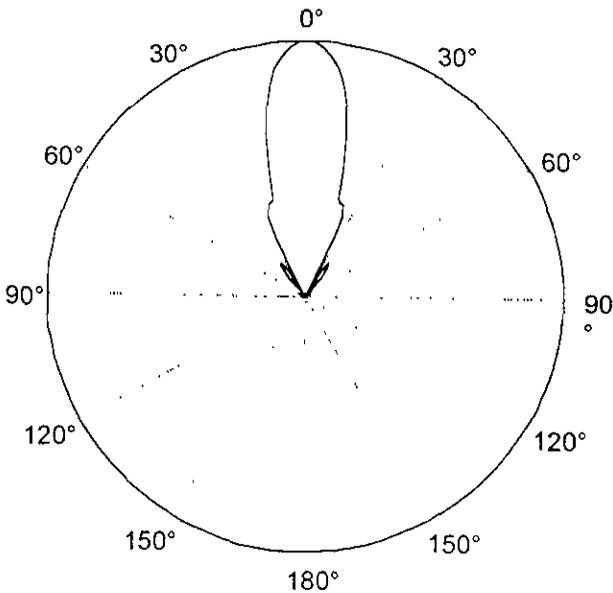


Figura 5.22 (d) Corte transversal del patrón de radiación polar en tres dimensiones.

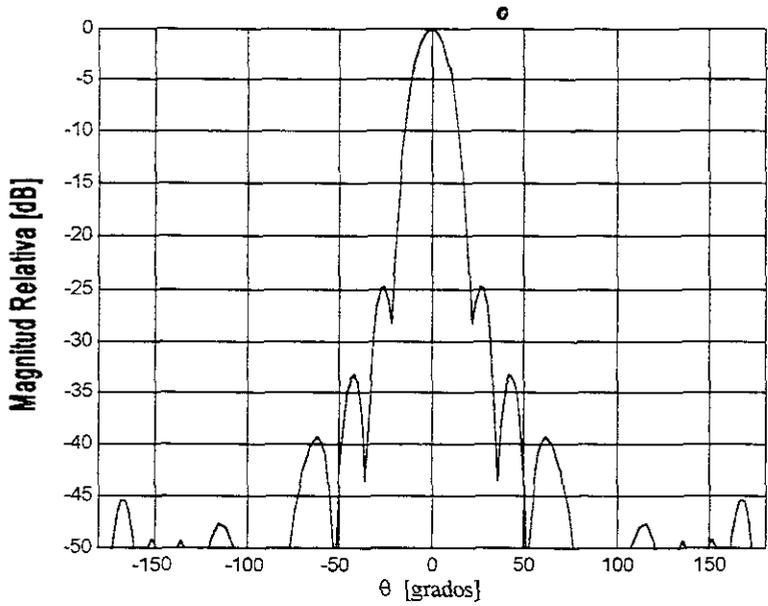


Figura 5.22 (e) Corte transversal en el plano-E del patrón de radiación rectangular logarítmico en tres dimensiones

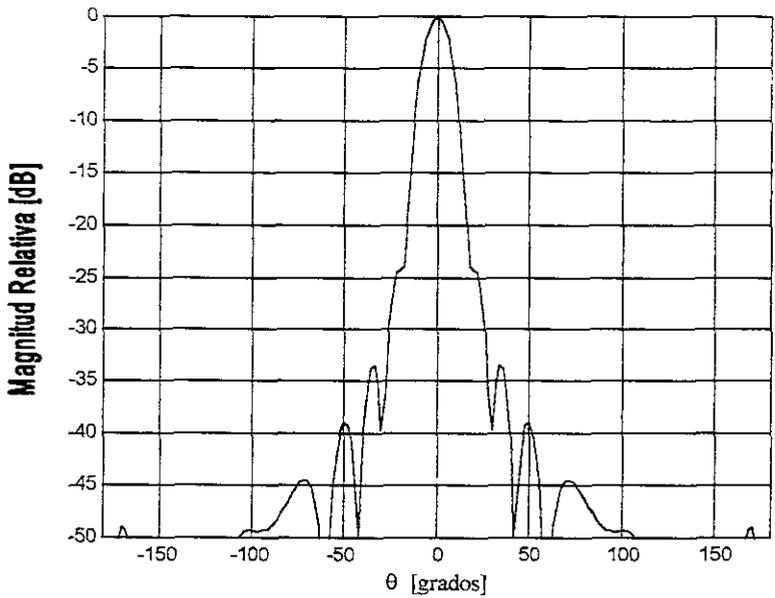


Figura 5.22 (f) Corte transversal en el plano-H del patrón de radiación rectangular logarítmico en tres dimensiones.

o

El ejemplo de la figura 5.22 muestra los resultados de radiación de una antena de corneta cónica corrugada que no está balanceada, suponiendo que $K = 2.405$. Podemos distinguir claramente que los patrones ya no son simétricos y que presentan diferencias notables en cada uno de los planos de análisis. Como vimos en el capítulo 4, cuando un patrón de radiación no es simétrico, sus niveles de polarización cruzada se incrementan. A continuación analizaremos los niveles de polarización cruzada de este ejemplo para comprobar esta afirmación

o NIVELES DE POLARIZACIÓN CRUZADA DE UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CORRUGADA DE DIMENSIONES $A=5\lambda$ Y ERROR DE FASE $\delta_{MAX} = 0.1 \lambda$ CON $\beta'=1$ Y $\Lambda=0.5$.

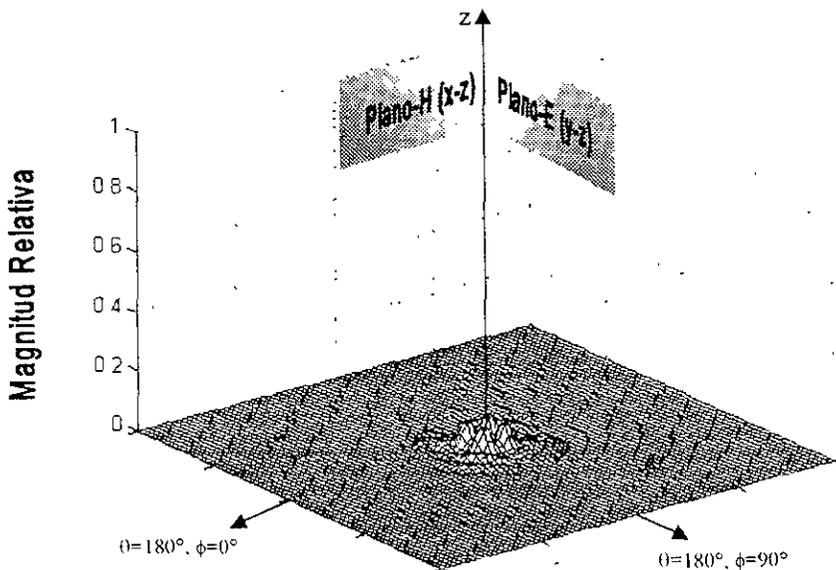


Figura 5.23(a) Patrón de radiación tridimensional de polarización cruzada de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ y error de fase $\delta_{max} = 0.1 \lambda$ con $\beta'=1$ y $\Lambda=0.5$

En la figura 5.23(a), podemos ver que la magnitud de los lóbulos de polarización cruzada se ha incrementado, siendo máxima en los planos $\phi=45^\circ$ y $\phi=135^\circ$ con un máximo de lóbulo de -22dB respecto a la magnitud total del patrón copolar. En la figura 5.24(b) se presenta el corte en el plano $\phi=45^\circ$ para estudiar con mayor detalle los niveles máximos de polarización cruzada

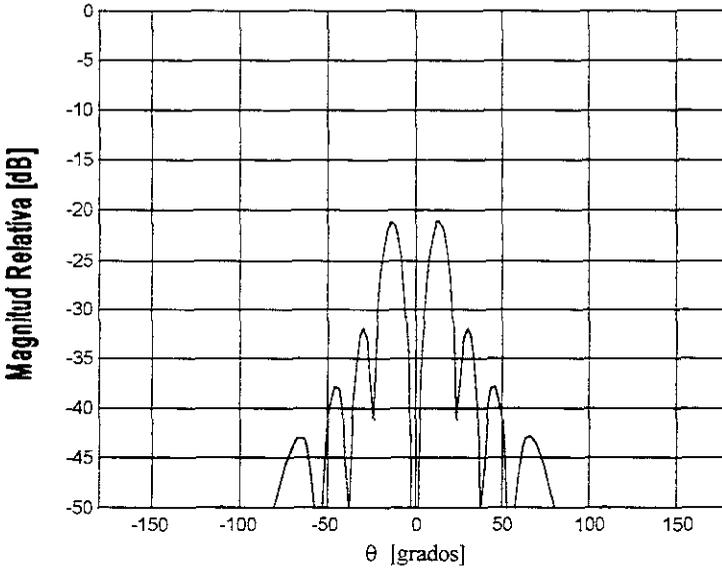


Figura 5.23 (b) Corte del patrón de polarización cruzada en el plano $\phi=45^\circ$ de una antena de corneta corrugada de dimensiones $A=5\lambda$ y error de fase $\delta_{\max} = 0.1\lambda$ con $\beta=1$ y $\Lambda=0.5$

Como se ha observado, los niveles de polarización cruzada dependen de la diferencia entre los parámetros Λ y β' , por lo que en la figura 5.24 se muestra una representación tridimensional de los niveles de polarización cruzada en función de estos dos parámetros.

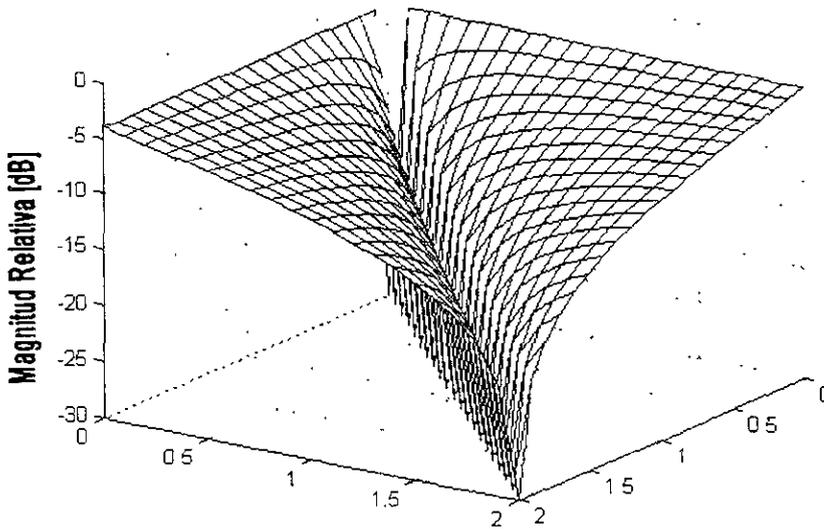


Figura 5.24 Niveles de polarización cruzada de una antena de corneta corrugada de diámetro $d = 5\lambda$ en dB en función de los parámetros β y Λ

En la figura 5.24 puede verse claramente que la recta en donde $\beta = \Lambda$, los niveles de polarización cruzada caen por debajo de 30 dB respecto al máximo de radiación, sin embargo, esta caída es muy brusca y cualquier variación de estos parámetros haría que la polarización cruzada subiera rápidamente. De la gráfica se puede concluir que conforme β y Λ son mayores, en general los niveles de polarización cruzada son menores, por lo que es conveniente buscar estas condiciones

5.5 ANÁLISIS DE UN REFLECTOR PARABÓLICO ALIMENTADO CON UNA ANTENA DE CORNETA CÓNICA CORRUGADA ÓPTIMA.

Como ya se estudió en el Capítulo 4, el desempeño de los reflectores parabólicos simples depende de los parámetros geométricos principales del reflector como lo son f (distancia focal) y D (diámetro del plato), y sobretodo de las características del alimentador como lo son su patrón de radiación, lóbulos laterales y niveles de polarización cruzada.

Analizaremos brevemente un ejemplo de un reflector parabólico de dimensiones estándares, alimentado con una corneta corrugada óptima en comparación de un reflector alimentado con una corneta cónica de paredes internas lisas.

Para este análisis considérese la siguiente configuración geométrica de un alimentador con un reflector parabólico:

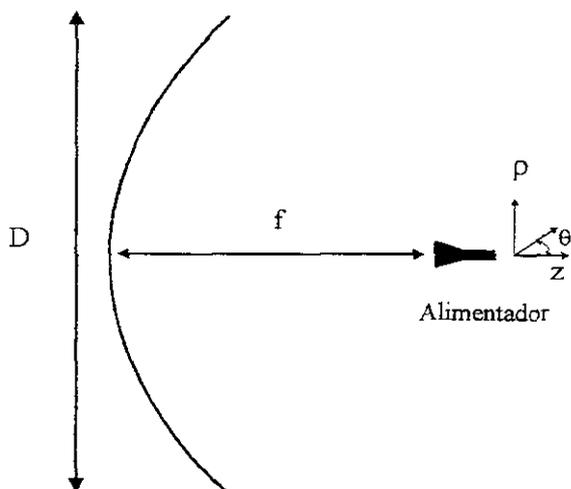


Figura 5.25 Geometría para el análisis de un reflector parabólico alimentado con una antena de corneta.

En esta sección no se pretende realizar un estudio detallado de las propiedades de los reflectores parabólicos, sino presentar un ejemplo de cálculo de patrones de un reflector común en la frecuencia de 11GHz usado para la recepción de señales de TV vía satélite alimentado por una corneta cónica corrugada para poder compararlo con el patrón de radiación del mismo reflector parabólico alimentado con una guía de ondas circular con el modo TE_{11} , que se usa en algunos casos como alimentador de platos parabólicos. En la tabla 5.2 se muestran los reflectores parabólicos que más se usan en la recepción de señales de TV satelital.

Tabla 5.2 Ganancia de antenas parabólicas comerciales

Referencia	A	B	C	D	E	F
Diámetro	900	1200	1500	1800	2200	2800
Ancho de banda	10.9 a 12.8 GHz					
Ganancia a 11 GHz	39.1	41.6	43.00	44.8	46.4	48.3
Dist. Focal (mm)	384	512	630	755	925	1190
Espesor (mm)	2	2	2.2	3	3.1	3.2
Peso del sistema	6	11	45	58	112	273

Para el cálculo de los patrones mostrados en esta sección se usa la fórmula encontrada en [COL85] que expresa el campo tangencial en el plano de la apertura del plato parabólico y que se expresa a continuación:

$$\mathbf{E}_a = \frac{e^{-j2k_0 f}}{\rho} [e_x \mathbf{a}_x + e_y \mathbf{a}_y] \quad (5.25)$$

El campo expresado en la fórmula 5.25 se expresa en función de los campos lejanos radiados por el alimentador. Estos campos pueden ser obtenidos a través de los métodos convencionales presentados en los capítulos anteriores. Es evidente que sólo hay que calcular el patrón de radiación en el rango de direcciones interceptadas por el plato parabólico.

Una vez obtenido el campo tangencial al plano de la antena, y que se guardó en un archivo temporal, éste se somete nuevamente a la transformada de Fourier, pero ahora con el sistema de coordenadas mostrado en la figura 5.25

$$\mathbf{f} = \iint \left[\frac{e^{-j2k_0 f}}{\rho} [e_x \mathbf{a}_x + e_y \mathbf{a}_y] \right] e^{jk_x x + jk_y y} \quad (5.26)$$

Donde e_x y e_y son las componentes f_x y f_y del patrón de radiación de la antena de corneta que sirve como alimentador. Una vez contando con las fórmulas de los campos tangenciales, se analizará a continuación el ejemplo A de la tabla 5.1, que corresponde a las dimensiones eléctricas $f = 15\lambda$ y $D = 33\lambda$. Se analizarán también las huellas de radiación que producirían estos reflectores parabólicos como si estuvieran situados en un satélite de comunicaciones en órbita geoestacionaria a 36,000 km, del centro de la Tierra y apuntado directamente hacia el meridiano de 90° y a la latitud 0° . Esta representación es una simple proyección de los patrones de radiación sobre la superficie terrestre en los que pueden apreciarse algunas características importantes.

