



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**ADAPTADOR DE GUÍA DE ONDA
RECTANGULAR A GUIA DE ONDA
CIRCULAR**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES
P R E S E N T A N:
JORGE ÁVILA BENÍTEZ
Y
HUGO ENRIQUE MARTÍNEZ MARTÍNEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR OLEKSANDR MARTYNIUK G.

CIUDAD UNIVERSITARIA, MÉXICO, D. F.

2005



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A la Memoria de la Profesora María Isabel Benítez Rivera

Y

Del Señor José Trinidad Benítez Pedrote

AGRADECIMIENTOS

Gracias a ti Dios por ponerme en este camino, pero sobre todo por dejarme existir para disfrutar de todo esto.

Gracias a ti mamá, por mostrarme el camino que todo hombre de bien debe seguir, por todos aquellos momentos que compartiste conmigo, por la paciencia, por dejarme crecer en todos los aspectos, pero sobre todo por ser la amiga incondicional dando lo mejor de ti sin recibir nada a cambio.

Gracias a ti papá, por ser el pilar más importante de mi vida, por mostrarme el deseo de ser un triunfador y por compartir tus experiencias conmigo, por todos aquellos momentos que me brindaste seguridad cuando menos confianza había en mi.

Gracias a ustedes hermanos Jorge y Erika, por todos los momentos que hemos compartido juntos, por confiar en mi con los ojos cerrados, por escucharme y darme el consejo más sensato, por ser el ejemplo más importante de que no importa cuales sean las condiciones en las que nos encontremos si no la manera en la que debemos afrontarlos para salir exitosos.

Gracias a mi familia, en dónde siempre encontré muestras de fidelidad, cariño, convivencia, pero sobre todo honestidad, por creer en mi como hasta ahora. Todos ustedes los saben, en especial tú Alex e Iván que siempre estuvimos juntos como hermanos en esto.

Gracias al Dr. Oleksandr Martynyuk por la confianza ya que debido a su apoyo, la realización del presente trabajo fue todo un éxito.

Gracias al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología CONACYT por el apoyo que nos brindaron y por creer en nosotros.

Gracias a mi excelente amigo, compañero y hermano Jorge Ávila Benítez por compartir los momentos trascendentales a lo largo de la carrera, por estar en los momentos decisivos de mi vida, por todos aquellos consejos que me levantaron cuando estaba abatido.

Gracias a mi buen amigo y hermano Job Isaías Jiménez Pérez por darme toda la apertura posible para seguir creciendo como un ser humano de bien, por los consejos y por todos esos momentos en los que se presentó la oportunidad de demostrarme que en verdad puedo contar contigo.

Gracias a todos mis buenos profesores, por ser parte de mi formación y que hasta ahora no han dejado de instruirme, por mostrarme el valor del conocimiento.

Y finalmente gracias a todos aquellos que han convivido conmigo aunque sea un pequeño instante de su tiempo.

Les prometo que no los defraudaré y seré un buen ejemplo de que los sueños se pueden lograr!!!

Hugo Enrique

MIS AGRADECIMIENTOS:

Señor Jesús:

Te doy gracias a por haberme dado la vida, por haberme dado una familia y la oportunidad de superarme y ser mejor, por ser mi compañero inseparable, maestro, consejero y sobre todo mi mejor amigo, por tu gran amor y misericordia, por mostrarme el camino en los momentos más difíciles, por mantenerme en la lucha y por enseñarme cual es la verdadera dicha y felicidad.

Mamá:

Gracias por educarme, por tu paciencia, sus consejos tu amor y todas las cosas que me brindaste durante el tiempo que permanecemos juntos, por que aunque ya no estas entre nosotros físicamente, tu espíritu prevalece y el individuo que soy y que puedo llegar a ser es gracias a ti, por que tu recuerdo, cariño y presencia se quedan para siempre en mi corazón, y me hacen fuerte; es esta la forma de mostrarte mi devoción y honrarte, y se que en estos momentos estas llena de orgullo por que no te he fallado, a ti te dedico todos mi éxitos. Gracias Mama.

José Luis:

Gracias hermano por que me ha enseñado a vivir, a tener carácter para enfrentar los problemas, a valorar una familia, a seguir mis sueños y mis ilusiones, a ver que todo es posible y que trabajando con coraje, ahínco, disciplina y sobre todo a nunca rendirme para alcanzar las metas que me proponga, gracias hermano por tu amor y cariño, por tus consejos, por enseñarme que lo que importa es lo que hay en el corazón, por ser mi amigo y sobre todo por ser mi hermano. Gracias hermanito

Monse:

Gracias hermanita linda por haberme cuidado, por abrirme las puertas de tu casa, por ser mi consejera en las horas difíciles, por preocuparte por mi, por tu compañía, tu cariño y ternura, esto también es gracias a ti y hoy estoy contento y agradecido contigo por que has sido como una madre para mi, te doy mi mas sincera gratitud.

Papá:

Gracias por haber vuelto a mi vida y por el apoyo que durante toda mi carrera me diste, gracias por que volvimos a ser familia, por que eres mi padre, consejero y siempre te querré y respetare, por tus consejos y amor pero sobre todo por ser mi amigo.

Carlita, Lusito, Jesús y Emmanuel:

Muchas Gracias a todos ustedes por llenar mi vida de alegría, por confiar y por creer en mí, por los momentos que hemos compartido juntos y por los que compartiremos, por ser mi familia, por ser mis sobrinos y sobre todo por ser mis amigos, gracias por su cariño y por que la personalidad diversa de cada uno de ustedes conforman mi ser, gracias por todas las cosas que me han enseñado, gracias por ser mi familia.

Roberto:

Gracias por tu apoyo, por haberme abierto las puertas de tu casa en los momentos más difíciles, por que gracias a ello hoy puedo decir que vivo con mi familia y durante toda mi carrera eso me dio fuerza y carácter para seguir, muchas gracias por cuidar de mi hermana y de Carlita y hacerlas feliz, por que gracias a ello yo estoy feliz.

Angélica:

Gracias cuñadita por tu cariño, amor y amistad de hermana, gracias por tus consejos y tus cuidados, gracias por haber cuidado a mi mamá y a mi abuelo con el cariño que te caracteriza, gracias por tu compañía y fidelidad en todas las cosas difíciles que hemos vivido y que gracias a Dios estamos juntos, gracias por ser mi amiga y cuidar de mis sobrinos.

Hugo:

Gracias amigo y hermano por todas cosas que hemos compartido y que seguiremos compartiendo, por ser mi compañero y amigo durante esta etapa maravillosa que fue la Facultad de Ingeniería, por darme tu confianza y apoyo en los momentos más importantes de mi vida académica por todos los ratos de estudio y de ocio que compartimos, por ser un equipo, gracias hermano, para mí fue un placer compartir este trabajo contigo.

Job:

Gracias por tu amistad y por la hermandad que hemos forjado, gracias por tu compañía y consejos durante toda la carrera, por los momentos de estudio y de ocio que compartimos, por los que vamos a compartir, por tu confianza y amistad desinteresada por apoyarme en los momentos más difíciles, hoy te doy gracias y te reafirmo mi amistad y te considero mi hermano.

Dr. Martynyuk:

Gracias por sus consejos, su paciencia y por permitirnos trabajar en este exitoso proyecto, le refrendo mi gratitud y admiración.

Gracias también a todos mis amigos que estuvieron conmigo en mi formación profesional, gracias a Angélica, Andrea, Lilian, Maryta, Víctor y Oscar por ser mis amigos, por que gracias a ustedes la Facultad fue mi segundo hogar y por que crecimos juntos en el aspecto afectivo y profesional, por su amistad y los momentos compartidos y que seguiremos compartiendo.

Gracias a la *Universidad Nacional Autónoma de México* por su cobijo intelectual, su formación universal, científica, social, cultural y ética, por permitirme desarrollarme y crecer como profesionista, por el orgullo de ser Universitario y lo que ello representa, por que desde ahora y siempre llevare alto el nombre de mi Universidad.

Gracias al *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT)* por el apoyo para realizar este proyecto, por creer en nosotros y por permitirnos vincularnos con el órgano rector de la investigación en México.

*“Todo lo puedo en Cristo que me fortalece”
Filipenses 4:13*

*“Mira que te mando que te esfuerces y seas valiente; no temas ni desmayes,
por que Jehová tu Dios estará contigo en donde quiera que vayas”
Josué 1:9*

*“Por Mi Raza Hablara el Espíritu”
Jorge*

1 ANÁLISIS COMPARATIVO DE LAS GUIAS DE ONDA

<i>1.1 Introducción</i>	3
<i>1.2 Análisis de la línea de transmisión para microondas</i>	5
<i>1.3 Ecuación de Helmholtz</i>	9
<i>1.2 Análisis y Características de los modos de propagación</i>	11
<i>1.2.1 Modo Transversal Electromagnético (TEM)</i>	11
<i>1.2.2 Modo Transversal Eléctrico (TE)</i>	15
<i>1.2.3 Modo Transversal Magnético (TM)</i>	17
<i>1.3 Guía de onda Rectangular.</i>	19
<i>1.3.1 Análisis para el Modo TE en la guía de onda rectangular</i>	27
<i>1.3.2 Análisis para el Modo TM en la guía de onda rectangular</i>	32
<i>1.3.3 Potencia en una guía de onda rectangular</i>	34
<i>1.3.2 Atenuación en una guía de onda rectangular</i>	35
<i>1.3.3 Impedancia característica de la guía de onda rectangular.</i>	38
<i>1.3.4 Ventajas de la guía de onda rectangular.</i>	39
<i>1.3.5 Desventajas de la guía de onda rectangular</i>	39
<i>1.4 Guía de onda Circular.</i>	40
<i>1.4.1 Análisis para el Modo TE en la guía de onda circular</i>	40
<i>1.4.2 Análisis para el Modo TM en la guía de onda circular.</i>	44
<i>1.4.3 Impedancia característica de la guía de onda circular.</i>	46
<i>1.4.4 Potencia en la guía de onda circular</i>	46
<i>1.4.5 Atenuación en la guía de onda Circular.</i>	47
<i>1.4.6 Ventajas de la guía de onda circular</i>	49
<i>1.4.7 Desventajas de la guía de onda circular</i>	49.

2.-TEORIA DE LOS ADAPTADORES Y TRANSFORMADORES DE IMPEDANCIA

<i>2.1 Introducción.</i>	52
<i>2.2 Acopladores de Impedancias</i>	53
<i>2.2.1 Acopladores de Banda Estrecha</i>	54
<i>2.2.2 Acopladores de Banda Ancha</i>	56
<i>2.3 Método de las Pequeñas Reflexiones</i>	56
<i>2.3.1 Transformador de una sección.</i>	57
<i>2.4 Transformador Multiseccional</i>	59
<i>2.5 Transformador Multiseccional Binomial</i>	60
<i>2.6 Transformador Multiseccional Chebyshev</i>	64
<i>2.7 Transformadores Lisos</i>	68
<i>2.8 Acoplador Exponencial Liso</i>	70
<i>2.9 Acoplador Liso Triangular</i>	71
<i>2.10 Acoplador Liso Klopfenstein</i>	72
<i>2.11 Criterio de Bode-Fano</i>	76
<i>2.12 Conclusiones.</i>	77

3.-CÁLCULO DE LAS IMPEDANCIAS CARACTERÍSTICAS Y LAS FRECUENCIAS DE CORTE DE LAS GUÍAS DE ONDA DE SECCIÓN TRANSVERSAL COMPLEJA

3.1 Introducción	80
3.2 Método de Resonancia Transversal	80
3.2.1 Modos TM para la guía de onda de placas paralelas	81
3.2.2 Modos TE para una Guía de onda Rectangular cargada parcialmente	83
3.2.3 Modos TE para una Guía de onda de Superficies de capas múltiples	85
3.3 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte de una guía de onda rectangular	87
3.4 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda circular	89
3.4.1 Cálculo de la frecuencia de corte de la guía de onda circular mediante el método de resonancia transversal	89
3.4.2 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda circular mediante el método de resonancia transversal	95
3.5 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda rectangular mediante el método de resonancia transversal	99
3.6 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda de sección transversal compleja	101
3.6.1 Cálculo de la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida mediante el método de resonancia transversal	101
3.6.2 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda de sección transversal compleja mediante el método de resonancia transversal	106
3.6 Conclusiones.	109

4 CÁLCULO Y OPTIMIZACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL ADAPTADOR

4.1 Introducción.	111
4.2 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador.	111
4.2.1 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador de 3 secciones.	114
4.2.1.1 Diseño y obtención de los parámetros de la primera sección del adaptador de 3 secciones.	115
4.2.1.2 Diseño y obtención de los parámetros de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.	116
4.2.1.3 Diseño y obtención de los parámetros de la tercera sección del adaptador de 3 secciones	117
4.2.2 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador de 4 secciones.	118
4.2.2.1 Diseño y obtención de los parámetros de la primera sección del adaptador de 4 secciones.	120
4.2.2.2 Diseño y obtención de los parámetros de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.	121
4.2.2.3 Diseño y obtención de los parámetros de la tercera sección del adaptador de 4 secciones.	122
4.2.2.4 Diseño y obtención de los parámetros de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.	123
4.3 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos.	124

4.3.1 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para el acoplador de 3 secciones.	125
4.3.1.1 Modelo de la primera sección del acoplador en teoría de circuitos.	126
4.3.1.2 Modelo de la segunda sección del acoplador en teoría de circuitos	132
4.3.1.3 Modelo de la tercera sección del acoplador en teoría de circuitos	134
4.3.2 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para el acoplador de 4 secciones.	138
4.3.2.1 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la primera sección del adaptador de 4 secciones.	139
4.3.2.2 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la segunda sección del adaptador de 4 secciones.	141
4.3.2.3 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la tercera sección del adaptador de 4 secciones.	143
4.3.2.4 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.	145
4.4 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética.	150
4.4.1 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética para el adaptador de 3 secciones.	150
4.4.2 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética para el adaptador de 4 secciones.	155
4.5 Obtención de las tolerancias del adaptador.	159
4.6 Esquema del adaptador	162
4.7 Conclusiones	164.

5 VERIFICACIÓN EXPERIMENTAL DE LOS PARÁMETROS DEL ADAPTADOR

5.1 Introducción.	166
5.2 Medición de los parámetros del adaptador.	166
5.3 Conclusiones.	175

6 CONCLUSIONES GENERALES

176

REFERENCIAS

ANEXO

INTRODUCCIÓN

El objetivo del presente trabajo, es mostrar la metodología empleada para el diseño, simulación e implementación de un adaptador de guía de onda rectangular a circular en la banda X (8 a 12GHz), con un coeficiente máximo de reflexión de 0.05 en esa banda de trabajo.

El adaptador debe acoplar la impedancia característica de la guía de onda rectangular a la impedancia característica de la guía de onda circular.

Por ello nos basamos en la teoría de las líneas de transmisión, razón por la cual determinan los modelos equivalentes en teoría de circuitos de la guía de onda rectangular, circular y de la guía de onda de sección transversal compleja.

El adaptador es un acoplador de impedancias multiseccional, cuyas secciones corresponden a segmentos de guía de onda de sección transversal compleja, los cuales también tienen un modelo equivalente en teoría de circuitos.

Para determinar los parámetros del adaptador, se recurre a un método conocido como el método de resonancia transversal, el cual nos permite implementar el algoritmo de un método numérico que determina la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda, y relacionar estos parámetros con las dimensiones físicas de las guías de onda de sección transversal compleja.

Una vez obtenido el modelo en teoría de circuitos del adaptador, recurrimos a un software de simulación basado en la teoría de líneas de transmisión, para determinar la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión en la banda X.

Posteriormente, si los resultados son los correctos determinamos las tolerancias y los planos para construir el adaptador con base en el estándar WR-90; si las variaciones de los parámetros del adaptador no son aceptables, recurrimos a un proceso de optimización con el cual se espera tener resultados más aceptables.

Habiendo implementado el adaptador, verificamos de manera experimental la variación de sus parámetros.

El presente trabajo se divide en 6 capítulos, en los cuales se puede ver la metodología a seguir para el diseño, simulación e implementación del adaptador, que satisfaga los requisitos de diseño.

En el primer capítulo, se habla de la importancia de las guías de onda en sistemas de comunicaciones, así como de las ventajas y desventajas de las guías de onda rectangular y circular, y de los parámetros que las describen.

En este capítulo se presentan las bases teóricas de la teoría de las guías de onda antes mencionadas partiendo de las ecuaciones de Maxwell, para determinar los modelos de los diversos modos de propagación que se presentan en estas guías de onda, a partir de los cuales se determinan parámetros como la frecuencia de corte, impedancia característica, velocidades de fase de cada modo, potencia transmitida y atenuación.

En el segundo capítulo, se presenta un estudio de los acopladores de impedancia de banda estrecha y de banda ancha, los que a su vez se subdividen en acopladores multiseccionales y acopladores lisos;

En este capítulo, se selecciona el tipo de acoplador a utilizar dadas las condiciones de diseño.

En el tercer capítulo, se describe la técnica de resonancia transversal como un método que basado en la teoría de las líneas de transmisión, permite determinar con mayor facilidad parámetros de las guías de onda como la frecuencia de corte e impedancia característica, que el análisis electromagnético.

En dicho capítulo se muestra el desarrollo para implementar un algoritmo que permita encontrar los parámetros antes mencionados de la guía de onda rectangular, circular y de sección transversal compleja.

Habiendo implementado el algoritmo, determinamos las variaciones de la frecuencia de corte así como la impedancia característica infinita en función de las dimensiones físicas de la guía de onda de sección transversal compleja.

Después de obtener las variaciones de la frecuencia de corte y la impedancia característica infinita, en función de la altura de la guía de onda de sección transversal compleja, en el cuarto capítulo, decidimos trabajar con 2 acopladores de 3 y 4 secciones, y determinamos la impedancia característica de cada sección; utilizando el algoritmo del tercer capítulo, encontramos la frecuencia de corte de cada sección, así como la altura de la sección transversal de la guía, para cada adaptador.

Al obtener los parámetros de cada una de las secciones que conforman el adaptador de 3 y 4 secciones, obtenemos un modelo en teoría de circuitos que nos permita determinar la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión de cada adaptador y si los resultados no son aceptables, recurrimos a un proceso de optimización del mismo simulador, hasta encontrar una variación de la magnitud del coeficiente de reflexión aceptable para cada adaptador.

Después del proceso de optimización, utilizamos un simulador electromagnético para determinar la variación de los parámetros de cada adaptador que se acercan más a la variación real, para posteriormente seleccionar el adaptador más conveniente.

Al seleccionar el adaptador a implementar, utilizamos nuevamente el simulador electromagnético para determinar las tolerancias con las que se ha de construir el mismo

En el capítulo 5 se verifican los parámetros del adaptador de manera experimental, y en el capítulo 6 se presentan las conclusiones generales.

1 ANÁLISIS COMPARATIVO DE LAS GUIAS DE ONDA

1.1 Introducción

En la actualidad el uso de las guías de onda tanto rectangular como circular, es de suma importancia por que se aplican en diversos sistemas de comunicaciones, es por ello que en este primer capítulo trataremos la teoría de las guías de onda rectangular y circular, describiendo parámetros como frecuencias de corte, impedancias características, modos de propagación, potencia que puede ser transmitida, atenuación y pérdidas.

Las guías de onda surgen de la necesidad de proporcionar un medio de propagación por que al tratarse de alta frecuencia la longitud de onda de las ondas electromagnéticas utilizadas para efectos de comunicación tiende a ser muy pequeña.

El espacio libre ya no es un medio propicio para que se propaguen las señales de estas características; por tener longitud de onda tan pequeña, el medio influye en la transmisión de señales causando atenuación, interferencia y añadiendo ruido que perjudica nuestro enlace produciendo grandes pérdidas de información.

Debido a esto nos vemos en la necesidad de buscar un medio que permita la propagación de dichas ondas a frecuencias cada vez más elevadas para transmitir mayores cantidades de información tratando de no perder energía y por ello se pensó en acondicionar un medio que permitiera dicha transmisión. Y la propagación de las microondas en el espacio libre.

Para determinar las características del medio guiado, se requiere trabajar con modelos matemáticos que sean válidos para el fenómeno físico que se desea estudiar como lo es la propagación de ondas y tales modelos se pueden obtener de las ecuaciones de Maxwell, las cuales modificadas y aplicadas a la geometría en estudio de las guías de onda, nos permiten encontrar la relación entre los campos que viajan.

Es importante señalar que también debemos considerar el uso de la teoría de las líneas de transmisión como herramienta de apoyo para este estudio, pues gracias a esta teoría podemos determinar las relaciones que nos permiten obtener las impedancias en la guía de onda vista esta como una línea de transmisión.

Una vez encontradas las expresiones generales para ondas TEM, TE y TM procederemos a encontrar las expresiones que nos determinen el comportamiento de los campos para cada caso mencionado, y con ello plantear los parámetros que determinan las condiciones de operación de la guía de onda, tales como la frecuencia de corte, potencia transmitida, atenuación y pérdidas así como bandas recomendadas de trabajo y velocidades de fase e impedancias para los diversos modos; tanto para guía de onda rectangular como para guía de onda circular.

Con esto quedan descritos de manera general los objetivos que se plantean en este capítulo, que servirá como principio para entender, estudiar desarrollar e implementar guías de onda de acuerdo a los requerimientos planteados.

1.2 Análisis de la línea de transmisión para microondas

Definición.- Una línea de transmisión es un conjunto de materiales y dieléctricos que guían la onda a lo largo de un eje de propagación.

Considérese ahora una línea de transmisión arbitraria y uniforme a lo largo del eje z de propagación como lo muestra la figura 1.1.

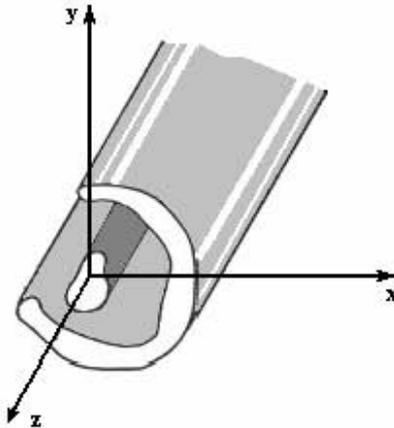


Figura 1.1 Conductores concéntricos metálicos

Los campos electromagnéticos que se propagan por dicha línea de transmisión, se pueden dividir en 2 componentes paralelas al eje z (componentes longitudinales) y otras ortogonales a la dirección de propagación z (componentes transversales).

Las componentes longitudinales y transversales quedan expresadas como:

$$\vec{E} = (e_T + e_Z a_z) e^{-j\beta z} \quad (1.1)$$

$$\vec{H} = (h_T + h_Z a_z) e^{-j\beta z} \quad (1.2)$$

Donde:

\vec{E} es el vector de intensidad de campo eléctrico.

\vec{H} es el vector de intensidad de campo magnético.

e_T es la componente transversal del vector de intensidad de campo eléctrico.

$e_Z a_z$ es la componente longitudinal del vector de intensidad de campo eléctrico.

β es la constante de fase.

\vec{h}_T es la componente transversal del vector de intensidad de campo magnético.

h_z es la componente longitudinal del vector de intensidad de campo magnético.

\vec{a}_z es un vector unitario en la dirección de propagación z .

Las componentes transversales tienen a su vez dos componentes que son paralelas a los ejes x e y respectivamente, y están en función de las coordenadas x e y , por ello el campo eléctrico se puede escribir como:

$$\vec{e}_T = e_x(x,y)\vec{a}_x + e_y(x,y)\vec{a}_y \quad (1.3)$$

Y el campo magnético es:

$$\vec{h}_T = h_x(x,y)\vec{a}_x + h_y(x,y)\vec{a}_y \quad (1.4)$$

Donde:

$e_x(x,y)$ es la variación de la magnitud del vector intensidad de campo eléctrico en la dirección x , y es función de x e y .

$e_y(x,y)$ es la variación de la magnitud del vector intensidad de campo eléctrico en la dirección y , y es función de x e y .

\vec{a}_x es un vector unitario en la dirección x .

\vec{a}_y es un vector unitario en la dirección y .

$h_x(x,y)$ es la variación de la magnitud del vector intensidad de campo magnético en la dirección x , y es función de x e y .

$h_y(x,y)$ es la variación de la magnitud del vector intensidad de campo magnético en la dirección y , y es función de x e y .

Las funciones que corresponden a las magnitudes de los campos electromagnéticos respecto a cada eje coordenado están dadas por:

$$E_z = e_z(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.5)$$

$$H_z = h_z(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.6)$$

$$E_x = e_x(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.7)$$

$$E_y = e_y(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.8)$$

$$H_x = h_x(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.9)$$

$$H_y = h_y(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.10)$$

Donde:

E_z es la componente en la dirección longitudinal del vector intensidad de campo eléctrico.

E_x es la componente en x del vector intensidad de campo eléctrico.

E_y es la componente en y del vector intensidad de campo eléctrico.

H_z es la componente en z del vector intensidad de campo magnético

H_y es la componente en y del vector intensidad de campo magnético.

H_x es la componente en x del vector intensidad de campo magnético.

Utilizando las ecuaciones de Maxwell, es posible determinar las expresiones de los campos que se propagan en la línea de transmisión de la figura 1.1. Para ello recurrimos a las leyes de Ampere-Maxwell y de Faraday para un medio sin corrientes ni cargas.

Dichas expresiones son:

$$\text{rot} \vec{H} = j\omega \varepsilon \vec{E} \quad (1.11)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (1.12)$$

Donde:

\vec{H} es el vector intensidad de campo magnético.

\vec{E} es el vector intensidad de campo eléctrico.

ω es la frecuencia angular.

μ es la permeabilidad del medio

ε es la permitividad del medio

Obteniendo el rotacional del vector intensidad de campo magnético de la ecuación 1.11, e igualándolo con el segundo término de la misma ecuación tenemos:

$$\text{rot} \vec{H} = \begin{pmatrix} \vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{pmatrix} = \vec{a}_x \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \vec{a}_y \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \vec{a}_z \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = j\omega \varepsilon \vec{E}$$

Igualando las componentes en x del rotacional de la intensidad de campo magnético, con las componentes en x del segundo término de 1.11 tenemos:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x \quad (1.13)$$

Igualando las componentes en y del rotacional de la intensidad de campo magnético, con las componentes en y del segundo término de 1.11 tenemos:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \quad (1.14)$$

Igualando las componentes en z del rotacional de la intensidad de campo magnético, con las componentes en z del segundo término de 1.11 tenemos:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon E_z \quad (1.15)$$

Sabiendo que:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial H_y(x,y)e^{-j\beta z}}{\partial z} = -j\beta H_y(x,y)e^{-j\beta z} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\beta H_x e^{-j\beta z} \quad (1.17)$$

Sustituyendo los resultados obtenidos en 1.16 y 1.17 en 1.13 y 1.14 respectivamente tenemos:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - (-j\beta H_y) = j\omega\epsilon E_x \quad (1.18)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \quad (1.19)$$

Obteniendo el rotacional del vector intensidad de campo eléctrico de la ecuación 1.12, e igualándolo con el segundo término de la misma ecuación tenemos:

$$\text{rot}\vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{pmatrix} = \vec{a}_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \vec{a}_y \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \vec{a}_z \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -j\omega\mu\vec{H}$$

Igualando las componentes en x del rotacional de la intensidad de campo eléctrico, con las componentes en x del segundo término de 1.12 tenemos:

$$\frac{\partial E}{\partial y} \frac{z}{x} - \left(-j\beta E \frac{z}{y} \right) = -j\omega\mu H \frac{z}{x} \quad (1.20)$$

Igualando las componentes en y del rotacional de la intensidad de campo eléctrico, con las componentes en y del segundo término de 1.12 tenemos:

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{z}{y} - \left(-j\beta E \frac{z}{x} \right) \right) = -j\omega\mu H \frac{z}{y} \quad (1.21)$$

Igualando las componentes en z del rotacional de la intensidad de campo eléctrico, con las componentes en z del segundo término de 1.12 tenemos:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \frac{y}{z} - \frac{\partial E}{\partial y} \frac{x}{z} = -j\omega\mu H \frac{z}{z} \quad (1.22)$$

Despejando la componente en y del vector intensidad de campo magnético de 1.21 tenemos:

$$H \frac{z}{y} = \frac{1}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{z}{y} + j\beta E \frac{z}{x} \right) \quad (1.23)$$

Sustituyendo 1.23 en 1.18 tenemos:

$$\frac{\partial H}{\partial y} \frac{z}{x} + \frac{j\beta}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{z}{y} + j\beta E \frac{z}{x} \right) = j\omega\epsilon E \frac{z}{x} \quad (1.24)$$

Simplificando 1.24:

$$j\omega\mu \frac{\partial H}{\partial y} \frac{z}{x} + j\beta \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{z}{y} + j\beta E \frac{z}{x} \right) = -\omega^2 \mu\epsilon E \frac{z}{x}$$

$$j\omega\mu \frac{\partial H}{\partial y} \frac{z}{x} + j\beta \frac{\partial E}{\partial x} \frac{z}{y} = -\omega^2 \mu\epsilon E \frac{z}{x} + \beta^2 E \frac{z}{x} \quad (1.25)$$

Donde:

$k^2 = \omega^2 \mu\epsilon$, es el número de onda.

Despejando de 1.25 la componente en x de la magnitud de campo eléctrico, tenemos:

$$E_x = \frac{-j}{k^2 - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (1.26)$$

Donde:

$k_c^2 = k^2 - \beta^2$, es el número de onda de corte.

Mediante un procedimiento similar, podemos determinar las demás componentes de los campos electromagnéticos a partir de las ecuaciones 1.15, 1.18, 1.19, 1.20, 1.21 y 1.22, las cuales son:

$$E_y = \frac{j}{k_c^2} \left(-\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (1.27)$$

$$H_x = \frac{j}{k_c^2} \left(\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (1.28)$$

$$H_y = \frac{-j}{k_c^2} \left(\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (1.29)$$

1.3 Ecuación de Helmholtz

Consideremos ahora un medio donde no hay cargas y no hay corrientes, dicho medio tiene permitividad ε y permeabilidad μ como se muestra en la figura 1.2

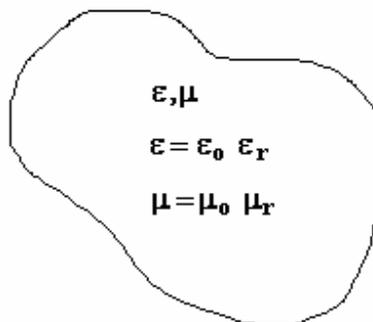


Figura 1.2 Medio caracterizado por su permitividad y permeabilidad, sin cargas ni corrientes

Para dicho medio las ecuaciones de Maxwell son:

$$\text{rot} \vec{H} = j\omega \varepsilon \vec{E} \quad (1.30)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.31)$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (1.32)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (1.33)$$

Donde:

\vec{D} es el vector densidad de flujo eléctrico.

\vec{B} es el vector densidad de flujo magnético

Obteniendo el rotacional de 1.31 para ambos miembros de la igualdad:

$$\begin{aligned} \text{rot} \text{rot} \vec{E} &= \text{rot}(-j\omega\mu\vec{H}) \\ \text{rot} \text{rot} \vec{E} &= -j\omega\mu \text{rot} \vec{H} \end{aligned} \quad (1.34)$$

Sustituyendo 1.30 en 1.34 tenemos:

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = -j\omega\mu(j\omega\varepsilon\vec{E})$$

Simplificando:

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = \omega^2 \mu\varepsilon \vec{E} \quad (1.35)$$

Recurrimos a la igualdad vectorial siguiente:

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = \text{grad} \text{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} \quad (1.36)$$

Sustituyendo 1.36 en 1.35 tenemos:

$$\text{grad} \text{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = \omega^2 \mu\varepsilon \vec{E} \quad (1.37)$$

Utilizando 1.32 para simplificar 1.37 tenemos:

$$\text{grad} \text{div} \vec{E} = 0$$

Por ello 1.37 queda como sigue:

$$-\nabla^2 \vec{E} = k^2 \vec{E}$$

Donde:

$k^2 = \omega^2 \mu\varepsilon$ y se denomina como número de onda.

Pasando todo a un solo lado de la igualdad y simplificando:

$$\nabla^2 \underline{\underline{E}} + k^2 \underline{\underline{E}} = 0 \quad (1.38)$$

La expresión 1.38 es conocida como ecuación de *Helmholtz* o *Ecuación de Onda*, la utilizaremos mas adelante para obtener las expresiones de los campos que se propagan en las guías de onda rectangular y circular.

1.2 Análisis y Características de los modos de propagación

1.2.1 Modo Transversal Electromagnético (TEM)

El modo transversal electromagnético se caracteriza por no tener componentes de campo electromagnético en la dirección de propagación.

Por ello las componentes de campo tanto eléctrico como magnético en la dirección de propagación son:

$$E_z = 0$$

$$H_z = 0$$

La condición para que se presente este modo de propagación es que $k_c = 0$, por ello igualando k_c con cero:

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2 = 0 \quad (1.39)$$

Despejando de 1.39 la constante de fase e igualándola con el número de onda tenemos:

$$\beta = \pm k = \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (1.40)$$

De 1.40 podemos apreciar que la constante de fase es real para cualquier valor de la frecuencia angular ω ; por ello este modo se propaga a cualquier frecuencia.

Desarrollando la expresión 1.38 para este modo de propagación:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (1.41)$$

De 1.39 despejamos k^2 y sustituyendo en 1.41 tenemos:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + (k_c^2 + \beta^2) E_x = 0 \quad (1.42)$$

Obteniendo la segunda derivada parcial de E_x con respecto a z tenemos:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\beta^2 E_x \quad (1.43)$$

Sustituyendo 1.43 en 1.42 tenemos:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \beta^2 E_x + (k_c^2 + \beta^2) E_x = 0 \quad (1.44)$$

Simplificando 1.44 llegamos a:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + k_c^2 E_x = 0 \quad (1.45)$$

Para el modo TEM sabemos que $k_c^2 = 0$, por ello sustituyendo en 1.45 tenemos:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = 0 \quad (1.46)$$

La expresión 1.46 es conocida como la *ecuación de Laplace*, lo cual nos indica que el campo se comporta y se distribuye como un campo electrostático.

La ecuación de Laplace para un campo electrostático es:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1.47)$$

Al resolver la ecuación 1.47, obtenemos una función Φ que es denominada *Potencial electrostático* el cual se define como el trabajo por unidad de carga que implica el desplazar una carga dentro de un campo electrostático.

Al haber encontrado la función Φ , podemos determinar la expresión del vector intensidad de campo eléctrico a partir de:

$$\vec{E}_T = -grad\Phi \quad (1.48)$$

Donde:

\vec{E}_T es el vector intensidad de campo eléctrico transversal a la dirección de propagación.

Para determinar el vector intensidad de campo magnético, recurrimos a la expresión 1.31 por ello, sabiendo que el vector intensidad de campo magnético es normal a la dirección de propagación, y que la relación entre las magnitudes de los campos electromagnéticos está dada por la impedancia intrínseca del medio podemos escribir:

$$\vec{H}_T = \frac{\vec{a}_z \times \vec{E}_T}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \quad (1.49)$$

Simplificando 1.49:

$$\vec{H}_T = \frac{\vec{a}_z \times \vec{E}_T}{\eta} \quad (1.50)$$

Donde:

\vec{H}_T es el vector intensidad de campo magnético normal a la dirección de propagación.

η es la impedancia intrínseca del medio.

\vec{a}_z es un vector unitario en la dirección de propagación.

Para que exista una onda TEM, es necesario que la línea de transmisión tenga al menos 2 conductores, por que si no, el potencial electrostático es constante y la onda TEM no se presenta.

La velocidad de fase para las ondas TEM, es constante y es igual a la velocidad de la luz, el comportamiento de la velocidad de fase para el modo TEM es el que se muestra en la figura 1.3

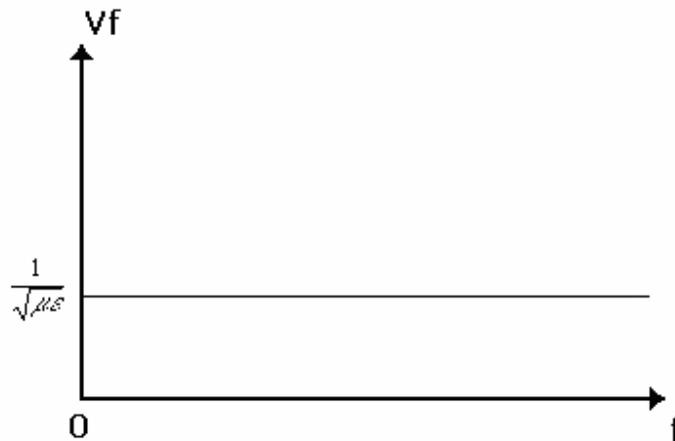


Figura 1.3 Variación de la velocidad de fase para modos TEM con respecto a la frecuencia.

La impedancia para la onda TEM, esta dada por:

$$Z_{TEM} = \frac{E_x}{H_y} \quad (1.51)$$

$$Z_{TEM} = \eta \quad (1.52)$$

Donde:

E_x es la magnitud del vector intensidad de campo eléctrico en la dirección x

H_y es la magnitud del vector intensidad de campo magnético en la dirección y.

η es la impedancia intrínseca del medio, cuyo valor es 377Ω .

La figura 1.4, muestra la variación de la impedancia para el modo TEM con respecto a la frecuencia.

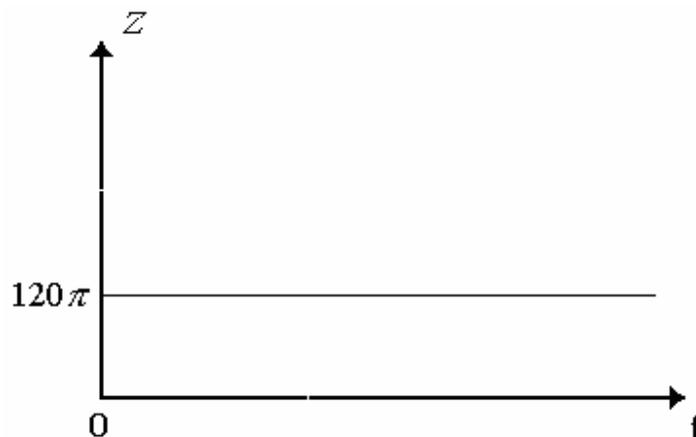


Figura 1.4 Variación de la impedancia para el modo TEM con respecto a la frecuencia.

1.2.2 Modo Transversal Eléctrico (TE)

En el modo transversal eléctrico, se presenta una componente del vector intensidad de campo magnético que es longitudinal, es decir que es paralela a la dirección de propagación, por ello para este modo las características de las magnitudes de los campos son: $H_z \neq 0$ y $E_z = 0$ para las componentes longitudinales, la condición para que este modo se presente es: $k_c^2 \neq 0$.