➤ ANÁLISIS DE UN REFLECTOR PARABÓLICO DE DIMENSIONES $D = 33 \lambda$ Y $F=15\lambda$ ALIMENTADA POR UNA ANTENA DE CORNETA CORRUGADA ÓPTIMA CON $D'=4\lambda$ Y $L=9\lambda$



Figura 5.26 (a) Patrón de radiación tridimensional polar de un reflector parabólico de de dimensiones $D = 33 \lambda$ y $f = 15\lambda$ alimentada por una antena de corneta corrugada óptima con $d'=4\lambda$ y $L=9\lambda$.

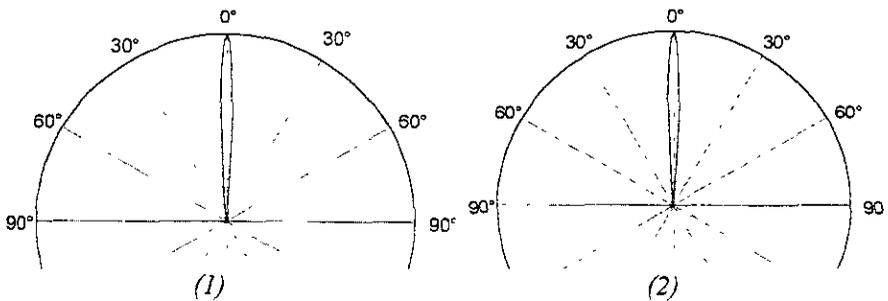
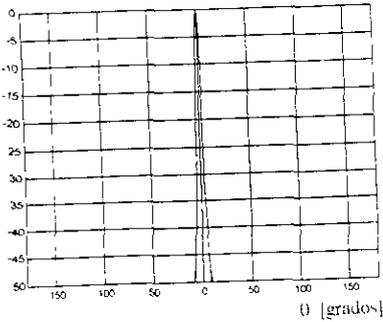
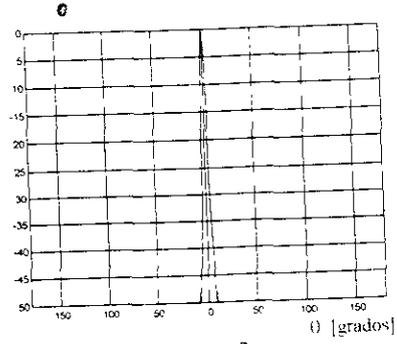


Figura 5.26 (b) Cortes del patrón de radiación polar (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

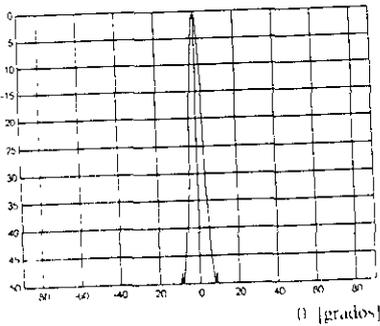


(1)

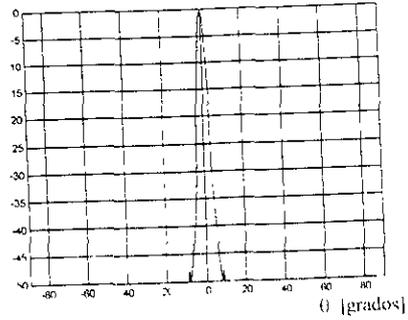


(2)

Figura 5.26 (c) Corte del patrón de radiación rectangular (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

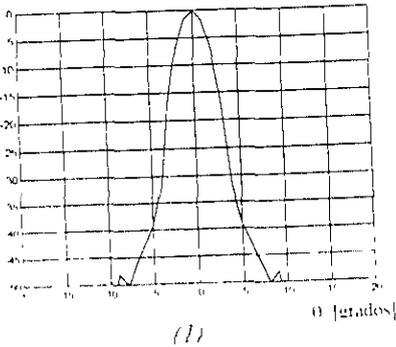


(1)

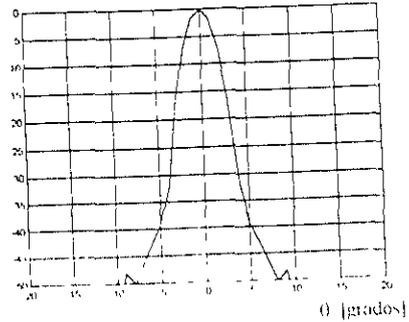


(2)

Figura 5.26 (d) Acercamiento del patrón de radiación rectangular (1) en el plano-E y (2) en el plano-H



(1)



(2)

Figura 5.26 (e) Acercamiento del patrón de radiación rectangular logarítmico (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

El ejemplo de la figura 5.26 muestra el patrón de radiación de un reflector parabólico alimentado por una antena de corneta con paredes internas corrugas balanceada. En los patrones puede verse la simetría producida por este patrón, lo cual indica niveles de polarización cruzada muy bajos (teóricamente nulos). También puede observarse la gran directividad que tiene el patrón gracias al reflector parabólico. Es de notarse también que los lóbulos laterales son muy bajos, por debajo de -45 dB en todos los planos, que es una característica muy importante para el diseño de reflectores parabólicos.

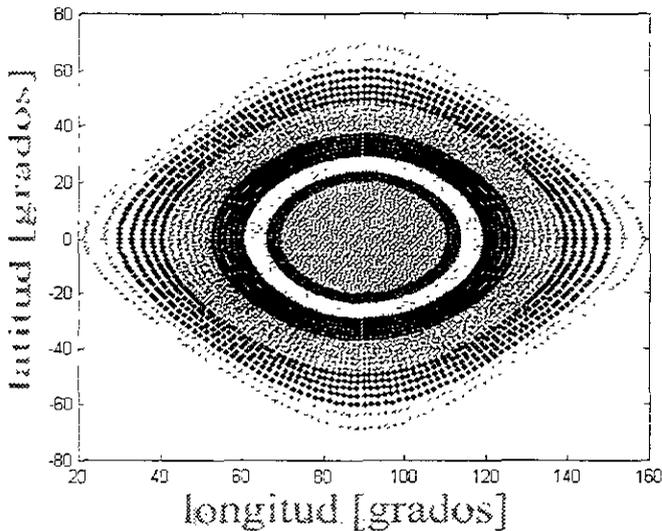


Figura 5.26 (e) Huella de radiación sobre la superficie terrestre producida por un reflector parabólico de dimensiones $D=33\lambda$ y $f=15\lambda$ alimentado por una antena de corneta corrugada óptima situado a 36.000 km sobre el centro de la Tierra en órbita geostacionaria

La figura 5.26(e) muestra una huella de radiación sobre la Tierra del mismo ejemplo de plato parabólico con alimentador corrugado. Este es sólo un ejemplo de cómo radiaría el mismo plato si se tuviera en un satélite geostacionario y no es un diseño óptimo para esta aplicación en particular. La figura muestra cómo el patrón tiene una simetría circular importante y su nivel cae uniformemente conforme la distancia al centro máximo de radiación se incrementa. Cabe hacer notar que las regiones de diferentes tonos representan diferentes niveles de potencia de radiación. La primer zona abarca de 0 a -3 dB respecto al máximo, la segunda zona va de -3 a -5 dB, la tercera zona va de -5 a -10 dB, la cuarta zona va de -10 a -20 dB, la quinta zona va de -20 a -30 dB, la sexta zona va de -30 a -40 dB y la última zona representa niveles por debajo de -50 dB.

e

- ANÁLISIS DE UN REFLECTOR PARABÓLICO DE DIMENSIONES $D = 33 \lambda$ Y $F=15\lambda$ ALIMENTADA POR UNA GUIA DE ONDAS CON EL MODO DOMINANTE TE₁₁ DE PAREDES INTERNAS LISAS CON $d^2=1\lambda$.

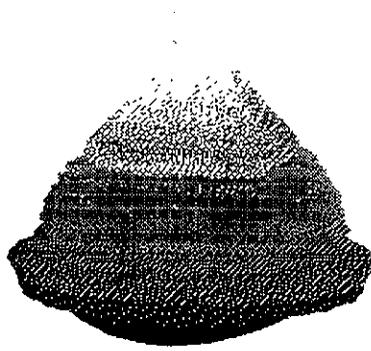


Figura 5.27 (a) Patrón de radiación tridimensional polar de un reflector parabólico de dimensiones $D = 33 \lambda$ y $f=15\lambda$ alimentada por una guía de ondas circular con distribución de campo de modo dominante con $d^2=1\lambda$.

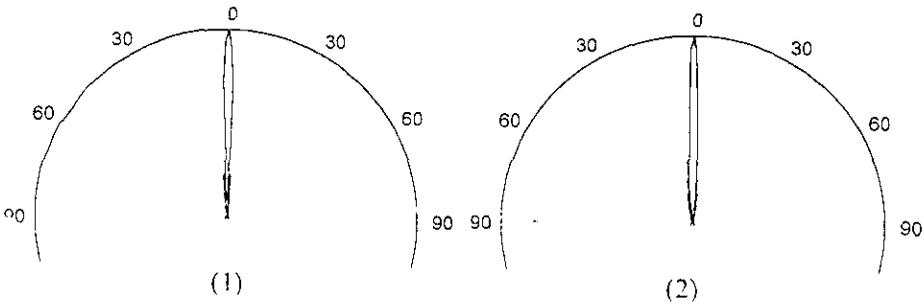


Figura 5.27 (b) Cortes del patrón de radiación polar (1) en el plano-F y (2) en el plano-H

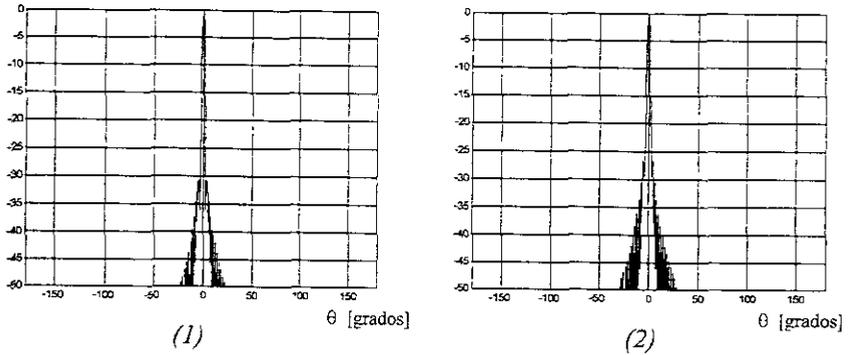


Figura 5.27 (c) Corte del patrón de radiación rectangular (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

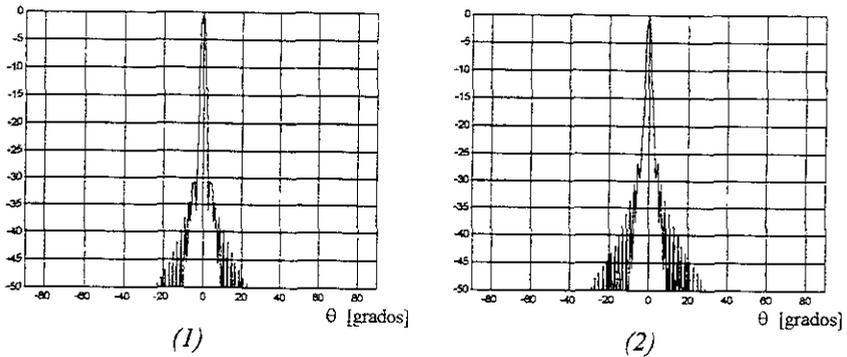


Figura 5.27 (d) Acercamiento del patrón de radiación rectangular (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

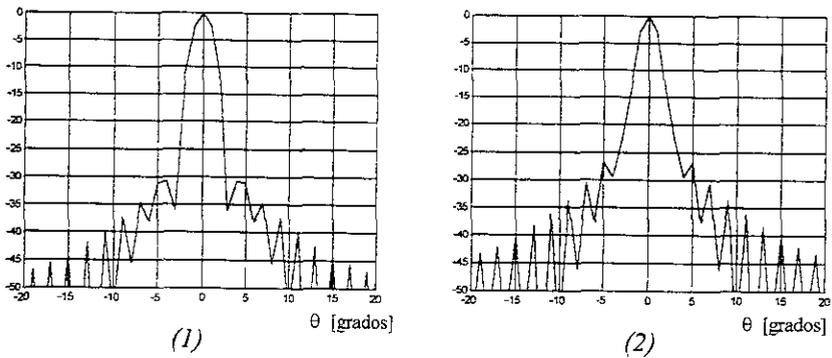


Figura 5.27 (e) Acercamiento del patrón de radiación rectangular logarítmico (1) en el plano-E y (2) en el plano-H

De la figura 5.27 (a) a la (e) pueden observarse las características de radiación de la combinación de un plato parabólico alimentado con una guía de ondas cilíndrica. Al comparar los resultados con el ejemplo anterior resultan evidentes varias diferencias:

- 1) El patrón del ejemplo 5.27 no es simétrico en todos los planos a diferencia del ejemplo 5.26, lo que se atribuye a que el alimentador con el modo TE_{11} tienen un patrón que no es totalmente simétrico.
- 2) El número de lóbulos laterales es mayor, incluso en su nivel respecto a lóbulo principal. Esto se debe a que la guía de ondas cilíndrica analizada se consideró de apenas 1λ , lo que provoca una distribución de campo más uniforme en la apertura del reflector parabólico respecto al ejemplo 5.26.

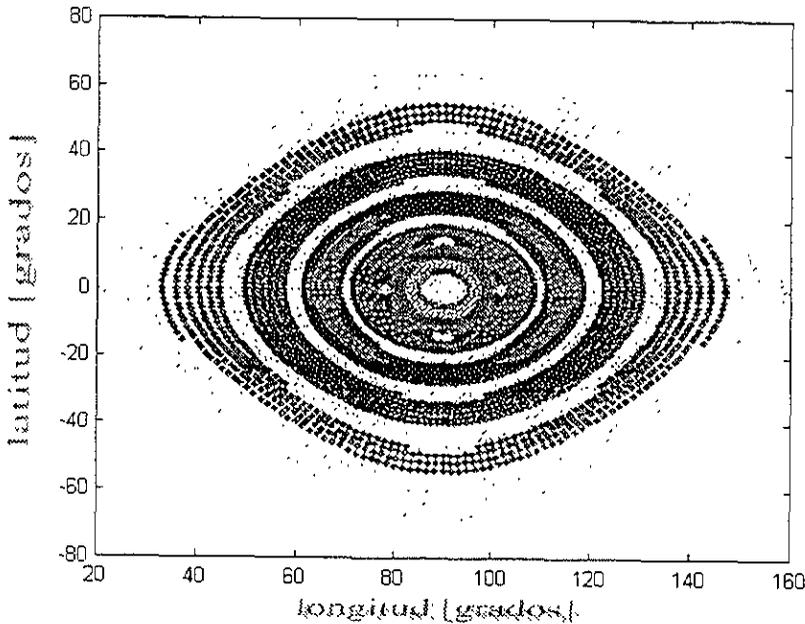


Figura 5.27 (f) Huella de radiación sobre la superficie terrestre producida por un reflector parabólico de dimensiones $D=33\lambda$ y $f=15\lambda$ alimentado por una antena de corneta cónica con el modo TE_{11} situado a 36.000 km sobre el centro de la Tierra en órbita geostacionaria

La figura 5.27(f) muestra claramente cómo la huella de radiación de un reflector parabólico alimentado con una guía de ondas con el modo TE_{11} no es totalmente simétrica y por lo tanto lleva a patrones de radiación que no son muy convenientes para aplicaciones de comunicaciones por satélite, aparte de que, como ya se estudió en el capítulo 4 y en la sección 5.4, presenta altos niveles de polarización cruzada

5.6 CONCLUSIONES

En este capítulo se han analizado las características de radiación de las antenas cornetas cónicas con paredes internas corrugadas. Se han comprobado las propiedades fundamentales de radiación de este tipo de antenas usando el MTF y específicamente la transformada discreta de Fourier para el cálculo de patrones tridimensionales.

Se analizaron varios ejemplos de antenas corrugadas balanceadas y un ejemplo de una no balanceada. Se pudo concluir que los patrones radiados por las antenas balanceadas tienen una alta simetría, pero que depende fuertemente de los parámetros β' y Λ como se mostró en las gráficas de polarización cruzada de antenas de corneta corrugadas.

En este capítulo se presentaron resultados interesantes sobre las características de directividad de las antenas de corneta corrugadas balanceadas en gráficas tridimensionales y en cortes transversales de la figura 5.20.

Finalmente se presentaron los resultados del análisis de un reflector parabólico de foco centrado con diferentes tipos de alimentador, de lo cual se pudo concluir que el que presentó las mejores características de simetría y de niveles de lóbulos laterales fue la antena de corneta corrugada balanceada.

A pesar de la dificultad de construcción de las antenas de corneta corrugadas, estas han sido ampliamente utilizadas como alimentadores de platos parabólicos, en especial para aplicaciones de comunicaciones por satélite.

El tema de estudio de las antenas de corneta corrugadas es muy amplio y con muchas rutas de evolución. Una de ellas, las antenas con fronteras hard y soft son los temas más recientes sobre antenas de corneta y su objetivo, al igual que estudiamos con las antenas corrugadas, es modificar las propiedades de radiación dentro de una guía de ondas con el propósito de generar una distribución de campo en la apertura de la antena que radie patrones de alta simetría, de baja polarización cruzada y con mínimos efectos de borde.

Las antenas corrugadas han sido parte importante en el desarrollo de las comunicaciones por satélite, y aunque son poco conocidas, actualmente son muy utilizadas en reflectores de receptores de TV digital por satélite, en platos de enlaces de microondas, en estaciones terrenas y por supuesto en las antenas de satélites.

5.7 REFERENCIAS

- [CLA84] Clarricoats, et. al., *Corrugated horns for microwave antennas*. Ed. Peter Peregrinus Ltd.
- [COL85] COLLIN, R.E., "*Antennas and Radiowave Propagation*", McGraw-Hill, Singapore 1985.
- [JAS92] JASIK, H., "*Antenna Engineering Handbook*", McGraw-Hill, 1992.
- [OLV92] OLVER A.D., *Corrugated horns, Electronics & Communication Engineering Journal*, February 1992.
- [VOL98] VOLAKIS, J.L., et. al. "*SABOR: Description of the Methods Applied for a Fast Analysis of Horn and Reflector Antennas*", IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.40, No. 4, August 1998.

NOTAS:

6

CONCLUSIONES

Los avances tecnológicos que han tenido lugar en los últimos años, han contribuido fuertemente al desarrollo de las telecomunicaciones modernas. Hasta hace algunos años, temas relacionados con teoría electromagnética aplicada eran tratados en las aulas de una manera 100% teórica, con fundamento en la solución de las leyes de Maxwell y sin herramienta alguna que permitiera realizar alguna simulación y/o comprobación de la solución de determinado problema electromagnético.

El presente trabajo es un ejemplo de investigación que demuestra la utilidad de las herramientas tecnológicas modernas en el análisis de problemas de teoría electromagnética, en el caso particular de las antenas de apertura, ya que todos los casos expuestos, fueron tratados previamente por un programa de computadora que automatizó gran parte de cálculos iterativos, lo que permitía contar con una gran precisión en el análisis y manejo de datos.

Gran parte de la literatura consultada para el desarrollo de la tesis, ataca el problema de análisis de antenas a partir de la solución de las ecuaciones de Maxwell con las condiciones de frontera apropiadas, es decir, exponen de manera analítica un procedimiento matemático que caracteriza las propiedades de radiación de un gran número de configuraciones; sin embargo, ningún autor ataca con detalle dichos problemas haciendo uso del Método de la Transformada de Fourier. La Transformada de Fourier es una de las herramientas matemáticas más utilizadas en el estudio de problemas de ingeniería de telecomunicaciones, ya que permite establecer una correspondencia entre eventos que ocurren en el dominio del tiempo con eventos en el dominio de la frecuencia. En la práctica, se han demostrado las grandes ventajas que tiene el establecer una correspondencia a través de la TF, ya que permite apreciar características espectrales

co

ie
pl
ro
ra
5 l
oll

do
ra
S
y
d
e
>
E
r
s

at

m

ANEXO A

USO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER PARA EL ANÁLISIS DE APERTURAS

Supóngase que se tiene una antena de apertura como la corneta mostrada en la figura

Para poder determinar el patrón de radiación producido por una onda electromagnética que ha viajado a lo largo de la guía de ondas hasta el límite de la apertura, es necesario conocer primero la distribución del campo eléctrico presente en la apertura. En la literatura que trata el estudio de guías de onda como líneas de transmisión [R99] se detalla el comportamiento de dichos campos electromagnéticos, de manera que los resultados ahí expuestos, servirán como base para el análisis de algunos casos particulares mediante el método de la Transformada de Fourier.

De acuerdo con la teoría electromagnética [COL85], el vector de campo eléctrico en cualquier punto (x, y, z) , donde no hay cargas ni corrientes eléctricas, cumple con:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \mathbf{E} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \right) \mathbf{E}(x, y, z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$y \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial E_y(x, y, z)}{\partial y} + \frac{\partial E_z(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.2})$$

donde k_0 es la constante de propagación en el espacio libre

Aplicando la Transformada de Fourier (TF) con respecto a las variables x y y a las ecuaciones vectoriales (A.1) y (A.2), y tomando en cuenta las relaciones siguientes:

$$F_x \left\{ \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \right\} = -jk_x F_x u(x, y) \Rightarrow F_x \left\{ \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} \right\} = (-jk_x)^2 F_x u(x, y) \quad (\text{A.3})$$

llega finalmente a una ecuación diferencial vectorial de la forma

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(k_x, k_y, z)}{\partial z^2} + k_z^2 \mathbf{E}(k_x, k_y, z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

en donde: $\mathbf{E}(k_x, k_y, z) = F \{ \mathbf{E}(x, y, z) \}$ y $k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$

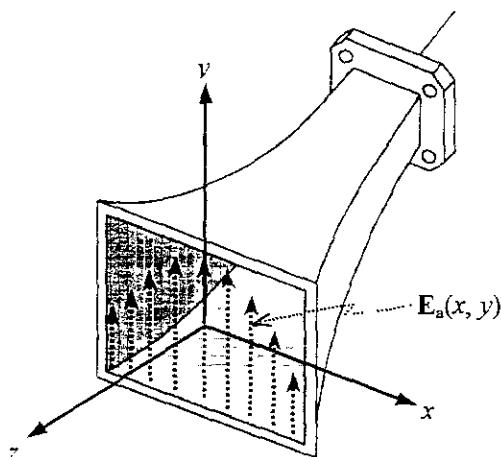


Figura A.1 Ejemplo de antena de apertura para el análisis de patrones de radiación usando la Transformada de Fourier. Se indica una distribución arbitraria de campo eléctrico tangencial sobre el plano x-y de la apertura rectangular (E_a) y z indica la dirección de radiación principal

Nótese que las dos funciones \mathbf{E} son diferentes puesto que sus argumentos también lo son. Por conveniencia, se usa el mismo símbolo \mathbf{E} , pero la función con variables k_x, k_y, z es la Transformada de Fourier con respecto a x y y de la función espacial $\mathbf{E}(x, y, z)$.

Tomando en cuenta que la solución para $z \geq 0$ debe contener al término $e^{-jk_z z}$ para que la onda se propague y la apertura radie, la solución de la ecuación diferencial transformada (A.4) debe ser, por el método de separación de variables, de la forma:

$$\mathbf{E}(k_x, k_y, z) = \mathbf{f}(k_x, k_y) e^{-jk_z z} \quad (\text{A.5})$$

Si se sustituye esta solución en la ecuación (A.2) después de haberle aplicado la TF se llega a que:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{f} = k_x f_x + k_y f_y + k_z f_z = 0 \quad (\text{A.6})$$

en donde \mathbf{k} es el vector de propagación de la onda con componentes k_x, k_y, k_z , por lo que la ecuación (A.6) indica que sólo existen dos componentes independientes para el vector \mathbf{f} .

Finalmente, para obtener el campo eléctrico radiado \mathbf{E} en cualquier punto con coordenadas (x, y, z) , sólo resta aplicar la transformada inversa de Fourier a la ecuación (A.6):

$$\mathbf{E}(x, y, z) = F^{-1}\{\mathbf{E}(k_x, k_y, z)\} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{f}(k_x, k_y) e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \quad (\text{A.7})$$

onde $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = k_x x + k_y y + k_z z$.

La ecuación (A.7) establece que el campo eléctrico radiado en el espacio $z \geq 0$ puede representado como un espectro de ondas planas, ya que $\mathbf{f}(k_x, k_y) e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ es una onda plana con un vector de amplitud \mathbf{f} propagándose en la dirección del vector \mathbf{k} . Sin embargo, hasta aquí, la función solución \mathbf{f} de la ecuación (A.5), se desconoce. Veamos cómo resolver dicho problema.

La ecuación (A.7) indica que para poder conocer la distribución del campo eléctrico radiado por la apertura, primero es necesario conocer la transformada de Fourier de dicho campo eléctrico. Bajo este esquema, pareciera que para poder utilizar el método, es necesario conocer la distribución del campo eléctrico radiado *a priori*. Pero la solución para las componentes E_x y E_y , también debe satisfacer al campo eléctrico tangencial radiado en el plano de la apertura, donde $z = 0$. De aquí que, como primer paso se puede pasar al campo eléctrico tangencial sobre el plano de la apertura como:

$$\mathbf{E}_a(x, y) = \mathbf{E}_{\text{tan}}(x, y, z=0) \quad (\text{A.8})$$

La Transformada de Fourier de dicho campo eléctrico tangencial como:

$$\mathbf{f}_t(k_x, k_y) = \iint_{\text{apertura}} \mathbf{E}_a(x, y) e^{jk_x x + jk_y y} dx dy \quad (\text{A.9})$$

De acuerdo con la ecuación (A.9), la transformada de Fourier del campo eléctrico tangencial \mathbf{E}_a sólo tiene las componentes f_x y f_y ; pero recuérdese que también se tiene la ecuación (A.6), por lo que la componente f_z puede calcularse como:

$$f_z = \frac{-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{f}_t}{k_z} = \frac{-k_x f_x - k_y f_y}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (\text{A.10})$$

De esta manera ya se conocen las tres componentes de la transformada de Fourier del campo eléctrico $\mathbf{f}(k_x, k_y)$: $f_x(k_x, k_y)$, $f_y(k_x, k_y)$ y $f_z(k_x, k_y)$, por lo que ahora sí es posible aplicar la ecuación (A.7) para obtener los patrones tridimensionales del campo eléctrico radiado por la apertura en el espacio visible $z \geq 0$, para toda x y y .

La ecuación (A.7) suele evaluarse para la región del campo lejano, mediante método de invariancia de fase [COL85] y [BAL97]. En esta región se considera que las ondas electromagnéticas se propagan radialmente en la dirección z^- con frentes de onda planos, y de nuestro conocimiento de las propiedades de las ondas planas, sabemos que las componentes espectrales k_x , k_y , y k_z determinan la dirección de propagación de la onda y que equivalen a:

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi \quad (\text{A.11})$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi \quad (\text{A.12})$$

De esta forma, y evaluando el campo cuando r tiende a infinito, se obtiene la siguiente relación:

$$\mathbf{E}(\theta, \phi) = \frac{jk_0 \cos \theta}{2\pi r} e^{-jk_0 r} \mathbf{f}(k_0 \sin \theta \cos \phi, k_0 \sin \theta \sin \phi) \quad (\text{A.13})$$

en donde θ y ϕ son las variables de coordenadas esféricas que representan a los ángulos axial y de azimut, respectivamente.

Para poder calcular el campo radiado hacia atrás de la guía ($z < 0$), se puede utilizar la aproximación indicada por [BAL97]* y multiplicar el campo radiado $\mathbf{E}(\theta, \phi)$, por el factor $(1 + \cos \theta)$ en el intervalo $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

✦ REFERENCIAS

- [BAL97] BALANIS, C.A., "*Antenna Theory. Analysis and Design*". John Wiley & Sons, Inc., U.S.A. 1997
- [COL85] COLLIN, R.E., "*Antennas and Radiowave Propagation*", McGraw-Hill, Singapore 1985.
- [NER99] NERI, Rodolfo, "*Líneas de Transmisión*". McGraw-Hill, México 1999

ANEXO B

TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER Y PROGRAMACIÓN POR COMPUTADORA

El algoritmo empleado para el análisis de las características de radiación de estas antenas se basa en la ecuación (A.13), que relaciona al campo radiado $E(\theta, \phi)$ exactamente con la Transformada de Fourier del campo eléctrico tangencial $f(k_x, k_y)$. Las integrales involucradas pueden ser discretizadas mediante sumatorias adecuadas, según se indica a continuación.

Primero se fija un sistema de coordenadas cuyo origen esté localizado en el centro de la apertura ($z=0$).

Se debe definir la distribución del campo eléctrico tangencial E_a sobre la superficie de la apertura, con componentes E_x y E_y . E_a puede ser una función arbitraria, cuya generación o procedencia no importa, pero suponiendo que sea físicamente realizable.

Una vez definido el campo eléctrico tangencial, debe calcularse su transformada de Fourier, tal y como lo indica la ecuación (A.9). La integral puede ser calculada analíticamente, siempre y cuando exista una expresión que describa a la solución, pero por lo general se recurre a métodos numéricos para evaluarla y poder analizar diferentes distribuciones de campo. La integral de la ecuación (A.9) se aproxima a una sumatoria de elementos infinitesimales, de tal manera que se convierte en una integral discreta de dos dimensiones de la forma:

$$f_r(k_x, k_y) = \sum_{x=-\infty}^{\infty} \sum_{y=-\infty}^{\infty} E_a(x, y) e^{jk_x x + jk_y y} \Delta x \Delta y \quad (B.1)$$

donde Δx y Δy definen la resolución de la integración numérica, por lo que, entre menores sean los valores de Δx y Δy , mayor será la precisión obtenida, y por ende, se obtendrá un resultado más apegado a la realidad. En el límite, cuando Δx y Δy tienden a cero, la sumatoria de la ecuación (B.1) converge a la integral de la ecuación (A.9).

Los valores de Δx y Δy usados en este trabajo varían entre $\lambda/100$ y $\lambda/10$. El valor óptimo para Δx y Δy se puede obtener mediante el teorema del muestreo aplicado, a d dimensiones:

$$\Delta x < T_x / 2 \quad (B.1)$$

$$\Delta y < T_y / 2 \quad (B.2)$$

donde T_x es el período espacial de la distribución de campo en el eje x , y T_y es el período espacial de la distribución de campo en el eje y . Como los límites se encuentran definidos por las dimensiones físicas de la apertura, ya no es necesario realizar una integración en un intervalo de $-\infty$ a ∞ . La ecuación (B.1) es, entonces, la Transformada Discreta de Fourier en dos dimensiones.

Programación y recursos computacionales

El uso de programas de computadora ha hecho posible simular y resolver problemas electromagnéticos muy complicados. Las computadoras actuales pueden procesar datos a muy altas velocidades y guardar resultados de muy diversas formas para su comprensión y estudio. Contar con un algoritmo computacional que ahorre miles o millones de cálculos y que produzca los resultados adecuados, representa una gran ventaja para los investigadores en cuanto al tiempo de procesamiento.

El algoritmo de la ecuación (B.1) utilizado en este trabajo fue programado en un lenguaje de nivel medio (Lenguaje C). Los resultados fueron almacenados en archivos temporales, y después se procesaron en forma gráfica en el programa MATLAB versión 5. El programa MATLAB es una herramienta que facilita al usuario el manejo de matrices en alto nivel; sin embargo, la programación de una sencilla fórmula de integración como la ecuación (B.1) en una aplicación como MATLAB representa un uso inadecuado de los recursos computacionales. El tiempo de procesamiento utilizado por el mismo algoritmo en lenguaje C representó sólo un 10% del tiempo utilizado por el mismo algoritmo programado en MATLAB.

Uniendo estas dos herramientas (Lenguaje C y MATLAB), fue posible armar un pequeño emulador (figura B.1) que permite analizar de una manera rápida los patrones tridimensionales de radiación de diferentes tipos de aperturas. El programa compilado en lenguaje C realiza todos los cálculos iterativos de variable compleja de manera precisa optimizando la potencia de cálculo del procesador, mientras que la suite de herramientas MATLAB permite importar los resultados generados por el programa en C, para poderlos representar de una manera gráfica y así interpretarlos correctamente.