Sabiendo que:

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2 \quad (1.53)$$

Despejamos de 1.53 la constante de propagación teniendo:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (1.54)$$

Simplificando 1.54 se tiene:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_c^2} \quad (1.55)$$

Debido a 1.55 podemos decir que para que exista propagación y se presente la onda TE, se debe cumplir que $\beta \in \mathbb{R}$, dicha condición se cumple a partir de una cierta frecuencia denominada como *frecuencia de corte*.

Para determinar la frecuencia de corte, igualamos 1.55 a cero teniendo:

$$k_c^2 = \omega_c^2 \mu \epsilon \quad (1.56)$$

Donde:

ω_c es la frecuencia angular de corte.

De 1.56 despejamos la frecuencia de corte y simplificamos teniendo:

$$f_c = \frac{k_c}{\sqrt{\mu \epsilon} 2\pi} \quad (1.57)$$

Donde:

f_c es la frecuencia de corte.

k_c se determina aplicando condiciones de frontera a la solución de la ecuación de onda para el modo TE.

La ecuación de onda para el modo TE es:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0 \quad (1.58)$$

Al encontrar la solución de 1.58, encontramos la expresión de H_z , para encontrar las expresiones de las demás componentes de los campos electromagnéticos, recurrimos a las expresiones dadas en 1.26, 1.27, 1.28 y 1.29.

La impedancia para el modo se calcula como sigue:

$$Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} \quad (1.59)$$

Donde:

Z_{TE} es la impedancia del modo TE.

Simplificando:

$$Z_{TE} = \frac{\omega\mu}{\beta} \quad (1.60)$$

$$Z_{TE} = \frac{\omega\mu}{\sqrt{k^2 - k_c^2}} \quad (1.61)$$

La variación de la impedancia para el modo TE se muestra en la figura 1.5

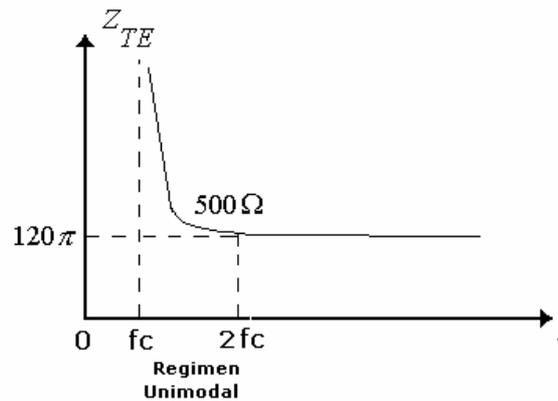


Figura 1.5 Variación de la impedancia para el modo TE en función de la frecuencia.

La velocidad de fase para los modos se TE calcula como:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} \quad (1.62)$$

Donde:

v_f es la velocidad de fase.

Simplificando 1.62:

$$v_f = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_c^2}} \quad (1.62.1)$$

La variación de la velocidad de fase para los modos TE se muestra en la figura 1.6

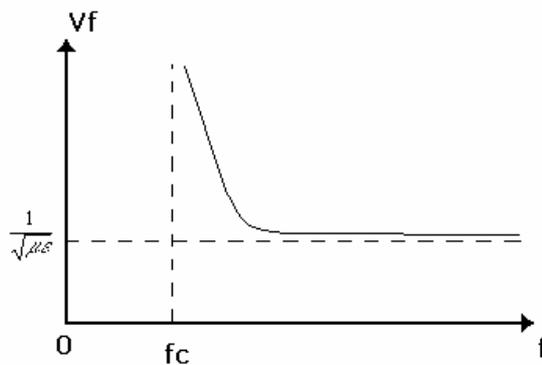


Figura 1.6 Variación de la velocidad de fase en función de la frecuencia para los modos TE y TM.

1.2.3 Modo Transversal Magnético (TM)

El modo Transversal magnético es aquel en el que se presenta una componente del vector intensidad de campo eléctrico longitudinal, es decir paralela a la dirección de propagación; por ello las características de las magnitudes de los campos electromagnéticos son: $E_z \neq 0$ y $H_z = 0$ para las componentes de campo longitudinales.

La condición para que este modo se presente es: $k_c^2 \neq 0$.

Por ello como se vio en la sección 1.2.2, para el modo TE, se presenta también una frecuencia de corte a partir de la cual existe propagación la cual está dada por la ecuación 1.57.

Para el modo TM la frecuencia de corte es:

$$f_{cTM} = \frac{k_{cTM}}{\sqrt{\mu\epsilon} 2\pi} \quad (1.63)$$

Donde:

f_{cTM} es la frecuencia de corte del modo de propagación TM.

k_{cTM} es el número de onda de corte para el modo TM, el cual se determina al aplicar las condiciones de frontera a la solución de la ecuación de onda para el modo TM.

La ecuación de onda para el modo TM es:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad (1.64)$$

Al resolver la ecuación 1.64 y determinar E_z , se pueden determinar las demás componentes de los campos electromagnéticos a partir de las expresiones dadas en 1.26,1.27,1.28 y 1.29.

La impedancia del modo TM es:

$$Z_{TM} = \frac{E_x}{H_y} \quad (1.65)$$

$$Z_{TM} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} \quad (1.66)$$

Simplificando:

$$Z_{TM} = \frac{\sqrt{k^2 - k_c^2}}{\omega\epsilon} \quad (1.67)$$

$$Z_{TM} = \frac{\sqrt{\omega^2 \mu\epsilon - k_c^2}}{\omega\epsilon} \quad (1.68)$$

La figura 1.7 Muestra la variación de la impedancia característica en función de la frecuencia.

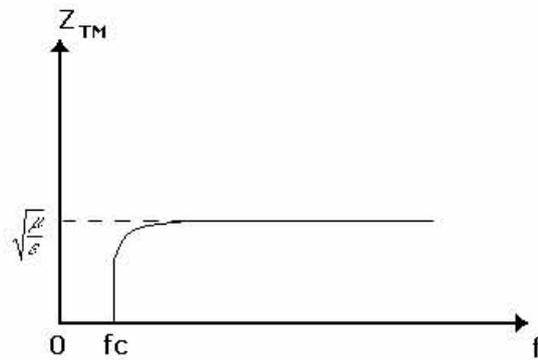


Figura 1.7 Variación de la impedancia característica en función de la frecuencia para el modo TM

La velocidad de fase se determina por medio de 1.63 y la variación de la velocidad de fase con respecto a la frecuencia se muestra en la figura 1.6

1.3 Guía de onda Rectangular.

Las guías de onda rectangulares fueron unas de las primeras guías de onda utilizadas para transportar señales de microondas. Estas guías de onda se utilizan más que las guías de onda circulares o elípticas, y se emplean en muchos sistemas prácticos de radiofrecuencia como equipos de microondas terrestres y comunicaciones por satélite, además de ser utilizadas en una gran cantidad de componentes como acopladores, detectores y atenuadores entre otros.

Las guías de onda son muy útiles por la gran cantidad de potencia que son capaces de transmitir y están comercializadas a partir de 1GHz hasta 220 GHz.

Es por ello que pese a la minimización e integración de los circuitos que componen un sistema de microondas, estas guías de onda siguen siendo mucho muy utilizados. En este tipo de guías de onda, únicamente se pueden presentar modos de propagación del tipo TM y TE.

Para estudiar la propagación que se lleva a cabo en una guía de onda, consideramos una onda transversal plana linealmente polarizada, con incidencia oblicua sobre un plano conductor como el que se muestra en la figura 1.8

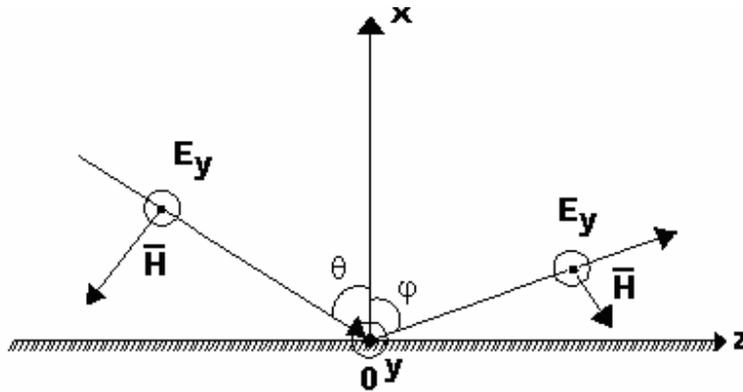


Figura 1.8 Incidencia oblicua de una onda transversal linealmente polarizada en un plano conductor.

El plano conductor está ubicado en el eje z y los ejes x e y se muestran normales a dicho plano.

La componente del vector intensidad de campo eléctrico está sobre el eje y, el vector intensidad de campo magnético, está conformado por dos componentes en x y en z; y son normales a la dirección de propagación.

La figura 1.8 muestra una onda incidente y una reflejada.

Las ecuaciones de las ondas incidentes están dadas por:

$$E_y^{inc} = E_o e^{-jkz \sin \theta} e^{jkx \cos \theta} \quad (1.69)$$

$$H_x^{inc} = -\frac{E_o}{\eta} \sin \theta e^{-jkz \sin \theta} e^{jkx \cos \theta} \quad (1.70)$$

$$H_z^{inc} = -\frac{E_o}{\eta} \cos \theta e^{-jkz \sin \theta} e^{jkx \cos \theta} \quad (1.71)$$

Donde:

E_y^{inc} es la componente del vector intensidad de campo eléctrico en y de la onda incidente.

H_x^{inc} es la componente del vector intensidad de campo magnético en x de la onda incidente.

H_z^{inc} es la componente del vector intensidad de campo magnético en z de la onda incidente.

E_0 es la amplitud del vector intensidad de campo eléctrico.

θ es el ángulo que forma la onda electromagnética incidente con el eje x normal al plano conductor.

Las ecuaciones de las ondas reflejadas están dadas por:

$$E_y^R = RE_0 e^{-jkz \sin \varphi} e^{-jkx \cos \varphi} \quad (1.72)$$

$$H_x^R = -\frac{RE_0}{\eta} \sin \varphi e^{-jkz \sin \varphi} e^{-jkx \cos \varphi} \quad (1.73)$$

$$H_z^R = \frac{RE_0}{\eta} \cos \varphi e^{-jkz \sin \varphi} e^{-jkx \cos \varphi} \quad (1.74)$$

Donde:

R es una constante conocida como *coeficiente de reflexión*, dicha constante se determina al aplicar condiciones de frontera.

φ es el ángulo que forma la onda reflejada con el eje x .

Aplicando condiciones de frontera para un conductor perfecto al vector intensidad de campo eléctrico total E_y^Σ , el cual se compone de la suma de los vectores de intensidad de campo eléctrico incidente y reflejado:

$$E_y^\Sigma(x=0) = 0 \quad (1.75)$$

$$E_0 e^{-jkz \sin \theta} + RE_0 e^{-jkz \sin \varphi} = 0 \quad (1.76)$$

La condición dada en 1.76 se cumple si:

$$\begin{aligned} \theta &= \varphi \\ R &= -1 \end{aligned} \quad (1.77)$$

La componente en y del vector intensidad de campo eléctrico total es:

$$E_y^\Sigma = E_y^{inc} + E_y^R \quad (1.78)$$

$$E_y^\Sigma = E_o e^{-jkz \sin \theta} 2j \sin(kx \cos \theta) \quad (1.79)$$

La componente en x del vector intensidad de campo magnético total es:

$$H_x^\Sigma = H_x^{inc} + H_x^R \quad (1.80)$$

$$H_x^\Sigma = -\frac{E_o}{\eta} \sin \theta e^{-jkz \sin \theta} 2j \sin(kx \cos \theta) \quad (1.81)$$

La componente en z del vector intensidad de campo magnético total es:

$$H_z^\Sigma = H_z^{inc} + H_z^R \quad (1.82)$$

$$H_z^\Sigma = -\frac{E_o}{\eta} \cos \theta e^{-jkz \sin \theta} 2 \cos(kx \cos \theta) \quad (1.83)$$

De la ecuación 1.83 podemos concluir que la onda no es TEM sino TE, y que el plano conductor influye en la propagación de la onda, es por ello que recibe el nombre de guía de onda.

Para obtener una expresión en función del tiempo del campo electromagnético, multiplicamos la fase de nuestra onda por $e^{j\omega t}$ y determinamos la parte real como sigue:

$$\text{Re} \left\{ e^{-jkz \sin \theta} e^{j\omega t} \right\} = \cos(\omega t - kz \sin \theta) \quad (1.84)$$

Calculando el punto sobre z donde se ubica la máxima amplitud de 1.84 tenemos:

$$\omega t - kz \underset{\text{max}}{\sin \theta} = 0 \quad (1.85)$$

Donde:

z_{max} es la coordenada sobre z donde se ubica el máximo de 1.84

Despejando z_{max} de 1.85 y simplificando obtenemos:

$$z_{\text{max}} = \frac{\omega t}{k \sin \theta} \quad (1.86)$$

Calculando la velocidad de fase:

$$v_f = \frac{dz_{\text{max}}}{dt} \quad (1.87)$$

De 1.86 y 1.87 tenemos:

$$v_f = \frac{\omega}{k \sin \theta} \quad (1.88)$$

Simplificando:

$$v_f = \frac{\omega}{\omega \sqrt{\mu \epsilon} \sin \theta} \quad (1.89)$$

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon} \sin \theta} \quad (1.90)$$

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r} \sin \theta} \quad (1.91)$$

Si la onda se propaga en el vacío, la velocidad de fase es mayor a la velocidad de la luz.

Vamos a calcular el vector de Poynting, para determinar la densidad de potencia que transporta una onda electromagnética.

$$\vec{n} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E} \times \vec{H}^* \right\} \quad (1.92)$$

Donde:

\vec{H}^* es el vector de intensidad de campo magnético complejo conjugado.

\vec{n} es el vector de Poynting.

Sustituyendo las expresiones de las ondas electromagnéticas:

$$\vec{E} \times \vec{H}^* = \left(\vec{E}_y \vec{a}_y \right) \times \left(H_x^* \vec{a}_x + H_z^* \vec{a}_z \right) \quad (1.93)$$

$$\vec{E} \times \vec{H}^* = E_y \vec{a}_y \times \left(H_x^* \vec{a}_x + H_z^* \vec{a}_z \right) \quad (1.94)$$

Sustituyendo las expresiones de los campos electromagnéticos y simplificando tenemos:

$$\vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{|E_o|^2}{\eta} \sin \theta \sin^2(kx \cos \theta) \vec{a}_z - \frac{|E_o|^2}{\eta} \cos \theta \sin(kx \cos \theta) \cos(kx \cos \theta) \vec{a}_x \quad (1.95)$$

En 1.95 se presenta el vector de Poynting, el cual tiene una componente en z que corresponde a la potencia activa y otra componente en x que corresponde a la potencia reactiva.

De 1.95 podemos concluir que la onda electromagnética incidente trata de transportar potencia hacia la placa conductora ($x < 0$); y la onda reflejada la transporta en la dirección opuesta ($x > 0$), por ello los efectos se anulan y se presenta una onda estacionaria en x . Debido a lo anterior, sólo se transporta potencia en la dirección z .

Calculando la longitud de onda para el modo TE, tenemos:

$$\lambda_{TE} = v_f \frac{1}{f} \quad (1.96)$$

Donde:

λ_{TE} es la longitud de onda para el modo TE.

f es la frecuencia.

Sustituyendo 1.91 en 1.96:

$$\lambda_{TE} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r} \sin \theta} \frac{1}{f} \quad (1.97)$$

Simplificando 1.97:

$$\lambda_{TE} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r} \sin \theta} \quad (1.98)$$

Donde:

λ_0 es la longitud de onda de operación.

De 1.98 concluimos que la longitud de onda para el modo TE es mayor que la longitud de onda para el modo TEM, por ello: $\lambda_{TE} > \lambda_{TEM}$

De las expresiones 1.79, 1.81 y 1.83, podemos ver que la magnitud del vector del campo eléctrico tiene máximos que coinciden con los de la magnitud de campo magnético H .

Las líneas que muestran las distribuciones de los campos electromagnéticos, se muestran en la figura 1.9

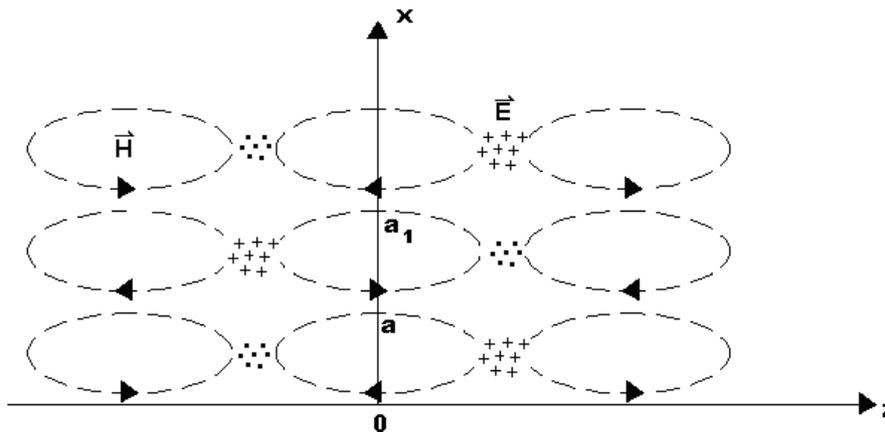


Figura 1.9 Distribución de las líneas de campo para modos TE en un plano conductor

Para que la estructura mostrada en la figura 1.8 sea útil debemos concentrar los campos electromagnéticos dentro de un volumen.

Por ello colocamos un segundo plano conductor paralelo al eje z , a una distancia a del primer plano conductor, en el cual se cumplan las condiciones de frontera para campos electromagnéticos; dicha estructura se muestra en la figura 1.10

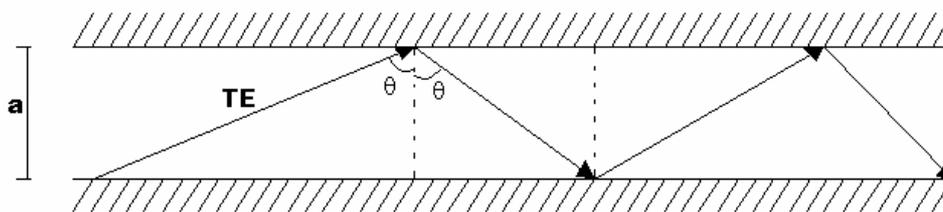


Figura 1.10 Propagación de una onda TE entre 2 placas conductoras.

Para que se cumplan las condiciones de frontera en $x=a$ se debe cumplir:

$$ka \cos \theta = m\pi \quad (1.99)$$

Sabiendo que:

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \quad (1.100)$$

Despejando el coseno de 1.99 y sustituyendo en 1.100:

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2} \quad (1.101)$$

Con $m \in \mathbb{N}$

Sustituyendo 1.101 en el factor de propagación:

$$e^{-jkz\sqrt{1-\left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2}} \quad (1.102)$$

$$e^{-jkz \sin \theta} \quad (1.103)$$

Para que pueda haber propagación se debe cumplir:

$$1-\left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2 > 0 \quad (1.104)$$

Resolviendo la desigualdad:

$$\omega\sqrt{\mu\varepsilon} > \frac{m\pi}{a} \quad (1.105)$$

$$\omega > \frac{m\pi}{a\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (1.106)$$

De 1.106 podemos concluir que hay propagación a partir de una determinada frecuencia, denominada *frecuencia de corte*, la cual depende de la geometría de la guía de onda.

Por lo anterior, podemos colocar planos conductores paralelos y a una distancia a entre sí, la figura 1.11 muestra las distribuciones de campos electromagnéticos con los planos conductores ya colocados.

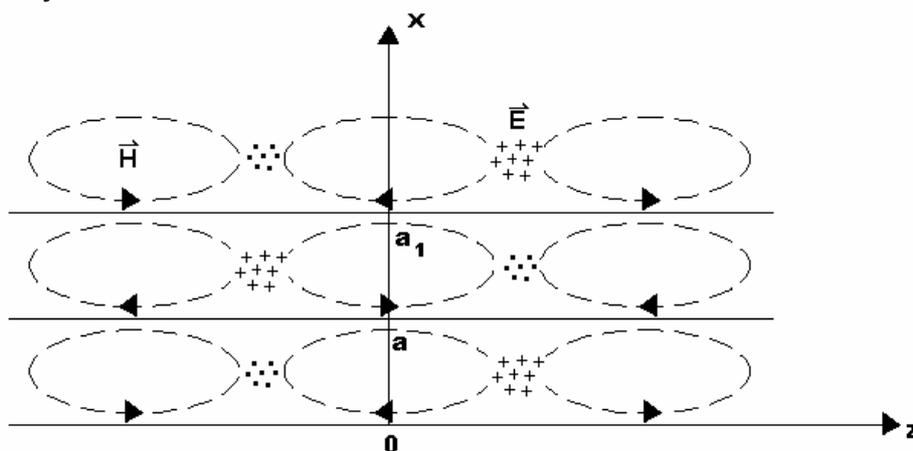


Figura 1.11 Distribución de los campos electromagnéticos entre placas conductoras paralelas.

Las condiciones de frontera nos permiten colocar otros 2 planos paralelos entre sí y normales a los planos que se muestran en la figura 1.10 como se muestra en la figura 1.12.

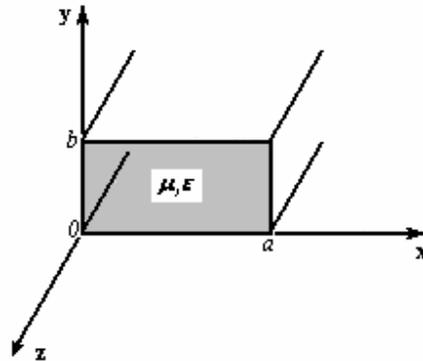


Figura 1.12 Geometría de una guía de onda rectangular

La figura 1.12 muestra la geometría de la guía de onda rectangular, en la cual no se presenta el modo TEM por no tener al menos 2 conductores, es por ello que sólo se presentan los modos TE y TM descritos a continuación.

1.3.1 Análisis para el Modo TE en la guía de onda rectangular

Para determinar las expresiones de los campos electromagnéticos en la guía de onda rectangular, es necesario encontrar la solución de la ecuación de onda para el modo TE la cual está dada por 1.58, que por comodidad la escribimos de nuevo.

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0$$

Para resolver dicha ecuación diferencial en derivadas parciales, recurrimos al método de separación de variables.

Proponemos una función solución de 1.58, la cual consiste en el producto de 2 funciones de una variable diferente para cada una, por ello:

$$H_z = X(x)Y(y) \tag{1.107}$$

Donde:

H_z Es la solución de 1.58 y es la expresión de la variación del vector de intensidad de campo magnético en z .

$X(x)$ Es una función de x .

$Y(y)$ Es una función de y .

Sustituyendo 1.107 en 1.58 tenemos:

$$X''Y + XY'' + k_c^2 XY = 0 \quad (1.108)$$

Dividiendo 1.108 entre 1.107 tenemos:

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + k_c^2 = 0 \quad (1.109)$$

Dejando de un lado de la igualdad las funciones de x y del otro lado, funciones de y tenemos:

$$\frac{X''}{X} = -k_c^2 - \frac{Y''}{Y} \quad (1.110)$$

Igualando ambos miembros de la igualdad dada en 1.110 a una constante de separación de variables $-k_x^2$ teniendo:

$$\frac{X''}{X} = -k_x^2 \quad (1.111)$$

$$-k_c^2 - \frac{Y''}{Y} = -k_x^2 \quad (1.112)$$

Resolviendo 1.111 tenemos:

$$X = C_1 e^{-jk_x x} + C_2 e^{jk_x x} \quad (1.113)$$

Donde:

C_1 Es una constante cuyo valor se determina a partir de las condiciones de frontera.

C_2 Es una constante cuyo valor se determina a partir de las condiciones de frontera.

Mediante identidades matemáticas, podemos escribir 1.113 como sigue:

$$X = A \cos k_x x + B \sin k_x x \quad (1.114)$$

Resolviendo 1.112 tenemos:

$$Y = C \cos k_y y + D \sin k_y y \quad (1.115)$$

Donde:

A, B, C y D son constantes cuyo valor se determina a partir de las condiciones de frontera, y

$$k_x^2 + k_y^2 = k_c^2$$

De 1.107, 1.114 y 1.115 determinamos la solución general para 1.58 la cual es:

$$H_z = (A \cos k_x x + B \sin k_x x)(C \cos k_y y + D \sin k_y y)e^{-j\beta z} \quad (1.116)$$

Las condiciones de frontera aplicadas a la guía de onda rectangular para el modo TE son:

$$E_y(x=0) = 0 \quad (1.117)$$

$$E_y(x=a) = 0 \quad (1.118)$$

$$E_x(y=0) = 0 \quad (1.119)$$

$$E_x(y=b) = 0 \quad (1.120)$$

Para determinar E_y , recurrimos a 1.27 por ello:

$$E_y = \frac{j}{k_c^2} (\omega\mu) \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (1.121)$$

Resolviendo 1.121 tenemos:

$$E_y = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} (-Ak_x \sin k_x x + Bk_x \cos k_x x) (C \cos k_y y + D \sin k_y y) e^{-j\beta z} \quad (1.122)$$

Para determinar E_x , recurrimos a 1.26 teniendo:

$$E_x = -\frac{j}{k_c^2} (\omega\mu) \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (1.123)$$

Resolviendo 1.123 tenemos:

$$E_x = \frac{-j\omega\mu}{k_c^2} A \cos k_x x (-Ck_y \sin k_y y + Dk_y \cos k_y y) e^{-j\beta z} \quad (1.124)$$

Aplicando las condiciones de frontera dadas en 1.117, 1.118, 1.119 y 1.120 a 1.122 y 1.124 tenemos:

De la condición dada en 1.117:

$$E_y(x=0) = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} B k_x (C \cos k_y y + D \sin k_y y) = 0$$

La condición 1.117 se cumple si $B = 0$

De 1.118:

$$E_y(x=a) = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} (-A k_x \sin k_x a) (C \cos k_y y + D \sin k_y y) e^{-j\beta z} = 0$$

La condición 1.118 se cumple si:

$$\sin k_x a = 0 \tag{1.125}$$

La condición 1.125 se cumple si:

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \tag{1.126}$$

Donde:

m es un número entero

De 1.119 tenemos:

$$E_x(y=0) = \frac{-j\omega\mu}{k_c^2} A D k_y \cos k_x x e^{-j\beta z} = 0$$

La condición 1.119 se cumple si $D = 0$

De la condición 1.120 tenemos:

$$E_x(y=b) = \frac{-j\omega\mu}{k_c^2} A \cos k_x x \left(-C k_y \sin k_y b \right) e^{-j\beta z} = 0$$

La condición 1.120 se cumple si:

$$\sin k_y b = 0 \tag{1.127}$$

Por ello para cumplir con 1.127 tenemos:

$$k_y = \frac{n\pi}{b} \tag{1.128}$$

Donde n es un número entero.

La solución general para 1.116 es:

$$H_z = \left(A \cos \frac{m\pi}{a} x\right) C \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-j\beta z} \quad (1.129)$$

Donde:

A y C son constantes que están en función de la amplitud de H_z

Sabiendo que:

$$k_c^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (1.130)$$

De las expresiones encontradas en 1.126 y 1.128 tenemos:

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (1.131)$$

De 1.54 y de 1.131 encontramos β , la cual está dada por:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (1.132)$$

La frecuencia de corte la determinamos a partir de 1.57 y de 1.131, por ello:

$$f_c = \frac{\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.133)$$

De 1.133, podemos deducir que existen muchos modos de propagación TE en una guía de onda rectangular de acuerdo a los valores de m y n , sin embargo, trabajaremos únicamente con el modo que se presenta primero, el cual posee la frecuencia de corte menor, a este modo se le denomina *Modo Principal* o *Modo Dominante*. El modo principal se presenta con $m=1$ y $n=0$.

Las expresiones correspondientes a las componentes de los campos electromagnéticos para el modo TE_{10} son:

$$H_z = A_{10} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (1.134a)$$

$$E_y = \frac{-j\omega\mu a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (1.134b)$$

$$H_x = \frac{j\beta a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (1.134c)$$

1.3.2 Análisis para el Modo TM en la guía de onda rectangular

La ecuación de onda para el modo TM a partir de 1.64

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2 E_z = 0$$

Realizando un procedimiento similar al de la sección 1.3.1, determinamos la solución de 1.64 la cual es:

$$E_z = (A \cos k_x x + B \sin k_x x)(C \cos k_y y + D \sin k_y y) e^{-j\beta z} \quad (1.135)$$

Donde:

A, B, C y D son constantes cuyo valor se determina a partir de las condiciones de frontera.

Las condiciones iniciales que se aplican para los modos TM son:

$$E_z(x=0) = 0 \quad (1.136)$$

$$E_z(x=a) = 0 \quad (1.137)$$

$$E_z(y=0) = 0 \quad (1.138)$$

$$E_z(y=b) = 0 \quad (1.139)$$

Aplicando condiciones iniciales a 1.135:

De la condición 1.136 para 1.134:

$$E_z(x=0) = A(C \cos k_y y + D \sin k_y y) e^{-j\beta z} = 0 \quad (1.140)$$

La condición 1.136 se cumple si: $A = 0$

De la condición 1.137 para 1.135:

$$E_z(x=a) = (B \sin k_x a)(C \cos k_y y + D \sin k_y y) e^{-j\beta z} = 0 \quad (1.141)$$

La condición 1.137 se cumple si:

$$\sin k_x a = 0 \quad (1.142)$$

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (1.143)$$

De la condición 1.138 para 1.135:

$$E_z(y=0) = B \sin k_x x C e^{-j\beta z} = 0 \quad (1.144)$$

La condición 1.138 se cumple si: $C = 0$

De la condición 1.139 para 1.135:

$$E_z(y=b) = B \sin k_x x (D \sin k_y b) e^{-j\beta z} = 0 \quad (1.145)$$

La condición 1.139 se cumple si:

$$\sin k_y b = 0 \quad (1.146)$$

$$k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (1.147)$$

La expresión completa de 1.135 es:

$$E_z = B' \left(\sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \right) e^{-j\beta z} \quad (1.148)$$

Donde:

B' Es una constante, la cual está en función de la amplitud de E_z

De la expresión 1.54 y de 1.143 y 1.147, determinamos la constante de fase, la cual queda igual que 1.132

De 1.63 y 1.131, determinamos la frecuencia de corte la cual es la misma que aparece en 1.133

La frecuencia de corte de la guía de onda rectangular, depende de las características geométricas de la guía de onda; y por ello al comparar las dimensiones de a y b , vemos que a es mayor y por ello la frecuencia de corte del modo TE con $m=1$ y $n=0$, cuya frecuencia de corte esta dada por:

$$f_{c_{TE10}} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.149)$$

La expresión 1.148 muestra la frecuencia de corte para el modo dominante de la guía de onda rectangular.

La figura 1.13 muestra los modos de propagación en la guía de onda rectangular en función de la frecuencia.

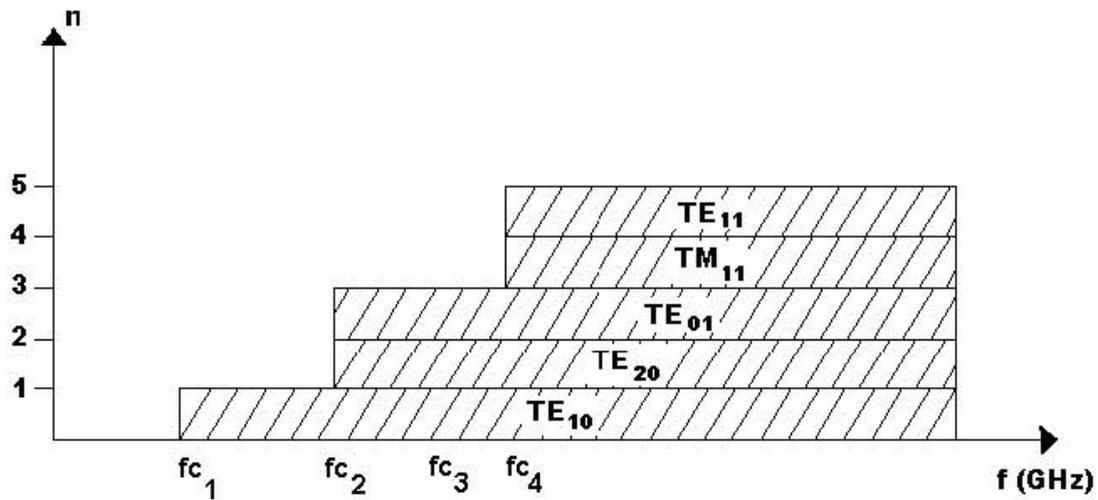


Figura 1.13 Modos de propagación para una guía de onda rectangular en función de la frecuencia. Considerando que $a = 2b$

1.3.3 Potencia en una guía de onda rectangular

Para determinar la potencia, que fluye a lo largo de una guía de onda, es necesario calcular el vector de Poynting, e integrar la densidad de flujo de potencia en toda la sección transversal de la guía.

La potencia promedio, está dada por:

$$P_{TE_{10}} = \frac{1}{2} \int_S \text{Re} \left\{ \vec{E} \times \vec{H}^* \right\} \cdot \vec{a}_z ds \quad (1.150)$$

Donde:

$P_{TE_{10}}$ Es la potencia promedio que fluye en la guía de onda rectangular para el modo dominante.

\vec{H}^*

Es el conjugado del fasor del vector intensidad de campo magnético.

\vec{E}

Es el fasor del vector intensidad de campo eléctrico.

\vec{a}_z

Es un vector unitario longitudinal.

Sustituyendo las expresiones de los campos en 1.150 y simplificando:

$$P_{TE_{10}} = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b |E_0|^2 \sin^2 \frac{2\pi}{a} x dy dx \quad (1.151)$$

Donde:

E_0 Es la magnitud del vector intensidad de campo eléctrico.

Resolviendo 1.151:

$$P_{TE_{10}} = \frac{1}{2} \frac{|E_0|^2}{Z_{TE}} \frac{ba}{2} \quad (1.152)$$

1.3.2 Atenuación en una guía de onda rectangular

La atenuación en una guía de onda rectangular se debe a las pérdidas por la presencia de dieléctricos y por los conductores, para el caso en el que la guía de onda no tenga un dieléctrico las pérdidas se deben únicamente a las debidas por los conductores.

Para calcular las pérdidas, encontramos la potencia perdida en la guía de onda por unidad de longitud para una conductividad finita en la pared metálica, por ello:

$$P_l = \frac{R_s}{2} \int_C |J_s|^2 dl \quad (1.153)$$

Donde:

P_l Representa las pérdidas debidas a la conductividad en la pared metálica de la guía de onda.

R_s Es la resistencia en cada superficie interior de la guía.

J_s Es la densidad de corriente de superficie en cada pared de la guía de onda.

R_s Se calcula como sigue:

$$R_s = \frac{1}{\sigma_c l} \quad (1.154)$$

Donde:

σ_c Es la conductividad del material.

l la profundidad de penetración.

Por ello 1.154 se puede escribir como:

$$R_s = \frac{1}{\sigma_c \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma_c}}} \quad (1.155)$$

Calculando el vector J de la corriente en la superficie de las paredes metálicas de la guía de onda con $x=0$ se tiene:

$$\vec{J}_s = n \times \vec{H} \Big|_{x=0} \quad (1.156)$$

$$\vec{J} = -\vec{y} A_{10} e^{-j\beta z} \quad (1.157)$$

Donde:

\vec{n}

Es un vector unitario normal que sale de la superficie considerada de la guía de onda.

Donde:

A_{10} Es la amplitud del vector intensidad de campo magnético, para el modo dominante.

Calculando el vector J de la corriente en la superficie de las paredes metálicas de la guía de onda con $y=0$ se tiene:

$$\vec{J}_s = n \times \vec{H} \Big|_{y=0} \quad (1.158)$$

$$\vec{J}_s = \vec{y} \times \left(\vec{H}_x \Big|_{y=0} + \vec{H}_z \Big|_{y=0} \right) \quad (1.159)$$

$$\vec{J}_s = -\vec{z} \frac{j\beta a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} + \vec{x} A_{10} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (1.160)$$

Las paredes de la guía de onda son simétricas, por ello para calcular las pérdidas totales en la guía de onda, sustituimos 1.157 y 1.160 en 1.153 y multiplicamos por 2 dicha expresión. Sustituyendo 1.155, 1.157 y 1.160 en 1.153, resolviendo, multiplicando 1.153 por 2, y simplificando:

$$P_l = R_s |A_{10}|^2 \left(b + \frac{a}{2} + \frac{\beta^2 a^3}{2\pi^2} \right) \quad (1.161)$$

La atenuación está dada por:

$$\alpha_c = \frac{P_l}{2P_{TE_{10}}} \quad (1.162)$$

Sustituyendo 1.152 y 1.161 en 1.62 y simplificando:

$$\alpha_c = \frac{R_s}{a^3 b \beta k \eta} (2b\pi^2 + k^2 a^3) [Np/m] \quad (1.163)$$

Las pérdidas en una guía de onda rectangular, se deben a la conductividad infinita del material con el que se fabrica la guía de onda.

La figura 1.14 muestra la atenuación en una guía de onda rectangular, en función de la frecuencia para el modo dominante, para las dimensiones y las permitividades mostradas.

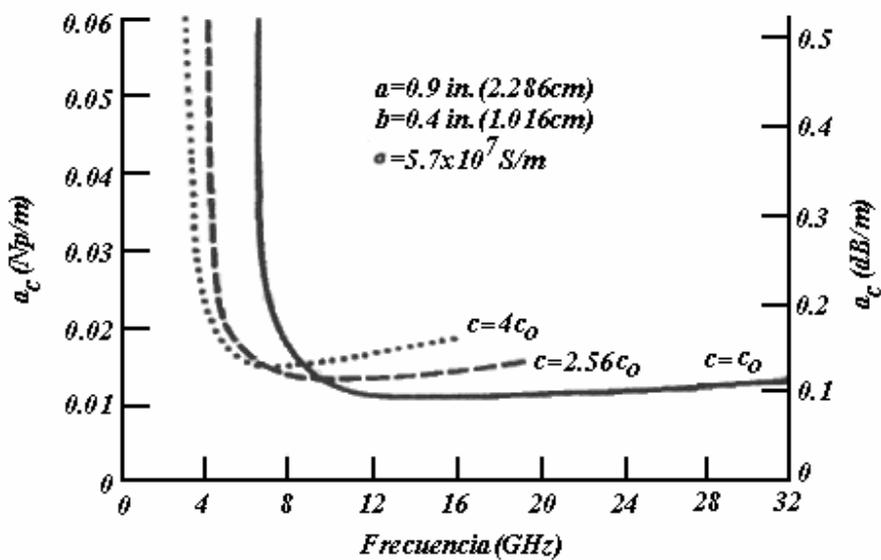


Figura 1.14 Atenuación del modo fundamental en una guía de onda rectangular para la Banda X

La tabla 1.1 muestra las dimensiones, frecuencias de corte para el modo dominante, el rango de frecuencias, la potencia máxima y atenuación para la frecuencia inferior y superior de cada banda designada en E.U. y en Reino Unido.

DESIGNACIÓN		DIMENSIONES INTERNAS	FRECUENCIA DE CORTE PARA EL MODO TE ₁₀	RANGO RECOMENDADO DE FRECUENCIAS	POTENCIA MAXIMA RECOMENDADA	ATENUACION* A LA FRECUENCIA INFERIOR Y SUPERIOR
EU	REINO UNIDO	(a x b, cm)	(GHz)	(GHz)	(kW)	(dB/100m)
WR 284	WG 10	7.214 x 3.404	2.080	2.60 a 3.95	2400	3.1 - 2.1 (Al)
WR 187	WG 12	4.755 x 2.215	3.155	3.95 a 5.85	1000	5.8 - 4.0 (Al)
WR 137	WG 14	3.485 x 1.580	4.285	5.85 a 8.20	540	8.0 - 6.4 (Al)
WR 112	WG 15	2.850 x 1.262	5.26	7.05 a 10.0	350	11.5 - 9.0 (Al)
WR 90	WG 16	2.286 x 1.016	6.56	8.2 a 12.4	230	18.0 - 12.5 (Al)
WR 62	WG 18	1.580 x 0.7899	9.49	12.4 a 18.0	120	20.1 - 17.6 (Al)
WR 42	WG 20	1.067 x 0.4318	14.08	18.0 a 26.5	48	57.7 - 41.3 (Al)
WR 28	WG 22	0.7112 x 0.3556	21.1	26.5 a 40.0	25	71.8 - 49.2 (Ag)
WR 22	WG 23	0.569 x 0.2845	26.35	33.0 a 50.0	15	101.7 - 68.5 (Ag)

* Suponiendo paredes de Aluminio (Al) o de plata (Ag) y aire como dieléctrico en el interior de la guía. Con paredes de cobre, la atenuación es diferente

Tabla 1.1 Características de la guía de onda rectangular en las diferentes bandas de trabajo.

1.3.3 Impedancia característica de la guía de onda rectangular.

La potencia que se transmite por medio de una guía de onda se calcula como sigue:

$$P_{TE_{10}} = \frac{|V|^2}{2Z_0} \quad (1.164)$$

Donde:

Z_0 es la impedancia característica de la guía de onda rectangular.

V es diferencia de potencial desde $y=0$ a $y=b$.

De 1.163 despejamos Z_0 , por ello:

$$Z_0 = \frac{|V|^2}{2P_{TE_{10}}} \quad (1.165)$$

Para calcular V , consideramos un potencial electrostático como aproximación, por ello:

$$V = - \int_0^b \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (1.166)$$

Sustituyendo las expresiones de campo eléctrico y simplificando 1.166:

$$V = \int_0^b E_0 \sin \frac{\pi a}{a} \frac{dl}{2} \quad (1.167)$$

$$V = E_0 b \quad (1.168)$$

Sustituyendo 1.167 y 1.152 en 1.165 tenemos:

$$Z_0 = \frac{2bZ_{TE}}{a} \quad (1.169)$$

De 1.169 podemos concluir que la impedancia característica, depende de la geometría de la guía de onda así como de la frecuencia de operación.

1.3.4 Ventajas de la guía de onda rectangular.

- Pocas pérdidas.
- Polarización segura y siempre vertical.
- Se puede transmitir grandes cantidades de potencia.

1.3.5 Desventajas de la guía de onda rectangular.

- Onda principal TE_{10} , por lo que no trabaja a frecuencias bajas.
- Existe dispersión debido a que la velocidad de fase esta en función de la frecuencia.
- No se puede determinar la impedancia característica con claridad.
- La impedancia característica depende de la frecuencia.
- No se pueden manejar diversas polaridades.
- Alta impedancia característica la cual no permite acoplarla bien con otros dispositivos.
- No es compatible con la tecnología planar de fabricación.

1.4 Guía de onda Circular.

La guía de onda circular esta conformada por un conductor de sección transversal circular, con radio a y la transmisión de potencia se da en la dirección z como lo muestra la figura 1.15

Para el análisis de los modos de propagación es conveniente trabajar en coordenadas cilíndricas.

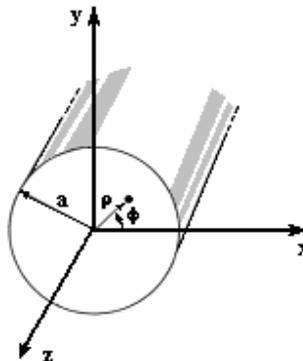


Figura 1.15 Geometría de una guía de onda circular

1.4.1 Análisis para el Modo TE en la guía de onda circular

La ecuación de Onda para los modos TE en la guía de onda circular es:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + k_c^2 H_z = 0 \quad (1.170)$$

Proponemos una función solución de 1.170, la cual consiste en el producto de 2 funciones de una variable diferente para cada una, por ello:

$$H_z = R(\rho)\phi(\phi) \quad (1.171)$$

Donde:

H_z Es la solución de 1.170 y es la expresión de la variación del vector de intensidad de campo magnético en z

$R(\rho)$ es una función de ρ

$\phi(\phi)$ es una función únicamente de ϕ

Sustituyendo 1.171 en 1.170 tenemos:

$$R''\phi + \frac{1}{\rho} R'\phi + \frac{1}{\rho^2} R\phi'' + k_c^2 R\phi = 0 \quad (1.172)$$

Dividiendo 1.172 entre 1.171 tenemos:

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{R'}{R} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\phi''}{\phi} + k_c^2 = 0 \quad (1.173)$$

Dejando de un lado de la igualdad las funciones de ρ y del otro lado, funciones de ϕ tenemos:

$$\rho^2 \frac{R''}{R} + \rho \frac{R'}{R} + k_c^2 \rho^2 = -\frac{\phi''}{\phi} \quad (1.174)$$

Igualando ambos miembros de la igualdad dada en 1.174 a una constante de separación de variables $-k_\phi^2$ teniendo:

$$\rho^2 \frac{R''}{R} + \rho \frac{R'}{R} + k_c^2 \rho^2 = -k_\phi^2 \quad (1.175)$$

$$\frac{\phi''}{\phi} = -k_\phi^2 \quad (1.176)$$

Resolviendo 1.176 tenemos:

$$\phi = A \sin k_\phi \phi + B \cos k_\phi \phi \quad (1.177)$$

Donde:

A y B son constantes.

La expresión 1.177 es una función periódica, por ello debe cumplirse:

$$\phi = \phi(\phi + 2n\pi) \quad (1.178)$$

Para que se cumpla 1.178 es necesario que:

$$k_\phi = n \quad (1.179)$$

Donde $n \in \mathbb{N}$.

Sustituyendo 1.179 en 1.175:

$$\rho^2 \frac{R''}{R} + \rho \frac{R'}{R} + k_c^2 \rho^2 = n^2 \quad (1.180)$$

Simplificando 1.180 llegamos a:

$$\rho^2 R'' + \rho R' + (k_c^2 \rho^2 - n^2) R = 0 \quad (1.181)$$

A la expresión dada en 1.181 se le conoce como *ecuación de Bessel*.

La solución de 1.181 es de la forma:

$$R(\rho) = C J_n(k_c \rho) + D Y_n(k_c \rho) \quad (1.182)$$

Donde:

$R(\rho)$ es la solución de 1.180.

J_n es la función de Bessel de primer orden.

Y_n es la función de Bessel de segundo orden.

C y D son constantes.

Las variaciones de las funciones de Bessel, se muestran en la figura 1.16

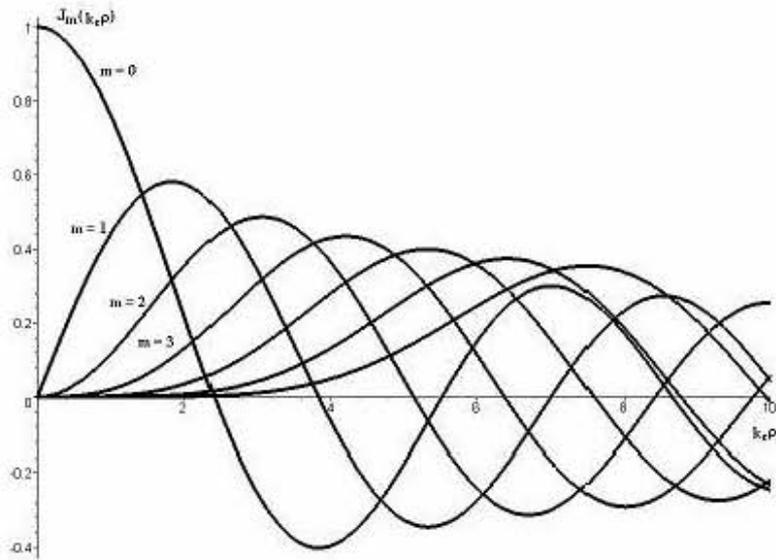


Figura 1.16a Variaciones de la función Bessel de primer orden.

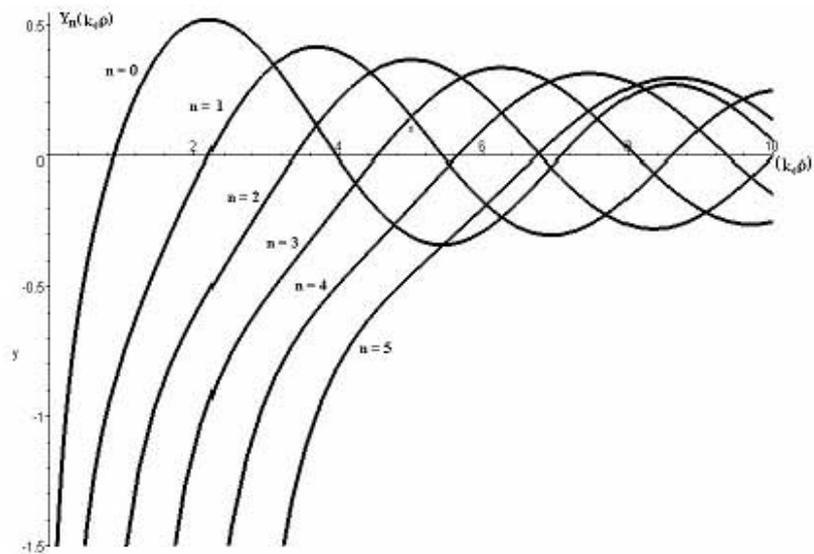


Figura 1.16b Variación de las Funciones Bessel de segundo orden.

Sustituyendo 1.177 y 1.182 en 1.171 obtenemos:

$$H_z = \left(C J_n(k_c \rho) + D Y_n(k_c \rho) \right) (A \sin n\phi + B \cos n\phi) \quad (1.183)$$

Al observar la figura 1.16b, concluimos que $D=0$ en 1.183 por que de lo contrario, H_z tendría una magnitud infinita al centro de la guía de onda, situación que físicamente no es posible.

Las expresiones para calcular las componentes de los campos electromagnéticos en coordenadas cilíndricas son:

$$E_\rho = -\frac{j}{k_c^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\omega \mu}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.184)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (1.185)$$

$$H_\rho = \frac{j}{k_c^2} \left(\frac{\omega \epsilon}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (1.186)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left(\omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.187)$$

De 1.185 calculamos E_ϕ :

$$E_\phi = \frac{j}{k_c^2} \omega \mu C k_c J'_n(k_c \rho) (A \sin n\phi + B \cos n\phi) \quad (1.188)$$

Aplicando condiciones de frontera a 1.188:

$$E_\phi(\rho = a) = 0 \quad (1.189)$$

$$E_\phi(\rho = a) = \frac{j}{k_c^2} \omega \mu C k_c J'_n(k_c a) (A \sin na + B \cos na) = 0 \quad (1.190)$$

Para que se cumpla la condición 1.189 es necesario que:

$$J'_n(k_c a) = 0 \quad (1.190)$$

De 1.190 concluimos que:

$$k_c a = p'_{nm} \quad (1.191)$$

$$k_c = \frac{p'_{nm}}{a} \quad (1.192)$$

De 1.39 y 1.192, calculamos la constante de fase:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{p'_{nm}}{a}\right)^2} \quad (1.193)$$

Por ello la frecuencia de corte para el modo TE es:

$$f_c = \frac{p'_{nm}}{2\pi a \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (1.194)$$

La tabla 1.2 muestra las raíces de las funciones de Bessel para los modos TE y TM de la guía de onda circular.

Valores de p'_{nm} para los modos TE de una Guía de onda Circular

n	p'_{n1}	p'_{n2}	p'_{n3}
0	3,832	7,016	10,174
1	1,841	5,331	8,536
2	3,054	6,706	9,97

Valores de p_{nm} para los modos TM de una Guía de onda Circular

n	p_{n1}	p_{n2}	p_{n3}
0	2.405	5.520	8.654
1	3.832	7.016	10.174
2	5.135	8.417	11.620

Tabla 1.2 Raíces de las funciones de Bessel

Finalmente la expresión para H_z es:

$$H_z = J_n(k_c \rho) (A' \sin n\rho + B' \cos n\rho) \quad (1.195)$$

Donde:

A' y B' son constantes.

1.4.2 Análisis para el Modo TM en la guía de onda circular.

De 1.64 vemos que la ecuación de onda para el modo TM es:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad (1.196)$$

Resolviendo 1.196:

$$E_z = (A \sin n\rho + B \cos n\rho) (CJ_n(\rho)) \quad (1.197)$$

Donde:

A , B y C son constantes.

Las condiciones de frontera son:

$$E_z(\rho = a) = 0 \quad (1.198)$$

$$E_\varphi(\rho = a) = 0 \quad (1.199)$$

Aplicando 1.198 a 1.197:

$$E_z(\rho = a) = (A \sin n\varphi + B \cos n\varphi) CJ_n(k_c a) = 0 \quad (1.200)$$

La condición 1.198 se cumple si:

$$J_n(k_c a) = 0 \quad (1.201)$$

Para cumplir la condición establecida en 1.201:

$$k_c = \frac{P_{nm}}{a} \quad (1.202);$$

Calculando β de las ecuaciones 1.39 y 1.202:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{P_{nm}}{a} \right)^2} \quad (1.203)$$

Por ello la frecuencia de corte para el modo TM es:

$$f_c = \frac{P_{nm}}{2\pi a \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (1.204)$$

Los modos de propagación en la guía de onda circular, aparecen de acuerdo a los valores de las raíces de las funciones de Bessel, presentados en la tabla 2.1.

La figura 1.17 muestra los modos de la guía de onda circular en función de la frecuencia.

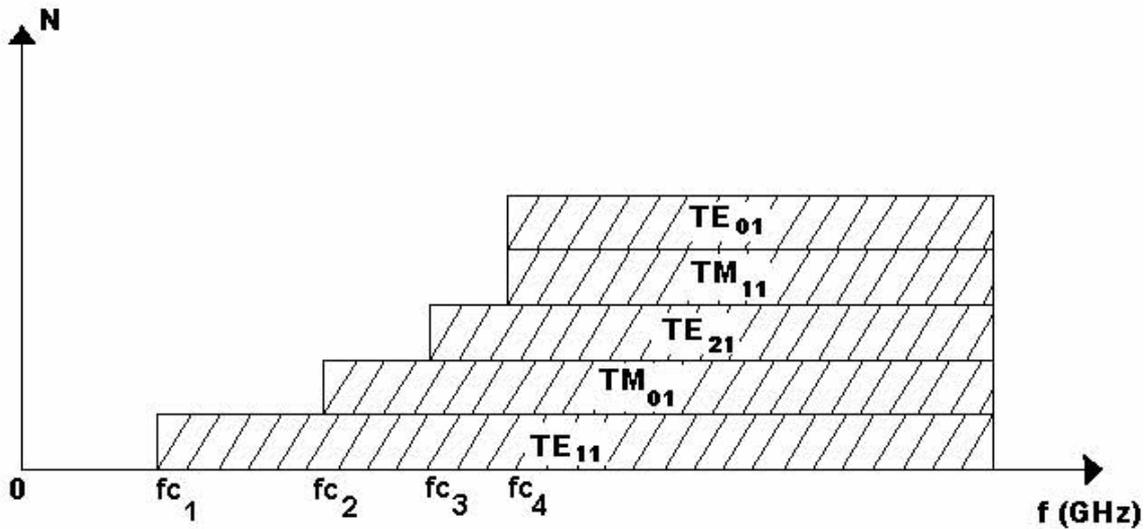


Figura 1.17 Modos de propagación en la guía de onda circular en función de la frecuencia

Como podemos apreciar, el modo dominante para una guía de onda circular es el modo TE_{11} .

1.4.3 Impedancia característica de la guía de onda circular.

La impedancia característica de la guía de onda circular, se puede estimar mediante la expresión 1.169 utilizada para el cálculo de la impedancia característica de una guía de onda rectangular, bajo la consideración:

$$a \approx b \quad (1.205)$$

Por tratarse de una guía de onda circular.

Sustituyendo 1.205 en 1.169:

$$Z_0 \approx 2Z_{TE} \quad (1.206)$$

Donde:

Z_0 es la impedancia característica de la guía de onda circular.

La impedancia característica de la guía de onda circular tiene un valor aproximado de:

$$Z_0 \approx 1K\Omega \quad (1.207)$$

1.4.4 Potencia en la guía de onda circular

Para determinar la potencia, que fluye a lo largo de una guía de onda, es necesario calcular el vector de Poynting, e integrar la densidad de flujo de potencia en toda la sección transversal de la guía.

La potencia promedio para la guía de onda circular es:

$$P_o = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{\rho=0}^a \int_{\varphi=0}^{2\pi} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{z} \rho d\varphi d\rho \quad (1.208)$$

Sustituyendo expresiones de los campos electromagnéticos y simplificando:

$$P_o = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{\rho=0}^a \int_{\varphi=0}^{2\pi} [E_\rho H_\varphi^* - E_\varphi H_\rho^*] \rho d\varphi d\rho \quad (1.209)$$

Resolviendo 1.209:

$$P_o = \frac{\omega\mu|A|^2 \operatorname{Re}(\beta)}{2k_c^4} \int_{\rho=0}^a \int_{\varphi=0}^{2\pi} \left[\frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi J_1^2(k_c \rho) + k_c^2 \sin^2 \phi J_1'^2(k_c \rho) \right] \rho d\varphi d\rho$$

$$P_o = \frac{\pi\omega\mu|A|^2 \operatorname{Re}(\beta)}{2k_c^4} \int_{\rho=0}^a \left[\frac{1}{\rho^2} J_1^2(k_c \rho) + \rho k_c^2 J_1'^2(k_c \rho) \right] \rho d\rho$$

$$P_o = \frac{\pi\omega\mu|A|^2 \operatorname{Re}(\beta)}{4k_c^4} (p_{11}^2 - 1) J_1^2(k_c a) \quad (1.210)$$

1.4.5 Atenuación en la guía de onda Circular.

La atenuación en una guía de onda circular, se debe a las pérdidas por la presencia de dieléctricos y por los conductores, para el caso en el que la guía de onda no tenga un dieléctrico las pérdidas se deben únicamente a las debidas por los conductores.

Para calcular las pérdidas, encontramos la potencia perdida en la guía de onda por unidad de longitud para una conductividad finita en la pared metálica, la cual está dada por la ecuación 1.153, para la guía de onda circular tenemos:

$$P_l = \frac{R_s}{2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} |J_s|^2 a d\varphi \quad (1.211)$$

Sustituyendo y resolviendo 1.211:

$$P_l = \frac{R_s}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \left[|H_\phi|^2 + |H_z|^2 \right] a d\phi$$

$$P_l = \frac{|A|^2 R_s}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \left[\frac{\beta^2}{k_c^4 a^2} \cos^2 \phi + \sin^2 \phi \right] J_1^2(k_c a) a d\phi$$

$$P_l = \frac{\pi |A|^2 R_s a}{2} \left[1 + \frac{\beta^2}{k_c^4 a^2} \right] J_1^2(k_c a) \quad (1.212)$$

Para calcular las pérdidas, sustituimos 1.212 y 1.210 en 1.162, por ello:

$$a_c = \frac{R_s (k_c^4 a^2 + \beta^2)}{\eta k \beta a (p_{11}'^2 - 1)}$$

$$a_c = \frac{R_s}{a k \eta \beta} \left(k_c^2 + \frac{k^2}{(p_{11}'^2 - 1)} \right) \frac{Np}{m} \quad (1.213)$$

La figura 1.15 muestra la atenuación para varios modos en la guía de onda circular

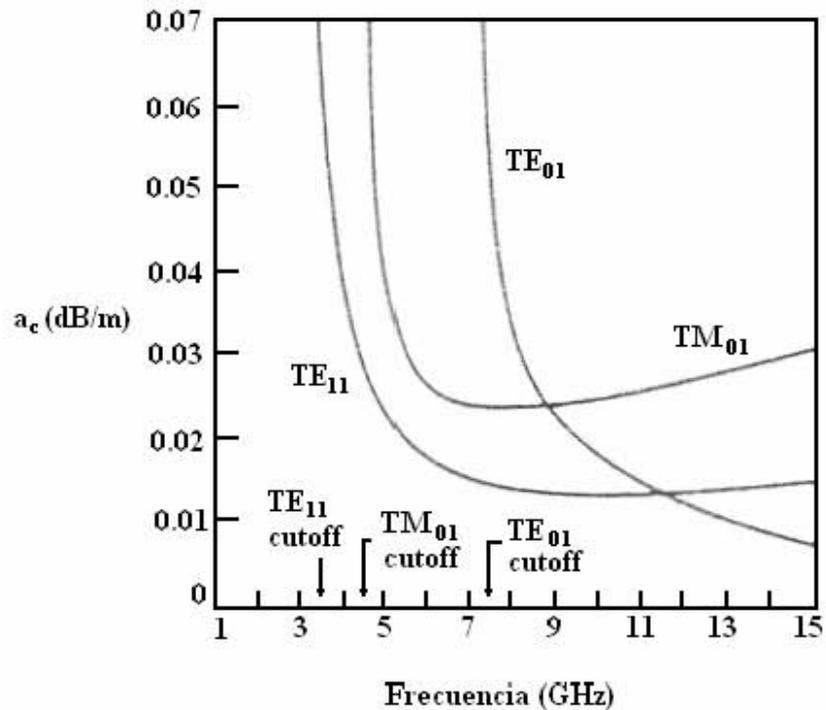


Figura 1.15 Atenuación para varios modos en una guía de onda circular con $a=2.54\text{cm}$

1.4.6 Ventajas de la guía de onda circular

- Maneja diversas polarizaciones.
- Tiene pocas pérdidas.
- Maneja altas potencias.
- Aprovecha el modo TE_{01} para resonadores con alto factor de calidad.

1.4.7 Desventajas de la guía de onda circular.

- Onda principal TE_{11} por lo que no se puede trabajar a frecuencias bajas.
- Se presenta dispersión pues en el modo TE_{11} la velocidad de fase depende de la frecuencia.
- Banda de régimen unimodal reducida.
- Impedancia característica alta.
- Polarización inestable.
- No es compatible con la tecnología planar de fabricación.

1.5 Conclusiones

En presente capítulo se presentó un análisis a partir del cual se pueden conocer los parámetros de una guía de onda que nos describen los procesos de propagación y transporte de potencia a través de la misma.

Comenzamos aplicando las soluciones particulares de las ecuaciones de Maxwell para una línea de transmisión y encontramos las expresiones para las componentes de campos electromagnéticos que se propagan en dicha línea de transmisión.

Después determinamos las ecuaciones de Maxwell para un medio con cierta permitividad y permeabilidad donde se propaga una onda sin corrientes ni cargas, de ahí encontramos la ecuación de onda cuya solución es la expresión de una componente de campo electromagnético que corresponde a algún modo de propagación.

Describimos y estudiamos cada uno de los modos de propagación que pueden presentarse en las guías de onda rectangular y circular, los cuales son: TEM, TE y TM y determinamos parámetros importantes de cada uno de ellos como la frecuencia de corte, impedancia de onda y velocidad de fase entre otras.

Concluimos que la frecuencia de corte, depende de las características geométricas de las guías de onda.

Utilizamos la ecuación de onda para determinar las expresiones de campos electromagnéticos para ondas TE y TM en las guías de onda rectangular y circular; asimismo determinamos las expresiones para las frecuencias de corte de cada modo, impedancias características, atenuación y potencia transmitida para los modos dominantes en cada guía de onda.

En este capítulo se mencionan las ventajas y desventajas de cada una de las guías de onda

Al ver las expresiones que nos determinan la frecuencia de corte, nos percatamos de que se pueden propagar muchos otros modos, teniendo un régimen unimodal comprendido desde la frecuencia de corte del modo fundamental y la frecuencia de corte del modo que le sigue.

Es conveniente trabajar con el modo dominante de operación en el régimen unimodal por que al aparecer más modos se presenta atenuación causada por la distorsión e interferencia de estos modos.

Para el caso de cada una de las guías de onda analizadas, vimos también que es necesario conocer sus impedancias características para efectos de acoplamiento, el cual de no llevarse a cabo da lugar a que se presenten pérdidas por reflexión.

Con el teorema de Poynting, calculamos la potencia que se puede transportar en las guías de onda, vemos que las guías de onda rectangular y circular pueden transportar varios kilowatts.

Las pérdidas dentro de las guía de onda estudiadas, son pocas por que para el caso analizado no se tiene presente un sustrato o dieléctrico que propicie pérdidas por calentamiento; las pérdidas en las guías de onda rectangular y circular, se deben a la presencia de conductores, aunque dichas pérdidas sean muy bajas.

La principal desventaja de las guías de onda, es que no son compatibles con las tecnologías planares de fabricación, las cuales son cada vez más utilizadas por la integración que proporcionan en sistemas y dispositivos.

Sin embargo, las guías de onda siguen siendo muy útiles, y hoy día aparecen en muchos sistemas de comunicación, por la gran cantidad de potencia que transmiten, poca atenuación y facilidad en implementación.

Con ello tenemos suficientes bases teóricas acerca de las guías de onda que se desean acoplar, que fue el objeto fundamental de este capítulo.

2.-TEORIA DE LOS ADAPTADORES Y TRANSFORMADORES DE IMPEDANCIA

2.1 Introducción.

En este capítulo empezaremos con el tema del acoplamiento de impedancias que es frecuentemente una parte grande del proceso de diseño para los componentes o sistemas en microondas.

El objeto del presente capítulo es estudiar las diferentes técnicas de acoplo para determinar cual es la más conveniente para nuestro adaptador de guía de onda rectangular a circular, en principio la guía de onda rectangular es una línea de transmisión cuya impedancia característica se desea acoplar a la impedancia característica de la guía de onda circular.

Un acoplador es un dispositivo sin pérdidas, que se encarga de eliminar las reflexiones y las pérdidas de potencia en una línea de transmisión que no está cargada con su impedancia característica.

El acoplador permite que la línea de transmisión funcione como si estuviera cargada con su impedancia característica.

La idea básica de un acoplador de impedancias se ilustra en la figura 2.1 que muestra una red con un acoplador de impedancia puesta entre una impedancia de carga y una línea de la transmisión.

El transformador de impedancias es idealmente un dispositivo reactivo, evitando pérdidas innecesarias de potencia, y es usualmente diseñada para que la impedancia vista dentro de la red acoplada sea Z_0 . Entonces las reflexiones son eliminadas sobre la línea de transmisión a la izquierda del transformador de impedancias, aunque ahí pueden estar reflexiones múltiples entre el transformador de impedancias y la carga.

El acoplador de impedancias es importante por las siguientes razones:

- La potencia máxima es entregada cuando la carga esta acoplada a la línea (asumiendo que el generador esta acoplado), y las perdidas de potencia en la línea alimentada son minimizadas.
- Acoplamientos de impedancia para elementos sensibles del receptor (antena, amplificadores de bajo ruido, etc.) mejora la relación señal a ruido del sistema.
- El acoplador de impedancias en una red de distribución de potencia (como en arreglos de antenas) puede reducir los errores de fase y amplitud.

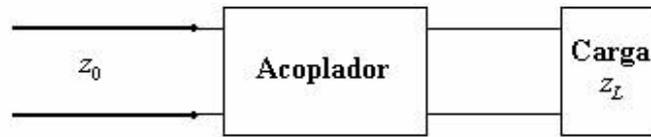


Figura 2.1 Esquema del funcionamiento básico de un acoplador de impedancias

Algunos factores de importancia que debemos tomar en cuenta para seleccionar un acoplador de impedancias en particular son las siguientes:

- *Complejidad:* Como en la mayoría de las soluciones en Ingeniería, es deseable que los diseños simples satisfagan las especificaciones requeridas, por ello un acoplador simple es usualmente más fácil de implementar y es más barato teniendo pocas pérdidas.
- *Ancho de Banda:* Cualquier tipo de red acoplada puede dar un acoplamiento perfecto (reflexión cero) a una sola frecuencia. En muchas aplicaciones, sin embargo, es deseable acoplar una carga en una banda de frecuencia. Hay varias maneras de hacer esto con, por supuesto, un aumento correspondiente en complejidad.
- *Implementación:* Dependiendo del tipo de línea de transmisión o guía de onda que estamos empleando; además del rango de frecuencias de operación del mismo. Pues es más sencillo implementar un acoplador con stubs que únicamente son para una frecuencia, que un transformador multiseccional con mayor ancho de banda.
- *Sintonización:* En algunas aplicaciones requerimos acoplar líneas de transmisión o guías de onda a cargas con impedancias variables y en este rubro algunos acopladores nos proporcionan menos problemas y más facilidades que otros.

2.2 Acopladores de Impedancias

Al trabajar en altas frecuencias, la atenuación de una línea de transmisión y su corta longitud son tales que permiten analizarla como si no tuviera pérdidas. Bajo esta consideración, el factor que influye sobre la eficiencia de transmisión de potencia a la carga es el grado de desacoplamiento que haya entre ésta y la impedancia característica de la línea. El objetivo consiste en dejar la carga como está y emplear alguna técnica que permita que la línea de transmisión esté acoplada aún cuando la carga sea diferente a la impedancia característica.

El acoplamiento de impedancias que se busca debe garantizar que el coeficiente de reflexión de voltajes sea cero y que en consecuencia, la razón de onda estacionaria sea lo

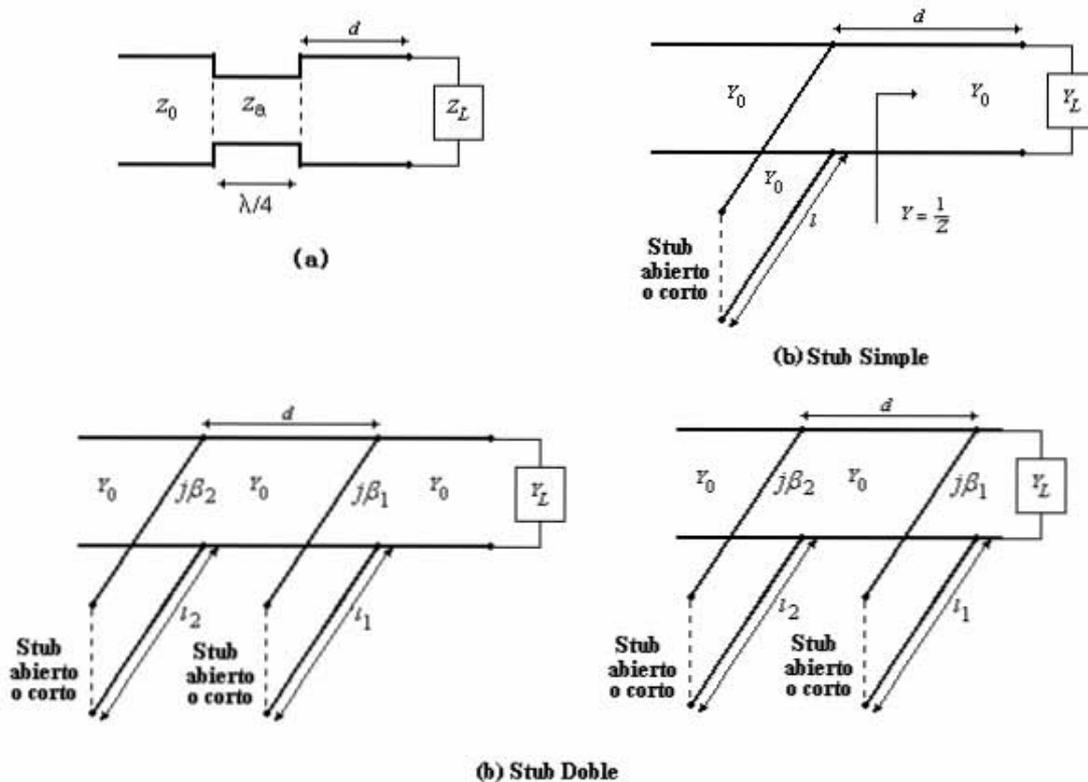
más cercana a la unidad. Este acoplamiento se puede realizar a partir de 2 grupos de acopladores:

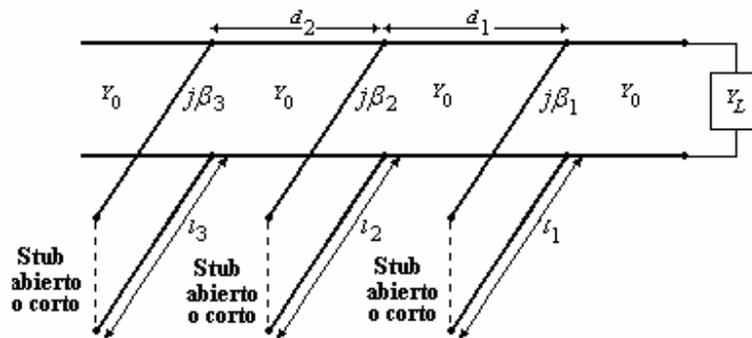
- Acopladores de Banda Estrecha.
- Acopladores de Banda Ancha.

2.2.1 Acopladores de Banda Estrecha

Los acopladores de Banda estrecha se basan principalmente en segmentos de línea de transmisión terminados en circuito corto o circuito abierto, de pequeña longitud que pueden ser considerados sin pérdidas, cuya impedancia de entrada es puramente reactiva conocidos como “stubs”, también se les puede designar como “*equilibradores reactivos*” y algunos los llaman “*espolones*”.

Algunas de las configuraciones más utilizadas de este tipo de acopladores se muestran en la figura 2.2





(c)

Figura 2.2 Configuraciones de Acopladores de Banda estrecha. 2.2a Acoplador en serie de $\lambda/4$ de impedancia Z_a . 2.2b stub en paralelo de longitud L . 2.2c configuración con 2 stubs en paralelo. 2.2d acoplador con 3 stubs en paralelo.

En general cualquier dispositivo empleado para acoplar una línea busca obtener una óptima transferencia de potencia a la carga y eliminar reflexiones.

El principio de diseño de los stubs, se basa en encontrar las longitudes de los segmentos de línea que actúan como adaptadores y las longitudes a los que estos se tienen que conectar de la carga sobre la línea dependiendo de la configuración utilizada (serie o paralelo).

Los acopladores basados en stubs, proporcionan buen rendimiento alrededor de una frecuencia central para la cual se diseñó y la implementación es sencilla, sin embargo la principal desventaja que estos presentan es el reducido ancho de banda alrededor de la frecuencia de operación como se puede apreciar en la figura 2.3.

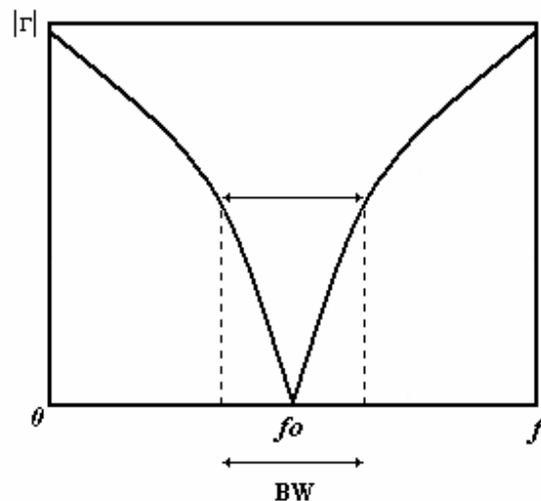


Figura 2.3 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia para un adaptador de banda estrecha.

El ancho de banda que presentan en general las configuraciones de adaptadores en banda estrecha es muy limitado, por ello en el presente capítulo se omite el estudio de las configuraciones de este tipo de adaptadores.

2.2.2 Acopladores de Banda Ancha

Los acopladores de banda ancha como su nombre lo indica, son aquellos que proporcionan un ancho de banda mayor al de los acopladores basados en stubs y su respuesta en frecuencia es presentada en la figura 2.4. Sin embargo su construcción es más compleja y son más costosos.

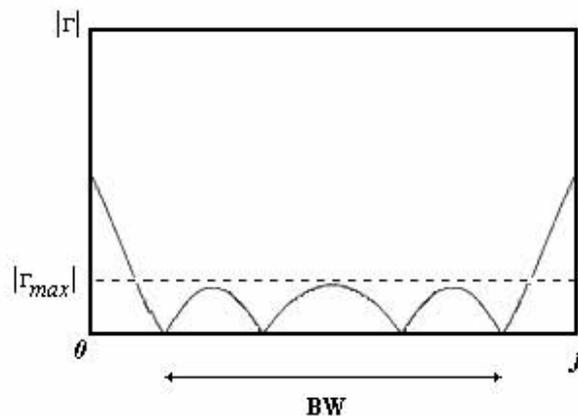


Figura 2.4 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia para un adaptador de banda ancha.

En los acopladores de banda ancha la magnitud del coeficiente de reflexión máximo permitido es mayor que el valor del coeficiente de reflexión de un acoplador de banda estrecha para la frecuencia de operación, por ello en este tipo de acopladores se permite un valor mayor del coeficiente máximo de reflexión permitido a cambio de un mayor ancho de banda.

Por la banda de frecuencias que ofrecen, los acopladores de banda ancha son objeto de estudio del presente capítulo, debido a que el adaptador de guía de onda rectangular a circular debe operar en banda X (8GHz a 12GHz) ofreciendo buena transmisión de potencia y bajas reflexiones en una banda ancha, acoplando la impedancia característica de la guía de onda rectangular a la impedancia característica de la guía circular.

Para entender mejor el principio del funcionamiento de los acopladores de banda ancha, presentamos a continuación el método de las pequeñas reflexiones y los diferentes tipos de acopladores de banda ancha utilizados.

2.3 Método de las Pequeñas Reflexiones

El transformador de un cuarto de onda proporciona una manera sencilla de igualar a una impedancia de carga real una impedancia de línea.