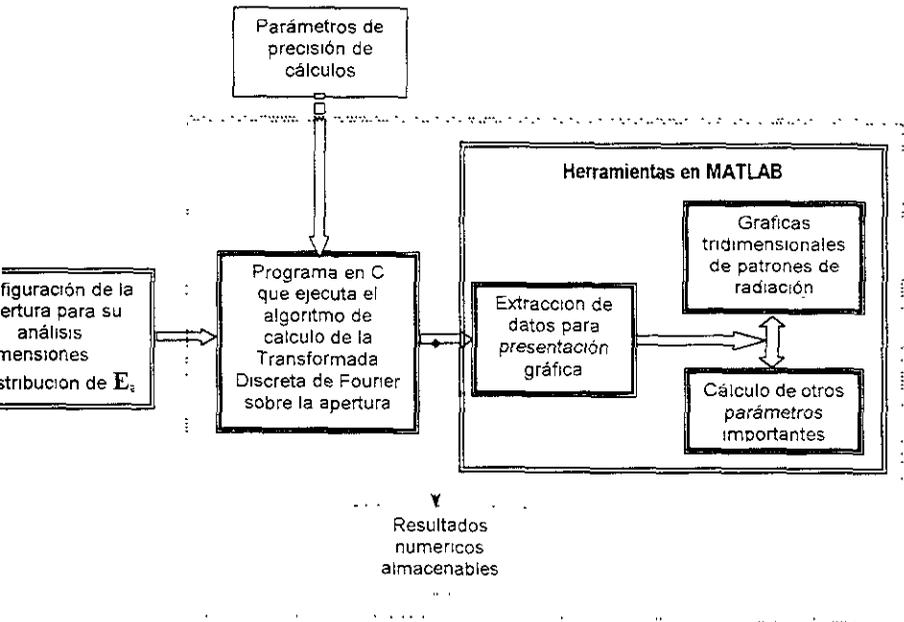


Figura B.1 Diagrama de bloques del funcionamiento de la programación para el análisis de antenas de apertura con la Transformada Discreta de Fourier

ANEXO C

CÓDIGO FUENTE DE LOS PROGRAMAS EN LENGUAJE C

1 PROGRAMA QUE REALIZA LA TF SOBRE UNA APERTURA

```

.....
Programa que genera patrones de radiacion de antenas de apertura,
por el metodo de la Transformada de Fourier
...../

#include <stdio.h>
#include <conio.h>
#include <math.h>
#include <string.h>
#include <dos.h>

#define pi M_PI
/* constante de propagacion */
#define ko 6.2831853072
/* version de los archivos de datos */
#define vFTF 2
/* radio de una esfera imaginaria */
#define R_ 100.0

EaXYejk(float x, float y, float *fxr, float *fni, float *fyr, float *fya);

/* variables globales */
int st=0, sf=0, ct=0, cf=0..

main() {

FILE *Ptot,*Pcop,*Pcor, /* Archivos de escritura de resultados */
struct date fecha;
char NFileT[13],NFileX[13],NFileY[13];
float A,B,R2, /* dimensiones de la apertura */
float dx,dy,x,y, _xy, /* coordenada sobre la apertura */
float theta,phi, _xy,d,y; /* coordenada de rejilla */
float fxr,fxi,fyr,fyi,fl,fls,fs,fs,ddx,ddy,
float Eaxr,Eaxi,Exyr,Exyi,Exx,Exy,
float Ethetar,Ethetax,Ephir,Ephix.

```



```

xx=R2-(float)n*ax,
yy=R2-(float)m*axy,

r = sqrt( xx*xx + yy*yy );

if( r <= R2 ) {

    if(xx==0.) {
        if(yy>0.) phi=M_PI_2;
        else if(yy<0.) phi=-M_PI_2;
        else phi=0.0;
    } else
        if(yy==0 )
            if(xx>=0.) phi=0.; else phi=pi;
        else {

            if(yy>0 )
                phi=atan2(yy,xx);
            else
                phi=atan2(-yy,xx); phi=2.*pi-phi; }

}

if( r<R ) theta=asin(r/R); else theta=pi+asin((r-R2)/R);

st=sin(theta);
ct=cos(theta);
sf=sin(phi);
cf=cos(phi);

fxr=0, fxi=0,
fyr=0; fyi=0;

for( i=0; i<M; i++ ) {

    for( j=0; j<M; j++ ) {

        x=-A/2.+i*dx+dx,
        y=-B/2.+j*dy+dy,

        EwXYijk(i,j, &i1,&i2,&f3,&f4); i1r+ f1, fxi+=f2; fyi+=f3; fyi+=f4,

    } /* for j */

} /* for i */

fxr=fxr*(dx*dy),
fxi=fxi*(dx*dy),
fyr=fyr*(dx*dy),
fyi=fyi*(dx*dy);

Etheta=(1+ct)*(fxr*cf+fyi*sf),
Etheta=(1+ct)*(fxi*cf+fyi*sf);
Ephi=(1+ct)*(fyi*cf-fxi*sf);
Ephi=(1+ct)*(fyi*cf-fxi*sf);

Etheta=(1+ct)*sqrt(pow(fxr*cf+fyi*sf,2)+pow(fxi*cf+fyi*sf,2));
Ephi=(1+ct)*sqrt(pow((fyi*cf-fxi*sf),2)+pow((fyi*cf-fxi*sf),2));

Etot =sqrt(Etheta*Etheta+Ephi*Ephi),

Exi=Etheta*cos(phi)-Ephi*cos(phi),
Evi=Etheta*sin(phi)+Ephi*cos(phi),
Exi=Etheta*cos(phi)-Ephi*cos(phi),
Evi=Etheta*sin(phi)+Ephi*cos(phi),

Exr = sqrt(Etheta*Etheta+Ephi*Ephi),
Evr = sqrt(Etheta*Etheta+Ephi*Ephi);

```

```

    } else { /* if r<R2 */

        Etot=0;
        Ethetar=0; Etheta1=0; Ephir=0; Eph11=0;
        Etheta=0; Eph1=0;
        p1=0; teta=0;
        Erx=0; Ery=0;

    } /* if r<R2 */

    fwrite(&Etot,4,1,Ptot);
    fwrite(&Ery, 4,1,Pcop);
    fwrite(&Erx, 4,1,Pcrs);

} /* for m */

} /* for n */

/** Agregareo infomacion adicional a los archivos de datos *****/
/* Version de los archivos */
putc((unsigned char)vTF,Ptot);
putc((unsigned char)vTF,Pcop);
putc((unsigned char)vTF,Pcrs);
/* Programa que los genero */
fprintf(Ptot,"TF_SP_R ");
fprintf(Pcop,"TF_SP_R ");
fprintf(Pcrs,"TF_SP_R ");
/* fecha de creacion */
getdate(&fecha);
fwrite(&fecha,4,1,Ptot);
fwrite(&fecha,4,1,Pcop);
fwrite(&fecha,4,1,Pcrs);
/* tipo de rejilla */
putc((char)1,Ptot);
putc((char)1,Pcop);
putc((char)1,Pcrs);
/* tamaño de rejilla */
putc((char)N,Ptot);
putc((char)N,Pcop);
putc((char)N,Pcrs);
/* no. de puntos de integracion */
putc((char)M,Ptot);
putc((char)M,Pcop);
putc((char)M,Pcrs);
/* descripciones */
fprintf(Ptot,"Patron 3D de apertura retangular (%2.2fx%2.2f) en el espacio libre
%c",A,B,(unsigned char)156);
fprintf(Pcop,"Patron 3D copolarizado del patron total: %s %c",NFileT,156);
fprintf(Pcrs,"Patron 3D de polarizacion cruzada del patron total: %s %c",NFileT,156);
/* identificadores */
fprintf(Ptot,"TF-PATTERN");
fprintf(Pcop,"TF-PATTERN");
fprintf(Pcrs,"TF-PATTERN");

/** Cerrando archivos de datos *****/

fclose(Ptot);
fclose(Pcop);
fclose(Pcrs);
}

/* --- Funcion que describe al campo elctrico sobre la apertura ----- */
void EaXeYjK(float x, float y, float *fxr, float *fx1, float *fyr, float *fy1) {

    float Eaxr,Eax1,Eayr,Eay1;
    /* Define la distribucion de campo sobre la apertura */
    float Q;

```

```

xr=0; Eax1=0;
yr=1; Eay1=0;
Parametro Q = K* $\lambda$ *Kyf = ko sen(theta)*cos(theta)+sen(phi)*Y */
Ko*st*(cf*x+sf*y);
Valores reales e imaginarios para la transformada */

xr=Eaxr*cos(Q)-Eax1*sin(Q),
xi=Eaxr*sin(Q)+Eax1*cos(Q);
yr=Eayr*cos(Q)-Eay1*sin(Q);
yi=Eayr*sin(Q)+Eay1*cos(Q);

```

ANTENAS DE CORNETA SECTORIALES PLANO E.

3.2.1 Programa que calcula el patrón de radiación tridimensional con rejilla rectangular de una antena sectorial plano E alimentada con el modo dominante TE₁₁

```

ude <stdio.h>
ude <math.h>
ne R 100.0 //radio de una esfera imaginaria
ne K 2*M_PI //Constante de propagación
main(void)

{
    eteta, //Ángulo respecto a la dirección axial =
    phi, //Ángulo polar
    fxr, fyr, //Componentes reales de la transformada de fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    fxi, fyi, //Componentes imaginarios de la transformada de
    //fourier del campo eléctrico en la dirección x y y
    A, //Dimensión de la apertura en la dirección x
    B, //Dimensión de la apertura en la dirección y
    rho, //Longitud de la corneta
    patron, //Magnitud del patrón radiado por la apertura
    //rectangular
    Etheta, Ephi, //Componentes theta y phi del campo eléctrico
    x, y, //coordenadas para la rejilla rectangular
    xx, yy, // variables de integración sobre la apertura
    a, b, c, d, tq, //variables auxiliares
    DistXr, DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
    //eléctrico en el plano de la apertura
    DistXi, DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución
    //de campo eléctrico en el plano de la apertura
    Fourx, Foury, //Componentes de las funciones ortogonales
    n, m, l, //Contradores
    N, //Número de puntos del patrón
    M, //Número de puntos de integración sobre la apertura
    r N, NArchT[15], //Variables de archivo
    E* h; //Archivo destino de los resultados
scr();
printf("Programa que calcula el patrón de radiación de una antena sectorial plano E con el modo
ante con rejilla rectangular ");
printf("\n\t\tNombre del archivo destino: ", r); scanf("%s", NArchT);
(h=fopen(NArchT, "w") ? "PU" : "N");
printf("\n\t\tNúmero de puntos del patrón: ", r);
exit(1);

printf("\nA.", r); printf("%i", r); printf("\nM.", r); printf("%i", r);
printf("\nB.", r); printf("%i", r); printf("\nC.", r); printf("%i", r);
+1;
printf("\nD.", r); printf("%i", r);
printf(h, "%i", r);
n=0; n=n+1; ++

```

```

for(m=0;m<=N;m++)
  x=-1.000000*R+((2*R/N);          yy=-1.000000*R+((2*R/N);
  if(x==0.0)  phi=M_PI/L;
  else  tg=(y/x); phi=atan(tg);
  if((R-R*x)*(R-y)>0)
    teta=(M_PI)+fabs(sort((x*x+y*y)/(2*R)));
    fxr=fal=fyr=fyi=0;
    a=sin(teta);  c=cos(phi);  e=cos(teta);  d=sin(phi);
    for(i=0;i<M;i++)
      for(j=0;j<M;j++)
        xx=-(A/2)+i*(A/M);  yy=-(B/2)+j*(B/M);
        DistXr=0;  DistXi=0;
        DistYr=cos(M_PI*x/A)*cos(-K*yy*yy/(2*rho));
        DistYi=cos(M_PI*x/A)*sin(-K*yy*yy/(2*rho));
        Fourn=(A*B)*cos(K*(xx*a+b+yy*a*d))/(M*M);
        Fouri=(A*B)*sin(K*(xx*a+b+yy*a*d))/(M*M);
        fxr+=DistXr*Fourn-DistXi*Fouri;
        fxi+=DistXr*Fouri-DistXi*Fourn;
        fyr+=DistYr*Fourn-DistYi*Fouri;
        fyi+=DistYr*Fouri-DistYi*Fourn;
    }
    Eteta=(1+c)*sqrt(pow(fxr*d+fyr*d,2)+pow(fxi*b+fyi*d,2));
    Ephi=(1+c)*sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
    patron=sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
  }else  patron=0;  Eteta=0;  Ephi=0;
  }
  fwrite(opation,4,1,n);
}
fclose(h);
}

```

C.2.2 Programa que calcula el patrón de radiación de una antena sectorial plano E con rejilla polar

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
void main(void)
{
  float teta, //Angulo respecto a la dirección axial z
  phi, //Angulo polar
  fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
  fxi,fyi, //del campo eléctrico en la dirección x y y
  A, //Componentes reales de la transformada de Fourier
  B, //del campo eléctrico en la dirección x y y
  Le, //Dimensión de la apertura en la dirección x
  //Dimensión de la apertura en la dirección y
  patron, //Longitud de la corneta
  Eteta,Ephi, //Magnitud del patrón radiado por la apertura
  //Componentes teta y phi del campo eléctrico
  xx,yy, //Variables de integración sobre la apertura
  a,b,c,d, //variables auxiliares
  DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
  //eléctrico en el plano de la apertura
  DistXi,DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
  //eléctrico en el plano de la apertura
  Fourn,Fouri; //Componentes de las funciones ortogonales
  int n,r,l,j, //Contadores
  M, //Número de puntos de integración sobre la apertura
  N; //Número de puntos del patrón
  char NArchT[NArchT]; //Variables de archivo
  FILE *f; //Archivo destino de los resultados
  clrscr();
  printf("\nPrograma que calcula el patrón de radiación\n de una antena sectorial plano E con
  rejilla polar\n");
  printf("\n\nNombre del archivo destino: "); scanf("%s",NArchT);
  if((f=fopen(NArchT,"wb"))==NULL)
    printf("\n\nERROR: Cant create file...");
  exit(1);
}

```

```

ntf("\nA:"); scanf("%f",&A);
ntf("\nB:"); scanf("%f",&B);
ntf("\nLe:"); scanf("%f",&Le);
ntf("\nN:"); scanf("%d",&N);
ntf("\nM:"); scanf("%d",&M);
N;
ntf(h,"%c",N_1);
:(n=0;n<=2*N;n++)
)r(m=0;m<=4*N;m++)
teta=0+n*(M_PI/(2*N)); phi=0+m*(2*M_PI/(4*N));
fxr=fxi=fyr=fyi=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
for(i=0;i<=M;i++)
for(j=0;j<=M;j++) {
xx=- (A/2)+1*(A/M); yy=- (B/2)+j*(B/M);
DistXr=; DistXi=0; DistYr=ccs(M_PI*x/A)*cos(-K*yy/yy/(2*Le));
DistYi=cos(M_PI*x/A)*sin(-K*yy/yy/(2*Le));
Fourr=(A*b)*ccs(K*(xx*a+yy*d)/(M*M));
Fouri=(A*b)*sln(K*(xx*a+yy*d)/(M*M));
fxr+=DistXr*Fourr-DistXi*Fouri;
fyi+=DistXr*Fouri-DistXi*Fourr;
fyr+=DistYr*Fourr-DistYi*Fouri;
fyi+=DistYr*Fouri-DistYi*Fourr;
}
Eteta=sqrt(pow(fxr*b-fyr*d,2)+pow(fx1*b+fy1*d,2));
Ephi=sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fx1*d+fy1*b,2));
patron=(1+c)*sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
fwrite(&patron,4,1,h);
close(h);

```

C.2.3 Programa para calcular la directividad de una antena de corneta sectorial plano E

```

ude <stdio.h>
ude <math.h>
ne N 100 //Ángulo de la matriz del patrón
ne K 2*M_PI //Constante de propagación
ne M 50 //Num. de puntos para integración
ne A 0.5
main(void)
{
at teta, //Ángulo respecto a la dirección de la
i, //Ángulo de los
r,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
i,fyi, //del campo eléctrico en la dirección x y y
//Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la dirección x y y
//Dimensión de la apertura en la dirección y
r, //Variable para la directividad de la antena
me, //Variable para la longitud de la corneta
//numeración de las directividades
,yy, //Variables de integración sobre la apertura
b,d, //Variables auxiliares
stXr,DistYi, //Componentes reales de la distribución de campo
//eléctrico en el plano de la apertura
stXi,DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
//eléctrico en el plano de la apertura
uri,Fourr, //Componentes reales de la distribución de campo
//eléctrico en el plano de la apertura
v, //Variable de integración
r,by,by1, //límites de integración
r N*N,ke h, //Variables de salida
E* h; //directividad de campo eléctrico
scr();
ntf("\n\nDirectividad de campo eléctrico en el plano de la

```

```

if((n=fopen(NArchT,"wb"))==NULL) ;
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}
fprintf(n,"*c",N_);
for(l=0;u='';u++)
br=6.0+u;
for(v=0;v<=N;v++)
B=0.1+v*0.25;
teta=0; phi=0;
fxr=fxl;fyr=fyl=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); d=sin(phi);
for(i=0;i<=M;i++)
for(j=0;j<=M;j++) {
xx=-A/2+i*(A/M); yy=-(B/2)+j*(B/(M));
DistXr=0; DistXl=0; DistYr=cos(M_PI*xx/A)*cos(-K*yy*yy/(2*br));
DistYl=cos(M_PI*xx/A)*sin(-K*yy*yy/(2*br));
Fourr=(A*B)*cos(K*(xx*a+b*yy*d))/(M*M);
Fourl=(A*B)*sin(K*(xx*a+b*yy*d))/(M*M);
fxr=(DistXr*Fourr-DistXl*Fourl);
fxl=(DistXr*Fourl+DistXl*Fourr);
fyr=(DistYr*Fourr-DistYl*Fourl);
fyl=(DistYr*Fourl+DistYl*Fourr);
}
nume=fxr*fxr+fxl*fxl-fyr*fyr-fyl*fyl;
fxr=fxl=fyr=fyl=0;
for(i=0;i<=M;i++)
for(j=0;j<=M;j++) {
xx=-A/2+i*(A/M); yy=-(B/2)+j*(B/(M));
DistXr=0; DistXl=0; DistYr=pow(cos(M_PI*xx/A),2); DistYl=0;
Fourr=(A*B)/(M*M);
Fourl=0.0;
fxr=(DistXr*Fourr-DistXl*Fourl);
fxl=(DistXr*Fourl+DistXl*Fourr);
fyr=(DistYr*Fourr-DistYl*Fourl);
fyl=(DistYr*Fourl+DistYl*Fourr);
}
dir=4*M_PI*nume/(fyr*A);
fwrite(&dir,4,1,n);
}
fclose(n);
}

```

C.3 ANTENAS DE CORNETA SECTORIALES PLANO H.

C.3.1 Programa que calcula el patrón de radiación tridimensional con rejilla rectangular de una antena sectorial plano H alimentada con el modo dominante TE₁₁

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define R 100.0 //radio de una esfera imaginaria
#define K 2*M_PI //Constante de propagación

void main(void)
{
float teta, //Ángulo respecto a la dirección axial z
phi, //Ángulo polar
fxr,fyl, //Componentes reales de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la dirección x y y
fxl,fyl, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la dirección x y y

```

```

//Dimensión de la apertura en la dirección x
//Dimensión de la apertura en la dirección y
//Longitud de la corneta
//Magnitud del patrón radiado por la apertura
//Componentes xeta y phi del campo eléctrico
//Coordenadas en la escala rectangular
//Variables de integración sobre la apertura
//Variables auxiliares
//Componentes reales de la distribución de campo
//eléctrico en el plano de la apertura
//Componentes imaginarias de la distribución de campo
//eléctrico en el plano de la apertura
//Componentes de las funciones ortogonales
//Contadores
//Número de puntos del patrón.
//Número de puntos de integración sobre la apertura
N_NArchT[15]; //Variables de archivo
* h; //Archivo destino de los resultados
cr();
tf("Programa que calcula el patrón de radiación de una antena sectorial plano E con el modo
nte con rejilla rectangular");
tf("\n\n\tNombre de archivo destino: "); scanf("%s",NArchT);
h=fopen(NArchT,"w"); if(h==NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file .."),
exit(1);
}

tf("\nA:"); scanf("%f",&A); printf("\nB:"); scanf("%f",&B);
tf("\nrho:"); scanf("%f",&rho); printf("\nN:"); scanf("%d",&N);
+1;
tf("\nM:"); scanf("%d",&M);
printf(h,"%e",N);
n=0;n<=N;n++{
(m=0;m<=N;m++){
=-1.000000*k+r*(2*k/N); y=-1.000000*k+m*(1*k/N);
if(x==0.0) phi=M_PI;
else{ tg=xy/1; phi=atan(tg);
f((R*R-x*x-y*y)*0);
teta=(M_PI)*180*(sqrt((1+tg*tg)/(1+R*R)));
fxr=fxi=1; fyi=1;
a=sin(teta); b=cos(teta); c=sin(phi); d=cos(phi);
for(i=0; i<M;i++){
for(j=0; j<M;j++){
x=-((A/2)+i*(A/M)); yy=-((B/2)+j*(B/M));
DistXr=DistXr+DistXr*(1+tg*tg)/(1+tg*tg);
DistYr=DistYr+DistYr*(1+tg*tg)/(1+tg*tg);
DistXi=DistXi+(1+tg*tg)/(1+tg*tg);
DistYi=DistYi+(1+tg*tg)/(1+tg*tg);
Fourr=(A*k)*cos(k*(x+iy*(1+tg*tg)))/(M*k);
Fouri=(A*k)*sin(k*(x+iy*(1+tg*tg)))/(M*k);
fxr+=DistXr*Fourr+DistXi*Fouri;
fyi+=DistYi*Fouri+DistYr*Fourr;
fyi+=DistYr*Fourr+DistYi*Fourr;
}
}
Eteta=(1+c)*sqrt(pow(1+b*(1+tg*tg))+pow(1+b*(1+tg*tg),2));
Ephi=(1+c)*sqrt(pow(1+b*(1+tg*tg))+pow(1+b*(1+tg*tg),2));
patron=sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
else
patron=0; Eteta=0; Ephi=0;
write(&patron,1,1);
}
se(h);

```

C.3.2 Programa que calcula el patrón de radiación de una antena sectorial plano H con rejilla polar

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define M 2*V_PI //Constante de propagación
void main(void)
{
    float teta, //Ángulo respecto a la dirección axial z
    phi, //Ángulo polar
    fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    fx1,fy1, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    A, //Dimensión de la apertura en la dirección x
    B, //Dimensión de la apertura en la dirección y
    Ln, //Longitud de la corneta
    patron, //Magnitud del patrón radiado por la apertura
    Eteta,Ephi, //Componentes teta y phi del campo eléctrico
    xx,yy, //Variables de integración sobre la apertura
    a,b,c,d, //Variables auxiliares
    DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
    //eléctrico en el plano de la apertura
    DistX1,DistY1, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
    //eléctrico en el plano de la apertura
    Fourr,Fouri, //Componentes de las funciones ortogonales
    int n,m,l,t, //Contadores
    N, //Número de puntos del patrón
    M; //Número de puntos de integración sobre la apertura
    char N1,NArcoT[15]; //Variables de archivo
    FILE* n; //Archivo destino de los resultados
    clrscr();
    printf("\n\n\tNombre del archivo destino: "); scanf("%s",NArcoT);
    if((h=fopen(NArcoT,"wb"))==NULL)
        printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
        exit(1);
}
printf("\nB:"); scanf("%f",&B);
printf("\nA:"); scanf("%f",&A);
printf("\nLn:"); scanf("%f",&Ln);
printf("\nN:"); scanf("%d",&N);
printf("\nM:"); scanf("%d",&M);
N=N;
fprintf(h,"%c",N);
for(n=0;n<=2*N;n++)
    for(m=0;m<=4*N;m++){
        teta=0+n*(M_PI/(2*N)); phi=0-m*(2*M_PI/(4*N));
        fxr=fx1=fyr=fy1=0;
        a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
        for(l=0;l<=M;l++)
            for(j=0;j<=M;j++){
                xx=-(A/2)+l*(A/M); yy=-(B/2)+j*(B/M);
                DistXr=0; DistYr=0; DistX1=cos(M_PI*xx/A)*sin(-K*xx*xx/(2*Ln));
                DistY1=cos(M_PI*xx/A)*sin(-K*xx*xx/(2*Ln));
                Fourr=(A*B)*cos(K*(xx*a+yy*d))/(M*M);
                Fouri=(A*B)*sin(K*(xx*a+yy*d))/(M*M);
                fxr+=DistXr*Fourr-DistX1*Fouri;
                fy1=-DistXr*Fouri-DistX1*Fourr;
                fyr+=DistYr*Fourr-DistY1*Fouri;
                fy1=-DistYr*Fouri-DistY1*Fourr;
            }
        Eteta=sqrt(pow(fxr*p+fyr*p,2)+pow(fx1*p+fy1*p,2));
        Ephi=sqrt(pow(-fxr*d+fyr*p,2)+pow(-fx1*d+fy1*p,2));
        patron=(1-c)*sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
        fwrite(&patron,4,1,h);
    }
fclose(h);
}

```

C.3.3 Programa para calcular la directividad de una antena de corneta sectorial plano H

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define N 100 //orden de la matriz del patrón
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
#define M 50 //Número de puntos para integración
#define B 0.5
int main(void)
{
    float teta, //Angulo respecto a la dirección axial z
    phi, //Angulo phi az
    Exr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
    Exi, //Imag. del campo eléctrico en la dirección x y y
    Ey, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
    Eyi, //Imag. campo eléctrico en la dirección x y y
    D, //Directividad
    r, //Variable para la longitud de la corneta
    num, //Numerador de la directividad
    den, //Denominador de la directividad
    x, //Dimensión de la apertura en la dirección x
    y, //Dimensión de la apertura en la dirección y
    dx, //Variables de integración sobre la apertura
    dy, //Variables de integración sobre la apertura
    tXr, DistXr, //Componentes reales de la distribución de campo
    tXi, DistXi, //Componentes imaginarios de la distribución de campo
    tYr, DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
    tYi, DistYi, //Componentes imaginarios de la distribución de campo
    r1, r2, //Componentes de las funciones ortogonales
    dx1, dx2, //variables de incremento
    n, m, l, i; //contadores
    int N1=N, NArchT(1); //variables de arch.v.
    E= h;
    scr();
    printf("\n\n\tNombre del archivo de salida: ", "d", "com", "1", "0", "NArchT");
    if (h=fopen("NArchT", "wb") != NULL) {
        printf("\n\n\tPárrafo (1) de archivo de salida: ");
        exit(1);
    }
    printf(h, "% ", N);
    for (u=0; u<=N; u++)
        =6.0+u;
    for (v=0; v<=N; v++)
        A=0.1+v*0.5;
    teta=0; phi=0;
    fxr=(x1-fyr-fyr);
    a=sin(teta); b=cos(phi); d=sin(phi);
    for (i=0; i<=M; i++)
        for (j=0; j<=M; j++)
            xx=-sqrt(1+(A/M)); yy=(B/M)-j*(B/M);
            DistXr=0; DistXi=0; DistYr=cos(M_PI*xx/A)*cos(-k*yy*yy/(2*B));
            numcos(M_PI*xx/A)*sin(-k*yy*yy/(2*B));
            Fourr=(F+k)*cos(k*(xx*(x1+xx+yy*yy*d))/M);
            Fouri=(A-E)*sin(k*(xx*(x1+xx+yy*yy*d))/M);
            Exr+=DistXr*Fourr-DistXi*Fouri;
            Exi+=DistXi*Fourr+DistXr*Fouri;
            Ey+=DistYr*Fourr-DistYi*Fouri;
            Yi+=DistYi*Fourr+DistYr*Fouri;
            num=(Exr*Exr+Exi*Exi+Ey*Ei+Ei*Ei);
    den=(Exr*Exr+Exi*Exi+Ey*Ei+Ei*Ei);
    D=num/den;
    printf(h, "% ", D);
    scr();
    return 0;
}

```

```

    Fourr=0.0,
    fxr+=(DistXr*Fourr-DistX1*Fourr),;
    fxl+=(DistXr*Fourr+DistX1*Fourr),;
    fyr+=(DistYr*Fourr-DistY1*Fourr),;
    fyl+=(DistYr*Fourr+DistY1*Fourr),;
}
    dir=4*M_PI*nume/(fyr*B);
    fwrite(&dir,4,1,h);
}
}
fclose(h,;
}

```

C.4 ANTENAS DE CORNETA PIRAMIDALES.

C.4.1 Programa que calcula el patron de radiación de una antena de corneta piramidal con rejilla rectangular

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define R 100.0 //radio de una esfera imaginaria
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
void main(void)
{
    float teta, //Ángulo respecto a la dirección axial z
    phi, //Ángulo polar
    fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    fxl,fyl, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    A, //Dimensión de la apertura en la dirección x
    B, //Dimensión de la apertura en la dirección y
    Le,Lh, //Longitud de la corneta en el plano e y en el plano H
    patron, //Magnitud del patrón radiado por la apertura
    Eeta,Ephi, //Componentes teta y phi del campo eléctrico
    x,y, //Coordenadas para la rejilla rectangular
    xx,yy, //Variables de integración sobre la apertura
    a,b,c,ctg, //Variables auxiliares
    DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
    //eléctrico en el plano de la apertura
    DistXl,DistYl, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
    //eléctrico en el plano de la apertura
    Fourr,Fourl; //Componentes de las funciones ortogonales
    int n,m,l,j, //Contadores
    N, //Número de puntos del patrón
    M; //Número de puntos de integración sobre la apertura
    char N_,NArchT[15]; //Variables de archivo
    FILE* h; //Archivo destino
    printf("\n\nNombre del archivo destino: "); scanf("%s",NArchT);
    if((n=fopen(NArchT,"w"))==NULL) {
        printf("\n\nERROR: Cant create file...");
        exit(1);
    }
    printf("\nA:"); scanf("%f",&A); printf("\nB:"); scanf("%f",&B);
    printf("\nLe:"); scanf("%f",&Le); printf("\nLh:"); scanf("%f",&Lh);
    printf("\nN:"); scanf("%d",&N); printf("\nM:"); scanf("%d",&M);
    N_ =N-1;
    fprintf(h,"%c",N_);
    for(n=0;n<=N;n++)
        for(m=0;m<=M;m++)
            x=-1.000000*R+n*(2*R/N); y=-1.000000*R-m*(2*R/N);
            if(x==0.0)
                phi=M_PI/2;
            else

```



```

    exit(0);
}
printf("\nA=" ; scanf("%f",&A); printf("\nB="); scanf("%f",&B);
printf("\nLe=" ; scanf("%f",&Le); printf("\nLn="); scanf("%f",&Ln);
printf("\nN=" ; scanf("%d",&N); printf("\nM="); scanf("%d",&M);
N=N;
fprintf(h,"%c",N);
for(n=0;n<=2*N;n++)
    for(m=0;m<=4*N;m++){
        teta=0+n*(M_PI/(2*N));          phi=0+m*(2*M_PI/(4*N));
        fxr=fxi=fyr=fyi=0;
        a=sin(teta);    b=cos(phi);    c=cos(teta);    d=sin(phi);
        for(i=0;i<=M;i++)
            for(j=0;j<=M;j++) {
                xx=-i*(A/L)+j*(A/M);    yy=-(B/L)+j*(B/M);
                DistXr=0; DistXi=0; DistYr=cos(M_PI*x/A)*cos(-K*yy/L)/(2*Le)-K*xx*x/(2*Ln);
                DistYi=cos(M_PI*x/A)*sin(-K*yy/L)/(2*Le)-K*xx*x/(2*Lh);
                Fourr=(A*B)*cos(K*(xx*a+yy*b))/(M*M);
                Fouri=(A*B)*sin(K*(xx*a+yy*b))/(M*M);
                fxr+= DistXr*Fourr-DistXi*Fouri;
                fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
                fyr+= DistYr*Fourr-DistYi*Fouri;
                fyi+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);
            }
        Eteta=sqrt(pow(fxr*b-fyr*c,2)+pow(fxi*d+fyi*c,2));
        Ephi=sqrt(pow(-fxr*d-fyr*c,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
        patron=(1-c)*sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
        fwrite(&patron,4,1,h);
    }
fclose(h);
}

```

C.4.3 Programa que calcula la directividad de una antena piramidal

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define N 100 //orden de la matriz del patrón
#define k 2*M_PI //Constante de propagación
#define M 5 //Numero de puntos para integración
void main(void)
{
    float teta, //Ángulo respecto a la dirección axial z
    phi, //Ángulo polar
    fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
    fxi,fyi, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
    B, //Dimensión de la apertura en el eje y
    dir, //Directividad
    A, //Dimensión de la apertura en el eje x
    f, //Variable de incremento
    nume, //numerador de la directividad
    br, //Variable para la longitud de la corneta
    A0,B0,br0, //Valores iniciales
    xx,yy, //Variables de integración sobre la apertura
    a,b,d, //Variables auxiliares
    DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
    DistXi,DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
    Fourr,Fouri, //Componentes de las funciones ortogonales
    u,v, //Variables de incremento
    int n,m,i,j, //Contadores
    char N_ARCH[15]; //Variables de archivo
    FILE* f; //Archivo destino;
    clrscr();
    printf("\n\nNombre del archivo destino: "); scanf("%s",N_ARCH);
    if((f=fopen(N_ARCH,"w"))==NULL) {
        printf("\n\nERROR: Cant create file...");
    }
}