Para aplicaciones que requieren mas ancho de banda que solo una sección de cuarto de onda puede proveer, se pueden usar los transformadores multiseccionales. Necesitamos obtener algunos resultados aproximados para el coeficiente de reflexión total causada por las reflexiones parciales de varias discontinuidades pequeñas.

2.3.1 Transformador de una sección.

Considere el transformador de una sección que se muestra en la Figura (2.5); podemos obtener una expresión aproximada para el coeficiente de reflexión total Γ .

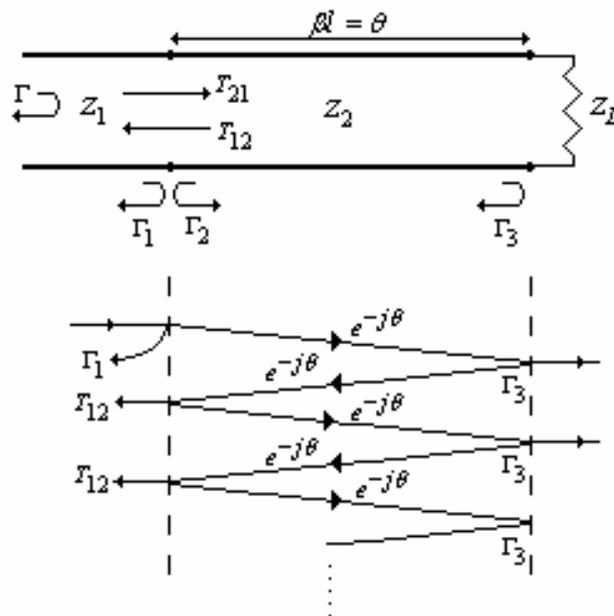


Figura 2.5. Reflexiones y transmisiones parciales sobre un transformador de una sección simple.

La reflexión parcial y los coeficientes de transmisión son:

$$\Gamma_1 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.1)$$

$$\Gamma_2 = -\Gamma_1 \quad (2.2)$$

$$\Gamma_3 = \frac{Z_L - Z_2}{Z_L + Z_2} \quad (2.3)$$

$$T_{21} = 1 + \Gamma_1 = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.4)$$

$$T_{12} = 1 + \Gamma_2 = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (2.5)$$

$\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$, Son los coeficientes de transmisión

Z_L , Impedancia de carga

Podemos calcular la reflexión total Γ , observando por la línea alimentada por el método de impedancia o por el método de reflexiones múltiples. Para nuestro propósito preferiremos la última técnica, ahora podemos expresar la reflexión total como una suma infinita de reflexiones parciales y transmisiones como sigue:

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_1 + T_{12} T_{21} \Gamma_3 e^{-2j\theta} + T_{12} T_{21} \Gamma_3^2 \Gamma_2 e^{-4j\theta} + \dots \\ \Gamma &= \Gamma_1 + T_{12} T_{21} \Gamma_3 e^{-2j\theta} \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma_2^n \Gamma_3^n e^{-2jn\theta}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Utilizando la serie geométricas:

$$\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}; \text{ para } |x| < 1$$

La ecuación (2.6) puede ser expresada en forma cerrada como:

$$\Gamma = \Gamma_1 - \frac{T_{12} T_{21} \Gamma_3 e^{-2j\theta}}{1 - \Gamma_2 \Gamma_3 e^{-2j\theta}} \quad (2.7)$$

De (2.2), (2.4) y (2.5) usamos $\Gamma_2 = -\Gamma_1$, $T_{21} = 1 + \Gamma_1$ y $T_{12} = 1 - \Gamma_1$ en (2.7) para obtener:

$$\Gamma = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_3 e^{-2j\theta}}{1 - \Gamma_1 \Gamma_3 e^{-2j\theta}} \quad (2.8)$$

Si las discontinuidades entre las impedancias Z_1 , Z_2 y Z_2 , Z_L son pequeñas, cuando $|\Gamma_1 \Gamma_3| \ll 1$, ahora podemos aproximar (2.8) como:

$$\Gamma \cong \Gamma_1 + \Gamma_3 e^{-2j\theta} \quad (2.9)$$

Este resultado declara la idea intuitiva de que la reflexión total es dominada por la reflexión de la discontinuidad inicial entre Z_1 y Z_2 (Γ_1), y la primera reflexión de la discontinuidad entre Z_2 y Z_L ($\Gamma_3 e^{-2j\theta}$).

El término $e^{-2j\theta}$ considerado para el retraso de la fase cuando la onda incidente viaja por medio de reflexiones múltiples.

2.4 Transformador Multiseccional

Ahora consideremos el transformador multiseccional mostrado en la figura (2.6). Este transformador consiste de una línea de transmisión de secciones N de longitud igual ℓ . Podemos obtener una expresión aproximada para el coeficiente de reflexión total Γ .

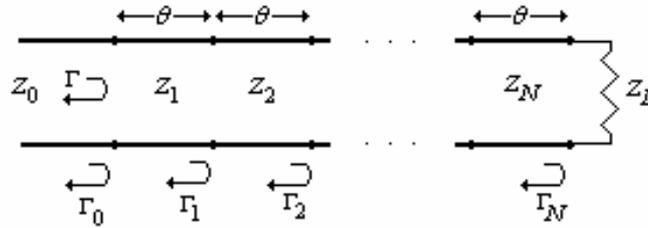


Figura 2.6 . Coeficiente de reflexión parcial para un transformador multiseccional

Los coeficientes de reflexión parciales pueden ser definidos, como sigue:

$$\Gamma_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (2.10a)$$

$$\Gamma_n = \frac{Z_{n+1} - Z_n}{Z_{n+1} + Z_n} \quad (2.10b)$$

$$\Gamma_N = \frac{Z_L - Z_N}{Z_L + Z_N} \quad (2.10c)$$

También asumimos que todo Z_n incrementa o decrementa automáticamente por el transformador, y que Z_L es real. Esto implica que todo Γ_n será real y del mismo signo ($\Gamma_n > 0$ si $Z_L > Z_0$; $\Gamma_n < 0$ si $Z_L < Z_0$). Utilizando los resultados de la sección anterior, el coeficiente de reflexión total se puede aproximar como:

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_0 + \Gamma_1 e^{-2j\theta} + \Gamma_2 e^{-4j\theta} + \dots + \Gamma_N e^{-2jN\theta} \quad (2.11)$$

Además asumimos que el transformador puede hacerse simétrico, de modo que $\Gamma_0 = \Gamma_N, \Gamma_1 = \Gamma_{N-1}, \Gamma_2 = \Gamma_{N-2}, etc$ (Esto no implica que Z_n es simétrico). Entonces (2.11) puede escribirse como.

$$\Gamma(\theta) = e^{-jN\theta} \left\{ \Gamma_0 \left(e^{jN\theta} + e^{-jN\theta} \right) + \Gamma_1 \left(e^{j(N-2)\theta} + e^{-j(N-2)\theta} \right) + \dots \right\} \quad (2.12)$$

Si N es impar, el último término es $\Gamma_{(N-1)/2} (e^{j\theta} - e^{-j\theta})$, mientras si N es par el último término es $\Gamma_{N/2}$. La ecuación 2.12 se ve para ser de la forma de una serie coseno finita de Fourier en θ . La cual puede escribirse como:

$$\Gamma(\theta) = 2e^{-jN\theta} \left\{ \Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots + \frac{1}{2}\Gamma_{N/2} \right\};$$

para N constante (2.13a)

$$\Gamma(\theta) = 2e^{-jN\theta} \left\{ \Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots + \Gamma_{(N-1)/2} \cos \theta \right\};$$

para N impar (2.13b)

La importancia de estos resultados esta en el hecho de que podemos sintetizar la respuesta necesaria del coeficiente de reflexión como una función de frecuencia (θ), escogiendo propiamente la Γ_n y usando bastantes secciones (N). Debe estar claro desde la realización que una serie de Fourier puede representar una función uniforme arbitraria, si se usan bastantes términos.

2.5 Transformador Multiseccional Binomial

La respuesta en la banda de paso de un transformador binomial es óptima en el sentido que, para un número dado de secciones, la respuesta es lo más plana posible cerca de la frecuencia diseñada.

De esta manera tal transformador también es conocido como máximamente plano. Este tipo de respuesta se diseña, para un transformador de sección N, poniendo los primeros N-1 derivadas de $\Gamma(\theta)$ a cero, a la frecuencia central f_0 .

Tal respuesta puede obtenerse si:

$$\Gamma(\theta) = A(1 + e^{-2j\theta})^N \quad (2.14)$$

Entonces la magnitud $|\Gamma(\theta)|$ es:

$$|\Gamma(\theta)| = |A| |e^{-j\theta}|^N |e^{j\theta} + e^{-j\theta}|^N = 2^N |A| |\cos \theta|^N \quad (2.15)$$

Nótese que $|\Gamma(\theta)| = 0$ para $\theta = \pi/2$, y que $(d^n |\Gamma(\theta)|) / d\theta^n = 0$ en $\theta = \pi/2$ para $n = 1, 2, \dots, N-1$. ($\theta = \pi/2$ Corresponde a la frecuencia central f_0 , para lo cual $l = \lambda/4$ y $\theta = \beta l = \pi/2$.)

Podemos determinar la constante A permitiendo $f \rightarrow 0$. Entonces $\theta = \beta l = 0$, y (2.15) se reducen a:

$$|\Gamma(0)| = 2^N |A| = \left| \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right|$$

Subsecuentemente para $f = 0$ todas las secciones son de longitud eléctrica cero. Así la constante A puede ser escrita como:

$$A = 2^{-N} \left| \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right| \quad (2.16)$$

Ahora extendemos $\Gamma(\theta)$ en (2.14) según la expansión binomial:

$$\Gamma(\theta) = A(1 + e^{-2j\theta})^N = A \sum_{n=0}^N C_n^N e^{-2jn\theta} \quad (2.17)$$

Donde:

$$C_n^N = \frac{N!}{(N-n)!n!} \quad (2.18)$$

Son los coeficientes binomial. Nótese que:

$$C_n^N = C_{N-n}^N, C_0^N = 1, C_1^N = N = C_{N-1}^N$$

El paso importante es ahora igualar la respuesta de la banda de paso deseada como en (2.17), a la respuesta real como (aproximadamente) en (2.11):

$$\Gamma(\theta) = A \sum_{n=0}^N C_n^N e^{-2jn\theta} = \Gamma_0 + \Gamma_1 e^{-2j\theta} + \Gamma_2 e^{-4j\theta} + \dots + \Gamma_N e^{-2jN\theta}$$

Esto muestra que Γ_n debe escogerse como:

$$\Gamma_n = AC_n^N \quad (2.19)$$

Donde A esta dado por (2.16), y C_n^N es un coeficiente binomial.

A estas alturas, la impedancia característica Z_n puede encontrarse vía (2.10). Pero una solución más simple puede obtenerse usando la aproximación siguiente.

$$\Gamma_n = \frac{Z_{N+1} - Z_N}{Z_{N+1} + Z_N} \cong \frac{1}{2} \ln \frac{Z_{n+1}}{Z_n}$$

Ya que $\ln x \cong 2(x - 1)/(x + 1)$. Usando entonces (2.19) y (2.16) tenemos que:

$$\ln \frac{Z_{n+1}}{Z_n} = 2\Gamma_n = 2AC_n^N = 2(2^{-N}) \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} C_n^N = 2^{-N} C_n^N \ln \frac{Z_L}{Z_0} \quad (2.20)$$

Que puede usarse para encontrar Z_{n+1} empezando con $n = 0$.

Estos resultados son aproximados pero generalmente dan resultados utilizables para $0.5Z_0 < Z_L < 2Z_0$.

Los resultados exactos pueden ser encontrados usando la ecuación de línea de transmisión para cada sección y resolviendo numéricamente para la impedancia característica. Que da la impedancia de la línea exacta para $N = 2,3,4,5$ y 6 secciones del transformador binomial, para las varias proporciones de la impedancia de carga, Z_L a la impedancia de la línea alimentada, Z_0 .

El ancho de banda del transformador binomial puede evaluarse como sigue. Como permitimos que Γ_m es el valor máximo del coeficiente de reflexión que puede ser tolerado por encima de la banda de paso. Entonces de (2.15), tenemos:

$$\Gamma_m = 2^N |A| \cos^N \theta_m$$

Donde $\theta_m < \pi/2$ es el borde de la banda de paso mas bajo, como se muestra en la figura (2.3).

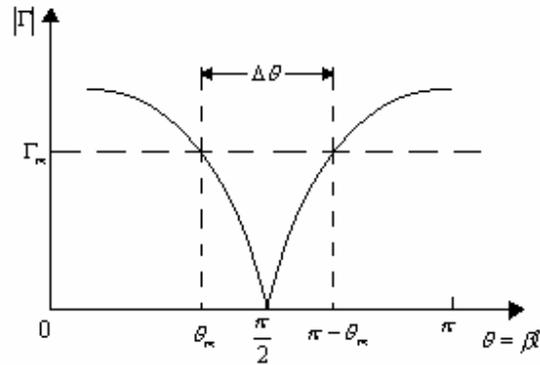


Figura 2.7. Aproximación del comportamiento de la magnitud del coeficiente de reflexión para una sección simple de un transformador de cuarto de onda operando cerca de la frecuencia diseñada.

Así:

$$\theta_m = \cos^{-1} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_m}{A} \right)^{1/N} \right] \quad (2.21)$$

y usando

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2(f_0 - f_m)}{f_0} = 2 - \frac{2f_m}{f_0} = 2 - \frac{4\theta_m}{\pi}$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 2 - \frac{4}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{\Gamma_m}{\sqrt{1 - \Gamma_m^2}} \frac{2\sqrt{Z_0 Z_L}}{|Z_L - Z_0|} \right]$$

Obtenemos el ancho de banda fraccional como:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{f_0} &= \frac{2(f_0 - f_m)}{f_0} = 2 - \frac{4\theta_m}{\pi} \\ \frac{\Delta f}{f_0} &= 2 - \frac{4}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_m}{A} \right)^{1/N} \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

La figura (2.8), muestra la magnitud del coeficiente de reflexión contra la frecuencia para diseños exactos que usan $N = 1, 2, 3, 4$ y 5 secciones. Observe que el mayor ancho de banda se obtiene para transformadores que usan más secciones.

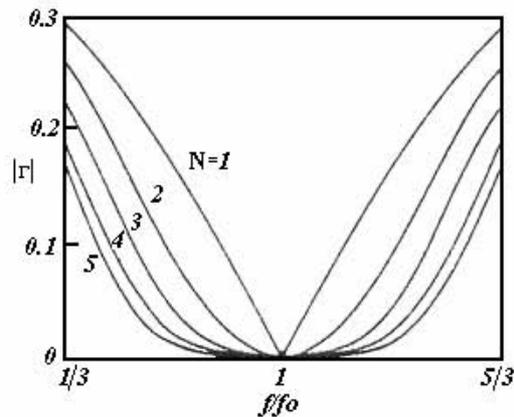


Figura 2.8. Magnitud del coeficiente de reflexión contra la frecuencia de un transformador binomial. $Z_L = 50\Omega, Z_0 = 100\Omega$

2.6 Transformador Multiseccional Chebyshev

En contraste con el transformador binomial, el transformador de Chebyshev perfecciona el ancho de banda a costa de los rizados de la banda de paso. Si tal característica de banda de paso puede ser tolerada, el ancho de banda del transformador de Chebyshev será substancialmente mejor que el del transformador binomial, para un número dado de secciones.

El transformador de Chebyshev es diseñado igualando $\Gamma(\theta)$ a un polinomio de Chebyshev que tiene las características óptimas necesarias para este tipo de transformador.

Así discutiremos las propiedades de los polinomios de Chebyshev primero, y entonces obtendremos un procedimiento para el transformador de Chebyshev usando la teoría de las pequeñas reflexiones de la sección anterior.

Polinomios de Chebyshev

El orden de un polinomio de Chebyshev es un polinomio de grado n , y es denotado por $T_n(x)$. Los primeros cuatro polinomios de Chebyshev son:

$$T_1(x) = x \quad (2.23a)$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1 \quad (2.23b)$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x \quad (2.23c)$$

$$T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1 \quad (2.23d)$$

Pueden encontrarse polinomios de orden más altos usando la fórmula siguiente:

$$T_n(x) = 2xT_{n-1}(x) - T_{n-2}(x) \quad (2.24)$$

Los primeros cuatro polinomios de Chebyshev se trazan en la figura (2.9), para lo cual pueden notarse las siguientes propiedades muy útiles de polinomios de Chebyshev:

- Para $-1 \leq x \leq 1$, $|T_n(x)| \leq 1$. En este rango, los polinomios de Chebyshev oscilan entre ± 1 . Ésta es la propiedad igual a la del rizo, y esta región se trazará a la banda de paso del transformador.
- Para $|x| > 1$, $|T_n(x)| > 1$. Esta región trazará al rango de frecuencia fuera de la banda de paso.
- Para $|x| > 1$, $|T_n(x)|$ incrementa rápidamente x como n incremente.

Ahora permitiendo que $x = \cos\theta$ para $|x| < 1$. Entonces puede mostrarse que los polinomios de Chebyshev pueden expresarse como:

$$T_n(\cos\theta) = \cos n\theta$$

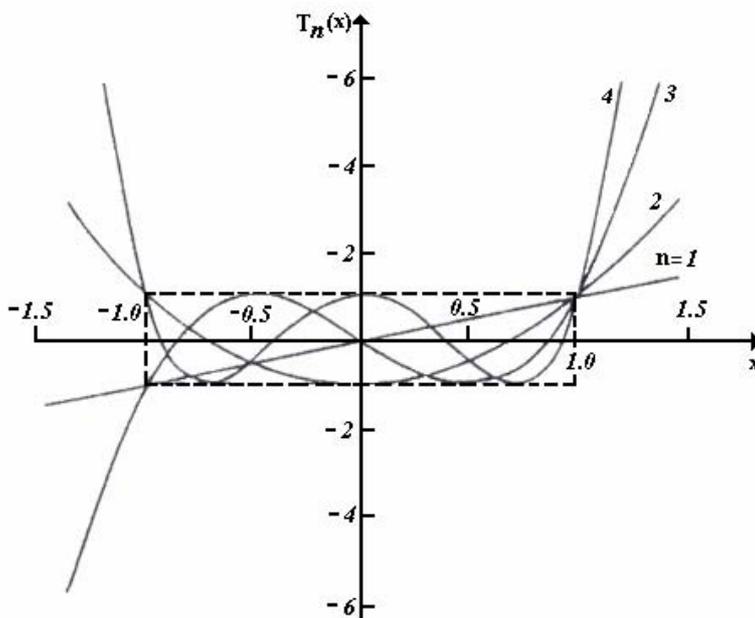


Figura 2.9. Los primero cuatro polinomios de Chebyshev

o de forma general como:

$$T_n(x) = \cos(n \cos^{-1} x), \text{ para } |x| < 1 \quad (2.25a)$$

$$T_n(x) = \cosh(n \cosh^{-1} x), \text{ para } |x| > 1 \quad (2.25b)$$

Nosotros deseamos un rizo igual en la banda de paso del transformador, para esto es necesario trazar θ_m a $x = 1$ y $\pi - \theta_m$ a $x = -1$, donde θ_m y $\pi - \theta_m$ es el borde superior e inferior de la banda de paso, como se muestra en la figura (2.9).

Esto puede ser logrado reemplazando el $\cos\theta$ en (2.25a) con $\cos\theta / \cos\theta_m$:

$$T_n\left(\frac{\cos\theta}{\cos\theta_m}\right) = T_n(\sec\theta_m \cos\theta) = \cos n \left[\cos^{-1}\left(\frac{\cos\theta}{\cos\theta_m}\right) \right] \quad (2.26)$$

Entonces $|\sec\theta_m \cos\theta| \leq 1$, para $\theta_m < \theta < \pi - \theta_m$, así $|T_n(\sec\theta_m \cos\theta)| \leq 1$ está por encima de este mismo rango.

Puesto que $\cos^n \theta$ puede extenderse en una suma de términos de la forma $\cos(n - 2m)\theta$, los polinomios de Chebyshev de (2.23) puede volverse a escribir en lo siguiente:

$$T_1(\sec\theta_m \cos\theta) = \sec\theta_m \cos\theta \quad (2.27a)$$

$$T_2(\sec\theta_m \cos\theta) = \sec^2\theta_m (1 + \cos 2\theta) - 1 \quad (2.27b)$$

$$T_3(\sec\theta_m \cos\theta) = \sec^3\theta_m (\cos 3\theta + 3 \cos\theta) - 3 \sec\theta_m \cos\theta \quad (2.27c)$$

$$T_4(\sec\theta_m \cos\theta) = \sec^4\theta_m (\cos 4\theta + 4 \cos 2\theta + 3) - 4 \sec^2\theta_m (\cos 2\theta + 1) + 1 \quad (2.27d)$$

Los resultados anteriores pueden usarse para diseñar transformadores mayores a cuatro secciones.

Diseños de transformadores de Chebyshev

Podemos ahora sintetizar un transformador de Chebyshev de la banda de paso haciendo $\Gamma(\theta)$ proporcional a $T_n(\sec\theta_m \cos\theta)$, donde N es el número de secciones en el transformador. Usando así (2.13)

$$\Gamma(\theta) = 2e^{-jN\theta} \left\{ \Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots + \Gamma_{(N-1)/2} \cos\theta \right\}$$

$$\Gamma(\theta) = Ae^{-jN\theta} T_N(\sec \theta_m \cos \theta) \quad (2.28)$$

donde el último término en la serie (2.28) es $(1/2)\Gamma_{N/2}$ para N constante y $\Gamma_{(N-1)/2} \cos \theta$ para N impar. Como en el caso de transformador binomial, podemos encontrar la constante A haciendo $\theta = 0$, para poner a cero la frecuencia. Así

$$\Gamma(0) = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = AT_N(\sec \theta_m) \quad (2.29)$$

Para que tengamos:

$$A = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \frac{1}{T_N(\sec \theta_m)} \quad (2.30)$$

Ahora si la magnitud del coeficiente de reflexión máxima aceptable en la banda de paso es Γ_m , entonces para $\Gamma_m = A$, (2.28) y el máximo valor de $T_n(\sec \theta_m \cos \theta)$ en la banda de paso es unitaria. Entonces para (2.30) θ_m es determinado como:

$$T_N(\sec \theta_m) = \left(\frac{1}{\Gamma_m} \left| \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right| \right)$$

o, usando (2.25b).

$$\sec \theta_m = \cosh \left(\frac{1}{N} \cosh^{-1} \left(\frac{1}{\Gamma_m} \left| \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right| \right) \right) \quad (2.31)$$

Una vez que se conoce θ_m , el ancho de banda fraccional puede calcularse para (2.31) como:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 2 - \frac{4\theta_m}{\pi} \quad (2.32)$$

Para (2.28), la Γ_n pueden determinarse usando los resultados de (2.27) desplegando

$T_n(\sec \theta_m \cos \theta)$ e igualando los términos semejantes de la forma $\cos(N - 2n)\theta$.

Las impedancias características Z_n puede encontrarse entonces de (2.10).

Los resultados anteriores son aproximados debido a la confianza en la teoría de las pequeñas reflexiones, pero son bastante general para diseñar transformadores con un nivel de rizo arbitrario, Γ_m .

La Figura (2.10) muestra las magnitudes de los coeficientes de reflexión contra la frecuencia para $N = 1, 2, 3$ y 4 secciones.

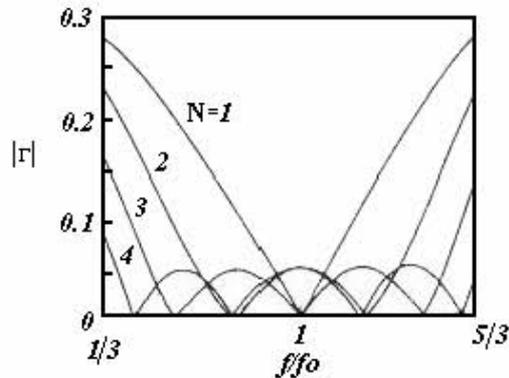


Figura 2.10. Magnitud del coeficiente de reflexión contra la frecuencia para un transformador multiseccional.

2.7 Transformadores Lisos

En las secciones anteriores discutimos cómo una impedancia de carga real arbitraria pudiera ser acoplada a una línea en una banda deseada usando el transformador multiseccional.

Mientras el número de secciones N incrementa, cambia el paso en la impedancia característica entre las secciones haciéndose más pequeño. Así, en el límite de un número infinito de secciones, nos acercamos a una línea continuamente lisa.

En la práctica, por supuesto, un transformador debe ser de longitud finita. Pero en lugar de un número N de secciones, la línea puede ser lisa continuamente, como nos hace pensar la figura (2.11a). Entonces cambiando el tipo de forma de la línea y haciéndola lisa, podemos obtener una característica de la banda de paso diferente.

Obtendremos una teoría aproximada, basada en la teoría de las pequeñas reflexiones, prediciendo la respuesta del coeficiente de reflexión como una función de la impedancia lisa, $Z(z)$.

Considere la línea continuamente lisa de la figura (2.11a), compuesta de varias secciones de longitud Δz , con un cambio de impedancia $\Delta Z(z)$

De una sección a la siguiente, como se muestra en la figura (2.11b). Entonces el incremento del coeficiente de reflexión z se da por:

$$\Delta\Gamma = \frac{(Z+\Delta Z)-Z}{(Z+\Delta Z)+Z} \cong \frac{\Delta Z}{2Z} \quad (2.33)$$

En el límite cuando $\Delta z \rightarrow 0$, tenemos una diferencial exacta:

$$d\Gamma = \frac{dZ}{2Z} = \frac{1}{2} \frac{d(\ln Z / Z_0)}{dz} dz \quad (2.34)$$

Ya que:

$$d\Gamma = \frac{d(\ln f(z))}{dz} = \frac{1}{f} \frac{df(z)}{dz}$$

Entonces, usando la teoría de las pequeñas reflexiones, el coeficiente de reflexión total cuando $z = 0$, Puede ser encontrado sumando todas las reflexiones parciales con sus cambios de fase apropiados

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{2} \int_{z=0}^L e^{-2j\beta z} \frac{d}{dz} \ln \left(\frac{Z}{Z_0} \right) dz \quad (2.35)$$

Donde $\theta = 2\beta z$, Así si $Z(z)$ es conocido, $\Gamma(\theta)$ puede encontrarse como una función de la frecuencia. Alternativamente, si $\Gamma(\theta)$ es especificado, entonces en un principio $Z(z)$ puede ser encontrada. Este último procedimiento es difícil, y es generalmente evitado en la práctica.

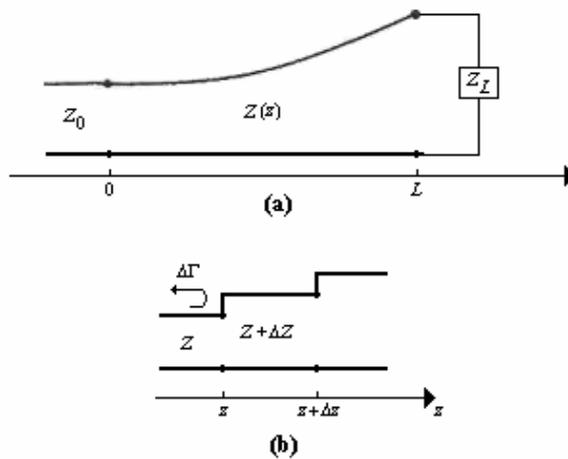


Figura 2.11 . Una sección de línea de transmisión lisa y el modelo para una longitud incremental. (a) Una sección de línea de transmisión alargada. (b) Modelo incremental de cambio en impedancia a la línea alargada.

2.8 Acoplador Exponencial Liso

Considere primero una sección lisa exponencial, Donde:

$$Z(z) = Z_0 e^{\alpha z}, \text{ para } 0 < z < L, \quad (2.36)$$

Como se indica en la Figura (2.12a). En $z = 0$, $Z(0) = Z_0$ como deseamos. Como $z = L$, deseamos tener $Z(L) = Z_L = Z_0 e^{\alpha L}$, que determine la constante α como:

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{Z_L}{Z_0} \right) \quad (2.37)$$

Encontramos ahora $\Gamma(\theta)$ usando (2.35) y (2.36) en (2.37)

$$\Gamma = \frac{1}{2} \int_0^L e^{-2j\beta z} \frac{d}{dz} (\ln e^{\alpha z}) dz$$

$$\Gamma = \frac{\ln Z_L / Z_0}{2L} \int_0^L e^{-2j\beta z} dz$$

$$\Gamma = \frac{\ln Z_L / Z_0}{2} e^{-j\beta L} \frac{\sin \beta L}{\beta L} \quad (2.38)$$

Observe que esta deducción asume que β y la constante de propagación, no es una función de z , suponiendo que sólo es generalmente válido para las líneas TEM.

La magnitud del coeficiente de reflexión en (2.38) es presentada en la figura (2.12b).

Nótese que las crestas o picos en $|\Gamma|$ decrecen cuando la longitud aumenta, como uno podría esperar, y que la longitud debe ser mayor que $\lambda / 2 (\beta L > \pi)$ para minimizar la desigualdad a frecuencias bajas.

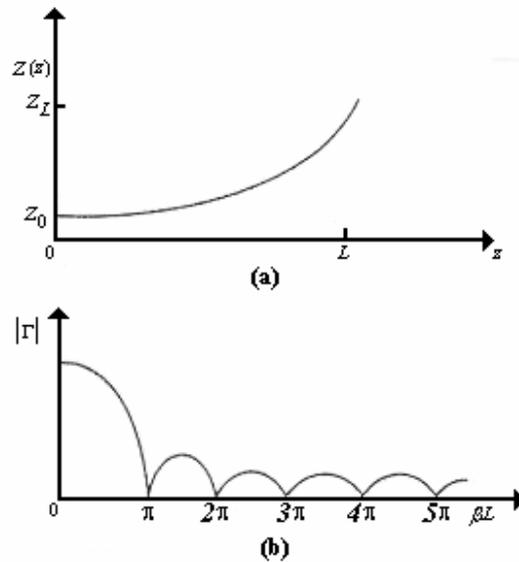


Figura 2.12. Una sección igualada con una impedancia alargada exponencial. (a) Variación de impedancia. (b) Resultado de la respuesta de la magnitud del coeficiente de reflexión.

2.9 Acoplador Liso Triangular

Luego considere un adelgazamiento triangular para $(d \ln Z / Z_0) / dz$, esto es:

$$Z(z) = \begin{cases} Z_0 e^{2(z/L)^2 \ln Z_L / Z_0} & \dots\dots\dots 0 \leq z \leq L/2 \\ Z_0 e^{(4z/L - 2z^2/L^2 - 1) \ln Z_L / Z_0} & \dots\dots\dots L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.39)$$

Entonces:

$$\frac{d(\ln Z / Z_0)}{dz} = \begin{cases} 4z/L^2 \ln Z_L / Z_0 & \dots\dots\dots 0 \leq z \leq L/2 \\ (4/L - 4z/L^2) \ln Z_L / Z_0 & \dots\dots\dots L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.40)$$

$Z(z)$ Es trazada en la Figura (2.9a). Evaluando Γ para (2.35) obtenemos:

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{2} e^{-j\beta L} \ln \left(\frac{Z_L}{Z_0} \right) \left[\frac{\sin(\beta L / 2)}{\beta L / 2} \right]^2 \quad (2.41)$$

La magnitud del coeficiente de reflexión se traza en la Figura (2.13b). Note que, para $\beta L > 2\pi$ las crestas o picos de la sección lisa triangular son más bajos que las crestas o picos correspondientes del caso exponencial.

Pero el primer cero para el transformador triangular ocurre en $\beta L = 2\pi$, considerando que para el transformador exponencial ocurre en $\beta L = \pi$.

2.10 Acoplador Liso Klopfenstein

Considerado el hecho de que hay un número infinito de posibilidades para escoger un transformador de impedancia, es lógico preguntar si hay un diseño el cual es "mejor". El transformador de impedancias de Klopfenstein se ha mostrado para ser óptimo en el sentido que el coeficiente de reflexión es mínimo dentro de la banda de paso. Alternativamente para una especificación del coeficiente de reflexión máximo en la banda de paso, El transformador de impedancia Klopfenstein tiene una sección corta comparado con otras.

El transformado de impedancia Klopfenstein se deriva a partir de un transformador de Chebyshev cuando el número de secciones aumenta a infinito, y es análogo a la distribución de Taylor de la teoría de arreglos de antenas. Los resultados necesarios para el diseño de este transformador de impedancia Klopfenstein se dan a continuación.

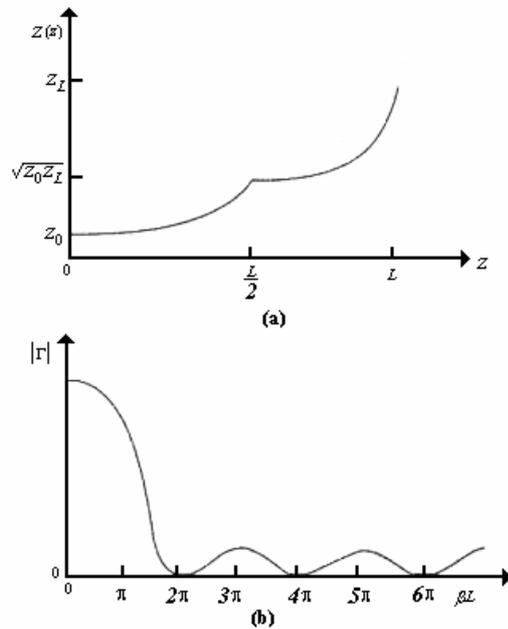


Figura 2.13. Una sección igualada a un acoplador liso triangular por $(d \ln Z / Z_0) / dz$. (a) Variación de impedancia. (b) Resultado de la respuesta de la magnitud del coeficiente de reflexión.

El Logaritmo de la variación de la impedancia característica para el transformador de impedancia Klopfenstein esta dada por:

$$\ln Z(z) = \frac{1}{2} \ln Z_0 Z_L + \frac{\Gamma_0}{\cosh A} A^2 \phi(2z/L - 1, A) \dots \dots \dots 0 \leq z \leq L \quad (2.42)$$

Donde la función $\phi(x, A)$ esta definida como:

$$\phi(x, A) = -\phi(-x, A) = \int_0^x \frac{I_1(A\sqrt{1-y^2})}{A\sqrt{1-y^2}} dy \dots \dots \dots |x| \leq 1$$

$$(2.43)$$

Donde $I_1(x)$ es la función modificada de Bessel. Esta función toma los siguientes valores especiales:

$$\phi(0, A) = 0$$

$$\phi(x,0) = \frac{x}{2}$$

$$\phi(1, A) = \frac{\cosh A - 1}{A^2}$$

Pero debe calcularse numéricamente. Un método muy simple y eficaz para hacer esto esta disponible.

El coeficiente de reflexión resultante esta dada por:

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_0 e^{-j\beta L} \frac{\cos \sqrt{(\beta L)^2 - A^2}}{\cosh A} \dots \text{para} \dots \beta L > A \quad (2.44)$$

Si $\beta L < A$. El término $\cos \sqrt{(\beta L)^2 - A^2}$ puede hacerse $\cosh \sqrt{A^2 - (\beta L)^2}$.

En (2.42) y (2.44), Γ_0 , es el coeficiente de reflexión a frecuencia cero, dado como:

$$\Gamma(0) = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \cong \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_L}{Z_0} \right) \quad (2.45)$$

La banda de paso es definida con $\beta L \geq A$, y para el máximo rizo en la banda de paso es:

$$\Gamma_m = \frac{\Gamma_0}{\cosh A} \quad (2.46)$$

Porque $\Gamma(\theta)$ oscila entre $\pm \Gamma_0 / \cosh A$ para $\beta L > A$

La figura (2.13a,b) muestra la variación de impedancia (contra z / L), y la magnitud de coeficiente de reflexión resultante (contra βL) para los tres tipos de transformadores. El transformador de impedancia Klopfenstein esta vista para dar la respuesta deseada $|\Gamma| \leq \Gamma_m = 0.02$ para $\beta L \geq 1.13\pi$ que es más bajo que las respuestas triangular y exponencial. También note que al comparar con el transformador de Chebyshev la respuesta del transformador Klopfenstein tiene lóbulos de igual rizo contra la frecuencia en la banda de paso.

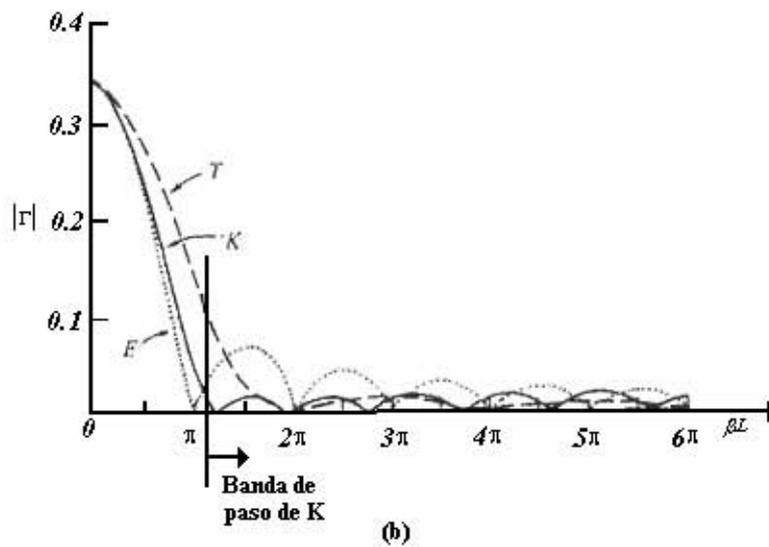
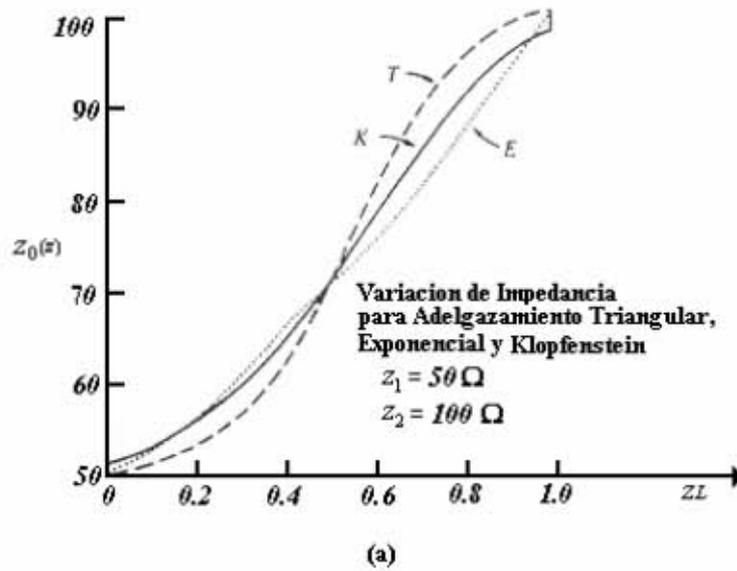


Figura 2.14. (a) Variación de impedancia para el transformador triangular, exponencial y Klopfenstein. (b) Resultado de la magnitud del coeficiente de reflexión contra la frecuencia para los transformadores de (a).