```

```

exit(1);

printf(h, "%c", N_);
=120.0;
=85.0;
=265.0;
r(u=0; u<=N; u++)
=1.0+u*0.2;
for(v=0; v<=N; v++){
A=A0*f*10/3000;
B=B0*f*10/3000;
br=br0*f*10/3000;
teta=0; phi=0;
fxr=fxi=fyr=fyi=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); d=sin(phi);
for(i=0; i<=M; i++){
for(j=0; j<=M; j++){
xx=-(A/2)+i*(A/M); yy=-(B/2)+j*(B/M);
DistXr=0; DistXl=0; DistYr=cos(M_PI*x/A)*cos(-K*yy*yy/(2*br)-K*x*x./(2*br));
DistYl=cos(M_PI*x/A)*sin(-K*yy*yy/(2*br)-K*x*x/(2*br));
Fourr=(A*B)*cos(K*(xx*a+b+yy*a*d))/(M*M);
Fourl=(A*B)*sin(K*(xx*a+b+yy*a*d))/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXl*Fourl);
fxl+=(DistXr*Fourl+DistXl*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fourr-DistYl*Fourl);
fyl+=(DistYr*Fourl+DistYl*Fourr);
}
nume=fxr*fxr+fxl*fxl+fyr*fyr+fyl*fyl;
fxr=fxl=fyr=fyl=0;
for(i=0; i<=M; i++){
for(j=0; j<=M; j++){
xx=-(A/2)+i*(A/M); yy=-(B/2)+j*(B/M);
DistXr=0; DistXl=0; DistYr=cos(M_PI*x/A); DistYl=0;
Fourr=(A*B)/(M*M);
Fourl=0.0;
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXl*Fourl);
fxl+=(DistXr*Fourl+DistXl*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fourr-DistYl*Fourl);
fyl+=(DistYr*Fourl+DistYl*Fourr);
}
dir=4*M_PI*nume/(v*v);
fwrite(&dir, 1, 1, f);
}
}

```

```

osc(h);

```

ANTENAS DE CORNETA CÓNICAS.

C.5.1 Programa que calcula el patrón de radiación de una antena de corneta cónica con rejilla rectangular

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define R 100.0 // Radio de la corneta en cm
#define R2 2*M // Radio de la rejilla en cm
#define M 10 // Número de elementos de la rejilla
#define fact(n) // Factorial de n
main(void)
{
    int t, i, j;
    double dir, dir2;
    // ...
    // ...
    // ...
}

```

Anexo C

```

//del campo electrico en la direcci6n \ x y
F1,F2, //Funciones de Bessel en cada punto de la apertura
A, //Diametro de la apertura
rho, //Longitud de la corneta
patron, //Magnitud del patr6n de radiaci6n producido por la
//apertura
Eteta,Ephi, //Componentes teta y phi del campo electrico
x,y, //Coordenadas de la rejilla rectangular
xx,yy, //Variables de integraci6n sobre la apertura
a,b,c,d,tg, //Variables auxiliares
DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribuci6n de
//campo el6ctrico sobre la apertura
DistXi,DistYi, //Componentes imaginarias de la distribuci6n de
//campo electrico sobre la apertura
Fourr,Fouri, //Componentes de las funciones ortogonales
r,fi; //Variables polares de integraci6n sobre la apertura
int n,m,i,j, //Contadores
N, //N6mero de puntos del patr6n
M; //N6mero de puntos de integracion sobre la apertura
char N_,NARcHT[15]; //Variables de archivo
FILE* n; //Archivo destino
printf("\n\n\tNombre del archivo destino: "); scanf("%s",NARcHT);
if(!(h=fopen(NARcHT,"wb"))==NULL) {
    printf("\n\n\tERROR: Can't create file...");
    exit(1);
}
printf("\n2:");
scanf("%f",&A); printf("\nrho:"); scanf("%f",&rho);
printf("\nN:"); scanf("%d",&N); printf("\nM:"); scanf("%d",&M);
N_=N+1; fprintf(n,"%c",N_);
for(n=0;n<=N;n++)
    for(m=0;m<=N;m++)
        x=-1.00001*R-r*(2*R/N); y=-1.00001*R+m*(2*R/N);
        tg=(y/x);
        phi=atan(tg);
        if((R*R-x*x-y*y)>0)
            teta=(M_PI)*fatan(sqrt((x*x+y*y)/(R*R)));
            fxr=fxi=fyr=fyi=0;
            a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
            for(i=0;i<M;i++)
                r=0.00001-1*(A/(2*M));
                F1=besseln(0,1.84*2*r/A);
                F2=besseln(1,1.84*2*r/A);
                for(j=0;j<M;j++)
                    fi=0+(2*M_PI/M);
                    xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
                    DistXr=F2*sin(2*fi); DistXi=0; DistYr=F1-F2*cos(2*fi); DistYi=0;
                    Fourr=r*(A*A)*cos(K*(xx*a+b+yy*a*c-r*(2*rho)))/(M*M);
                    Fouri=r*(A*A)*sin(K*(xx*a+b+yy*a*c-r*(2*rho)))/(M*M);
                    fxr+=(DistYr*Fourr-DistXi*Fouri);
                    fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
                    fyr+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
                    fyi+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);
                }
            Eteta=(1+c)*sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fxi*a+fyi*d,2));
            Ephi=(1-c)*sqrt(pow(-fxr*a+fyr*c,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
            patron=sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
        }
    else
    {
        patron=0;
        Eteta=0;
        Ephi=0;
    }
    fwrite(&patron,4,1,r);
}
fclose(n);
}
float besseln(int n,float x)
{
    float m,ans=0;
    for(m=0;m<20;m++)

```



```

F1=besseln(0,1.84*2*r/A);
F2=besseln(2,1.84*2*r/A);
for(j=0;j<M;j++) {
    fx=0;fy=0;
    for(i=0;i<M;i++) {
        xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
        DistXr=F2*sin(2*fi); DistXl=0; DistYr=F1-F1*cos(2*fi); DistYl=0;
        Fournr=(A*A)*cos(K*(xx*a+yy*b-r*d-r*(2*rcb)))/(M*M);
        Fournl=(A*A)*sin(K*(xx*a+yy*b-r*d-r*(2*rcb)))/(M*M);
        fxr+=(DistXr*Fournr-DistXl*Fournl);
        fyl+=(DistYr*Fournr-DistYl*Fournl);
        fxr+=-DistXr*Fournr+DistXl*Fournl;
        fyl+=-DistYr*Fournr+DistYl*Fournl;
    }
    Etna=(1+c)*sqrt(pow(fxr*d+fyr*b,2)+pow(fxl*b+fyl*d,2));
    Epla=(1+c)*sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fxl*d+fyl*b,2));
    patron=sqrt(pow(Etna,2)+pow(Epla,2));
    fwrite(&patron,4,1,h);
}
fclose(h);
}

float besseln(int n, float x)
{
    float m,ans=0;
    for(m=0;m<20;m++)
        ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m+n)/(fact(m)*fact(m+n));
    return(ans);
}

float fact(float x)
{
    float m,ans=x;
    if(x==0)
        return(1);
    else
        for(m=x-1;m>0;m--)
            ans=m*ans;
    return(ans);
}

```

C.5.3 Programa que calcula las curvas de directividad de una antena de corneta conica

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define N 100 //orden de la matriz del patrón
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
#define M 50 //Numero de puntos para integración
float besseln(int n, float x);
float fact(float x);
void main(void)
{
    float teta, //Ángulo respecto al eje axial z
    phi, //Angulo polar
    fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    fxl,fyl, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
    //del campo eléctrico en la dirección x y y
    A, //Diámetro de la apertura
    dir, //Directividad de la antena
    br, //Variable para la longitud de la corneta
    nume, //Numerador de la directividad
    r,fi, //Variables polares de integración sobre la apertura
    F1,F2, //Funciones de Bessel en cada punto de la apertura
    xx,yy, //Variables de integración rectangulares sobre la apertura
    a,b,a, //Variables auxiliares
    DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de

```

```

campo eléctrico sobre la apertura
DistX1,DistY1, //Componentes imaginarias de la distribución de
//campo eléctrico sobre la apertura
Fourr,Fouri, //Componentes de las funciones ortogonales
v; //Variables de incremento
int n,m,i,j; //Contadores
char N[N,N,NArchT[15];
FILE* h;
fscanf(h,"%c",N);
printf("\n\n\tNombre del archivo destino. "; scanf("%s",NArchT);
if((h=fopen(NArchT,"wb"))!=NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}

printf(h,"%c",N);
for(u=0.0;u<=N;u++){
for(v=0.0;v<=N;v++){
A=0.1+v*0.3;
teta=0; phi=0;
fxr=fxi=fyr=fyi=0;
a=sin(teta); b=cos(br1); c=s.r(phi);
for(i=0;i<=M;i++){
r=0.00001+i*(A/(2*M));
F1=besselj(0,1.84*2*r/A);
F2=besselj(2,1.84*2*r/A);
for(j=0;j<=M;j++){
fi=0+j*(2*M_PI/M);
xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
DistXr=F2*sin(2*fi); DistYr=0; DistYr=F1-F2*cos(2*fi); DistYi=0;
Fourr=r*(A*M_PI)*cos(K*(x*a+yy*d-r*(2*br1)))/(M*M);
Fouri=r*(A*M_PI)*sin(K*(x*a+yy*d-r*(2*br1)))/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
fyi+=(DistYi*Fouri+DistYr*Fourr);
}
}
nume=fxr*fxi+fyi*fyi;
fxr=fxi;fyi=0;
for(i=0;i<=M;i++){
r=0.00001+i*(A/(2*M));
F1=besselj(0,1.84*2*r/A);
F2=besselj(2,1.84*2*r/A);
for(j=0;j<=M;j++){
fi=0+j*(2*M_PI/M);
xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
DistXr=exp(F1*sin(2*fi))*exp(F2*cos(2*fi));
Fourr=r*(A*M_PI)/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr);
}
}
dir=4*M_PI*nume/(2*M);
fwrite(&dir,1,1,h);
}

fclose(h);

int besseln(int n, float x)
{
float m,ans;
for(m=0;m<=n;m++){
ans+=pow(-1,m)*pow(x,2*m)/(2*m)!;
}
return(ans);
}

int fact(int n)
{
float m,ans;
if(x==0)
return(1);
else
}

```

```

for(m=x-1;m>0;m--)
ans=m*ans;
return(ans);
}

```

C.6 ANTENAS DE CORNETA CON PAREDES INTERNAS CORRUGADAS.

C.6.1 Programa que calcula el patrón e radiación de una antena de corneta cónica corrugada con el modo HE₁₁ con rejilla rectangular

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define R 100.0 //radio de una esfera imaginaria
float besseln(int n, float x);
float fact(float x);
void main(void)
{
float teta, //Angulo respecto al eje axial z
phi, //Ángulo polar
fxr, fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la apertura
fxi, fyi, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
//del campo electrico en la apertura
F1, F2, //Funciones de Bessel en cada punto de la apertura
A, //Diámetro de la antena de corneta cónica
rho, //Longitud de la corneta
beta, PP, //Parámetros del modo HE11;
K, k, P, x0, //Parámetros de dispersión
s, //Error de fase debido al ensanchamiento de la apertura
patron, //Magnitud del patrón de radiación producido por la apertura
Er, Ef, //Componentes polares del campo eléctrico en la apertura
Eteta, Ephi, //Componentes teta y phi del campo eléctrico radiado
x, y, //Coordenadas de la rejilla rectangular
xx, yy, //Variables de integración sobre la apertura
a, b, c, d, tg, //Variables auxiliares
DistXr, DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo eléctrico
//en el plano de la apertura
DistXi, DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo eléctrico
//en el plano de la apertura
Fourr, Fouri, //Componentes de las funciones ortogonales
r, fi, //Variables polares de integración en la apertura
int n, m, i, j, //Contadores
N, //Número de puntos del patrón
M; //Número de puntos de integración en la apertura
char N_, NArchT[15]; //Variables de archivo
FILE* h; //Archivo destino
printf("\n\n\tNombre del archivo destino: "); scanf("%s", NArchT);
if((h=fopen(NArchT, "wb"))==NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}
printf("\nA:"); scanf("%f", &A); printf("\nBeta normalizada:"); scanf("%f", &teta);
printf("\nPoderacion:"); scanf("%f", &PP); printf("\nError de fase\n");
scanf("%f", &s); printf("\nN:"); scanf("%d", &N); printf("\nM:");
scanf("%d", &M); N_ = N-1; for(int i=0, "tc", N_);
K=2*2.405/A;
k=2*M_PI;
for(n=0; n<=N; n++)
for(m=0; m<=N; m++)
x=-1.00001*R+n*(2*R/N); y=-1.00001*R+m*(2*R/N);
tg=(y/x); phi=atan(tg);
if((R*P-x*x-y*y)>0){
teta=(M_PI)*fabs(sqrt((x*x+y*y)/(R*R)));
}
}

```

```

fxr=fx1=fyr=fy1=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
for(i=0;i<M;i++){
  r=0.000001+i*(A/(2*M));
  x0=K*r;
  F1=besselj(0,0);
  F2=besselj(2,0);
  for(j=0;j<M;j++){
    fi=0+j*(2*M_PI/M);
    xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
    Er=-(i*beta+PP)*F1-(PP-beta)*F2*cos(fi);
    Ef=(i*beta+PP)*F1-(PP-beta)*F2*sin(fi);
    DistXr=Er*cos(fi)-Ef*sin(fi); DistX1=0; DistYr=Er*sin(fi)+Ef*cos(fi); DistY1=0;
    Fourr=r*(A*2*M_PI*cos(K*(xx*a+yy*a*d)-K*s*r*r/(A*A/4)))/(M*M);
    Four1=r*(A*2*M_PI*sin(K*(xx*a+yy*a*d)-K*s*r*r/(A*A/4)))/(M*M);
    fxr+=(DistYr*Fourr-DistX1*Four1);
    fx1+=(DistXr*Four1+DistX1*Fourr);
    fyr+=(DistYr*Fourr-DistY1*Four1);
    fy1+=(DistYr*Four1+DistY1*Fourr);
  }
}
Eteta=(1+c)*sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fx1*b+fy1*c,2));
Ephi=(1+c)*sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fx1*d+fy1*b,2));
patron=sqrt(pow(Eteta,2)+pow(Ephi,2));
}else
{
  patron=0;
  Eteta=0;
  Ephi=0;
}
fwrite(&patron,4,1,h);
}
close(h);

besseln(int n, float x)
{
  float m,ans=0;
  for(m=0;m<20;m++)
    ans+=pow(-1,m)*pow(x/(2*m*n))/(fact(m)*fact(m+n));
  return(ans);
}

fact(float x)
{
  float m,ans=1;
  if(x==0)
    return(1);
  else
    for(m=x-1;m>0;m--)
      ans=m*ans;
  return(ans);
}

```

C.6.2 Programa que calcula el patrón de radiación producido por una antena de corneta cónica corrugada con rejilla polar

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
besselj(int n, float x);
fact(float x);
main(void)
{
  float teta, phi, r, x, y, z; //Ángulos de radiación en la dirección axial
  float x1, y1, z1; //Ángulos de radiación en la dirección polar
  float r1, phi1, z1; //Coordenadas de radiación en la dirección polar
  float x2, y2, z2; //Coordenadas de radiación en la dirección axial
  float x3, y3, z3; //Coordenadas de radiación en la dirección axial
}

```

```

Fl,F2, //Funciones de Bessel en cada punto de la apertura
Er,Ef, //Componentes polares del campo en la apertura
A, //Diámetro de la apertura
K, //Frecuencia de corte del modo HE11
beta,PP, //Parámetros del modo HE11
x,k, //Parámetros de dispersión
s, //Error de fase
patron, //Magnitud del patrón de radiación de la apertura
Ejeta,Ephi, //Componentes teta y phi del campo eléctrico radiado
xx,yy, //Variables rectangulares de integración
a,b,c,d, //Variables auxiliares
DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución de campo
//en la apertura
DistXi,DistYi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
//en la apertura
Fourr,Fouri, // Componentes de las funciones ortogonales
int n,m,l,j, //Contadores
N, //Número de puntos del patrón
M, //Número de puntos de integración
char N_,NArchT[15]; //Variables de archivo
FILE* n; //Archivo destino
clrscr();
printf("\n\n\tNombre del archivo destino: "); scanf("%s",NArchT);
if((h=fopen(NArchT,"wb"))==NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}
printf("\nA:"); scanf("%f",&A); printf("\nBeta normalizada:"); scanf("%f",&beta);
printf("\nPoderacion:"); scanf("%f",&PP); printf("\nError de fase:");
scanf("%f",&s); printf("\nN:"); scanf("%c",&N); printf("\nM:");
scanf("%d",&M); N_=N; fprintf(h,"%c",N_);
K=2*2.405/A;
k=2*M_PI;
for(n=0;n<=2*N;n++){
for(m=0;m<=4*N;m++){
teta=0+n*(M_PI/(2*N)); pni=0+m*(2*M_PI/(4*N));
fxr=fxi=fyr=fyi=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
for(l=0;l<=M;l++){
r=0.000001-1*(A/(2*M));
x=k*r;
Fl=besselj(0,x);
F2=besselj(2,x);
for(j=0;j<M;j++){
fi=0+j*(2*M_PI/M);
xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
Er=-((beta+PP)*F1-(beta-PP)*F2)*cos(fi);
Ef=((beta+PP)*F1-(beta-PP)*F2)*sin(fi);
DistXr=Er*cos(fi)-Ef*sin(fi); DistXi=0; DistYr=Er*sin(fi)+Ef*cos(fi); DistYi=0;
Fourr=r*(A*2*M_PI)*cos(k*(xx*a+b+yy*a*c)-k*s*r*r/(A*A/4))/(M*M);
Fouri=r*(A*2*M_PI)*sin(k*(xx*a+b+yy*a*c)-k*s*r*r/(A*A/4))/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
fyi+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);
}
Ejeta=(1-c)*sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fxi*b+fyi*d,2));
Ephi=(1-c)*sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
patron=sqrt(pow(Ejeta,2)+pow(Ephi,2));
fwrite(&patron,4,1,h);
}
fclose(n);
}
float besselj(int n, float x,
{
float ans=0;
for(m=0;m<20;m++){
ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m+n)/(fact(m)*fact(m+n));
return(ans);
}
}

```

```

t fact(float x)
float m,ans=x;
if(x==0)
return(1);
else
for(m=x-1;m>0;m--)
ans=m*ans;
return(ans);

```

C.6.3 Programa que calcula la directividad de una antena de corneta cónica corrugada

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define N 100 //orden de la matriz del patron
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
#define M 50 //Numero de puntos para integración
#define besseln(int n,float x),
#define fact(float x);
int main(void)
{
float teta, //Ángulo respecto al eje axial z
phi, //Angulo polar
Ex,fxr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
Ez, campo eléctrico en el plano de la apertura
Ey,fyr, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
Ez, campo eléctrico en el plano de la apertura
D, //diámetro de la apertura
Dd, //directividad de la antena
Dl, //Variable para la longitud de la corneta
Den, //Numerador de la directividad
Deni, //Variables polares de integración sobre la apertura
Ez, //Funciones de Bessel en cada punto de la apertura
Efx, //Componentes polares del campo eléctrico en la apertura
Efy, //Variables de integración rectangulares sobre la apertura
YY, //Variables auxiliares
D, //Variables auxiliares
Exr,DistXr, //Componentes reales de la distribución de campo
Exi,DistXi, //Componentes imaginarias de la distribución de campo
Exe,Fourx, //Componentes de las funciones ortogonales
i,j; //Variables de incremento
int n,m,l; //Contadores
char Narch[NArchT[15]], //Variables de archivo
E* h; //Archivo destino
scr();
printf("\n\n\tNombre del archivo de salida: "); scanf("%s",NArchT);
if(h=fopen(NArchT,"wb")==NULL) {
printf("\n\n\tERROR. Cant create file.. ");
exit(1);
}
intf(h,"%c",N_);
for(u=0;u<=N;u++){
for(v=0;v<=N;v++){
A=0.1*v*0.;
teta=0; phi=0;
ixr=ixi-iyr-iyi;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=sin(phi);
for(i=0;i<=M;i++){
r=0.000001*(A/(1+i));
fl=b*c*a*ln(a); g=(1+i)/A;
for(j=0;j<=M;j++){
fl+=r*(1+i)*g;
}
}
}
}
}

```

```

Fourr=r*(A*M_PI)*cos(K*(xx*a+b+yy*a*d-r*r/(2*br)))/(M*M);
Fouri=r*(A*M_PI)*sin(K*(xx*a+b+yy*a*d-r*r/(2*br)))/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
fyi+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);
}
}
nume=fxr*fxr+fxi*fxi+fyr*fyr+fyi*fyi;
fxr=fxi=fyr=fyi=0;
for(i=0;i<=M;i++){
r=0.000001+i*(A/(2*M));
Fl=besselj(0,2.405*2*r/A);
for(j=0;j<M;j++){
fi=0+j*(2*M_PI/M);
xx=r*cos(fi); yy=r*sin(fi);
Er=-Fl*cos(fi);
Ef=Fl*sin(fi);
DistXr=pow(Er*cos(fi)-Ef*sin(fi),2)+pow(Er*sin(fi)+Ef*cos(fi),2);
Fourr=r*(A*M_PI)/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr);
}
}
dir=4*M_PI*nume/(fxr);
fwrite(&dir,4,1,n);
}
}
fclose(h);
}
float besselj(int n,float x)
{
float m,ans=0;
for(m=0;m<30;m++)
ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m+n)/(fact(m)*fact(m+n));
return(ans);
}
float fact(float x)
{
float m,ans=x;
if(x=0)
return(1);
else
for(m=x-1;m>0;m--)
ans=m*ans;
return(ans);
}
}

```

C.7 REFLECTORES PARABÓLICOS

C.7.1 Reflector parabólico alimentado por una antena de cometa cónica alimentada por el modo dominante TE₁₁

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
float besselj(int n,float x);
float fact(float x);
void feed(float f, float D, int M);
void main(void)
{
float teta, //Ángulo respecto al eje axial =
phi, //Ángulo polar
fxr,fyr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la dirección x y y
fxi,fyi, //Componentes imaginarias de la transformada de Fourier
//del campo eléctrico en la dirección x y y

```



```

        xx=r*cos(fi);
        yy=r*sin(fi);
        fread(&DistXr,4,1,uu); fread(&DistYr,4,1,uu); fread(&DistXi,4,1,uu);
fread(&DistYi,4,1,uu);
        Fourr=(D*M_PI)*cos(K*(xx*a+yy*b));/(M*M);
        Fouri=r*(D*M_PI)*sin(K*(xx*a+yy*b));/(M*M);
        fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
        fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
        fyr+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
        fyi+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);
    }
    }
    fclose(uu);
    Etpa=sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fxi*d+fyi*d,2));
    Ephi=sqrt(pow(-fxr*c+fyr*b,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
    patron=(1-c)*sqrt(pow(Etpa,2)-pow(Ephi,2));
    fwrite(&patron,4,1,n);
}
fclose(r);
}

float besseln(int n, float x)
{
    float m,ans=0;
    for(m=0;m<20;m++)
        ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m+n)/(fact(m)*fact(m+n));
    return(ans);
}

float fact(float n)
{
    float m,ans=x;
    if(x==0)
        return(1);
    else
        for(m=x-1;m>0;m--)
            ans=m*ans;
    return(ans);
}

void feed(float f, float D,int M)
{
    float Al; //apertura en el eje x
    int M1; //Numero de puntos para integracion
    float f,r,f1,fy,fy1,r,fi,r1,fi1;
    FILE *uu;
    float patron,Exi,Ex1,Eyi,Ey1,phi,teta;
    float xx,yy,a,b,c,d,DistXr,DistXi,DistYr,DistYi,Fourr,Fouri,ang,L;
    int n,m,i,j,il,jl;
    printf("\nDiametro de la corneta:");
    scanf("%f",&Al);
    printf("\nLongitud de la corneta:");
    scanf("%f",&L);
    printf("\nNumero de puntos de int:");
    scanf("%d",&M1);
    if((uu=fopen("temp.dat","w"))==NULL) {
        printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
        exit(1);
    }
    for(i=0;i<=M;i++)
    for(j=0;j<M;j++)
    {
        r1=(-1+i*D)/(2*M);
        phi=0-i*(2*M_PI/M);
        teta=acos((4*f*f-r1*r1)/(4*f*f-r1*r1));
        fx=fx1=fyr=fy1=0;
        a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);

        for(il=0;il<=M1;il++)
            r=0.000001+il*(21/(2*M1));
            for(jl=0;jl<=M1;jl++) {
                fi=0-jl*(2*M_PI/M1);

```

```

xx=r*cos(f1);      yy=r*sin(f1);
DistXr=besseln(0,2.405*2*r/Al);
DistYr=DistYi=DistXi=0;
Fourr=r*(Al*M_PI)*cos(K*(xx*a+b+yy*a*c-r*r/(2*L)))/(M1*M1),
Fouri=r*(Al*M_PI)*sin(K*(xx*a+b+yy*a*d-r*r/(2*L)))/(M1*M1);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
fyi+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);

```

```

}
Exr=-(1+c)*(fxr);
Eyr=(1+c)*fyr;
Exi=-(1+c)*fxi;
Eyi=(1+c)*fyi;
fwrite(&Exr,4,1,uu);
fwrite(&Eyr,4,1,uu);
fwrite(&Exi,4,1,uu);
fwrite(&Eyi,4,1,uu);
}
fclose(uu);
}

```

C.7.3 Huella de radiación producida por un reflector parabólico alimentado por una antena de corneta cónica alimentada por el modo dominante TE₁₁

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define K 2*M_PI //Constante de propagaación
#define RS 6000.0
#define DT 36000.0
float besseln(int n, float x);
float fact(float x);
void feed(float f, float D, int M);
void main(void)
{
    float teta,phi,fxr,fxi,fyr,fyi,f,D;
    float patron,Eteta,Ephi,r,fi,ang;
    float xx,yy,a,b,c,d,DistXr,DistXi,DistYr,DistYi,Fourr,Fouri;
    int n,m,i,j,N,M;
    char N_1,NArchT[15];
    FILE* h;
    FILE* uu;
    clrscr();
    printf("\n\n\tNombre del archivo destino. "); scanf("%s",NArchT);
    if((h=fopen(NArchT,"wb"))==NULL) {
        printf("\n\n\tERROR: Cant create file ..");
        exit(1);
    }
    printf("\nDistancia focal electrica:");
    scanf("%f",&f);
    printf("\nDiametro electrico del reflector:");
    scanf("%f",&D);
    printf("\nPuntos del patron:");
    scanf("%d",&N);
    printf("\nPuntos de integracion ");
    scanf("%d",&M);
    feed(f,D,M);
    N_1=N;
    fprintf(h,"%c",N_1);
    ang=asin(RS/DT);
    for(n=0;n<=2*N;n++)
        for(m=0;m<=4*N;m++){
            teta=0+n*(ang/(N)), phi=0+m*(2*M_PI/(4*N));
            fxr=ixi-fyr-fyi=0;
            a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
            if((uu=fopen("temp.dat","wb"))!=NULL) {
                printf("\n\n\tERROR: Cant create file ..");
            }
        }
}

```

```

        e.lt(1);
    }
    for (i=0;i<=M;i++)
        r1=1-i*D/(2*M);
    for (j=0;j<M;j++)
        fi=0+i*(2*M_PI/M);
        xr=r*cos(fi);
        yr=r*sin(fi);
        fread(&DistYr,4,1,uu); fread(&DistXi,4,1,uu); fread(&DistXi,4,1,uu);
        Fourr=r*(D*M_PI)*cos(K*(xx*a+yy*d))/(M*K);
        Fouri=r*(D*M_PI)*sin(K*(xx*a+yy*d))/(M*K);
        fxr+=(DistXr*Fourr-DistXi*Fouri);
        fxi+=(DistXr*Fouri+DistXi*Fourr);
        fyr+=(DistYr*Fourr-DistYi*Fouri);
        fyi+=(DistYr*Fouri+DistYi*Fourr);

        fclose(uu);
        Steta=sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fxi*d+fyi*b,2));
        Ephi=sqrt(pow(-fxr*d-fyr*b,2)+pow(-fxi*d+fyi*b,2));
        patron=(1-c)*sqrt(pow(Steta,2)+pow(Ephi,2));
        fwrite(&patron,4,1,n);
    }
    fclose(n);
}

float besseln(int n,float x)
{
    float m,ans=0;
    for(m=0;m<20;m++)
        ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m-n)/(fact(m)*fact(m+n));
    return(ans);
}

float fact(float x)
{
    float m,ans=x;
    if(x==0)
        return(1);
    else
        for(m=x-1;m>0;m--)
            ans=m*ans;
    return(ans);
}

void feed(float f, float D,int M)
{
    float A1; //apertura en el eje x
    int M1; //Numero de puntos para integracion
    float fxr,fxi,fyr,fyi,r,fi,r1,fi1;
    FILE *uu;
    float patron,EXr,EXi,EYr,EYi,phi,teta;
    float xx,yy,a,b,c,d,DistXr,DistXi,DistYr,DistYi,Fourr,Fouri,ang,L;
    int n,m,i,j,i1,j1;
    printf("\nDiametro de la corneta:");
    scanf("%f",&A1);
    printf("\nLongitud de la corneta");
    scanf("%f",&L);
    printf("\nNumero de puntos de int:");
    scanf("%d",&M1);
    if((uu=fopen("temp.dat","wb"))==NULL) {
        printf("\n\tERROR: Cant create file...");
        exit(1);
    }
    for(i=0;i<=M;i++)
        for(j=0;j<M;j++)
        {
            r1=0+i*(D/(2*M));
            phi=0+j*(2*M_PI/M);
            teta=acos((4*f*f-r1*r1)/(4*f*f+r1*r1));
            fxr=fxi=fyr=fyi=0;

```

```

a=s1*(teta), b=cos(phi), c=cos(teta), d=sin(phi);

for(i1=0;i1<=M1;i1++)
  r=C.000J01-r1*(A1/(2*M1));
  for(j1=0;j1<=M1;j1++) {
    z1=0+j1*(2*M_PI/M1);
    \x=r*cos(f1), y1=r*sin(f1);

    DistXr=bessel(2,1.84*2*r/A1)*sin(2*f1); DistX1=0; DistY1=0;
    DistYr=bessel(0,1.84*2*r1/A1)-bessel(0,1.84*2*r/A1)*cos(2*f1);

    Fourr=r*(A1*M_PI)*cos(K*(\x*a+b+yy*a+d-r*r/(2*L)))/(M1*M1);
    Fouri=r*(A1*M_PI)*sin(K*(\x*a+b+yy*a+d-r*r/(2*L)))/(M1*M1);
    fXr+=(DistXr*Fourr-DistY1*Fouri);
    fXi+=(DistXr*Fouri+DistY1*Fourr);
    fYr+=(DistYr*Fourr-DistY1*Fouri);
    fYi+=(DistYr*Fouri+DistY1*Fourr);
  }
}