2.11 Criterio de Bode-Fano

El criterio de Bode-Fano, da un límite teórico en la magnitud de coeficiente de reflexión mínima que puede obtenerse con una red arbitraria.

El criterio de Bode-Fano representa el resultado óptimo que puede lograrse con suerte así, aunque semejante resultado sólo puede aproximarse en práctica. Los resultados óptimos siempre son importantes, porque ellos nos dan el límite superior de actuación, y proporciona una referencia contra la que un diseño práctico puede compararse.

La Figura (2.11a) muestra una transformador igualado a una impedancia de carga paralela RC.

La condición del criterio de Bode-Fano es:

$$\int_0^{\infty} \ln \frac{1}{|\Gamma(w)|} d\omega \leq \frac{\pi}{RC} \quad (2.47)$$

Donde $\Gamma(w)$ es el coeficiente de reflexión viendo dentro del transformador.

Asuma que deseamos sintetizar una red con una respuesta del coeficiente de reflexión como se muestra en la figura (2.11a). Aplicando (2.47) a esta función nos da:

$$\int_0^{\infty} \ln \frac{1}{|\Gamma|} d\omega = \int_{\Delta\omega} \ln \frac{1}{\Gamma_m} d\omega = \Delta\omega \ln \frac{1}{\Gamma_m} \leq \frac{\pi}{RC} \quad (2.48)$$

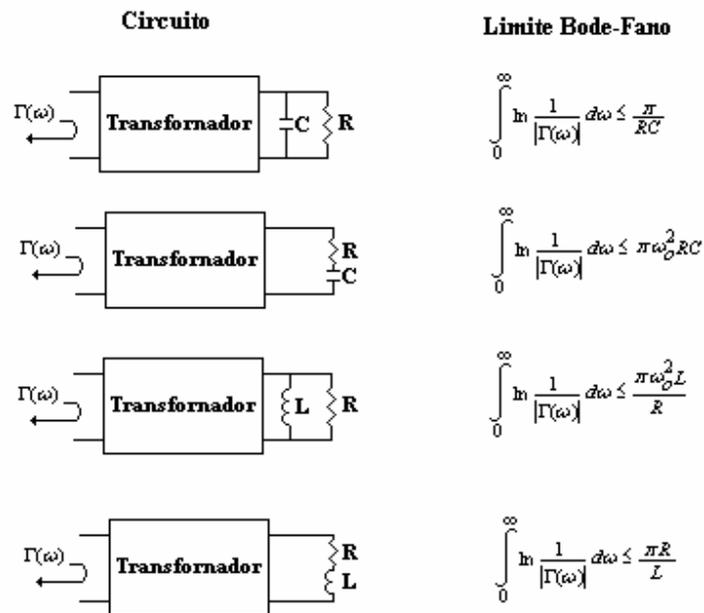


Figura (2.15). Los límites de Bode-Fano para cargas acopladas RC y RL con transformadores (ω_0 es la frecuencia central del ancho de banda). (a) RC paralelo, (b) RC serie, (c) RL paralelo, (d) RL serie

Qué lleva a las conclusiones siguientes:

- Para una carga dada (Producto RC), el ancho de banda grande ($\Delta\omega$) solo puede ser alcanzado a costa de un coeficiente de reflexión superior en la banda de paso Γ_m
- El coeficiente de reflexión Γ_m en la banda de paso no puede ser cero a menos que $\Delta\omega = 0$. De esta manera una perfecta combinación puede ser realizada con un número finito de frecuencias. Como se ilustra en la Figura (2.16b).
- Como R y/o C incrementan, la característica de combinación ($\Delta\omega$ y/o $1/\Gamma_m$) debe decrecer.

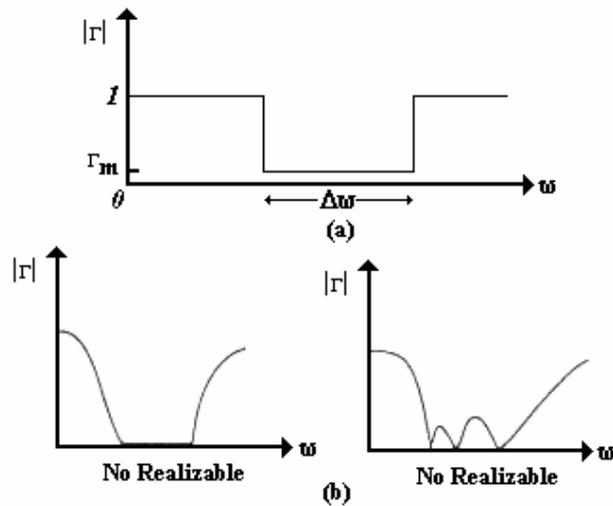


Figura 2.16. Ilustración del criterio Bode-Fano. (a) Una posible respuesta del coeficiente de reflexión. (b) respuesta del coeficiente de reflexión realizable y no realizable.

Puesto que $\ln 1/|\Gamma|$ es proporcional a las pérdidas de regreso (en dB) en la entrada del transformador (2.47) puede ser interpretada como requisito que el área entre la curva de las pérdidas de regreso y los $|\Gamma| = 1$ (RL = 0dB) ejes tiene que ser menos que o igual a una constante.

La optimización implica entonces que la curva de las pérdidas de regreso (retorno) es ajustada para que $|\Gamma| = \Gamma_m$ este por encima de la banda de paso y $|\Gamma| = 1$ en otra parte, como en la figura (2.16a).

En este caso, ninguna área bajo la curva se desaprovecha fuera de la banda de paso, o se pierde en regiones dentro de la banda de paso el cual $|\Gamma| < \Gamma_m$.

La respuesta optima de la figura (2.16a), no puede ser realizada en la práctica porque requeriría un número infinito de elementos en el transformador. Finalmente, note que el transformador de Chebyshev puede ser considerado como una aproximación cerrada a la banda de paso ideal de la Figura (2.16a), cuando los rizados de la respuesta Chebyshev se hacen igual a Γ_m .

2.12 Conclusiones.

En el presente capítulo se dieron las bases y los principios de funcionamiento de los acopladores de impedancias, donde podemos distinguir en principio dos tipos de acopladores que son los de banda ancha y los de banda estrecha.

De igual manera vemos que de acuerdo a las características de banda ancha que requerimos en nuestro adaptador de guía de onda rectangular a circular, seleccionamos los acopladores de banda ancha, ya que se desea acoplar la impedancia característica de la guía de onda rectangular a la impedancia característica de la guía de onda circular en banda ancha.

Al estudiar los diferentes tipos de transformadores en banda ancha podemos ver que existen 2 grupos que son los acopladores multiseccionales y los acopladores lisos.

En principio los acopladores multiseccionales tienen la característica de ser conformados por varios segmentos de línea de transmisión lo que permite una mayor banda para acoplar.

Sin embargo al implementarlos y al trabajar a frecuencias elevadas, los bordes que se forman en la estructura de la línea de transmisión, permiten la concentración de campo eléctrico entre regiones metálicas por lo que se presenta una capacitancia parásita, y la corriente que circula por los bordes en la superficie metálica, da lugar a que se presente una inductancia parásita.

Estos fenómenos se pueden modelar con un circuito equivalente en LC que por supuesto afectan la respuesta en frecuencia del acoplador, por lo cual se estudia y se opta por los transformadores lisos en los que se disminuyen los efectos de las inductancias y capacitancia parásitas.

De los transformadores estudiados, seleccionamos los Chebyshev por que perfeccionan el ancho de banda a costa de los rizados de la banda de paso, tolerando los rizados siempre y cuando el mayor valor del rizo coincida con el coeficiente de reflexión mayor permitido en el diseño; además de que la longitud física del adaptador es menor que la longitud de los acopladores lisos.

3.-CÁLCULO DE LAS IMPEDANCIAS CARACTERÍSTICAS Y LAS FRECUENCIAS DE CORTE DE LAS GUÍAS DE ONDA DE SECCIÓN TRANSVERSAL COMPLEJA

3.1 Introducción

El objeto primario de este capítulo es sentar las bases teóricas de una técnica que permita el cálculo de la frecuencia de corte para guías de onda en las cuales no es sencillo ni práctico utilizar la resolución de las ecuaciones de Maxwell aplicadas para guías de onda.

Es por ello que describimos en que consiste el método de resonancia transversal el cual permite de manera sencilla encontrar las frecuencias de corte e impedancias características, para guías de onda de sección transversal compleja.

El método como se verá continuación está basado en la teoría de circuitos con lo cual, será necesario obtener el circuito equivalente de una guía de onda y encontrar la impedancia de entrada de este circuito.

Este método es muy práctico y servirá para el cálculo de las frecuencias de corte de las secciones del adaptador de guía de onda rectangular a circular, las cuales se modelan como guías de onda de sección transversal compleja.

3.2 Método de Resonancia Transversal

De acuerdo a la solución general de las ecuaciones de Maxwell para las ondas TE o TM dadas en el primer capítulo, una estructura de guía de onda uniforme siempre tiene una constante de propagación de la forma:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (3.1)$$

Donde $k_c = \sqrt{k_x^2 - k_y^2}$ es el número de onda de corte de la guía y, para un modo dado, es una constante que depende de la geometría de la sección transversal de la guía. De esta manera si nosotros conocemos k_c podemos determinar la constante de propagación de la guía.

En el primer capítulo determinamos k_c para resolver la ecuación de onda en la guía, sujeto a las condiciones de frontera apropiadas.

Esta técnica es muy poderosa y general, pero puede ser complicada para guías de onda complejas, especialmente si la capa del dieléctrico esta presente.

La solución de la ecuación de onda da una descripción completa del campo dentro de la guía de onda, que es mucha mas información de la que nosotros realmente necesitamos si estamos solo interesados en la constante de propagación de la guía.

El método de resonancia transversal emplea un modelo de línea de transmisión de la sección transversal de la guía de onda, la cual da una solución más simple y más directa para la frecuencia de corte.

Este es otro ejemplo donde los circuitos y la teoría de líneas de transmisión puede ser utilizadas para simplificar la solución de la teoría de campos.

El procedimiento de resonancia transversal esta basado en el hecho de que en una guía de onda, en la frecuencia de corte, los campos forman ondas estacionarias en el plano transversal de la guía, como puede inferirse de los modos de las guías de onda discutidas en el primer capítulo.

Esta situación puede ser modelada con un circuito de línea de transmisión equivalente operando en resonancia.

Una de las condiciones de semejante línea resonante es el hecho que, en cualquier punto sobre la línea, la suma de las impedancias de entrada vistas para ambos lados debe ser cero.

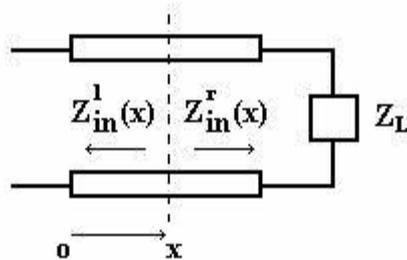


Figura 3.1 Línea de transmisión en la frecuencia de resonancia.

Esto es:

$$Z_{in}^r(x) + Z_{in}^l(x) = 0, \text{ para todo } x. \quad (3.2)$$

Donde $Z_{in}^r(x)$ y $Z_{in}^l(x)$ son la impedancias de entrada vistas a la derecha e izquierda respectivamente, en el punto x sobre la línea resonante mostrada en la figura 3.1

El método de resonancia transversal sólo da resultados para la frecuencia de corte de la guía. Si los campos o la atenuación debido a las pérdidas del conductor se necesitaran, la solución completa de la teoría de campos podría ser requerida.

3.2.1 Modos TM para la guía de onda de placas paralelas

Demostraremos inicialmente el método de resonancia transversal para resolver el problema del capítulo 1 para los modos TM, en una guía de onda de placas paralelas.

La geometría es mostrada en la Figura (3.2). En la frecuencia de corte, $k = k_c$, y no hay ninguna propagación a lo largo de la guía en la dirección z ($\beta = 0$). De esta manera los campos forman ondas estacionarias a lo largo del eje y de la guía. El circuito

equivalente es una línea de transmisión de longitud d (la altura de la guía), cortada en ambos extremos (representando las placas paralelas en $y=0, d$), como lo muestra la figura (3.2).

La constante de propagación para esta línea es k_y y debemos de determinarla.

Debido a la uniformidad en la dirección $x, k_x=0$, así el número de onda de corte puede ser dad por $k_c=k_y$. La impedancia característica de la línea de transmisión equivalente se toma como la impedancia de onda vista para una onda TM, con una constante de propagación k_y :

$$Z_o = Z_{TM} = \eta k_y / k, \quad (3.3)$$

Donde $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ es la impedancia intrínseca del material, y $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ es el número de onda.

En cualquier punto, $0 \leq y \leq d$, a lo largo de la línea tenemos:

$$Z_{in}^r(y) = jZ_{TM} \tan k_y(d-y) \quad , \quad (3.4a)$$

$$Z_{in}^l(y) = jZ_{TM} \tan k_y y \quad , \quad (3.4b)$$

Usando estos resultados en (3.2) da la condición para la resonancia transversal como

$$jZ_{TM} [\tan k_y(d-y) + \tan k_y y] = 0,$$

O

$$jZ_{TM} \frac{\sin k_y d}{\cos k_y(d-y) \cos k_y y} = 0,$$

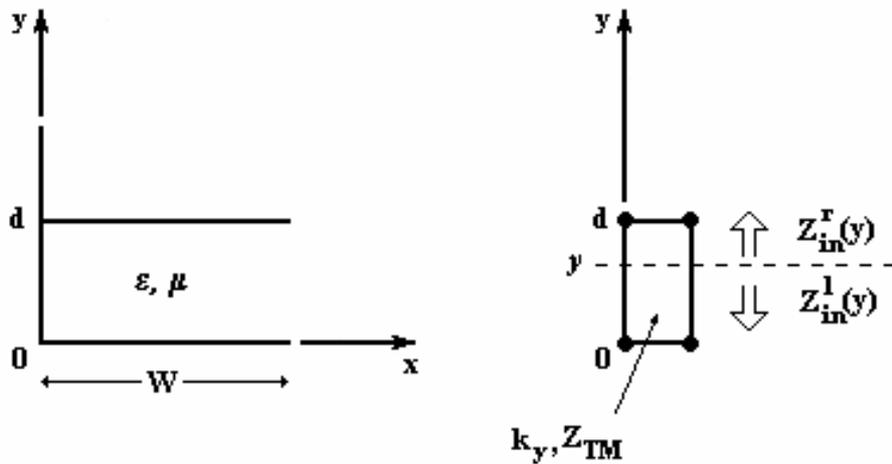


Figura (3.2) Circuito equivalente de resonancia transversal para modos TM de una guía de onda de placas paralelas.

Esto determina el número de onda de corte como:

$$k_c = k_y = \frac{n\pi}{d}, \text{ para } n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.5)$$

La constante de propagación se encuentra entonces de (3.1). Este es el mismo resultado que se obtuvo en el capítulo 1. Para modos TE, cambiamos la impedancia característica de la línea a $Z_{TE} = \eta k / k_y$, pero el mismo número de onda de corte es obtenido.

El procedimiento anterior puede ser simplificado notando que la condición (3.2) debe ser válido para cualquier valor de x (o y), así podemos seleccionar un cierto punto a lo largo de la línea de transmisión para simplificar la evaluación de $Z_{in}^r(x)$ ó $Z_{in}^l(x)$. Por ejemplo, en este caso podríamos escoger $y = 0$; entonces $Z_{in}^l(0) = 0$ y $Z_{in}^r(0) = jZ_{TM} \tan k_y d$, que produce $k_y = \frac{n\pi}{d}$ más directamente.

3.2.2 Modos TE para una Guía de onda Rectangular cargada parcialmente

El método de resonancia transversal es particularmente útil cuando la guía contiene capas dieléctricas debido a que las condiciones de frontera en las interfaces dieléctricas, requieren la solución de ecuaciones algebraicas simultáneas en la aproximación de la teoría de campos, la cual puede ser fácilmente manejable como uniones de diferentes líneas de transmisión.

Como un ejemplo, considere la guía de onda rectangular parcialmente llenada con dieléctrico, como se muestra en la Figura (3.3).

Para encontrar la frecuencia de corte para los modos TE, el circuito de resonancia transversal equivalente mostrado en la figura puede usarse.

La línea para $0 < y < t$ representa la parte llenada de dieléctrico de la guía, y tiene una constante de propagación transversal k_{yd} y una impedancia característica para modos TE dada por:

$$Z_d = \frac{k\eta}{k_{yd}} = \frac{k_0\eta_0}{k_{yd}}, \quad (3.6a)$$

Donde $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. Para $t < y < b$, la guía esta llena de aire, y tiene una constante de propagación transversal k_{ya} y una impedancia característica equivalente dada por:

$$Z_a = \frac{k_0\eta_0}{k_{ya}} \quad (3.6b)$$

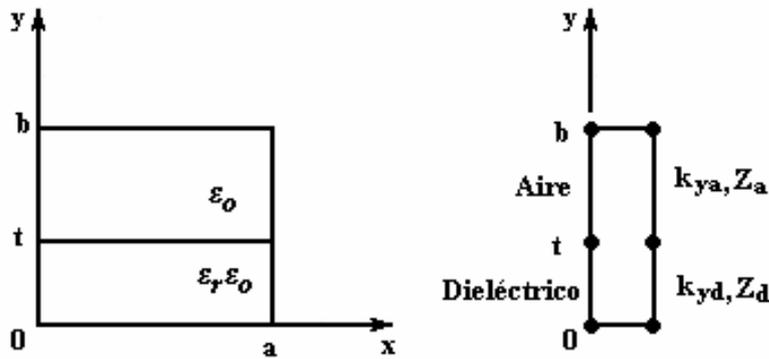


Figura (3.3) Guía de onda Rectangular parcialmente llena con dieléctrico y el Circuito equivalente de resonancia transversal.

Aplicando la condición (3.2) se produce:

$$k_{ya} \tan k_{yd}d + k_{yd} \tan k_{ya}(b-t) = 0 \quad (3.7)$$

Esta ecuación contiene dos incógnitas, k_{ya} y k_{yd} . Una ecuación adicional se obtiene del hecho que la constante de propagación, β , deba ser el mismo en ambas regiones, para la fase acoplada de los campos tangenciales en la interfase dieléctrica. De esta manera:

$$\beta = \sqrt{\epsilon_r k_0^2 - k_x^2 - k_{yd}^2} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{ya}^2}$$

O

$$\varepsilon_r k_o^2 - k_{yd}^2 = k_o^2 - k_{ya}^2 \quad (3.8)$$

Las ecuaciones (3.7) y (3.8) pueden resolverse entonces (numéricamente o gráficamente) para obtener k_{ya} y k_{yd} . Habrá un número infinito de soluciones, correspondiendo a la n-dependencia (número de variaciones en y) de los modos TE_{on} .

En la dirección x , sabemos que $k_x = \frac{m\pi}{a}$, del capítulo 1 (ó de la resonancia transversal en la dirección x). Para los modos TM de esta estructura, reemplazamos las impedancias con $k_y \eta / k$.

3.2.3 Modos TE para una Guía de onda de Superficies de capas múltiples

Este ejemplo demuestra como el método de resonancia transversal puede ser aplicado a estructuras de guías de onda abiertas, similar a la superficie de la guía de onda del primer capítulo.

Considere los modos TM para la geometría mostrada en la Figura (3.4).

Esta guía de onda puede mantener para ambos modos TE y TM la propagación de las ondas en la superficie en la dirección z sin variación en y .

El circuito equivalente de la línea de transmisión para la solución de la resonancia transversal es mostrado en la figura. Para $0 < x < t$ el medio es aire, y la línea de transmisión equivalente tiene una constante de propagación transversal k_{xa} , y una impedancia característica (para modos TM) dada por:

$$Z_a = \frac{k_{xa} \eta_o}{k_o} \quad (3.9^a)$$

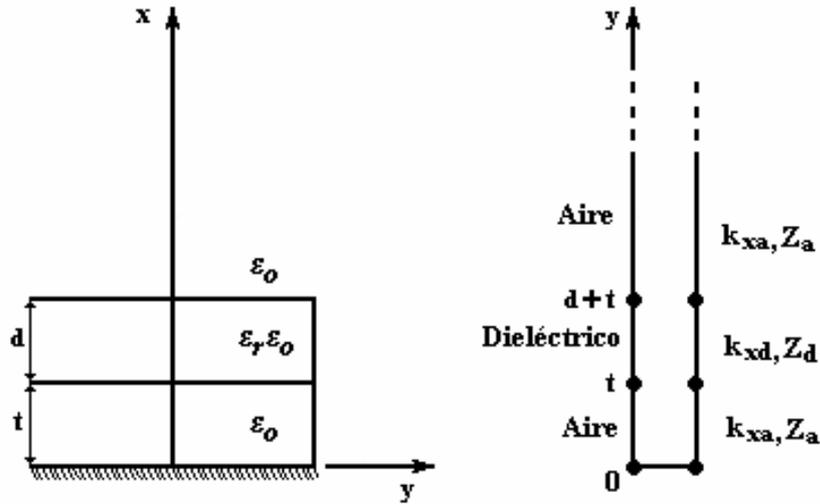


Figura (3.4) Una superficie de Guía de onda que consiste de una lámina de dieléctrico sobre un plano de tierra y el Circuito equivalente de resonancia transversal.

Un bloque de dieléctrico existe en la región $t < x < t + d$; la línea de transmisión equivalente tiene una constante de propagación transversal k_{xd} , y una impedancia característica dada por:

$$Z_d = \frac{k_{xd}\eta}{k} = \frac{k_{xd}\eta_0}{\epsilon_0 k_0} \quad (3.9b)$$

La región de aire sobre el dieléctrico, para $x > t + d$, es modelada como una línea infinitamente larga con una constante de propagación k_{xa} y una impedancia característica Z_a . Debido a que esta línea es infinitamente larga, la impedancia de entrada vista en $x = t + d$ debe ser Z_a . Entonces aplicando (3.2) en $x = t$ da:

$$jZ_a \tan k_{xa}t + Z_d \frac{Z_a + jZ_d \tan k_{xd}d}{Z_d + jZ_a \tan k_{xd}d} = 0 \quad (3.10)$$

De la solución para la onda superficial [capítulo 1], adelantamos una caída exponencialmente del campo para $x > t + d$; de esta manera permitimos $k_{xa} = -jh$, donde h es real. Entonces $\tan k_{xa}t = -j \tanh ht$ y $Z_a = -jh\eta_0 / k_0$, ahora (3.10) se reduce a:

$$\epsilon_r h \tanh t [k_{xd} + h\epsilon_r \tan k_{xd}] + k_{xd} [\epsilon_r h - k_{xd} \tan k_{xd}d] = 0 \quad (3.11)$$

Para la fase acoplada en la interfase aire-dieléctrico, necesitamos que:

$$\epsilon_r k_0^2 - k_{xd}^2 = k_0^2 - k_{xa}^2 = k_0^2 + h^2 \quad (3.12)$$

Las ecuaciones (3.11) y (3.12) puede resolverse entonces simultáneamente para h y k_{xd} .

3.3 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte de una guía de onda rectangular.

En esta sección aplicaremos el método de resonancia transversal para el calcular la frecuencia de corte de una guía de onda rectangular como la mostrada en la figura 3.5.

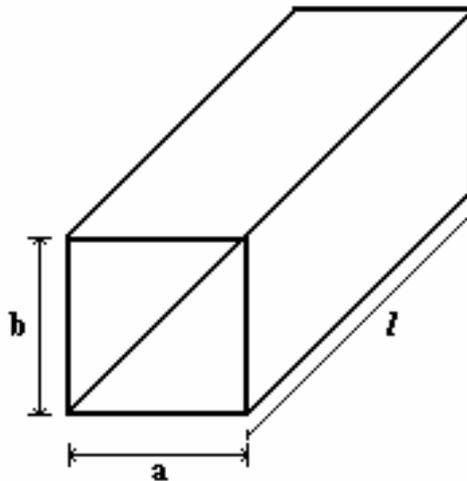


figura3.5 Guía de onda rectangular de ancho a y anchura b.

La figura 3.5 tiene una sección transversal en la cual se dividen en 2 partes desde el punto medio.

En la misma figura podemos apreciar que desde la mitad se tienen 2 admitancias, una hacia la derecha y otra hacia la izquierda; la guía tiene una altura b y esta dividida en 2 secciones de $a/2$.

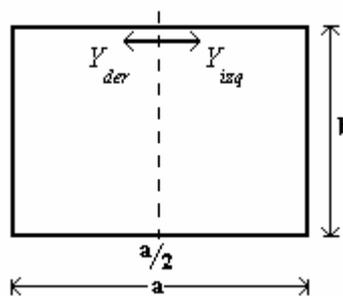


Figura 3.6 Vista transversal de una guía de onda rectangular.

Para la resonancia transversal se tiene la condición:

$$Y_{izq} + Y_{der} = 0 \quad (3.13)$$

Por simetría podemos escribir:

$$Y_{der} = 0 \quad (3.14)$$

La guía de la figura 3.6 la modelamos como una línea de transmisión como se puede ver en la figura 3.7, la cual termina en corto circuito con parámetros constantes como la longitud e impedancia característica.

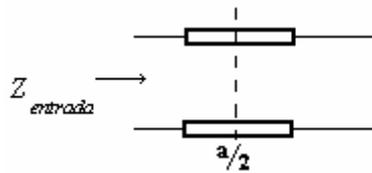


Figura 3.7 Modelo equivalente en teoría de circuitos de la sección transversal de una guía de onda rectangular.

Para dicho modelo en teoría de circuitos, la constante de propagación es:

$$\beta = k \quad (3.15)$$

Al ser una línea de transmisión terminada en corto circuito, la impedancia de entrada es:

$$Z_{entrada} = jZ_o \tan k\lambda \quad (3.16)$$

De (3.16) obtenemos la admitancia la cual es:

$$Y_{entrada} = \frac{-j}{Z_o} \cot\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.17)$$

De la condición dada en (3.14) para la resonancia transversal tenemos:

$$Y_{entrada} = 0 \quad (3.18)$$

La condición 3.18 se cumple si:

$$k_c = \frac{m\pi}{a} \quad (3.19)$$

Donde:

$m = 1, 3, 5, \dots (2n-1)$ y $n \in \mathbb{N}$

Simplificando y despejando la frecuencia de corte:

$$k_c = \omega_c \sqrt{\mu\varepsilon}$$

$$\omega_c \sqrt{\mu\epsilon} = \frac{m\pi}{a}$$

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{m\pi}{a\sqrt{\mu\epsilon}}$$

Para el primer modo TE_{10} ; $m=1$ se tiene:

$$f_{cTE_{10}} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}}$$

Vemos que esta relación es igual a la obtenida [capítulo 1] para la frecuencia de corte del mismo modo para guía de onda rectangular.

3.4 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda circular.

3.4.1 Cálculo de la frecuencia de corte de la guía de onda circular mediante el método de resonancia transversal.

En esta sección aplicamos el método de resonancia transversal para obtener la frecuencia de corte y la impedancia característica de la guía de onda circular.

Para ello, debemos encontrar el modelo equivalente en teoría de circuitos y después realizar un algoritmo en matlab que realice el cálculo numérico.

En primer lugar, dividimos la sección transversal de la guía de onda circular en N segmentos rectangulares consecutivos como se muestra en la figura (3.8), donde la guía está colocada en el origen (0,0) del sistema de referencia xy ; en este plano vemos que las alturas de los segmentos coinciden con el eje y y así como las longitudes de los segmentos coinciden con el eje x .

Vemos claramente que si el número de segmentos en los que se divide la sección transversal de la guía de onda aumenta, nos aproximamos más a una circunferencia y por ello la relación entre las longitudes de los segmentos y las alturas obedecen a la ecuación cartesiana de una circunferencia con radio r y centro en el origen.

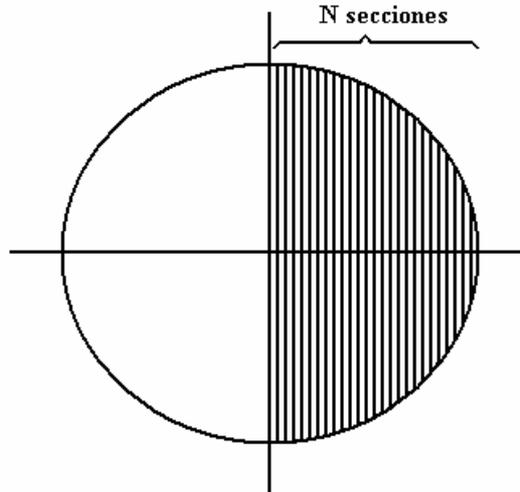


Figura 3.8 Sección transversal de la guía de onda circular dividida en segmentos rectangulares consecutivos

Donde r es el radio de la guía de onda circular.

El segmento n tiene altura b_n y longitud $a_n - a_{n-1}$ como se muestra en la figura (3.9).

Donde:

$$a = a_n - a_{n-1}$$

$a = \frac{r}{N}$, es la longitud de cada segmento, N es el número de segmentos en los que se divide la guía de onda.

r es el radio de la guía de onda.

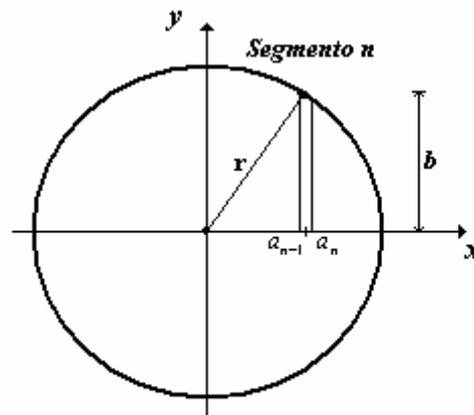


Figura 3.9 Porción rectangular de altura b y ancho a .

La altura b de cada segmento en los que se divide la sección transversal de la guía de onda, se calcula a partir de la figura 3.9, donde la expresión que relaciona la altura del n -ésimo segmento con sus coordenadas en el eje x es:

$$\left(\frac{a_n - a_{n-1}}{2} \right)^2 + b^2 = r^2 \quad (3.20)$$

Por ello, tomando dicha relación y despejando la altura:

$$b = \sqrt{r^2 - \left(\frac{a_n - a_{n-1}}{2}\right)^2} \quad (3.21)$$

Con ello aseguramos que las alturas de los segmentos conforman una distribución circular, y en conjunto nos aproximamos a la forma circular de la guía de onda disminuyendo errores en los cálculos.

El error es inversamente proporcional al número de segmentos en los que se divide a la guía de onda circular, por eso al aumentar el número de secciones el error es cada vez menor.

Para aplicar la técnica de resonancia transversal, requerimos obtener el modelo en teoría de circuitos de las secciones en conjunto en las que se divide a la guía de onda circular.

Por ello, recurrimos al modelo utilizado para el cálculo de la frecuencia de corte de una guía de onda rectangular visto en la sección 3.2.

En dicha sección encontramos que la guía de onda rectangular se modela con una línea de transmisión terminada en corto circuito como se puede apreciar en la figura 3.7.

Tomando en cuenta que cada segmento en los que se divide la guía de onda circular tiene un modelo en teoría de circuitos, el cual corresponde a una línea de transmisión con parámetros constantes (impedancia característica y longitud), y cuya carga es la impedancia de entrada del segmento que le antecede en la dirección que va desde la superficie metálica de la guía de onda, hacia el centro de la misma.

El segmento que coincide con la superficie metálica de la guía de onda, se modela como una línea de transmisión en circuito corto.

Debemos cumplir con la condición de 3.2. En el caso de la guía de onda circular, las impedancias vistas desde el centro de la guía hacia la secciones metálicas son iguales si dividimos en igual número de secciones para cada lado, partiendo de esta premisa sólo analizaremos el hemisferio derecho de la guía para la condición de resonancia transversal.

Por ello el modelo equivalente en circuitos es el mostrado en la figura (3.10)

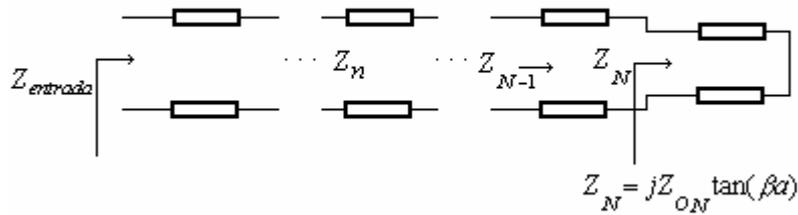


Figura 3.10 Modelo equivalente en teoría de circuitos de las secciones en las que se divide la guía de onda circular

Donde:

Z_N es la impedancia de entrada de la última sección en la que se divide a la guía de onda circular, y que termina en circuito corto.

Z_{ON} es la impedancia característica del segmento de línea con el que se modela la última sección en las que fue dividida la guía de onda circular.

Z_n es la impedancia de entrada de la sección n-ésima.

$Z_{entrada}$ es la impedancia de entrada total del circuito mostrado en la figura 3.10

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ es la constante de fase.

λ es la longitud de onda.

Para aplicar el método de resonancia, necesitamos encontrar la impedancia de entrada vista desde el centro hacia la superficie metálica de la guía.

Por ello requerimos encontrar la impedancia de entrada desde la línea que modela la sección que coincide con la pared metálica de la guía, y esa es la carga del siguiente segmento del cual se requiere encontrar su impedancia de entrada, que será la carga del siguiente segmento y así sucesivamente hasta llegar al último segmento de línea cuya entrada coincide donde está el centro de la guía y donde se desea medir la impedancia de entrada.

Expresando lo anterior con las fórmulas para encontrar las impedancias de entrada de cada segmento se tiene:

$$\begin{aligned}
 Z_{N-1} &= Z_{ON-1} \frac{Z_N + jZ_{ON-1} \tan(\beta a)}{Z_{ON-1} + jZ_N \tan(\beta a)} \\
 Z_{N-2} &= Z_{ON-2} \frac{Z_{N-1} + jZ_{ON-2} \tan(\beta a)}{Z_{ON-2} + jZ_{N-1} \tan(\beta a)} \\
 &\vdots \\
 Z_1 &= Z_{O1} \frac{Z_2 + jZ_{O1} \tan(\beta a)}{Z_{O1} + jZ_2 \tan(\beta a)}
 \end{aligned}
 \tag{3.22}$$

$$Z_{entrada} = Z_1 \quad (3.23)$$

Después de obtener $Z_{entrada}$, obtenemos la admitancia de entrada la cual es:

$$Y_{entrada} = \frac{1}{Z_{entrada}} \quad (3.24)$$

Donde:

$Y_{entrada}$ es la admitancia de entrada del circuito de la figura 3.9

Obteniendo la susceptancia de 3.24:

$$\text{imag}\left(Y_{entrada}\right) = B \quad (3.25)$$

Donde:

B es la susceptancia de entrada del circuito de la figura 3.10

A partir de 3.25, podemos encontrar la frecuencia de corte sabiendo que:

$$|B|_{f=f_c} = 0 \quad (3.26)$$

Donde:

B es la susceptancia de entrada del circuito de la figura 3.10

f_c es la frecuencia de corte de la guía de onda.

El algoritmo en matlab que se encarga del cálculo de la impedancia de entrada así como el cálculo de las frecuencias de corte de la guía de onda circular y la guía de onda de sección transversal compleja, se anexa al final de este trabajo.

A continuación damos los parámetros de diseño del programa, como primer punto seleccionamos el radio de la guía de acuerdo a las dimensiones requeridas para el diseño, por ello el diámetro de la guía es de: 22.8mm.

Definimos el número de secciones: $N=100$. Así como la banda de trabajo con: $f_1 = 5GHz$ y $f_2 = 13GHz$ en la que se encuentra la banda X. La frecuencia central es $f_0 = 10GHz$.

La constante de fase la encontramos como: $\beta = \frac{2\pi f}{C}$, donde f es la frecuencia, y la velocidad de la luz es: $C = 3 \times 10^8 \frac{m}{s}$.

La impedancia característica es proporcional a la altura de cada segmento n , y por ello la aproximamos con el valor de la altura de los segmentos, por ello:

$$Z_{0n} \approx b_n \quad (3.27)$$

Donde:

Z_{0n} es la impedancia característica del segmento n .

b_n es la altura del segmento n .

Para calcular la impedancia de entrada del circuito de la figura 3.10, es necesario calcular primero la impedancia de entrada de la sección que coincide con la pared metálica de la guía de onda, la cual termina en circuito corto.

La impedancia de entrada del segmento N queda como:

$$Z_N = jb \tan(\beta a) \quad (3.28)$$

La expresión con la que calculamos las impedancias de entrada de cada segmento es:

$$Z_n = b_n \frac{Z_{n+1} - jb_n \tan(\beta a)}{b_n + jZ_{n+1} \tan(\beta a)} \quad (3.29)$$

Donde:

Z_n es la impedancia característica del segmento n .

Z_{n+1} es la impedancia de entrada del segmento $n+1$.

a es la longitud de cada segmento.

La expresión 3.29 sirve para encontrar las impedancias de entrada de cada sección a partir de la $N-1$ hasta la primera sección.

Después de encontrar con el programa la impedancia de entrada, encontramos la admitancia de entrada mediante:

$$B_c = \text{imag} \left(\frac{1}{Z_c} \right) \quad (3.30)$$

Donde:

Z_c es la impedancia de entrada de la guía de onda circular.

B_c es la susceptancia de entrada de la guía de onda circular

La figura 3.11 muestra la variación de la magnitud de la susceptancia de entrada contra la frecuencia.

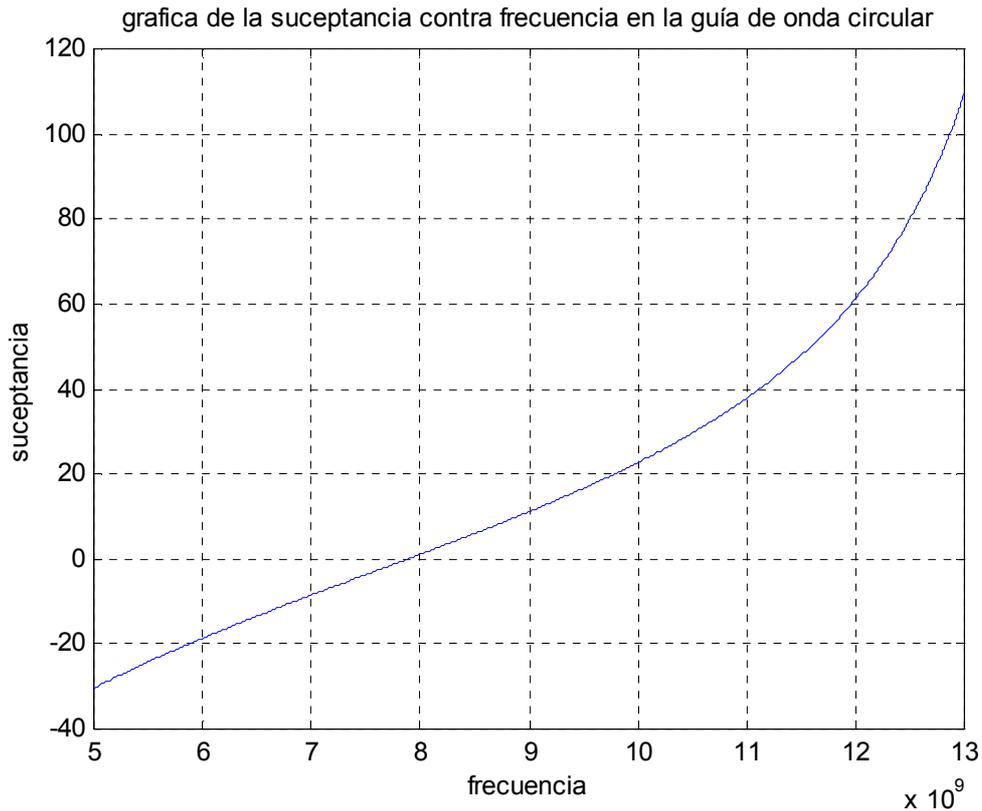


Figura 3.11 Variación de la magnitud de la susceptancia de entrada en función de la frecuencia, en una guía de onda circular, con $r=22.8mm$.

Para encontrar la frecuencia de corte es necesario encontrar la frecuencia en la que la magnitud de la admitancia es cero, como se indica en 3.26

El valor arrojado para la frecuencia de corte es:

$f_{cC} = 7.8867GHz$ que es un valor cercano a $7.6971GHz$ que es valor de la frecuencia de corte que corresponde a la guía circular para el radio $r=22.8mm$ y la banda X.

3.4.2 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda circular mediante el método de resonancia transversal

Al observar la figura 3.11, vemos que la variación de la reactancia en función de la frecuencia es muy parecida a una línea recta.

Al acercarnos al punto donde está la frecuencia de corte tenemos la situación mostrada en la figura 3.12

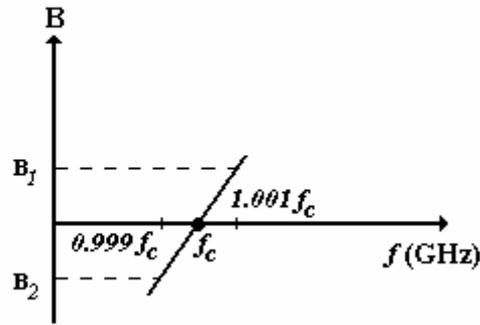


Figura 3.12 Pendiente de la grafica de la admitancia de entrada de la guía de onda circular

En la figura 3.12 acotamos la frecuencia de corte f_c con los valores $0.999 f_c$ y $1.001 f_c$ como límites superior e inferior a los cuales corresponden los valores de B_1 y B_2 respectivamente.

Para calcular la pendiente m de la recta tenemos que:

$$m = \frac{B_1 - B_2}{2\Delta f} \quad (3.31)$$

Donde:

m es la pendiente alrededor de la frecuencia de corte para la variación de la susceptancia de la guía de onda.

$2\Delta f$ es la diferencia de $1.001 f_c$ y $0.999 f_c$.

En general para las guías de onda:

$$K \left. \frac{dB_{entrada}}{df} \right|_{f=f_c} \approx Y_{\infty} \quad (3.32)$$

Donde:

$\frac{dB_{entrada}}{df}$ es la variación de la admitancia de entrada en función de la frecuencia que corresponde a la pendiente encontrada con 3.27, por ello:

$$m = \left. \frac{dB_{entrada}}{df} \right|_{f=f_c} \quad (3.33)$$

Y_{∞} es la admitancia característica infinita

K es una constante de proporcionalidad.

- *Obtención de la constante de proporcionalidad K*

La susceptancia para una guía de onda rectangular está dada por:

$$B = \frac{-1}{b_R} \cdot \cot\left(\frac{2\pi f}{c} \cdot \frac{a_R}{2}\right) \quad (3.34)$$

Donde:

b_R es la altura de la guía de onda rectangular WR-90.

a_R es la longitud de la guía de onda rectangular WR-90.

c es la velocidad de la luz.

Obteniendo $\left.\frac{\partial B}{\partial f}\right|_{f=f_{cR}}$ tenemos:

$$\left.\frac{\partial B}{\partial f}\right|_{f=f_{cR}} = \frac{1}{b_R} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{2\pi}{c} \cdot \frac{c}{2a_R} \cdot \frac{a_R}{2}\right)} \cdot \frac{2\pi}{c} \cdot \frac{a_R}{2} \quad (3.34)$$

Donde:

f_{cR} es la frecuencia de corte de la guía de onda rectangular, para el modo dominante [capítulo 1].

Simplificando 3.34 tenemos:

$$\left.\frac{\partial B}{\partial f}\right|_{f=f_{cR}} = \frac{1}{b_R} \cdot \frac{\pi a_R}{c} \quad (3.35)$$

La admitancia característica infinita, para una guía de onda rectangular está dada por:

$$Y_{o\infty} = \frac{1}{120\pi} \cdot \frac{a_R}{2b_R} \quad (3.36)$$

De la ecuación 3.32 despejamos K :

$$K = \frac{Y_{o\infty}}{\left.\frac{\partial B}{\partial f}\right|_{f=f_{cR}}} \quad (3.37)$$

Sustituyendo 3.35 y 3.36 en 3.37 obtenemos:

$$K = \frac{\frac{1}{120\pi} \cdot \frac{a_R}{2b_R}}{\frac{1}{b_R} \cdot \frac{\pi a_R}{c}} \quad (3.38)$$

Simplificando 3.38:

$$K = \frac{c}{240\pi^2} \quad (3.39)$$

Por ello con 3.39 y 3.33 encontramos $Y_{o\infty}$ para la guía de onda circular la cual es:

$$\begin{aligned} Y_{o\infty C} &= Km \\ Y_{o\infty R} &= Km \end{aligned} \quad (3.40)$$

Donde:

$Y_{o\infty C}$ es la admitancia característica infinita de la guía de onda circular.

$Y_{o\infty R}$ es la admitancia característica infinita de la guía de onda rectangular.

Para encontrar la impedancia infinita de la guía de onda circular tenemos que:

$$Z_{o\infty C} = \frac{1}{Y_{o\infty C}} \quad (3.35)$$

Donde:

$Z_{o\infty C}$ es la impedancia característica infinita de la guía de onda circular.

Y con ello finalmente podemos encontrar la impedancia característica de la guía de onda circular mediante:

$$Z_{oC} = \frac{Z_{o\infty C}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{cC}}{f_{central}}\right)^2}} \quad (3.36)$$

Donde:

Z_{oC} es la impedancia característica de la guía de onda circular.

$f_{central}$ es la frecuencia de operación a 10GHz.

f_{cC} es la frecuencia de corte de la guía de onda circular.

El algoritmo arroja como resultado del cálculo el valor de $Z_{oC}=1.3356K\Omega$ para la impedancia característica de la guía de onda circular.

3.5 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda rectangular mediante el método de resonancia transversal

En esta sección aplicamos el algoritmo que determinamos en la sección anterior, para el cálculo de la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda rectangular.

El modelo equivalente en teoría de circuitos de una guía de onda rectangular se muestra en la figura 3.7, por ello la impedancia de entrada esta dada por:

$$Z_R = jZ_{oR} \tan(\beta a_R) \quad (3.37)$$

De 3.27, aproximamos la impedancia característica de la guía de onda rectangular, teniendo:

$$Z_R = jb_R \tan(\beta a_R) \quad (3.38)$$

Donde:

Z_R es la impedancia de entrada del circuito de la figura 3.6

De 3.38, obtenemos la admitancia de entrada de la guía de onda rectangular:

$$Y_R = \frac{1}{Z_R} \quad (3.39)$$

Donde:

Y_R es la admitancia de entrada de la guía de onda rectangular.

De 3.39, obtenemos la suceptancia de la guía de onda rectangular, teniendo:

$$B_R = \text{imag}(Y_R) \quad (3.40)$$

Donde:

B_R es la suceptancia de la guía de onda rectangular.

De 3.26 obtenemos la condición para la resonancia transversal en la guía de onda rectangular, teniendo:

$$\left. B_R \right|_{f=f_{cR}} = 0 \quad (3.41)$$

Mediante el programa en Matlab, calculamos la frecuencia de corte, la cual cumple con 3.41 y es:

$$f_{cR} = 6.5674\text{GHz}$$

Donde:

f_{cR} es la frecuencia de corte de la guía de onda rectangular.

La figura 3.13, muestra la variación de la susceptancia en función de la frecuencia para una guía de onda rectangular WR-90, basados en nuestro algoritmo en Matlab.

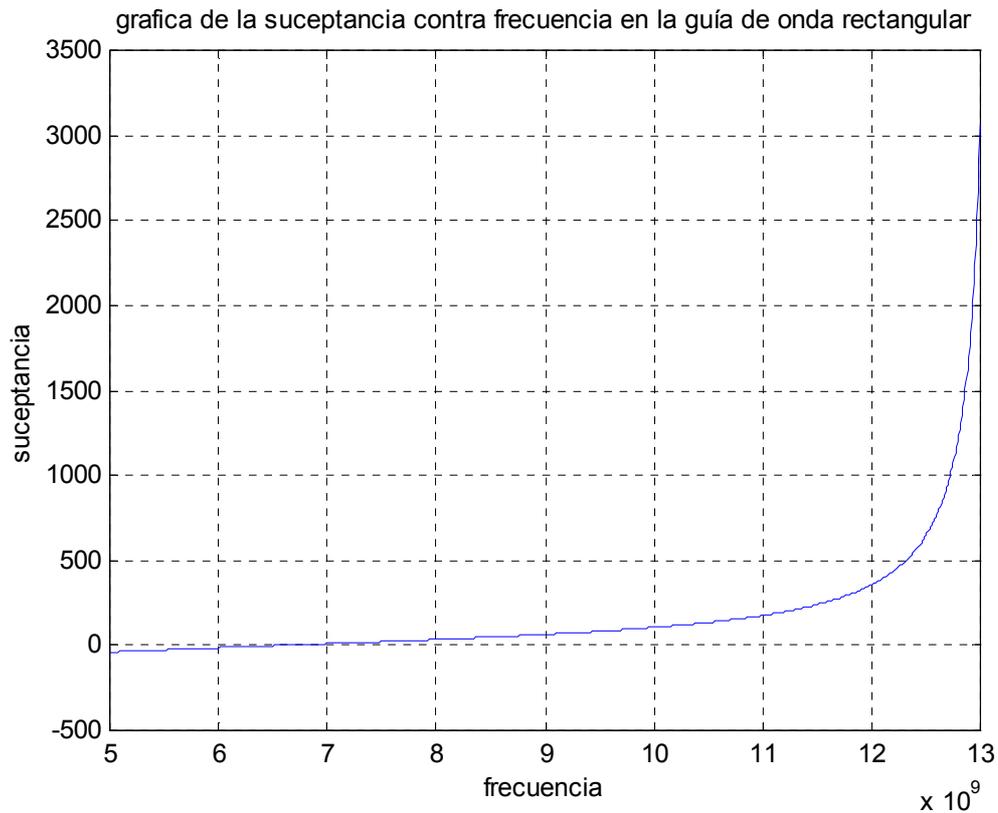


Figura 3.13 Variación de la susceptancia en la guía de onda rectangular WR-90.

Para la guía de onda rectangular la impedancia infinita es:

$$Z_{o\infty R} = \frac{1}{Y_{o\infty R}} \quad (3.42)$$

Donde:

$Z_{o\infty R}$ es la impedancia característica infinita de la guía de onda rectangular.

Y con ella podemos calcular al igual que para la guía de onda circular la impedancia característica mediante:

$$Z_{oR} = \frac{Z_{o\infty R}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{cR}}{f_{central}}\right)^2}} \quad (3.43)$$

El algoritmo arroja como resultado del cálculo el valor de $Z_{oR} = 443.441\Omega$ para la impedancia característica de la guía de onda rectangular.

A continuación presentamos la tabla 3.1, con todos los parámetros antes descritos tanto para la guía de onda rectangular, como para la guía de onda circular.

	GUÍA DE ONDA RECTANGULAR	GUÍA DE ONDA CIRCULAR
f_c [GHz]	6.5674	7.8867
$Y_{o\infty}$ [s]	0.0030	0.0012
$Z_{o\infty}$ [Ω]	333.4152	821.1709
Z_o [Ω]	442.1279	1.3356

Tabla 3.1 Parámetros de las guías de onda rectangular WR-90 y circular con $r=22.8\text{mm}$.

3.6 Método de resonancia transversal aplicado para el cálculo de la frecuencia de corte e impedancia característica de una guía de onda de sección transversal compleja.

3.6.1 Cálculo de la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida mediante el método de resonancia transversal

En esta sección aplicamos el método de resonancia transversal para obtener la frecuencia de corte y la impedancia característica de la guía de onda de sección transversal compleja a la que en lo sucesivo denominamos como guía de onda híbrida.

La metodología para el cálculo de la frecuencia de corte es parecida a la que se mostró en sección anterior, para ver esto con más detalle observamos la estructura del acoplador de guía de onda rectangular a circular mostrado en le figura 3.14a.

De la figura 3.14a, determinamos la forma de la sección transversal de la guía de onda híbrida, la cual se muestra en la figura 3.14b, a la guía de onda mostrada en 3.14b se aplica el método de resonancia transversal para obtener sus parámetros.

La estructura que se muestra en la figura 3.14a, es la sección transversal compleja de la



Figura 3.14a Adaptador de guía de onda rectangular a circular.

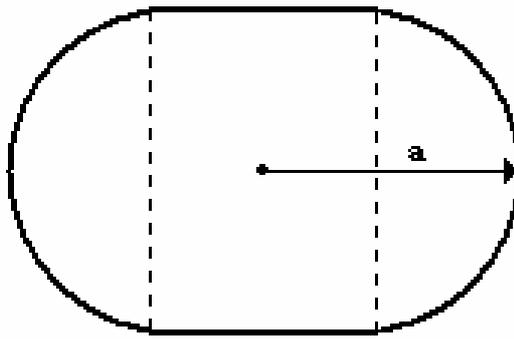


Figura 3.14b Sección transversal de la guía de onda híbrida.

En este caso distinguimos 2 secciones, la primera es la sección circular y la otra la rectangular, la sección circular se divide en N secciones rectangulares como se muestra en la figura 3.15, y se propone un modelo en la teoría de circuitos eléctricos como en la sección 3.4, la sección rectangular tendrá un modelo de línea de transmisión con parámetros constantes cuya carga es la impedancia de entrada de la sección circular.

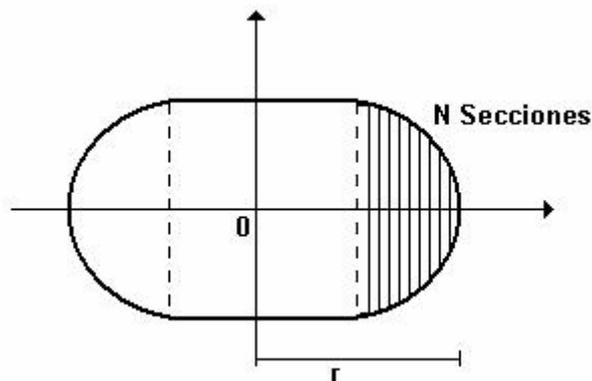


Figura 3.15 Sección circular de la guía de onda de sección transversal compleja, dividida en N secciones.

Donde:

r es el radio de la guía de onda circular.

El modelo en teoría de circuitos propuesto para la guía de onda de sección transversal compleja se muestra en la figura 3.16.

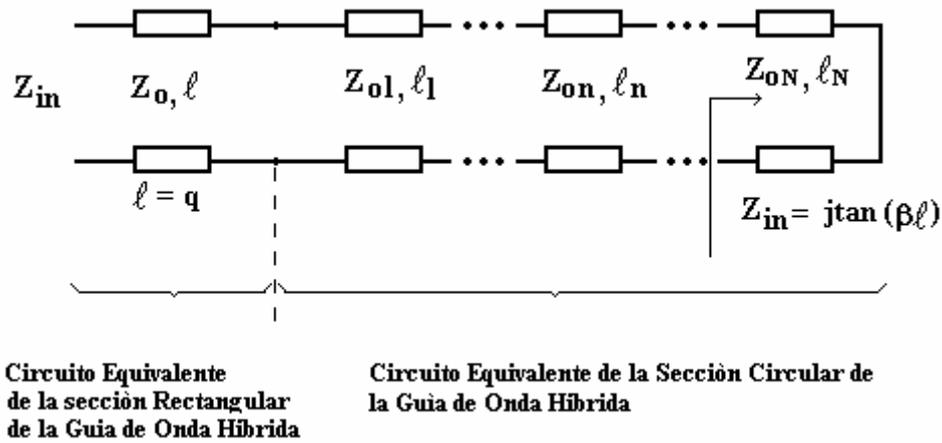


Figura 3.16 Modelo en teoría de circuitos para la guía de onda de sección transversal compleja.

En la figura 3.16, podemos ver que la sección circular de la guía de onda de sección transversal compleja, tiene un modelo en teoría de circuitos, en el cual se tienen segmentos de líneas de transmisión consecutivos, cuya carga es la impedancia de entrada del circuito que le antecede, visto desde la pared metálica de la guía de onda hacia su centro.

La impedancia característica de cada sección, está dada por 3.27, y la altura de cada sección está dada por 3.21.

El segmento de línea que modela la pared metálica de la guía, tiene como carga un corto circuito, y corresponde a la sección N de la guía; la impedancia de entrada de esta sección es:

$$Z_{H1} = j b_{inicial} h \tan(ka) \tag{3.44}$$

Donde:

Z_{H1} es la impedancia de entrada de la sección N.

$b_{inicial} h$ es la altura de la sección N.

$a = \frac{r}{N}$, es la longitud de cada sección.

Para calcular las impedancias de entrada de las secciones desde N-1, hasta 1 utilizamos la expresión 3.29

La impedancia de entrada de la sección circular de la guía de onda de sección transversal compleja, se denomina: Z_{hc}

Después de calcular Z_{hc} , nos disponemos a calcular la impedancia de entrada de la sección rectangular de la guía de onda híbrida, la cual es denominada como: Z_h

Para calcular Z_h , es necesario determinar la impedancia característica y la longitud del segmento que modela a la sección rectangular de la guía de onda híbrida así como, por ello de 3.27:

$$Z_{ohR} \approx h \quad (3.45)$$

Donde:

Z_{ohR} es la impedancia característica del segmento de línea que modela la sección rectangular de la guía de onda híbrida.

h es la altura de la sección rectangular de la guía de onda híbrida.

En la figura 3.17, podemos ver que la longitud del segmento que modela la sección rectangular de la guía de onda híbrida, es q .

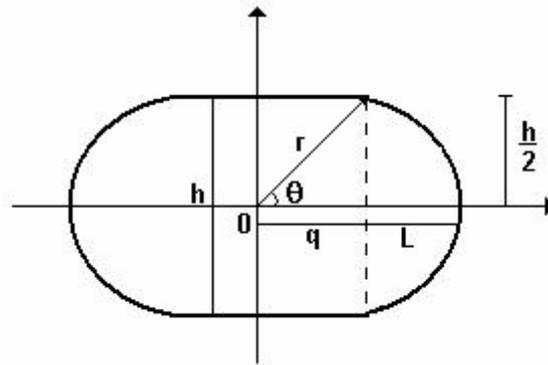


Figura 3.17 Sección transversal de la guía de onda de sección transversal compleja

De la figura 3.17 podemos concluir que:

$$q = r \cos \theta \quad (3.46)$$

$$\sin \theta = \left(\frac{h}{2r} \right) \quad (3.47)$$

De 3.47:

$$\theta = \text{ang} \sin \left(\frac{h}{2r} \right) \quad (3.48)$$

Sustituyendo 3.48 en 3.46:

$$q = r \cos \left(\text{ang} \sin \left(\frac{h}{2r} \right) \right) \quad (3.49)$$

Por ello Z_h es:

$$Z_h = h \frac{Z_{hc} - jh \tan(\beta q)}{h + jZ_{hc} \tan(\beta q)} \quad (3.50)$$

Donde:

Z_h es la impedancia de entrada de la sección rectangular de la guía de onda híbrida, y corresponde a la impedancia de entrada del modelo de la guía de onda se sección transversal compleja dado en la figura 3.17

Z_{hc} es la impedancia de entrada de la sección circular de la guía de onda de sección transversal compleja.

Calculando la suceptancia de entrada de la guía de onda híbrida:

$$B_h = \text{imag} \left(\frac{1}{Z_h} \right) \quad (3.51)$$

Donde:

B_h es la suceptancia de entrada de la guía de onda híbrida.

Para calcular la frecuencia de corte, se debe cumplir la condición dada 3.26, por ello:

$$\left| B_h \right|_{f=f_{ch}} = 0 \quad (3.52)$$

Donde:

f_{ch} es la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida

Cumpléndose 3.52 para $f_{ch} = 6.8277\text{GHz}$. con $h = 1.016\text{cm}$

La figura 3.18 muestra la variación de la magnitud de la suceptancia de entrada contra la frecuencia

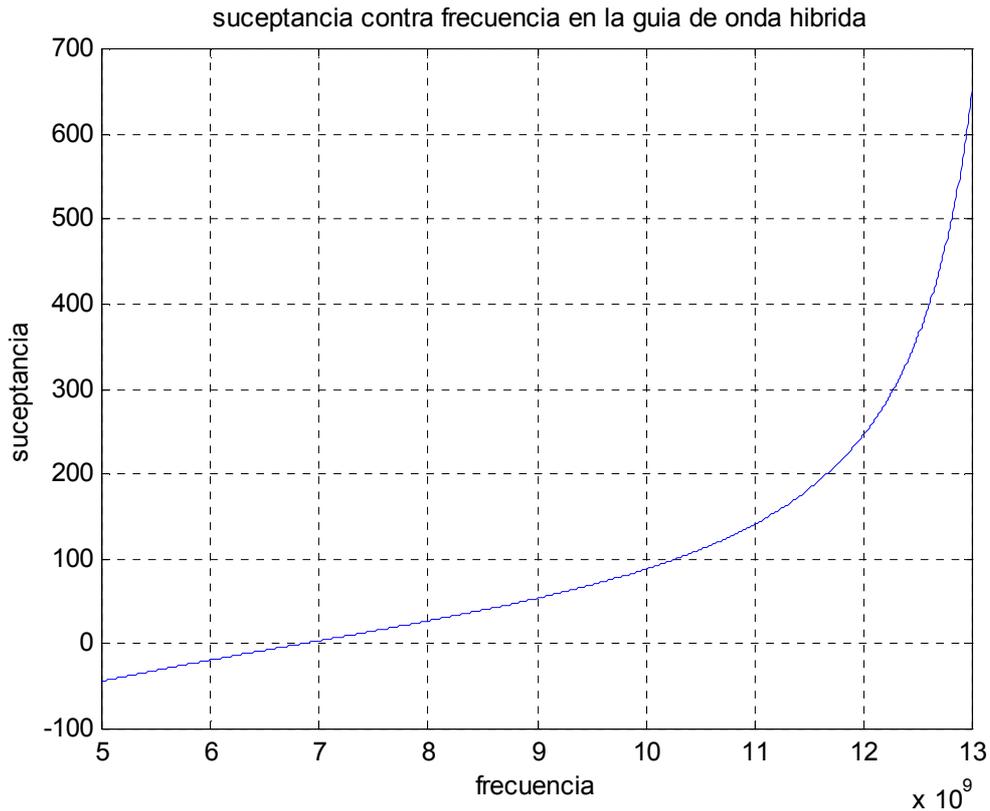


Figura 3.18 Variación de la susceptancia contra frecuencia para la guía de onda híbrida con $h=1.016\text{cm}$

3.6.2 Cálculo de la impedancia característica de la guía de onda de sección transversal compleja mediante el método de resonancia transversal

De la figura 3.18, concluimos que cerca de la frecuencia de corte la variación es casi lineal, por ello tomando como referencia la figura 3.12, aproximamos la pendiente de la recta alrededor de la frecuencia de corte como sigue:

$$m_h = \frac{B_1 - B_2}{2\Delta f} \quad (3.53)$$

Donde:

m_h es la pendiente alrededor de la frecuencia de corte para la variación de la susceptancia de la guía de onda híbrida.

B_1 corresponde al valor de la susceptancia para el punto $1.001 f_c$

B_2 corresponde al valor de la susceptancia para $0.999 f_c$

$2\Delta f$ es la diferencia de $1.001 f_c$ y $0.999 f_c$.

De la ecuación 3.32, la admitancia característica infinita de entrada para la guía de onda híbrida es:

$$Y_{o\infty h} = Km_h \quad (3.54)$$

Donde:

$Y_{o\infty h}$ es la admitancia característica infinita de la guía de onda híbrida.

Para encontrar la impedancia característica infinita de la guía de onda híbrida de 3.24, tenemos que:

$$Z_{o\infty h} = \frac{1}{Y_{o\infty h}} \quad (3.55)$$

Donde:

$Z_{o\infty h}$ es la impedancia característica infinita de la guía de onda híbrida

Y con ello finalmente podemos encontrar la impedancia característica de la guía de onda híbrida con:

$$Z_{oh} = \frac{Z_{o\infty h}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch}}{f_{central}}\right)^2}} \quad (3.56)$$

El algoritmo arroja como resultado del cálculo el valor de $Z_{oh} = 477.1526\Omega$ para la impedancia característica de la guía de onda híbrida.

En la tabla 3.2 se muestran los parámetros de la guía de onda híbrida.

	<i>GUÍA DE ONDA DE SECCIÓN TRANSVERSAL COMPLEJA</i>
f_{ch} [GHz]	6.8277
$Y_{o\infty h}$ [s]	0.0029
$Z_{o\infty h}$ [Ω]	348.6245
Z_{oh} [Ω]	477.1526

Tabla 3.2 parámetros de la guía de onda de sección transversal compleja con $h=1.016\text{cm}$ y $r=22.8\text{mm}$

Las figuras 3.19 y 3.20 presentan respectivamente, las variaciones de la frecuencia de corte y la impedancia característica infinita de una guía de sección transversal compleja, en función de la altura, basadas en los algoritmos diseñados en esta sección.

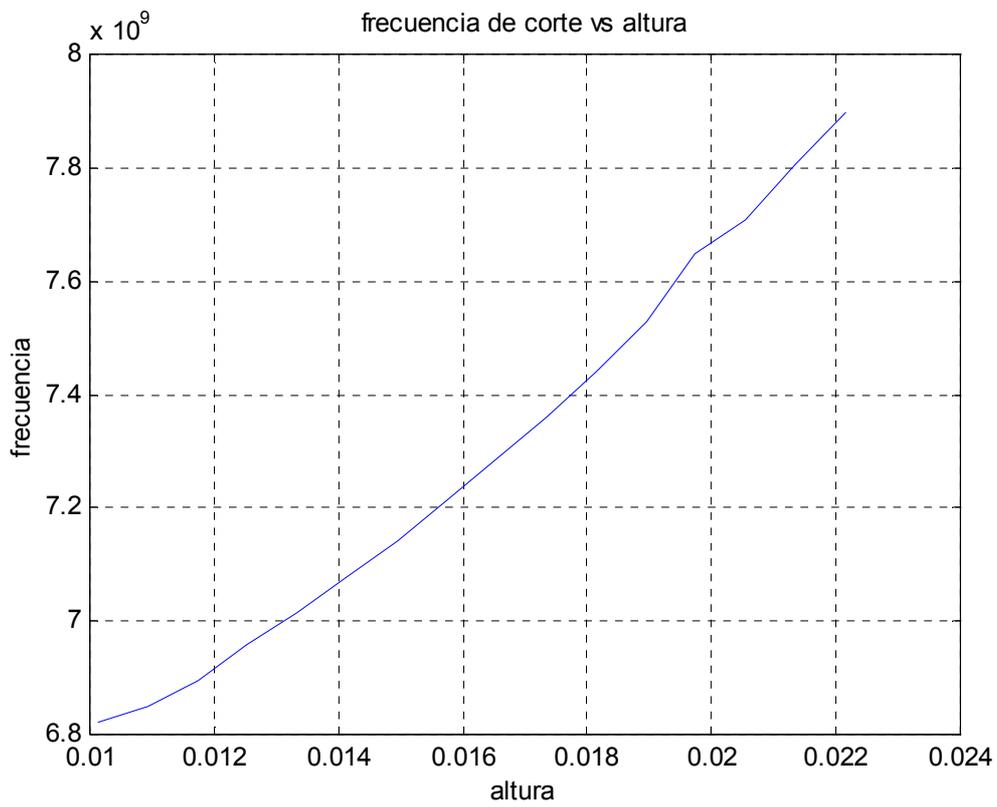


Figura 3.19 Variación de la frecuencia de corte de una guía de onda de sección transversal compleja, en función de la altura

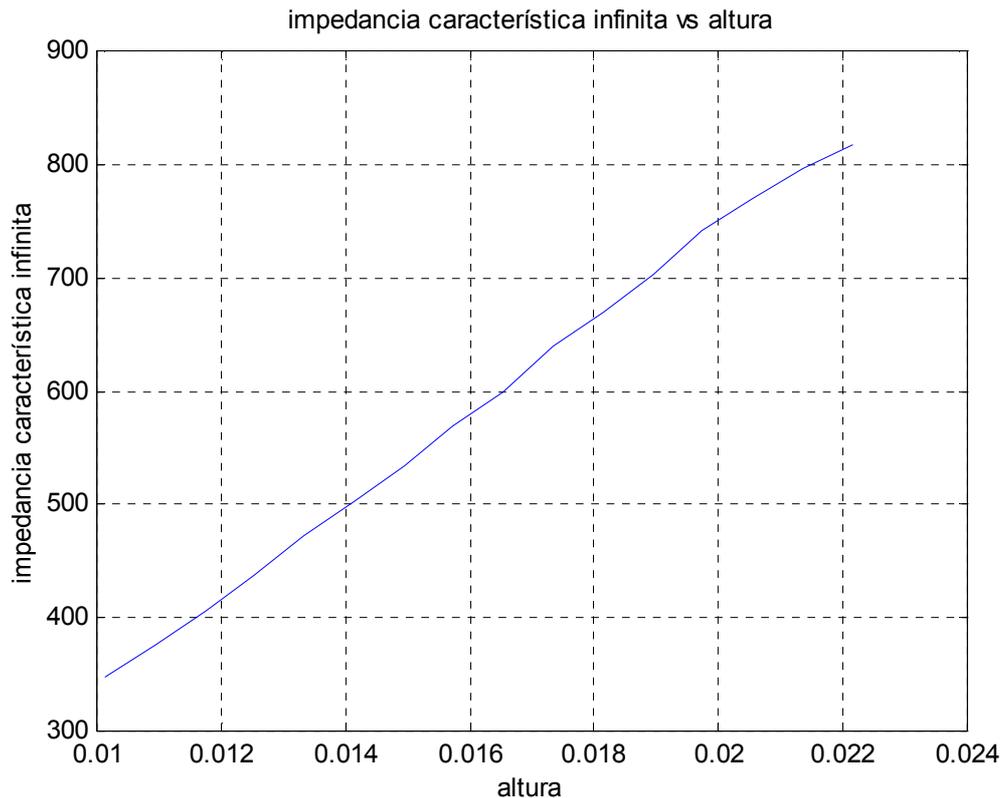


Figura 3.20 Variación de la impedancia característica infinita de una guía de onda de sección transversal compleja, en función de la altura

3.6 Conclusiones.

En el presente capítulo se estudió una poderosa técnica conocida como el método de resonancia transversal.

Dicha técnica permite encontrar las frecuencias de corte para las diferentes guías de onda, así como la impedancia característica de las guías de onda.

Dicho método se basa en la teoría de análisis de circuitos que permiten modelar una guía de onda como una línea de transmisión con parámetros como la impedancia característica y la carga.

Utilizamos el método para encontrar las frecuencias de corte de las guías de onda estudiadas en el capítulo primero y al compararlas con las expresiones encontradas inicialmente vemos que el método es efectivo y muy confiable.

Al calcular la frecuencia de corte de la guía de onda circular, vemos que se debe dividir en varios segmentos que a su vez, en el modelo de teoría de circuitos corresponden a varios circuitos conectados en serie, de los cuales se debe encontrar la impedancia de entrada de cada uno desde el último hasta el primero.

Esta impedancia de entrada será a su vez la carga del siguiente circuito o segmento de línea conectado en serie del que se desea conocer la impedancia de entrada y así sucesivamente hasta llegar al último para conocer la impedancia de entrada.

Este proceso es largo y por ello diseñamos un algoritmo en MATLAB que permite aplicar un cálculo numérico para encontrar los parámetros requeridos.

La frecuencia de corte la calculamos con el algoritmo diseñado para MATLAB cumpliendo con la condición 3.26 y la impedancia característica infinita como se vio en la sección 3.4.2, la cual utilizamos para calcular la impedancia característica de la guía de onda de sección transversal compleja.

Al tener la frecuencia de corte de la guía de onda circular, podemos determinar la impedancia característica por medio de expresiones utilizadas para la guía de onda rectangular.

Posteriormente, analizamos y modelamos nuestra guía de onda de sección transversal compleja, y la dividimos en 2 secciones una rectangular y otra circular.

La sección circular se trabaja y se modela como lo hicimos para la guía de onda circular.

La sección rectangular tiene como carga la impedancia de entrada de la sección circular e implementamos un algoritmo que arroje resultados mediante el cálculo numérico.

Al encontrar la frecuencia de corte, calculamos la impedancia característica de la guía de onda híbrida mediante las relaciones utilizadas para las guías de onda estudiadas con anterioridad.

Variando los parámetros del algoritmo diseñado para MATLAB, determinamos las gráficas de las variaciones de la frecuencia de corte e impedancia característica infinita que se muestran en la figuras 3.19 y 3.20, de donde concluimos que al aumentar la altura, estos parámetros también aumentan.

La frecuencia de corte de la guía de onda rectangular WR-90 es de 6.5617GHz, utilizando el algoritmo implementado para MATLAB obtenemos un valor de 6.5674GHz, la impedancia característica de la guía de onda rectangular WR-90 a 10GHz es 441.8360Ω , utilizando el algoritmo basado en el método de resonancia transversal para MATLAB, obtenemos un valor de 442.1279Ω , por ello concluimos que el método ofrece resultados muy confiables.

Por los resultados obtenidos, concluimos que el método utilizado es muy bueno y los algoritmos realizados son sencillos y rápidos y nos proporcionan los resultados de los parámetros que se buscaban al inicio de este capítulo.

4 CÁLCULO Y OPTIMIZACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL ADAPTADOR

4.1 Introducción.

En esta sección, se presenta la metodología a seguir para el diseño, análisis y simulación del adaptador de guía de onda rectangular a circular.

Como primer punto, se especifican las condiciones de diseño como ello son: el ancho de banda y la magnitud del máximo coeficiente de reflexión permitido; a partir de estos parámetros, recurrimos a tablas que especifican la relación de las impedancias características con la banda de trabajo y el número de secciones para acopladores de impedancias Chebychev.

En este punto seleccionamos 2 tipos de acopladores para trabajar con ellos de 3 y 4 secciones, y para ello utilizamos el algoritmo basado en el método de resonancia transversal (visto en el capítulo 3), aplicado al cálculo de la frecuencia de corte y altura, para obtener los parámetros mencionados, de cada una de las secciones que se seleccionen del adaptador.

Posteriormente, planteamos el modelo en teoría de circuitos, para cada uno de los adaptadores, para ello nos apoyamos en un simulador para microondas en teoría de circuitos; una vez habiendo obtenido las variaciones del coeficiente de reflexión, si no son las deseadas, aplicamos un procedimiento de optimización, en el cual se establecen los parámetros para los cuales la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión es aceptable.

Después de haber obtenido, el modelo en teoría de circuitos para microondas, nos apoyamos en un simulador electromagnético que nos describa de manera más aproximada el comportamiento de cada uno de los adaptadores con los parámetros seleccionados.

Habiendo obtenido el modelo electromagnético de cada adaptador, determinamos las variaciones de los parámetros S para cada uno de los adaptadores.

Teniendo las variaciones de parámetros de dispersión para cada uno de los adaptadores, los comparamos entre sí para seleccionar el adaptador más conveniente.

Una vez seleccionado el adaptador, nos apoyaremos nuevamente en la paquete de simulación electromagnético para determinar las tolerancias del adaptador; habiendo obtenido las mismas, implementamos los planos para la construcción del adaptador con las especificaciones requeridas.

4.2 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador.

Para diseñar y obtener los parámetros del adaptador, es necesario como primer punto establecer el coeficiente de reflexión máximo permitido en nuestro diseño. Por ello el valor seleccionado es de $\Gamma=0.05$.

Una vez habiendo seleccionado el valor del máximo coeficiente de reflexión, es necesario determinar el número de secciones para el adaptador, por ello trabajamos con adaptadores de 3 y 4 secciones seleccionando el que tenga mejores resultados en la banda de trabajo (8.5GHz-12.5GHz).

Al seleccionar un transformador multiseccional como lo vimos en el segundo capítulo, debemos encontrar las impedancias características de cada sección, por ello recurrimos a las tablas 3.1 y 3.2, las cuales muestran la variación de las impedancias normalizadas de la primera sección con respecto al ancho de banda normalizado y la razón de impedancia R, los cuales se definen como:

$$\omega_q = 2 \left(\frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} \right) \quad (4.1)$$

Donde:

ω_q es el ancho de banda normalizado.

f_1 es el límite inferior de la banda de trabajo.

f_2 es el límite superior de la banda de trabajo.

El valor de ω_q es: 0.8889

La impedancia normalizada se define como:

$$R = \frac{Z_{oC}}{Z_{oR}} \quad (4.2)$$

Donde:

R es la impedancia normalizada.

Z_{oC} es la impedancia característica de la guía de onda circular.

Z_{oR} es la impedancia característica de la guía de onda rectangular.