Exr=-(1+c)*(fX1);
Eyr=(1+c)*fYr;
Exi=-(1+c)*fXi;
Eyi=(1+c)*fYi;
fwrite(&Exr,4,1,uu);
fwrite(&Eyr,4,1,uu);
fwrite(&Exi,4,1,uu);
fwrite(&Eyi,4,1,uu);
}

fclose(uu);

```

C.7.4 Huella de radiación producida por un reflector parabólico alimentado por una antena de corneta cónica de paredes internas corrugadas balanceada con el modo HE11

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define K 2*M_PI //Constante de propagación
#define RS 6000.0 //Radio de la Tierra
#define DT 36000.0 //Distancia del satélite al centro de la tierra
float besseln(int n,float x);
float fact(float i);
void feed(float f, float D, int M);
void main(void)

float teta, //Anulo respecto al eje axial z
phi, //Anulo polar
fXr,fYr, //Componentes reales de la transformada de Fourier
del campo
fX1,fY1, //Componentes imaginarias de la transformada de
Fourier del campo
f, //Distancia focal
D, //Diametro del reflector
patron, //Magnitud del patron de radiación producido por un
reflecto:
Eteta,Ephi, //Componente teta y phi radiado por el reflector
r,fi, //Variable para la integración sobre la apertura
ang, //Anulo máximo del patrón que interseca a la superficie
oriestr:
xx,yy, //Coordenadas rectangulares de integración
a,b,c,d, //Variables auxiliares

```

```

DistXr,DistYr, //Componentes reales de la distribución sobre la apertura c
plato
DistXl,DistYl, //Componentes imaginarias de la distribución sobre la
apertura del plato
Fourr,Fourl; //Componentes de las funciones ortogonales
int n,M,L,j; //Contadores
N; //Número de puntos del patron
M; //Número de puntos de integración sobre la apertura
char N_,NARCHT[15]; // Variables de archivo
FILE* f; //Archivo destino
FILE* uu; //Archivo temporal
clrscr();
printf("\n\nNombre del archivo destino: "; scanf("%s",NARCHT);
if((n=fopen(NARCHT,"w"))==NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}
printf("\nDistancia focal electrica:");
scanf("%f",&F);
printf("\nDiametro electrico del reflector:");
scanf("%f",&D);
printf("\nPuntos del patron:");
scanf("%d",&N);
printf("\nPuntos de integracion:");
scanf("%d",&M);
fread(f,D,M);
N=N;
ang=asin(RS/DT);
fprintf(h,"%c",N_);
for(n=0;n<=2*N;n++)
for(m=0;m<=4*N;m++){
teta=0+n*(ang/(N)); phi=0+m*(2*M_PI/(4*N));
fxr=fxl=fyr=fyl=0;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);
if((uu=fopen("temp.dat","rb"))==NULL) {
printf("\n\n\tERROR: Cant create file...");
exit(1);
}
for(l=0;l<=M;l++){
r=0+l*(D/(2*M));
for(j=0;j<=M;j++){
fi=0-j*(2*M_PI/M);
xx=r*cos(fi);
yy=r*sin(fi);
fread(&DistXr,4,1,uu); fread(&DistYr,4,1,uu); fread(&DistXl,4,1,uu);
fread(&DistYl,4,1,uu);
Fourr=r*(D*M_PI)*cos(K*(xx*a+yy*d))/(M*M);
Fourl=r*(D*M_PI)*sin(K*(xx*a+yy*d))/(M*M);
fxr+=(DistXr*Fourr-DistXl*Fourl);
fxl-=(DistXr*Fourl+DistXl*Fourr);
fyr+=(DistYr*Fourr-DistYl*Fourl);
fyl+=(DistYr*Fourl-DistYl*Fourr);
}
}
fclose(uu);
Ebeta=sqrt(pow(fxr*b+fyr*d,2)+pow(fxl*b+fyl*d,2));
Ephi=sqrt(pow(-fxr*d+fyr*b,2)+pow(-fxl*d-fyl*b,2));
patron=(1-c)*sqrt(pow(Ebeta,2)+pow(Ephi,2));
fwrite(&patron,4,1,h);
}
fclose(h);
}
float besseln(int n,float x)
{
float m,ans=0;
for(m=0;m<20;m++)
ans+=pow(-1,m)*pow(x/2,2*m+n)/(fact(m)*fact(m+n));
return(ans);
}

```

```

t fact(float x)
{
float m,ans="";
if(x==0)
return(1);
else
for(m=x-1;m>0;m--,
ans=m*ans;
return(ans);
}

feed(float f, float D,int M)
{
float A1; //apertura en el eje x
int M1; //Numero de puntos para integraci3n
float fxx,fx1,fyx,fy1,r,fl,r1,fl1;
FILE *uu;
float patron,Exr,Ex1,Eyr,Ey1,phi,teta;
float xx,yy,a,b,c,d,DistXr,DistX1,DistYr,DistY1,Fourr,Four1,ang,L;
int n,m,i,j,l1,j1;
printf("\nDiametro de la corneta ");
scanf("%f",&A1);
printf("\nLongitud de la corneta");
scanf("%f",&L);
printf("\nNumero de puntos de int:");
scanf("%d",&M1);
if((uu=fopen("temp.dat","wb"))==NULL)
printf("\n\a\tERROR: Cant create file..."),
exit(1);
}
for(i=0;i<=M;i++)
for(j=0;j<=M;j++)
{
r1=0+i*(D/(2*M));
phi=0+j*(2*M*PI/M);
teta=acos((4*f*f*-i1*i1)/(4*f*f+r1*r1));
fxx=fx1=fy,fy1=1;
a=sin(teta); b=cos(phi); c=cos(teta); d=sin(phi);

for(l1=0;l1<=M1;l1++,
r=0.000001+i1*(A1/(2*M1)),
for(j1=0;j1<=M1;j1++)
{
fl=0+j1*(2*M*PI/M1);
xx=r*cos(fl); yy=r*sin(fl);

DistXr=b*cos(phi)+c*(A1*(2*M1/A1));
DistYr=DistX1-DistX1-U;

Fourr=i*(M1*PI)*cos(fl)*(xx*a+yy*d-r*r/(2*L))/(M1*M1);
Four1=r*(A1*M*PI)*sin(K*(xx*d+yy*a-d-r*r/(2*L)))/(M1*M1);
fx1+= (DistYr*Fourr-DistY1*Four1);
fy1+= (DistYr*Four1-DistY1*Fourr);
}
}

Exr=-(1+c)*(f.r);
Eyr=(1+c)*fy;
Ex1=-(1+c)*fx1;
Ey1=(1+c)*fy1;
fwrite(&E>1,1,1,uu);
fwrite(&E>1,1,1,uu);
fwrite(&E>1,1,1,uu);
fwrite(&E>1,1,1,uu);
fclose(uu);
}

```

ANEXO D

CÓDIGO FUENTE DE LOS PROGRAMAS EN MATLAB

D.1 Programa que grafica los resultados de patrones con rejilla rectangular

```
clear all;
NArchS=input('Nombre del Archivo: ','s');
NFig=input('Figure No: ');
PFileS=fopen(NArchS,'rb');
N = fread(PFileS,1,'char');
CampoE = fread(PFileS,[N N],'real*4');
CampoE = abs(CampoE);
fclose(PFileS);
Etot = CampoE/max(max(CampoE));
figure(NFig);
colormap([0 0 0]);
x=-1:2/(N-1):1;
y=x;
meshz(x,y,Etot);
axis([-1 1 -1 1 0 1]);
```

D.2 Programa que grafica el patron polar en 3D

```
clear all;
NArchS=input('Nombre del Archivo: ','s');
NFig=input('Figure No: ');
PFileS=fopen(NArchS,'rb');
N = fread(PFileS,1,'char'); lee el orden de la matriz;
M=4*N+1;
N=2*N+1;
Etot = fread(PFileS,[N N],'real*4'); lee la matriz de 1/4 de
emision;
```

```

% del patrón de radiación considerando que fuera una esfera
matriz de nxm
% renglones -> phi
% columnas -> teta
fclose(PFiles);
Etot = abs(Etot1/max(max(Etot1))); % Normalización del patrón
phi=0:2*pi/(M-1):2*pi;
tetal=0:pi/((N-1)):pi;
x=cos(phi)'+sin(tetal);
y=sin(phi)'+sin(tetal);
for n=1:N
    for m=1:M
        if Etot(m,n)==0
            Etot(m,n)=1000;
        end
    end
end
mine=min(min(Etot));
for n=1:N
    for m=1:M
        if Etot(m,n)==1000
            Etot(m,n)=mine;
        end
    end
end
Etot=20*log10(Etot/mine)-35;
for n=1:N
    for m=1:M
        if Etot(m,n)<0
            Etot(m,n)=0;
        end
    end
end
max=max(max(Etot));
for m=1:M
    for n=1:N
        x(m,n)=x(m,n)*Etot(m,n);
        y(m,n)=y(m,n)*Etot(m,n);
        z(m,n)=Etot(m,n)*cos(tetal(n));
    end
end
figure(NFig);
X1=[ x ];
Y1=[ y ];
E1=[ z ];
X=X1(1:M-1,:);
Y=Y1(1:M-1,:);
E=E1(1:M-1,:);
colormap([0 0 0]);
mesh(X,Y,E);
axis([-max/2 max/2 -max/2 max/2 -max/4 max]);
figure(2);

```

```

for n=1:N1
    if Eplane(n)==10
        Eplane(n)=mine;
    end
    if Hplane(n)==10
        Hplane(n)=minh;
    end
end
for n=1:N1
    if EE(n)==0
        EE(n)=10;
    end
    if HH(n)==0
        HH(n)=10;
    end
end
for n=1:N1
    if EE(n)==10
        EE(n)=mine;
    end
    if HH(n)==10
        HH(n)=minh;
    end
end
tet=pi/2-teta;
for n=1:N1
    Ed(n)=EE(N1-n+1);
    Hd(n)=HH(N1-n+1);
end
E=[Ed Eplane];
H=[Hd Hplane];
Epldb=20*log10(E)+40;
Hpldb=20*log10(H)+40;
for m=1:M+1
    if Epldb(m)<0
        Epldb(m)=0;
    end
end
for m=1:M+1
    if Hpldb(m)<0
        Hpldb(m)=0;
    end
end
te=[ teta-pi/2 teta+pi/2];
grid on;
figure(Nfig+1);
polar(te,Epldb);
grid off;
figure(Nfig+2);
polar(te,Hpldb);
grid off;
figure(Nfig+3);

```

```

for n=1:N1
    if Eplane(n)==10
        Eplane(n)=mine;
    end
    if Hplane(n)==10
        Hplane(n)=minh;
    end
end
for n=1:N1
    if EE(n)==0
        EE(n)=10;
    end
    if HH(n)==0
        HH(n)=10;
    end
end
for n=1:N1
    if EE(n)==10
        EE(n)=mine;
    end
    if HH(n)==10
        HH(n)=minh;
    end
end
tet=pi/2-teta;
for n=1:N1
    Ed(n)=EE(N1-n+1);
    Hd(n)=HH(N1-r+1);
end
E=[Ed Eplane];
H=[Hd Hplane];
Epldb=20*log10(E)+40;
Hpldb=20*log10(H)+40;
for m=1:M+1
    if Epldb(m)<0
        Epldb(m)=0;
    end
end
for m=1:M+1
    if Hpldb(m)<0
        Hpldb(m)=0;
    end
end
te=[ teta-pi/2 teta+pi/2];
grid on
figure(NFig+1);
polar(te,Epldb,;
grid off
figure(NFig+2);
polar(te,Hpldb);
grid off
figure(NFig+3);

```

```

ted=te*180/pi;
plot(ted-90,20*log10(E));
axis([-180 180 -50 0]);
grid on;
figure(NFig+4);
plot(ted-90,20*log10(H));
axis([-180 180 -50 0]);
grid on;
figure(NFig+5);
plot(ted-90,E);
axis([-180 180 0 1]);
grid on;
figure(NFig+6);
plot(ted-90,H);
axis([-180 180 0 1]);
grid on;
rotate3d

```

D.4 Programa para huella de radiación sobre la Tierra

```

clear all;
NArchS=input('Nombre del Archivo: ','s');
NFig=input('Figure No: ');
PFileS=fopen(NArchS,'rb');
N = fread(PFileS,1,'char'); % lee el orden de la matriz
M=4*N+1;
N=N+1;
Etot1 = fread(PFileS,[M N],'real*4'); % lee la matriz de 1/4 del
hemisferio
% del patrón de radiación considerando que fuera una esfera
matriz de nxm
% renglones -> phi
% columns -> teta
fclose(PFileS);
Etot = Etot1/max(max(Etot1)); % Normalización del patrón
angle=asin(6000/36000);
phi=0:2*pi/(M-1):2*pi;
tetal=0:angle/((N-1)):angle;
x=cos(phi)*sin(tetal);
y=sin(phi)*sin(tetal);
figure(NFig);
X=[ x ];
Y=[ y ];
E=[ Etot ];
teta=tetal;
Hplane=Etot(1,:);
Eplane=Etot(N,:);
HH=Etot((N-1)*2,:);
EE=Etot(3*(N-1),:);
for n=1:N
    if Eplane(n)=-0

```

```

        Eplane(n)=10;
    end
    if Hplane(n)==0
        Hplane(n)=10;
    end
end
mine=min(Eplane);
minh=min(Hplane);
for n=1:N
    if Eplane(n)==10
        Eplane(n)=mine;
    end
    if Hplane(n)==10
        Hplane(n)=minh;
    end
end
tet=pi/2-teta;
for n=1:N
    Ed(n)=EE(N-n+1);
    Hd(n)=HH(N-n+1);
end
E=[Ed Eplane];
H=[Hd Hplane];
Epldb=20*log10(E)+35;
Hpldb=20*log10(H)+35;
for m=1:2*N
    if Epldb(m)<0
        Epldb(m)= 0;
    end
end
for m=1:2*N
    if Hpldb(m)< 0
        Hpldb(m)=0;
    end
end
te=[ teta teta+pi/2];
R=6000;
H=36000;
% renglones -> phi
% columnas -> teta
for n=1:M
    for m=1:N
        C=H*H-R*R;
        B=2*H*cos(teta(m));
        A=1;
        t=(-B+sqrt(B.*B-4*A*C))/2;
        ax=t*sin(teta(m))*cos(phi(n))/R;
        ay=t*sin(teta(m))*sin(phi(n))/R;
        az=H+t*cos(teta(m))/R;
        if(B*B>4*C)
            long(n,m)=acos(ax);
            lat(n,m)=asin(ay);
        end
    end
end

```

```

    Et(n,m)=Etot(n,m);
end
end
end
figure(NF1g+7);
long=real(long);
lat=real(lat);
colormap([0 0 0]);
meshz(long*180/pi,lat*180/pi,Et);
axis([0 180 -90 90 0 1]);
mf=length(long(1,:));
long1=[];long2=[];long3=[];long4=[];long5=[];long6=[];long7=[];
lat1=[];lat2=[];lat3=[];lat4=[];lat5=[];lat6=[];lat7=[];
for n=1:M
    for m=1:mf
        if(Et(n,m)<1 & Et(n,m)>10^(-3/20))
            long1=[long1 long(n,m)*180/pi];
            lat1=[lat1 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-3/20) & Et(n,m)>10^(-5/20))
            long2=[long2 long(n,m)*180/pi];
            lat2=[lat2 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-5/20) & Et(n,m)>10^(-10/20))
            long3=[long3 long(n,m)*180/pi];
            lat3=[lat3 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-10/20) & Et(n,m)>10^(-20/20))
            long4=[long4 long(n,m)*180/pi];
            lat4=[lat4 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-20/20) & Et(n,m)>10^(-30/20))
            long5=[long5 long(n,m)*180/pi];
            lat5=[lat5 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-30/20) & Et(n,m)>10^(-40/20))
            long6=[long6 long(n,m)*180/pi];
            lat6=[lat6 lat(n,m)*180/pi];
        end
        if(Et(n,m)<10^(-40/20))
            long7=[long7 long(n,m)*180/pi];
            lat7=[lat7 lat(n,m)*180/pi];
        end
    end
end
end
figure(NF1g+8);
plot(long1,lat1,'yo',long2,lat2,'m.',long3,lat3,'c.',
long4,lat4,'r.', long5,lat5,'g.',long6,lat6,'b.',long7,lat7,'y.');
```