El valor de $R = 3.0209$

Razón de Impedancia [R]	Ancho de Banda									
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,000	1,000	1,000
1,25	1,02829	1,02883	1,03051	1,03356	1,03839	1,04567	1,05636	1,071	1,091	1,109
1,50	1,05202	1,05303	1,05616	1,06186	1,07092	1,08465	1,10495	1,134	1,170	1,207
1,75	1,07255	1,07396	1,07839	1,08646	1,09933	1,11892	1,14805	1,189	1,243	1,298
2,00	1,09068	1,09247	1,09808	1,10830	1,12466	1,14966	1,18702	1,240	1,310	1,382
2,50	1,12177	1,12422	1,13192	1,14600	1,16862	1,20344	1,25594	1,332	1,434	1,535
3,00	1,14793	1,15096	1,16050	1,17799	1,20621	1,24988	1,31621	1,413	1,543	1,673
4,00	1,19071	1,19474	1,20746	1,23087	1,26891	1,32837	1,41972	1,556	1,736	1,917
5,00	1,22524	1,23013	1,24557	1,27412	1,32078	1,39428	1,50824	1,679	1,907	2,133
6,00	1,25439	1,26003	1,27790	1,31105	1,36551	1,45187	1,58676	1,79	2,060	2,329
8,00	1,30219	1,30916	1,33128	1,37253	1,44091	1,55057	1,72383	1,985	2,333	2,677
10,00	1,34089	1,34900	1,37482	1,42320	1,50397	1,63471	1,84304	2,159	2,577	2,984
12,50	1,38110	1,39048	1,42039	1,47674	1,57157	1,72651	1,97543	2,354	2,849	3,329
15,00	1,41512	1,42564	1,45924	1,52282	1,63055	1,80797	2,09480	2,532	3,098	3,640
17,50	1,44475	1,45630	1,49328	1,56355	1,68331	1,88193	2,20457	2,698	3,325	3,924
20,00	1,47108	1,48359	1,52371	1,60023	1,73135	1,95013	2,30687	2,848	3,541	4,191
25,00	1,51650	1,53075	1,57661	1,66464	1,81693	2,07364	2,49446	3,129	3,934	4,678
30,00	1,55498	1,5708	1,62184	1,72040	1,89229	2,18447	2,66499	3,384	4,288	5,124
40,00	1,61832	1,63691	1,69719	1,81471	2,02249	2,38028	2,97034	3,845	4,920	5,909
50,00	1,66978	1,6908	1,75924	1,89378	2,13434	2,55256	3,24219	4,249	5,48	6,600
60,00	1,71340	1,73661	1,81246	1,96266	2,23376	2,70860	3,49018	4,616	5,987	7,226
80,00	1,78522	1,81232	1,90144	2,08004	2,40750	2,98700	3,93524	5,286	6,896	8,338
100,00	1,84359	1,87411	1,97500	2,17928	2,55856	3,2342	4,33178	5,870	7,700	9,318

Tabla 3.1 Variación de la impedancia característica de la primera sección de un adaptador Chevychev de 3 secciones con respecto al ancho de banda normalizado y la impedancia normalizada.

Razón de Impedancia [R]	Ancho de Banda									
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,000	1,000	1,000
1,25	1,01450	1,01440	1,01553	1,01761	1,02106	1,02662	1,03560	1,050	1,073	1,102
1,50	1,02570	1,02635	1,02842	1,03227	1,03866	1,04898	1,06576	1,093	1,137	1,193
1,75	1,03568	1,03659	1,03949	1,04488	1,05385	1,06838	1,09214	1,131	1,194	1,277
2,00	1,04444	1,04558	1,04921	1,05598	1,06726	1,08859	1,11571	1,165	1,247	1,354
2,50	1,05933	1,06088	1,06577	1,07494	1,09026	1,11531	1,15681	1,226	1,342	1,495
3,00	1,07176	1,07364	1,07963	1,09086	1,10967	1,14059	1,19218	1,28	1,426	1,622
4,00	1,09190	1,09435	1,10216	1,11685	1,14159	1,18259	1,25182	1,371	1,574	1,847
5,00	1,10801	1,11093	1,12026	1,13784	1,16759	1,21721	1,30184	1,450	1,703	2,045
6,00	1,12153	1,12486	1,13549	1,5559	1,18974	1,24702	1,34555	1,520	1,820	2,225
8,00	1,14356	1,14758	1,16043	1,18482	1,22654	1,29722	1,42054	1,642	2,028	2,545
10,00	1,16129	1,16588	1,18060	1,20863	1,25683	1,33920	1,48458	1,749	2,213	2,828
12,50	1,17961	1,18483	1,20156	1,23353	1,28883	1,38421	1,55461	1,869	2,420	3,146
15,00	1,19506	1,20082	1,21931	1,25475	1,31638	1,42350	1,61690	1,977	2,609	3,433
17,50	1,20847	1,21471	1,23478	1,27335	1,34074	1,45869	1,67357	2,077	2,784	3,699
20,00	1,22035	1,22703	1,24854	1,28998	1,36269	1,49074	1,72593	2,170	2,948	3,946
25,00	1,24078	1,24824	1,27232	1,31891	1,40125	1,54791	1,82099	2,342	3,249	4,399
30,00	1,25803	1,26618	1,29251	1,34367	1,43467	1,59831	1,90654	2,498	3,524	4,809
40,00	1,28632	1,29564	1,32587	1,38498	1,49127	1,68552	2,05820	2,780	4,015	5,538
50,00	1,30920	1,31953	1,35308	1,41905	1,53879	1,76055	2,19214	3,031	4,451	6,182
60,00	1,32853	1,33974	1,37624	1,44833	1,58022	1,82732	2,31378	3,261	4,848	6,765
80,00	1,36025	1,37297	1,41455	1,49736	1,65091	1,94412	2,53156	3,674	5,556	7,801
100,00	1,38591	1,3992	1,44587	1,53798	1,71073	2,04579	2,72559	4,043	6,183	8,715

Tabla 3.2 Variación de la impedancia característica de la primera sección de un adaptador Chevychev de 4 secciones con respecto al ancho de banda normalizado y la impedancia normalizada.

4.2.1 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador de 3 secciones.

Tomando los valores de $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$, buscamos la magnitud de la impedancia normalizada de la primera sección del adaptador (Z_{11}) en la tabla 4.1, como vemos para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8$ el valor de $Z_{11} = 1.20621$ y para $\omega_q = 3$ y $R = 1.0$, Z_{11} corresponde a: 1.24988; de estos 2 valores interpolando obtenemos un valor de $Z_{11} = 1.228045$ para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$.

Para encontrar la impedancia característica a partir de Z_{11} tenemos:

$$Z_1 = Z_{11} \cdot Z_{oR} \quad (4.3)$$

Donde Z_1 es la impedancia característica de la primera sección.

La cual corresponde a: $Z_1 = 542.9529 \Omega$.

La impedancia característica de la segunda sección del adaptador (Z_2) se obtiene como:

$$Z_2 = \sqrt{R} \cdot Z_{oR} \quad (4.4)$$

La cual es: $Z_2 = 768.4532 \Omega$.

La impedancia característica de la tercera sección (Z_3) es:

$$Z_3 = \frac{R}{Z_{11}} \cdot Z_{oR} \quad (4.4)$$

Por ello $Z_3 = 1.0876 \text{ K}\Omega$.

Cada una de las secciones corresponde a una sección de guía de onda de sección transversal compleja como la guía de onda híbrida como la vista en la figura 3.14.

Es por ello que utilizamos el algoritmo para calcular los parámetros de la guía de onda híbrida vistos en el capítulo 3.

Una vez calculadas las impedancias características, nos disponemos a calcular las frecuencias de corte de cada una de ellas así como su impedancia característica infinita y la altura de la sección transversal de las mismas, utilizando los algoritmos que se implementaron en el capítulo 3.

4.2.1.1 Diseño y obtención de los parámetros de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

Utilizando el programa en Matlab, implementado en el capítulo 3, calculamos la impedancia característica infinita, por ello para una $Z_1 = 542.9529 \Omega$ que corresponde a la primer sección, la frecuencia de corte es de $f_{ch} = 6.8835 \text{ Ghz}$, la impedancia característica infinita es $Z_{o\infty} = 393.8410 \Omega$ y la altura es $h = 11.387 \text{ mm}$.

La variación de la susceptancia de entrada con respecto a la frecuencia, de la primera sección del adaptador de 3 secciones, se muestra en la figura 4.1

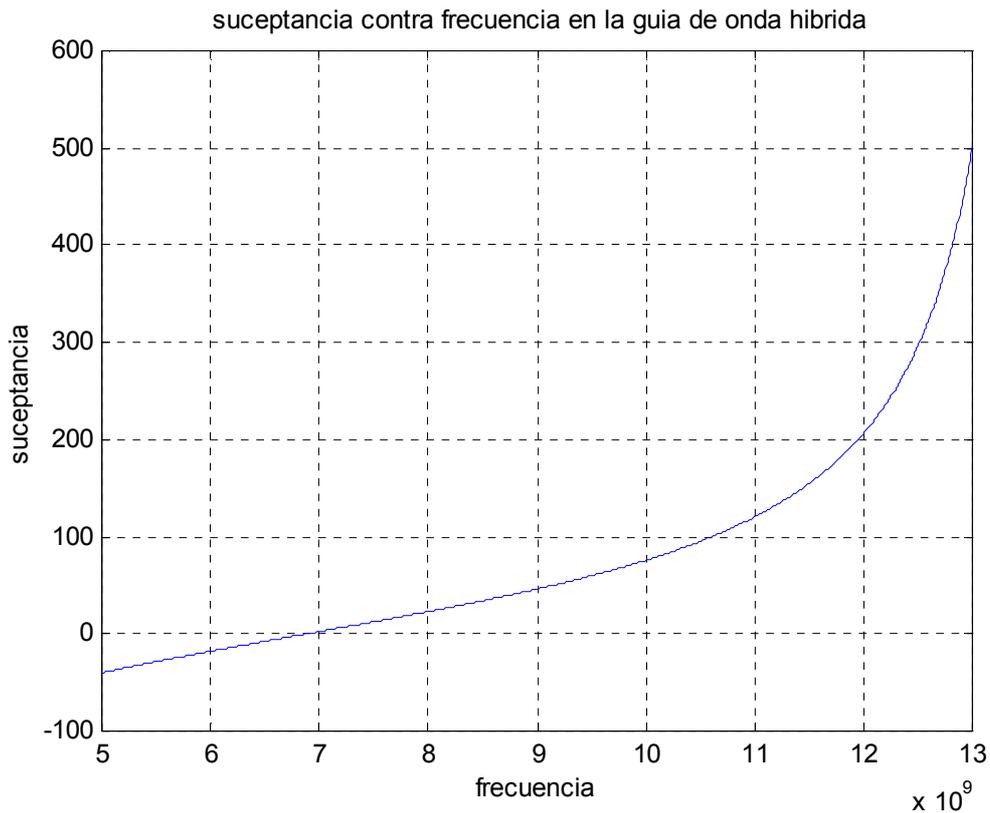


Figura 4.1 Variación de la susceptancia de entrada con respecto a la frecuencia para la primera sección del adaptador de 3 secciones con altura $h= 11.387$ mm.

4.2.1.2 Diseño y obtención de los parámetros de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

Para la segunda sección la impedancia característica es: $Z_2 = 768.4532 \Omega$. Y la frecuencia de corte es $f_{ch} = 7.1497\text{GHz}$ y la impedancia característica infinita es $Z_{\infty} = 537.2695\Omega$; la altura de la sección transversal es $h=14.98855\text{mm}$.

La variación de la susceptancia de entrada con respecto a la frecuencia, de la segunda sección del adaptador de 3 secciones, se muestra en la figura 4.2

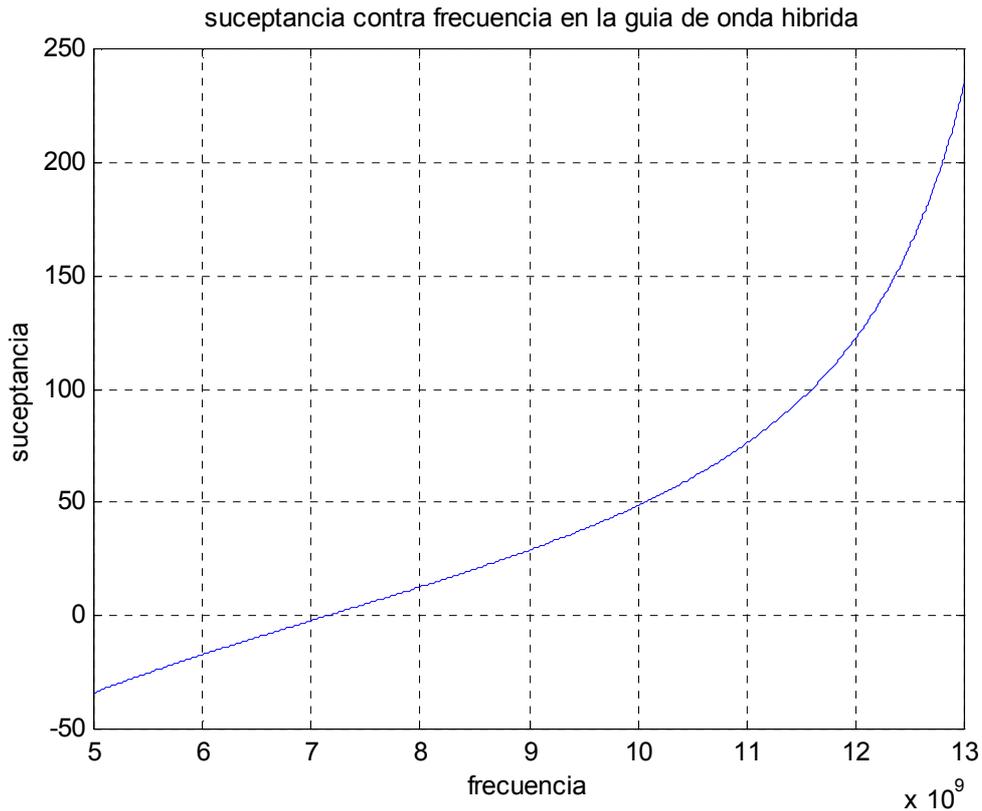


Figura 4.2 Variación de la susceptancia de entrada con respecto a la frecuencia para la segunda sección del adaptador de 3 secciones con altura $h=14.98855$ mm.

4.2.1.3 Diseño y obtención de los parámetros de la tercera sección del adaptador de 3 secciones

Para la tercera sección la impedancia característica es $Z_3 = 1.0876$ K Ω . Y la frecuencia de corte es $f_{ch} = 7.5502$ GHz y la impedancia característica infinita es $Z_{0\infty} = 713.1603$ Ω .; la altura de la sección transversal es $h = 19.1345$ mm.

La variación de la susceptancia de entrada con respecto a la frecuencia, de la tercera sección del adaptador de 3 secciones, se muestra en la figura 4.3

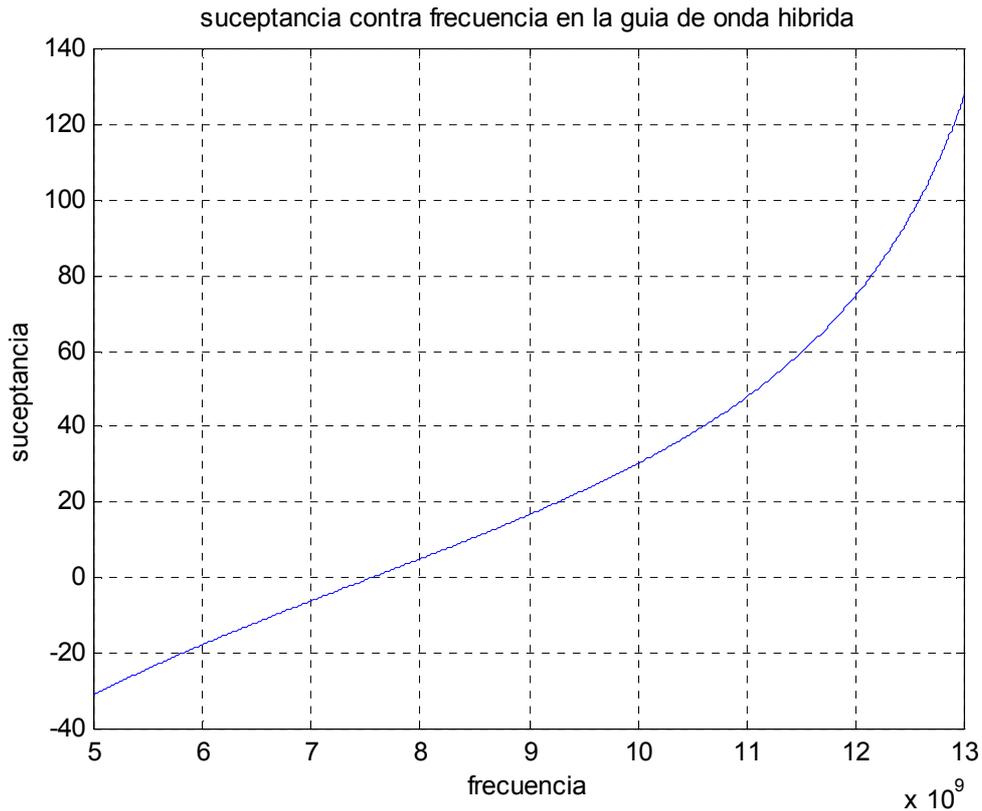


Figura 4.3 Variación de la suceptancia de entrada con respecto a la frecuencia para la tercera sección del adaptador de 3 secciones con altura $h= 19.1345\text{mm}$

Recopilando los datos anteriores los ordenamos en la siguiente en la tabla 3.3 la cual, como se puede apreciar contiene las frecuencias de corte así como las alturas e impedancias características así como impedancias características infinitas para cada una de las 3 secciones del adaptador.

<i>ALTURA DE LA GUÍA-ONDA HÍBRIDA [mm]</i>	<i>SECCIÓN 1</i>	<i>SECCIÓN 2</i>	<i>SECCIÓN 3</i>
$Z_{oh} [\Omega] \text{ con } f = 10\text{GHz}$	542.9529	768.4532	1.0876e3
f_{ch} de la guía de onda de sección transversal compleja [GHz]	6.8835	7.1497	7.5502
$Z_{o\infty} [\Omega] \text{ con } f = 10\text{GHz}$	393.8410	537.2695	713.1603

Tabla 4.3 Parámetros del adaptador de 3 secciones.

4.2.2 Diseño y obtención de los parámetros del adaptador de 4 secciones.

Tomando los valores de $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$, buscamos la magnitud de la impedancia normalizada de la primera sección del adaptador (Z_{11}) en la tabla 4.2, como vemos

para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8$ el valor de $Z_{11} = 1.10967$ y para $\omega_q = 3$ y $R = 1.0$, Z_{11} corresponde a: 1.14059; de estos 2 valores interpolando obtenemos un valor de $Z_{11} = 1.12513$ para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$

Para encontrar la impedancia característica de la primera sección (Z_1) del adaptador de 4 secciones, a partir de Z_{11} de 4.3 tenemos que:

$$Z_1 = 479.4575\Omega.$$

La impedancia característica de la segunda sección del adaptador (Z_2) se obtiene a partir el valor de la impedancia característica normalizada (Z_{22}) en la tabla 4.4, la cual muestra la variación de la impedancia característica normalizada de la segunda sección del adaptador, en función del ancho de banda normalizado y la razón de impedancia.

Razón de Impedancia [R]	Ancho de Banda									
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,000	1,000	1,000
1,25	1,07223	1,07260	1,07371	1,07559	1,07830	1,08195	1,08683	1,093	1,102	1,112
1,50	1,13512	1,13584	1,13799	1,14162	1,14685	1,15394	1,16342	1,176	1,193	1,214
1,75	1,19120	1,19224	1,19537	1,20065	1,20827	1,21861	1,23248	1,251	1,277	1,307
2,00	1,24206	1,24340	1,24745	1,25431	1,26420	1,27764	1,29572	1,320	1,354	1,393
2,50	1,33204	1,33396	1,33974	1,34954	1,36370	1,38300	1,40907	1,445	1,494	1,551
3,00	1,41051	1,41296	1,42036	1,4329	1,45105	1,47583	1,50943	1,556	1,620	1,694
4,00	1,54417	1,54760	1,55795	1,57553	1,60102	1,63596	1,6836	1,750	1,842	1,947
5,00	1,65686	1,66118	1,67423	1,69642	1,72864	1,77292	1,83358	1,918	2,037	2,170
6,00	1,75529	1,76043	1,77600	1,80248	1,84098	1,89401	1,96694	2,069	2,212	2,371
8,00	1,92323	1,92990	1,95009	1,98446	2,03453	2,10376	2,19954	2,335	2,524	2,730
10,00	2,06509	2,07315	2,09756	2,13915	2,19984	2,28397	2,40096	2,568	2,798	3,046
12,50	2,21803	2,22770	2,25698	2,30691	2,37988	2,48134	2,62317	2,826	3,105	3,399
15,00	2,35186	2,36303	2,39686	2,45455	2,53898	2,65667	2,82190	3,059	3,383	3,719
17,50	2,47169	2,48426	2,52237	2,58739	2,68264	2,8157	3,00321	3,273	3,639	4,014
20,00	2,58072	2,59463	2,63681	2,70880	2,81433	2,96208	3,17095	3,472	3,878	4,288
25,00	2,77447	2,79089	2,84069	2,92575	3,05065	3,22609	3,47548	3,836	4,315	4,789
30,00	2,94423	2,96299	3,01989	3,11712	3,26008	3,46148	3,74905	4,165	4,711	5,243
40,00	3,23492	3,25798	3,32792	3,44754	3,62377	3,87328	4,23198	4,750	5,415	6,049
50,00	3,48136	3,50835	3,59021	3,73029	3,93704	4,23091	4,65555	5,266	6,038	6,759
60,00	3,69752	3,72816	3,82111	3,98025	4,21547	4,55096	5,03760	5,734	6,601	7,401
80,00	4,0681	4,10544	4,21877	4,41293	4,70063	5,11329	5,71502	6,568	7,603	8,543
100,00	4,38263	4,42610	4,55802	4,78420	5,12003	5,60394	6,31175	7,304	8,487	9,548

Tabla 4.4 Variación de la impedancia normalizada de la segunda sección de un acoplador de impedancias Cheychev de 4 secciones en función del ancho de banda normalizado y la impedancia normalizada.

Tomando los valores de $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$, buscamos la magnitud de la impedancia normalizada de la primera sección del adaptador (Z_{11}) en la tabla 4.3, como vemos para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8$ el valor de $Z_{22} = 1.45105$ y para $\omega_q = 3$ y $R = 1.0$, Z_{22} corresponde a: 1.47583; de estos 2 valores interpolando obtenemos un valor de $Z_{22} = 1.46344$ para $\omega_q = 3$ y $R = 0.8889$.

La impedancia característica de la segunda sección del adaptador (Z_2) se obtiene como:

$$Z_2 = 1.46344 \cdot Z_{oR} \quad (4.5)$$

La cual es: $Z_2 = 647.0276 \Omega$.

La impedancia característica de la tercera sección (Z_3) se calcula como:

$$Z_3 = \frac{R}{Z_{22}} \cdot Z_{oR} \quad (4.6)$$

Realizando cálculos tenemos que: $Z_3 = 912.6663 \Omega$.

La impedancia característica de la cuarta y última sección se calcula como:

$$Z_4 = \frac{R}{Z_{11}} \cdot Z_{oR} \quad (4.7)$$

Realizando los cálculos correspondientes tenemos que: $Z_4 = 1.1871 \text{ K}\Omega$.

Una vez calculadas las impedancias características, al igual que para el adaptador de 3 secciones, nos disponemos a calcular las frecuencias de corte de cada una de ellas así como su impedancia característica infinita y la altura de la sección transversal de las mismas, tomando en cuenta que cada sección corresponde de nueva cuenta a una sección de una guía de onda de sección transversal compleja.

4.2.2.1 Diseño y obtención de los parámetros de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

Utilizando el programa en Matlab, implementado en el capítulo 3, calculamos la impedancia característica para la primera sección $Z_1 = 479.4575 \Omega$, la frecuencia de corte es $f_{ch} = 6.834 \text{ Ghz}$, la impedancia característica infinita es $Z_{\infty} = 350.025 \Omega$ y la altura es $h = 10.558 \text{ mm}$.

La variación de la susceptancia de entrada, de la primera sección del adaptador de 4 secciones con respecto a la frecuencia, se muestra en la figura 4.4

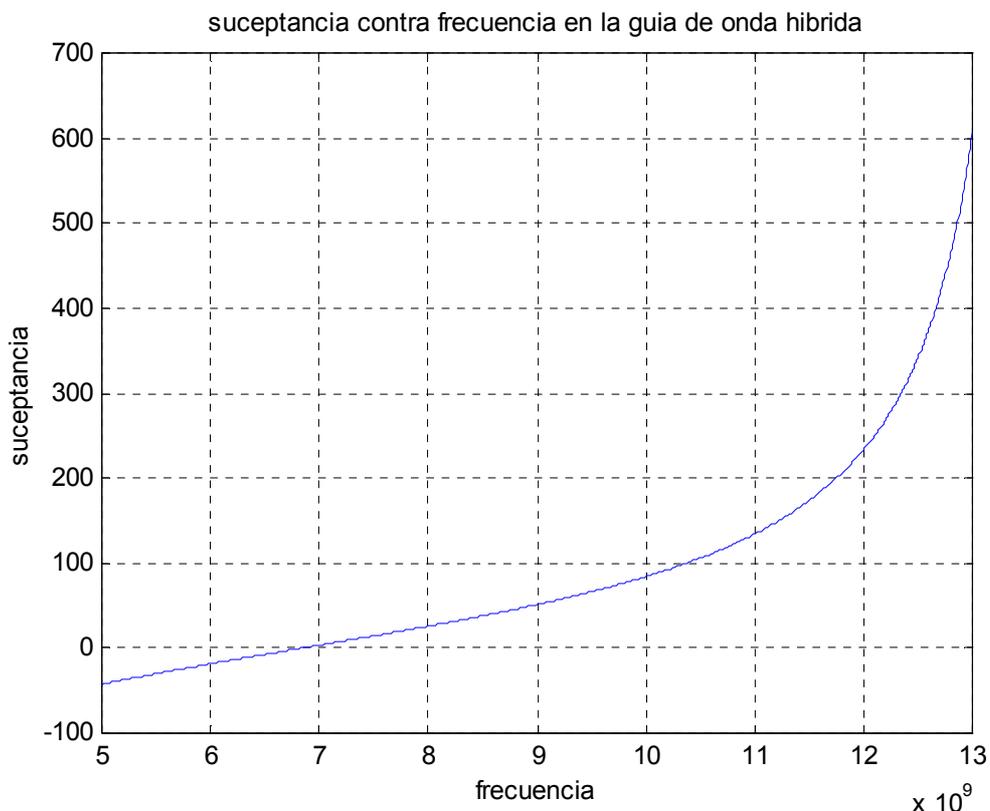


Figura 4.4 Variación de la susceptancia de entrada de la primera sección, del adaptador de 4 secciones con respecto a la frecuencia con altura $h=10.558\text{mm}$

4.2.2.2 *Diseño y obtención de los parámetros de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.*

Para la segunda sección la impedancia característica es $Z_2 = 647.0276 \Omega$. Y la frecuencia de corte es $f_{ch} = 6.9936 \text{ GHz}$ y la impedancia característica infinita es $Z_{0\infty} = 462.4992\Omega$; la altura de la sección transversal es $h = 13.17 \text{ mm}$.

La variación de la susceptancia de entrada de la segunda sección del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia, se muestra en la figura 4.5

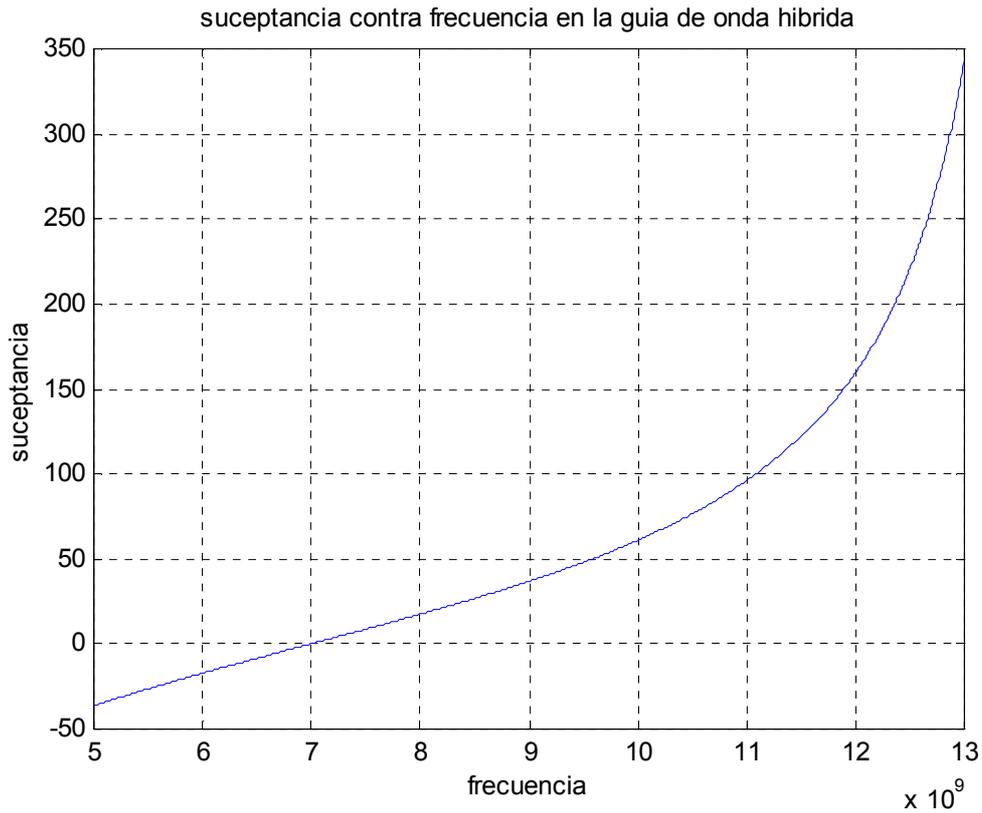


Figura 4.5 Variación de la susceptancia de entrada de la segunda sección del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia con altura $h=13.17\text{mm}$

4.2.2.3 Diseño y obtención de los parámetros de la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

Para la tercera sección la impedancia característica es $Z_3 = 912.6663 \Omega$. Y la frecuencia de corte es $f_{ch} = 7.3183 \text{ GHz}$ y la impedancia característica infinita es $Z_{0\infty} = 621.9747\Omega$.; la altura de la sección transversal es $h= 17.0237 \text{ mm}$.

La variación de la susceptancia de entrada de la tercera sección del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia, se muestra en la figura 4.6

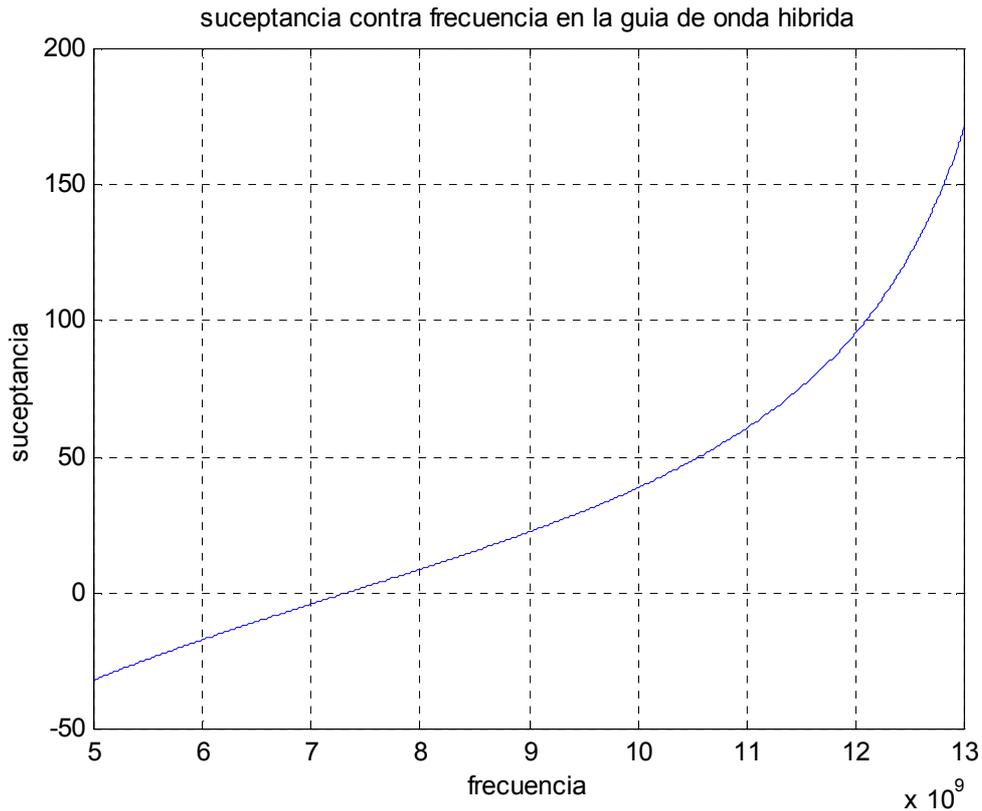


Figura 4.6 Variación de la susceptancia de entrada de la tercera sección del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia con altura $h= 17.0237\text{mm}$

4.2.2.4 Diseño y obtención de los parámetros de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

Para la cuarta sección la impedancia característica es $Z_4 = 1.1871\text{K}\Omega$. Y la frecuencia de corte es $f_{ch} = 7.6809 \text{ GHz}$ y la impedancia característica infinita es $Z_{0\infty} = 760.4819 \Omega$; la altura de la sección transversal es $h= 20.318\text{mm}$

La variación de la susceptancia de entrada de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia, se muestra en la figura 4.7

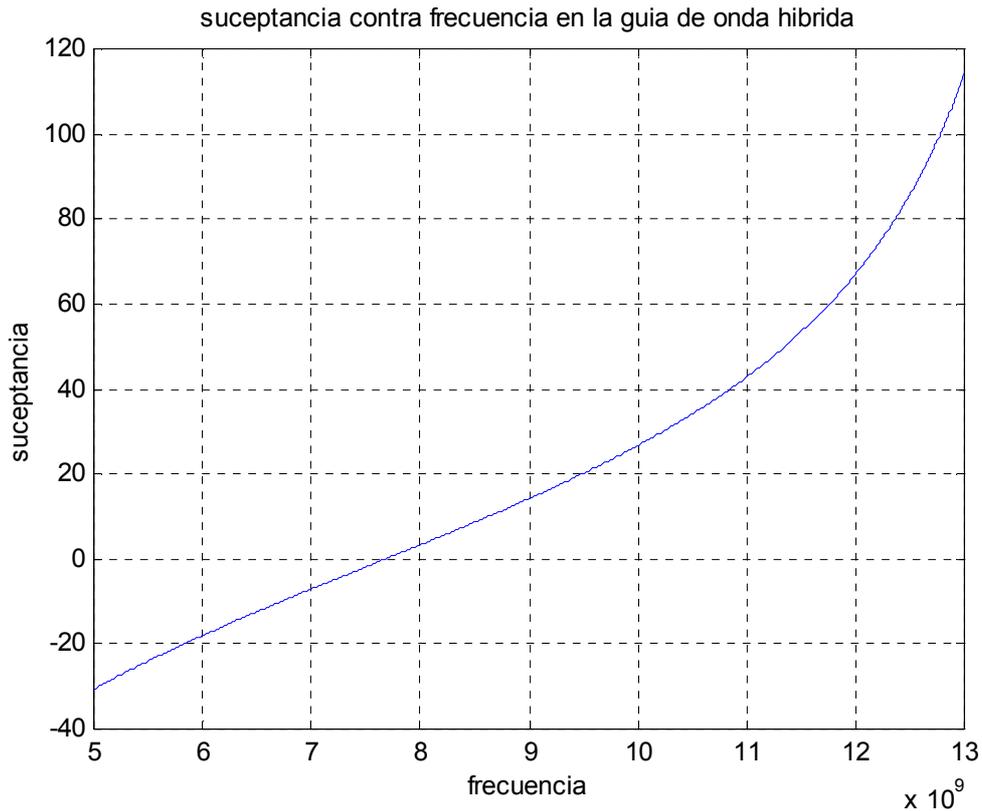


Figura 4.7 Variación de la susceptancia de entrada de la cuarta sección, del adaptador de 4 secciones, con respecto a la frecuencia con altura 20.318mm

Recopilando los datos anteriores los ordenamos en la siguiente en la tabla 4.5 la cual, como se puede apreciar contiene las frecuencias de corte así como las alturas e impedancias características así como impedancias características infinitas para cada una de las 4 secciones del adaptador.

ALTURA DE LA GUÍA-ONDA HÍBRIDA (mm)	SECCIÓN 1	SECCIÓN 2	SECCIÓN 3	SECCIÓN 4
	10.558	13.17	17.0237	20.318
Z_{oh} [Ω] con $f = 10\text{GHz}$	497.4513	647.0276	912.6663	1.1871e3
f_{ch} de la guía de onda de sección transversal compleja [GHz]	6.8397	6.9936	7.3183	7.6809
Z_{∞} [Ω] con $f = 10\text{GHz}$	362.9001	462.499	621.9747	760.4819

Tabla 4.5 Parámetros del adaptador de 4 secciones

4.3 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos.

Una vez que se encontraron los parámetros requeridos en el diseño de cada adaptador (3 y 4 secciones), es necesario determinar el modelo matemático basado en la teoría de circuitos, que nos permita estudiar el comportamiento de nuestro adaptador.

Es por ello que en esta sección, determinamos el modelo antes mencionado, y para ello nos auxiliamos de la teoría de las líneas de transmisión y de los parámetros S.

Comenzamos primero con el modelo para el acoplador de 3 secciones y posteriormente con el de 4 secciones.

4.3.1 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para el acoplador de 3 secciones.

- *Modelo de la guía de onda rectangular en teoría de circuitos*

La guía de onda rectangular, puede ser modelada como una línea de transmisión como se muestra en el capítulo 3, al tomar un modelo para aplicar el método de resonancia transversal; sin embargo en esta sección, modelamos la guía como un puerto de entrada por que nuestro interés se centra en el modelo del adaptador, que tendrá como puerto de salida a la guía de onda circular.

La guía de onda rectangular entonces queda como un puerto o segmento de línea con impedancia característica dada por 3.32

$$Z_{oR} = \frac{Z_{o\infty R}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{cR}}{f}\right)^2}} \quad [\Omega]$$

Donde:

$f_{cR} = 6.5674[\text{GHz}]$ Es la frecuencia de corte de la guía de onda rectangular.

$Z_{o\infty R} = 334.4055[\Omega]$ Es la impedancia característica infinita de la guía de onda rectangular (WR-90).

f Es la frecuencia en GHz, que varía según: $8[\text{GHz}] < f < 12[\text{GHz}]$.

Definimos también a: $f_{operaci\grave{o}n} = 10[\text{GHz}]$ como la frecuencia central de operación.

Y a $\lambda = \frac{3 \times 10^8 [\text{m/s}]}{f}$ como la longitud de onda.

4.3.1.1 Modelo de la primera sección del acoplador en teoría de circuitos.

La primera sección del acoplador, se modela como una línea de transmisión con impedancia característica dada por:

$$Z_{o_{31}} = \frac{Z_{o\infty h_{31}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{31}}}{f}\right)^2}} \quad [\Omega] \quad (4.8)$$

Donde:

$Z_{o_{31}}$ es la impedancia característica de la primera sección del acoplador de tres secciones.

$Z_{o\infty h_{31}}$ es la impedancia característica infinita de la primera sección del acoplador de tres secciones.

$f_{ch_{31}}$ es la frecuencia de corte de la primera sección del acoplador de 3 secciones.

La frecuencia de corte y la impedancia característica infinita, son variables que dependen de la altura de la guía de onda híbrida, por ello debemos encontrar un modelo matemático que sea capaz de relacionar la variación de la frecuencia de corte con la altura de la guía de onda híbrida, y otro modelo que sea capaz de relacionar la variación de la impedancia característica infinita con la altura, para que estos parámetros estén en función de la altura.

La razón por la cual deseamos que estos parámetros estén en función de la altura, es para poder aplicar más adelante un proceso de optimización sobre la altura, basado en el software de simulación.

Para ello nos apoyamos en los datos de la tabla 3.1, y a partir de los mismos utilizamos un método numérico que nos proporcione los modelos buscados, los cuales son:

$$f_{ch} = a_1 (h)^2 + a_2 (h) + a_3 \quad [\text{Hz}] \quad (4.9)$$

$$Z_{o\infty h} = b_1 (h)^2 + b_2 (h) + b_3 \quad [\Omega] \quad (4.10)$$

Donde:

$$a_1 = 3.154679582897335 \times 10^{12}$$

$$a_2 = -1.068378403154284 \times 10^{10}$$

$$a_3 = 6.597617631184608 \times 10^9$$

$$b_1 = -4.272751784560039 \times 10^4$$

$$b_2 = 4.184478676004001 \times 10^4$$

$$b_3 = -7.734367457574433 \times 10^1$$

h = altura de la guía de onda híbrida.

La expresión 4.9 nos relaciona la impedancia característica infinita con la altura de la guía de onda híbrida, y 4.10 la frecuencia de corte con la altura.

La figura 4.8 Muestra la grafica del polinomio que modela la variación de la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida en función de la altura

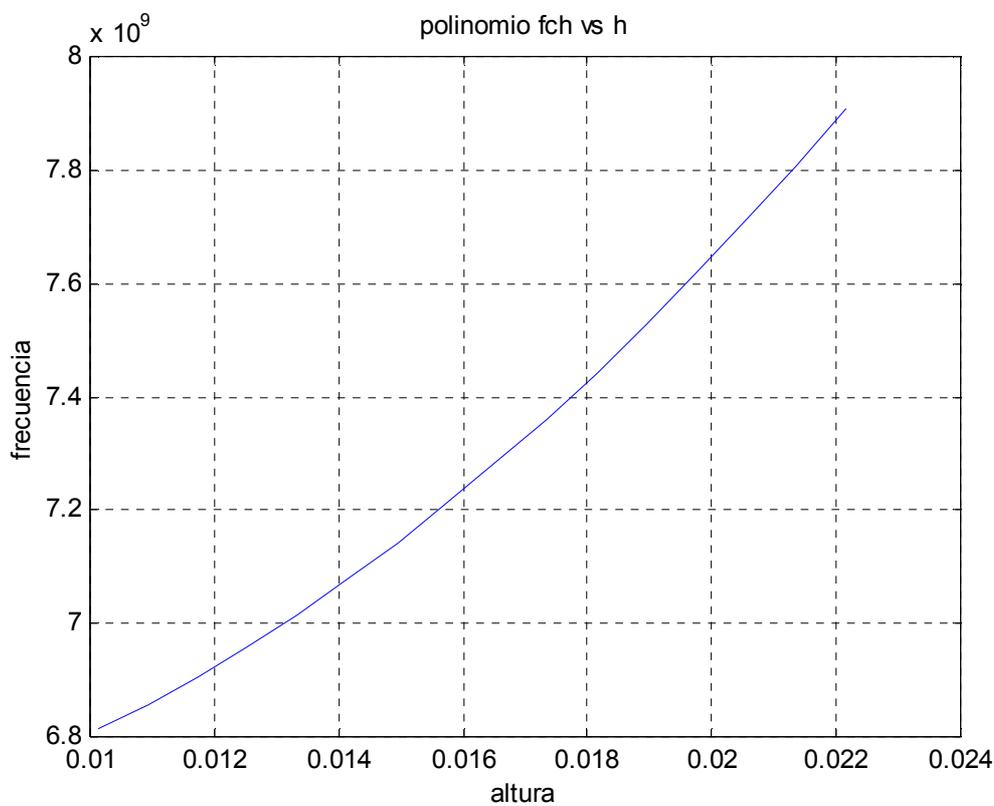


Figura 4.8 Grafica del polinomio que modela la variación de la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida en función de la altura.

La figura 4.9 Muestra la grafica del polinomio que modela la variación de la impedancia característica infinita de la guía de onda híbrida en función de la altura

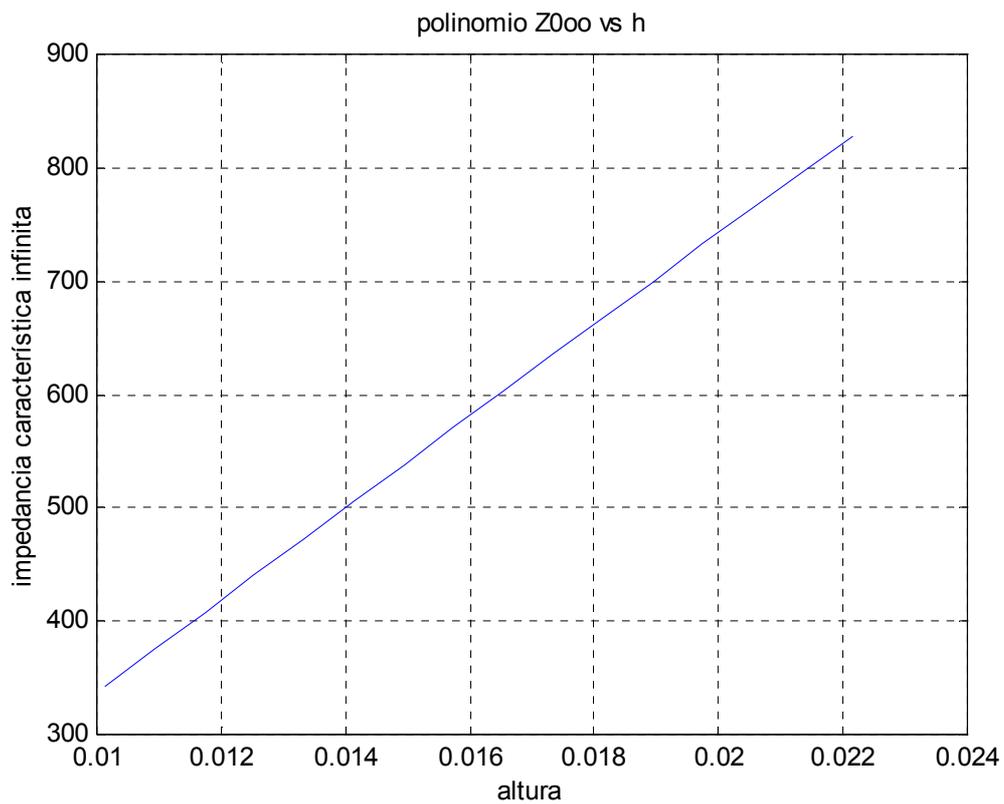


Figura 4.9 Grafica del polinomio que modela la variación de la impedancia característica infinita de la guía de onda híbrida en función de la altura.

Para poder apreciar que tan confiables son los modelos obtenidos, graficamos ambas funciones polinomiales con la variación de los parámetros que modelan, estas graficas se pueden apreciar en las figuras 4.10 y 4.11 respectivamente.

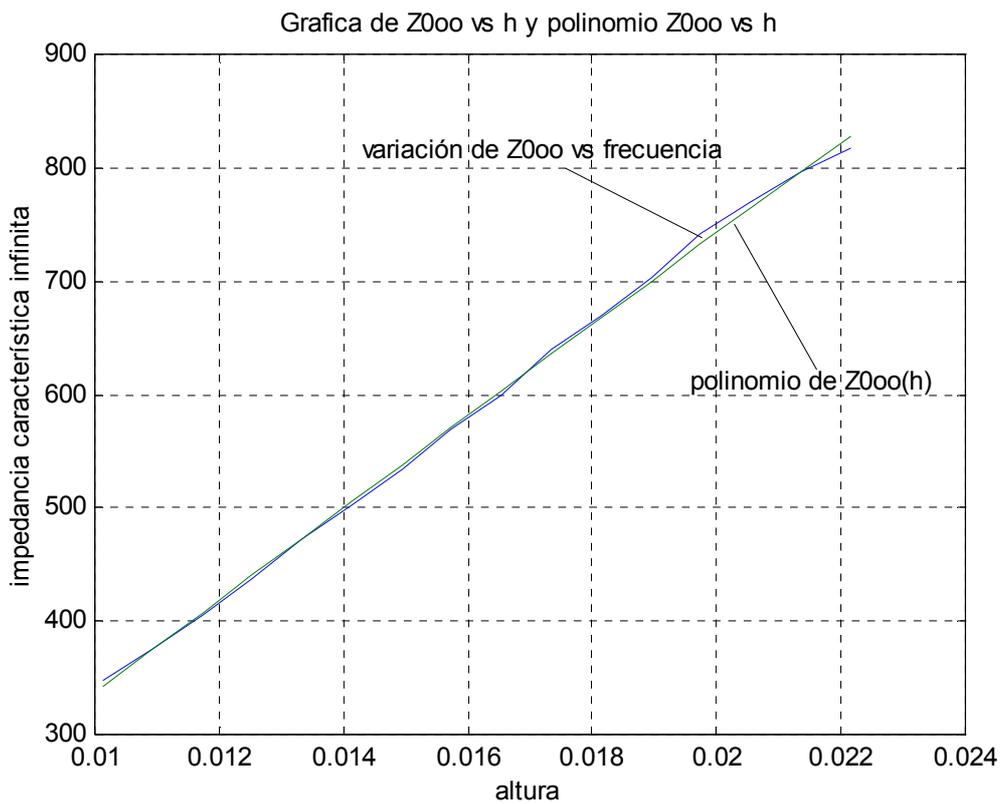


Figura 4.10 Grafica del polinomio que modela la variación de la impedancia característica infinita de la guía de onda híbrida en función de la altura y la variación de la impedancia característica conforme a la altura de la guía de onda.

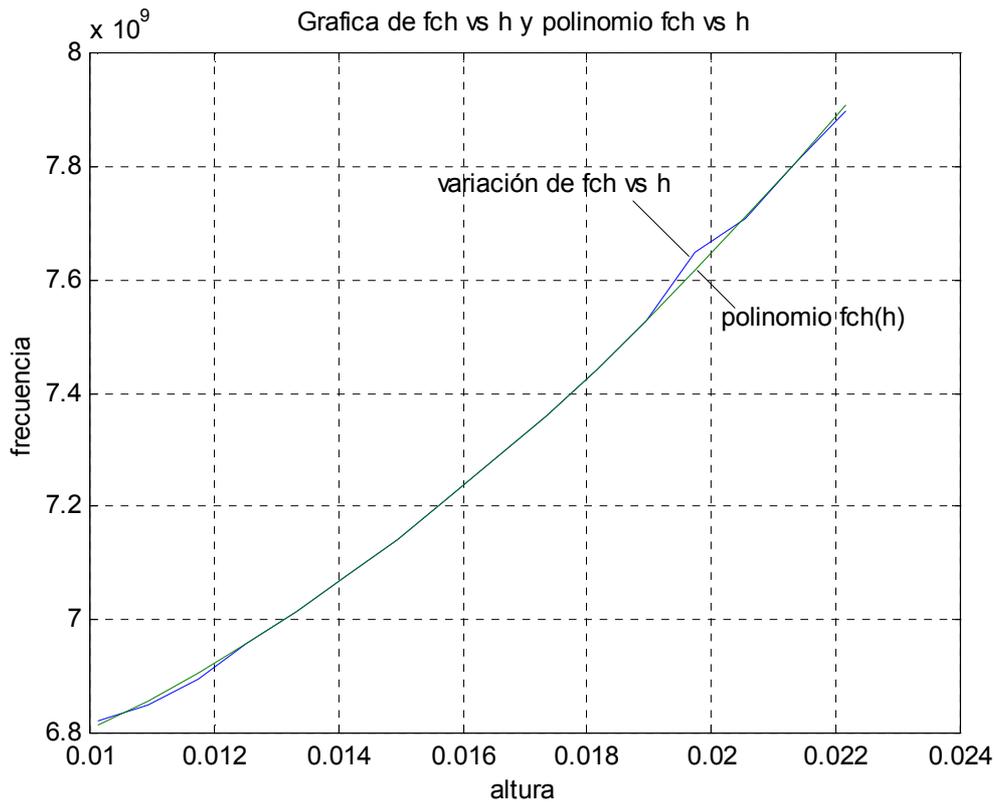


Figura 4.11 Gráfica del polinomio que modela la variación de la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida en función de la altura y la variación de la frecuencia de corte conforme a la altura de la guía de onda.

Como podemos apreciar, los modelos se ajustan de manera aceptable a la variación de la impedancia característica infinita y la frecuencia de corte de la guía de onda híbrida; por ello los utilizaremos más adelante para optimizar los parámetros del adaptador.

Para la primera sección, el modelo que describe la variación de la frecuencia de corte en función de la altura de 4.9 es:

$$f_{ch_{31}} = a_1 (h_{31})^2 + a_2 (h_{31}) + a_3 \text{ [Hz]}$$

Donde:

$f_{ch_{31}}$ Es la frecuencia de corte de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

h_{31} Corresponde a la altura de la primera sección del adaptador de 3 secciones que para este caso es: $h_{31} = 11.08 \times 10^{-3} \text{ [m]}$.

La función que modela la variación de la impedancia característica infinita para la primera sección de 4.10 es:

$$Z_{\infty h_{31}} = b_1 (h_{31})^2 + b_2 (h_{31}) + b_3 \text{ [\Omega]}$$

Donde:

$Z_{o\infty h_{31}}$ Es la impedancia característica infinita de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

La longitud de onda de la señal que se propaga en la primera sección del adaptador a la denominada frecuencia de operación es:

$$\lambda_{31} = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{31}}}{f_{operación}} \right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.11)$$

Donde:

$f_{ch_{31}}$ es la frecuencia de corte de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

λ_{31} es la longitud de onda de la onda que se propaga en la primera sección del adaptador de 3 secciones a 10GHz.

La longitud física de la primera sección del adaptador de 3 secciones esta dada por:

$$long_{31} = \frac{\lambda_{31}}{4 * k_1} \text{ [m]} \quad (4.12)$$

Donde:

$long_{31}$ es la longitud física de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

$k_1 = 0.84$ es una constante de optimización introducida en el simulador para la primera sección.

La constante de optimización es un parámetro que es seleccionada por el simulador electromagnético, es adimensional y sirve para encontrar la longitud óptima de la sección correspondiente en el adaptador.

La longitud de onda correspondiente a la onda que viaja en la primera sección del adaptador es:

$$\lambda_{g_{31}} = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{31}}}{f} \right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.13)$$

Donde:

$\lambda_{g_{31}}$ es la longitud de onda de la onda que se propaga por la primera sección del adaptador.

La longitud eléctrica de la sección en grados es:

$$longel_{31} = \frac{-2\pi}{\lambda_{g_{31}}} * long_{31} * \frac{180}{\pi} [^\circ] \quad (4.14)$$

Donde:

$longel_{31}$ es la longitud eléctrica de la primera sección del adaptador de 3 secciones.

$\beta = \frac{-2\pi}{\lambda_{g_{31}}}$ Corresponde a la constante de fase.

La fase de la onda que se propaga a través de la primera sección del adaptador dada en grados es:

$$eL_{31} = \frac{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{31}}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_{31} * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} [^\circ] \quad (4.15)$$

Donde:

eL_{31} Es la fase de la onda que se propaga por la primera sección del adaptador en grados.

4.3.1.2 Modelo de la segunda sección del acoplador en teoría de circuitos

La impedancia característica de la segunda sección está dada por:

$$Z_{o_{32}} = \frac{Z_{o\infty h_{32}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{32}}}{f}\right)^2}} [\Omega] \quad (4.16)$$

Donde:

$f_{ch_{32}}$ es la frecuencia de corte de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

$Z_{o_{32}}$ es la impedancia característica de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

$Z_{o\infty h_{32}}$ es la impedancia característica infinita de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

Donde la frecuencia de corte se modela a partir de 4.9 quedando:

$$f_{ch_{32}} = a_1 (h_{32})^2 + a_2 (h_{32}) + a_3 \text{ [Hz]}$$

Y la impedancia característica infinita por 4.10 es:

$$Z_{o\infty h_{32}} = b_1 (h_{32})^2 + b_2 (h_{32}) + b_3 \text{ [\Omega]}$$

Donde h_{32} es la altura de la segunda sección del adaptador, la cual es:

$$h_{32} = 14.9885 \times 10^{-3} \text{ [m]}.$$

La longitud de onda a la frecuencia de operación para la onda que viaja en la segunda sección es:

$$\lambda_{32} = \frac{\frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{32}}}{f_{operación}} \right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.17)$$

Donde:

λ_{32} es la longitud de onda de la onda que se propaga en la segunda sección del adaptador de 3 secciones a 10GHz.

La longitud física de la segunda sección del adaptador es:

$$long_{32} = \frac{\lambda_{32}}{4 * k_2} \text{ [m]} \quad (4.18)$$

Donde:

$long_{32}$ es la longitud física de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

Donde $k_2 = 0.85$ es la constante de optimización introducida para la segunda sección del adaptador.

La longitud de onda para una onda que viaja en la segunda sección del adaptador está dada por:

$$\lambda_{g_{32}} = \frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{32}}}{f}\right)^2}} \quad [m] \quad (4.19)$$

Donde:

$\lambda_{g_{32}}$ es la longitud de onda de la onda que se propaga en la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

La longitud eléctrica para este caso se modela a partir de:

$$longel_{32} = \frac{-2\pi}{\lambda_{g_{32}}} * long_{32} * \frac{180}{\pi} \quad [^\circ] \quad (4.20)$$

Donde:

$longel_{32}$ es la longitud eléctrica de la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

La fase de la onda que viaja a través de la segunda sección del adaptador es:

$$eL_{32} = \frac{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{32}}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_{32} * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \quad [^\circ] \quad (4.21)$$

Donde:

eL_{32} es la fase de la onda que se propaga en la segunda sección del adaptador de 3 secciones.

4.3.1.3 Modelo de la tercera sección del acoplador en teoría de circuitos

Al igual que para las secciones anteriores, se presenta un modelo de la impedancia característica; la cual es:

$$Z_{o_{33}} = \frac{Z_{o_{33}h}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{33}}}{f}\right)^2}} \quad [\Omega] \quad (4.22)$$

Donde:

$Z_{o_{33}}$ es la impedancia característica de la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

$Z_{o\infty h_{33}}$ es la impedancia característica infinita de la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

$f_{ch_{33}}$ es la frecuencia de corte de la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

Donde la frecuencia de corte se modela a partir de 4.10 quedando:

$$f_{ch_{33}} = a_1 (h_{33})^2 + a_2 (h_{33}) + a_3 \text{ [Hz]}$$

Y la impedancia característica infinita de acuerdo a 4.11 es:

$$Z_{o\infty h_{33}} = b_1 (h_{33})^2 + b_2 (h_{33}) + b_3 \text{ [\Omega]}$$

Donde $h_{33} = 19.1345 \times 10^{-3} \text{ [m]}$ es la altura de la tercera sección del adaptador de guía de onda rectangular a circular.

La longitud de onda para la onda que viaja en esta sección del adaptador a la frecuencia de operación es:

$$\lambda_{33} = \frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f_{operación} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{33}}}{f_{operación}} \right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.23)$$

Donde:

λ_{33} es la longitud de onda que corresponde a la onda que se propaga por la tercera sección del adaptador de 3 secciones a 10GHz.

La longitud física de la tercera sección del adaptador está dada por:

$$long_{33} = \frac{\lambda_{33}}{4 * k_3} \text{ [m]} \quad (4.24)$$

Donde:

$long_{33}$ es la longitud física de la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

$k_3 = 0.90$ es la constante de optimización que corresponde a la tercera sección del adaptador.

La longitud eléctrica para esta sección esta dada por:

$$\lambda_{g_{33}} = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{33}}}{f}\right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.25)$$

Donde:

$\lambda_{g_{33}}$ es la longitud de onda de la onda que se propaga en la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

La fase de la onda que viaja por esta tercera sección del adaptador queda modelada por:

$$eL_{33} = \frac{2(\pi) \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_{33}}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_{33} * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.26)$$

Donde:

eL_{33} es la fase de la onda que se propaga en la tercera sección del adaptador de 3 secciones.

- *Modelo en teoría de circuitos de la guía de onda circular.*

Al igual que para la guía de onda rectangular, la guía de onda circular se modela como un puerto (en este caso de salida) cuyos parámetros se muestran a continuación:

La impedancia característica de la guía de onda circular es:

$$Z_{oC} = \frac{Z_{o\infty C}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{cC}}{f}\right)^2}} \text{ [}\Omega\text{]} \quad (4.27)$$

Donde:

$f_{cC} = 7.8867 [GHz]$ Es la frecuencia de corte.

$Z_{o\infty C} = 821.1709 [\Omega]$ Es la impedancia característica infinita.

El puerto que representa a la guía de onda circular, es el puerto de salida y el que representa a la guía de onda rectangular es el de entrada, sobre estos utilizamos los parámetros de dispersión para conocer la variación del coeficiente de reflexión.

La figura 4.12 muestra un esquema equivalente en teoría de líneas de transmisión del adaptador, donde cada una de las secciones del mismo se modela respectivamente con un segmento de línea de transmisión con los parámetros encontrados en esta sección.

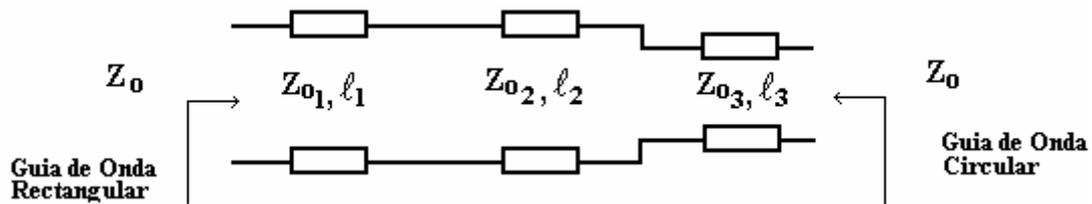


Figura 4.12 Esquema equivalente en líneas de transmisión del adaptador de 3 secciones de guía de onda rectangular a circular.

La variación del coeficiente de reflexión para el adaptador de 3 secciones es mostrada a continuación en la figura 4.13.

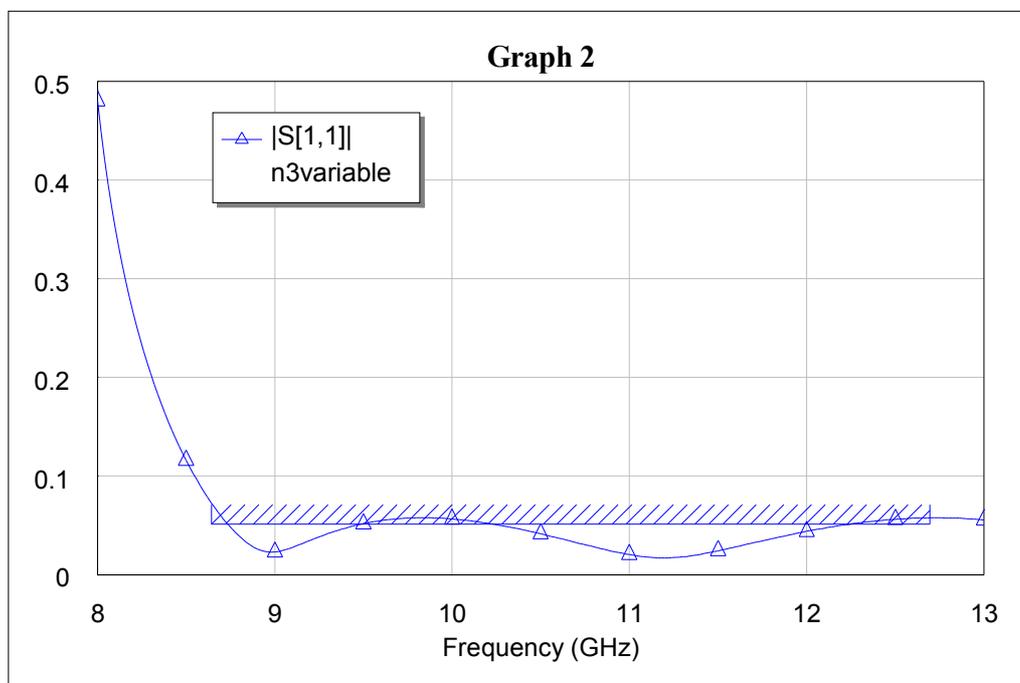


Figura 4.13 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión para el adaptador de 3 Secciones.

En la figura 4.13 se puede apreciar una línea que acota la grafica de la magnitud del coeficiente de reflexión, la cual está de 8.64387GHz a 12.6939GHz y $\Gamma=0.05$.

Vemos que el comportamiento no es el deseado y por ello recurrimos al software de simulación y a una de sus opciones de optimización para que realice la misma y encuentre valores óptimos tanto para la altura de cada una de las secciones como para las longitudes de cada segmento.

Al realizar el proceso de optimización, la variación del coeficiente de reflexión se muestra en la figura 4.14

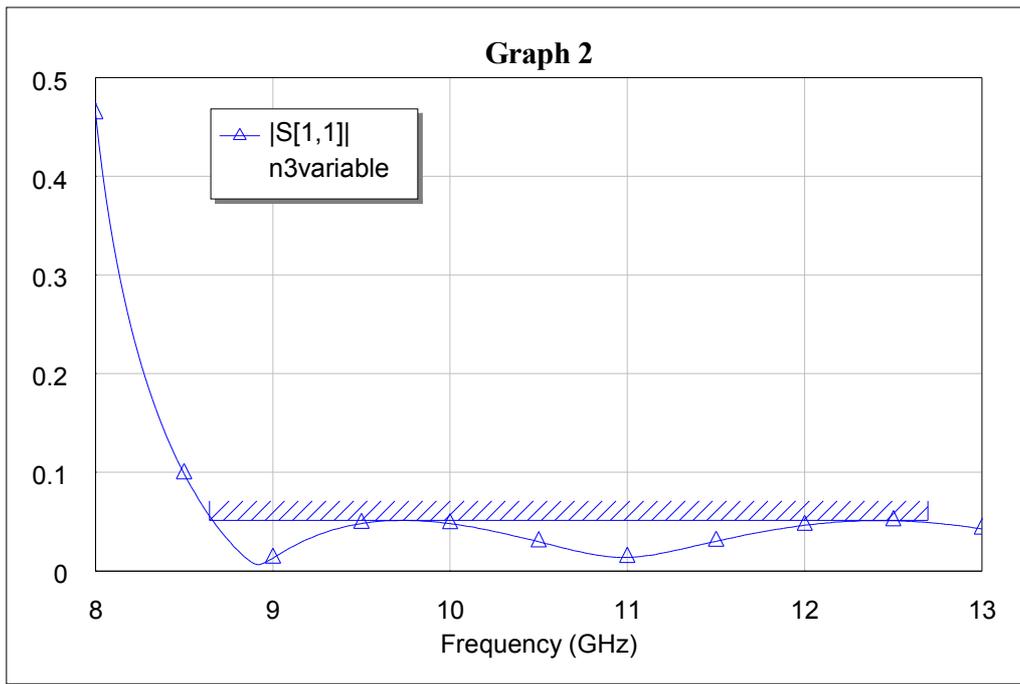


Figura 4.14 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión para el adaptador de 3 Secciones con parámetros optimizados.

Podemos ver ahora que la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión es más favorable de acuerdo a los requerimientos del diseño y los valores optimizados se muestran en la tabla 4.6 dada a continuación:

$long_{31}$ (m)	0.008224
$long_{32}$ (m)	0.008671
$long_{33}$ (m)	0.009928
h1(m)	0.01106
h2(m)	0.01513
h3(m)	0.01938

Tabla 4.6 Parámetros optimizados para el adaptador de 3 secciones.

4.3.2 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para el acoplador de 4 secciones.

En esta sección determinamos el modelo en teoría de líneas de transmisión del adaptador de 4 secciones.

El modelo y los parámetros correspondientes a la guía de onda rectangular y circular, son los mismos que se utilizaron en la sección 4.3.1

4.3.2.1 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la primera sección del adaptador de 4 secciones.

La impedancia característica para la primera sección esta dada por:

$$Z_{o_1} = \frac{Z_{o\infty h_1}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_1}}{f}\right)^2}} \quad [\Omega] \quad (4.28)$$

Donde:

Z_{o_1} es la impedancia característica de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

$Z_{o\infty h_1}$ es la impedancia característica infinita de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

f_{ch_1} es la frecuencia de corte de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

Donde la frecuencia de corte está dada por la ecuación 4.10 teniendo:

$$f_{ch_1} = a_1 (h_1)^2 + a_2 (h_1) + a_3 \quad [\text{Hz}]$$

Y la impedancia característica infinita está dada por 4.11 teniendo:

$$Z_{o\infty h_1} = b_1 (h_1)^2 + b_2 (h_1) + b_3 \quad [\Omega]$$

Donde $h_1 = 10.19145 \times 10^{-3} [m]$ es la altura de la primera sección del adaptador.

La longitud de onda, para la onda que viaja a la frecuencia de operación en la primera sección esta dada por:

$$\lambda_1 = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_1}}{f_{operación}}\right)^2}} \quad [m] \quad (4.29)$$

Donde:

λ_1 es la longitud de onda de la onda que se propaga en la primera sección del adaptador de 4 secciones a 10GHz.

La longitud física de la primera sección del adaptador es:

$$long_1 = \frac{\lambda_1}{4 * k_{11}} \text{ [m]} \quad (4.30)$$

Donde:

$long_1$ es la longitud física de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

$k_{11} = 0.96$ es la constante de optimización para la primera sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud de onda correspondiente a la onda que viaja en esta sección está dada por:

$$\lambda_{g_1} = \frac{\frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_1}}{f}\right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.31)$$

Donde:

λ_{g_1} es la longitud de onda de la onda que se propaga en la primera sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud eléctrica de la primera sección está determinada por:

$$longel_1 = \frac{-2(\pi)}{\lambda_{g_1}} * long_1 * \frac{180}{\pi} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.32)$$

Donde:

$longel_1$ es la longitud eléctrica de la primera sección del adaptador de 4 secciones.

La fase de la primera sección está dada por:

$$eL_1 = \frac{2(\pi) \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_1}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_1 * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.33)$$

Donde:

eL_1 es la fase de la onda que se propaga en la primera sección del adaptador de 4 secciones.

4.3.2.2 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

La impedancia característica para la segunda sección esta dada por:

$$Z_{o_2} = \frac{Z_{o\infty h_2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_2}}{f}\right)^2}} \quad [\Omega] \quad (4.34)$$

Donde:

Z_{o_2} es la impedancia característica de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

$Z_{o\infty h_2}$ es la impedancia característica infinita de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

Donde la frecuencia de corte está dada por la ecuación 4.10 teniendo:

$$f_{ch_2} = a_1 (h_2)^2 + a_2 (h_2) + a_3 \quad [\text{Hz}]$$

Y la impedancia característica infinita está dada por 4.11 teniendo:

$$Z_{o\infty h_2} = b_1 (h_2)^2 + b_2 (h_2) + b_3 \quad [\Omega]$$

Donde $h_2 = 13.17 \times 10^{-3} [m]$ es la altura de la segunda sección del adaptador.

La longitud de onda en la frecuencia de operación, para la onda que viaja en la segunda sección esta dada por:

$$\lambda_2 = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_2}}{f_{operación}}\right)^2}} \quad [m] \quad (4.35)$$

Donde:

λ_2 es la longitud de onda a la frecuencia de operación de la onda que se propaga en la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud física de la segunda sección del adaptador es:

$$long_2 = \frac{\lambda_2}{4 * k_{12}} \text{ [m]} \quad (4.36)$$

Donde:

$long_2$ es la longitud física de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

$k_{12} = 0.95$ es la constante de optimización para la longitud de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud de onda que corresponde a la onda que viaja en la segunda sección del adaptador está dada por:

$$\lambda_{g_2} = \frac{\frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_2}}{f}\right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.37)$$

Donde:

λ_{g_2} es la longitud de onda de la onda que se propaga en la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud eléctrica de la segunda sección está determinada por:

$$longel_2 = \frac{-2(\pi)}{\lambda_{g_2}} * long_2 * \frac{180}{\pi} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.38)$$

Donde:

$longel_2$ es la longitud eléctrica de la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

La fase de la segunda sección del adaptador de 4 secciones está dada por:

$$eL_2 = \frac{2(\pi) \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_2}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_2 * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.39)$$

Donde:

eL_2 es la fase de la onda electromagnética que se propaga en la segunda sección del adaptador de 4 secciones.

4.3.2.3 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

La impedancia característica para la tercera sección esta dada por:

$$Z_{o_3} = \frac{Z_{o\infty h_3}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_3}}{f}\right)^2}} [\Omega] \quad (4.40)$$

Donde:

Z_{o_3} es la impedancia característica de la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

$Z_{o\infty h_3}$ es la impedancia característica infinita de la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

f_{ch_3} es la frecuencia de corte de la tercera sección del adaptador.

Donde la frecuencia de corte está dada por la ecuación 4.10 teniendo:

$$f_{ch_3} = a_1 (h_3)^2 + a_2 (h_3) + a_3 [\text{Hz}]$$

Y la impedancia característica infinita está dada por 4.11 teniendo:

$$Z_{o\infty h_3} = b_1 (h_3)^2 + b_2 (h_3) + b_3 [\Omega]$$

Donde:

$h_3 = 17.0237 \times 10^{-3} [m]$ es la altura de la tercera sección del adaptador.

La longitud de onda en la frecuencia de operación, para la onda que viaja en la tercera sección esta dada por:

$$\lambda_3 = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_3}}{f_{operación}}\right)^2}} [m] \quad (4.41)$$

Donde:

λ_3 es la longitud de onda a 10GHz de la onda electromagnética que se propaga en la tercera sección del adaptador.

La longitud física de la tercera sección del adaptador es:

$$long_3 = \frac{\lambda_3}{4 * k_{13}} \text{ [m]} \quad (4.42)$$

Donde:

$long_3$ es la longitud física de la tercera sección del adaptador.

$k_{13} = 0.95$ corresponde a la constante de optimización dada para tercera sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud de onda correspondiente a la onda que viaja en esta sección está dada por:

$$\lambda g_3 = \frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_3}}{f}\right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.43)$$

Donde:

λg_3 es la longitud de onda de la onda que se propaga en la tercera sección del adaptador.

La longitud eléctrica de la tercera sección está determinada por:

$$longel_3 = \frac{-2(\pi)}{\lambda g_3} * long_3 * \frac{180}{\pi} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.44)$$

Donde:

$longel_3$ es la longitud eléctrica de la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

La fase de la tercera sección se modela a partir de:

$$eL_3 = \frac{2(\pi) \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_3}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_3 * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.45)$$

Donde:

eL_3 es la fase de la onda que se propaga en la tercera sección del adaptador de 4 secciones.

4.3.2.4 Modelo matemático basado en la teoría de circuitos para la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

La impedancia característica para la cuarta sección esta dada por:

$$Z_{o_4} = \frac{Z_{o\infty h_4}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_4}}{f}\right)^2}} [\Omega] \quad (4.46)$$

Donde:

Z_{o_4} es la impedancia característica de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

$Z_{o\infty h_4}$ es la impedancia característica infinita de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

f_{ch_4} es la frecuencia de corte de la cuarta sección del adaptador.

Donde la frecuencia de corte está dada por la ecuación 4.10 teniendo:

$$f_{ch_4} = a_1 (h_4)^2 + a_2 (h_4) + a_3 [\text{Hz}]$$

Y la impedancia característica infinita está dada por 4.11 teniendo:

$$Z_{o\infty h_4} = b_1 (h_4)^2 + b_2 (h_4) + b_3 [\Omega]$$

Donde:

$h_4 = 20.318 \times 10^{-3} [m]$ es la altura de la cuarta sección del adaptador.

La longitud de onda a la frecuencia de operación, correspondiente a la onda que viaja en la cuarta sección esta dada por:

$$\lambda_4 = \frac{\frac{3 \times 10^8 [m/s]}{f_{operación}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_4}}{f_{operación}}\right)^2}} [m] \quad (4.47)$$

Donde:

λ_4 es la longitud de onda de la onda electromagnética que se propaga en la cuarta sección del adaptador a 10GHz.

La longitud física de la cuarta sección del adaptador es:

$$long_4 = \frac{\lambda_4}{4 * k_{14}} \text{ [m]} \quad (4.48)$$

Donde:

$long_4$ es la longitud física de la cuarta sección del adaptador.

$k_{14} = 1.056$ es la constante de optimización dada para la última sección del adaptador de 4 secciones.

La longitud de onda, que corresponde a la onda que viaja en esta sección está dada por:

$$\lambda g_4 = \frac{\frac{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}}{f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_4}}{f}\right)^2}} \text{ [m]} \quad (4.49)$$

Donde:

λg_4 es la longitud de onda de la onda electromagnética que se propaga en la cuarta sección del adaptador.

La longitud eléctrica de la cuarta sección está determinada por:

$$longel_4 = \frac{-2(\pi)}{\lambda g_4} * long_4 * \frac{180}{\pi} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.50)$$

Donde:

$longel_4$ es la longitud eléctrica de la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

La fase de la cuarta sección está dada por:

$$eL_4 = \frac{2(\pi) \sqrt{1 - \left(\frac{f_{ch_4}}{f}\right)^2}}{\lambda} * long_4 * \frac{180}{\pi} * \frac{f_{operación}}{f} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (4.51)$$

Donde:

eL_4 es la fase de la onda electromagnética que se propaga en la cuarta sección del adaptador de 4 secciones.

El esquema del modelo equivalente al adaptador de 4 secciones en teoría de circuitos se muestra en la figura 4.15

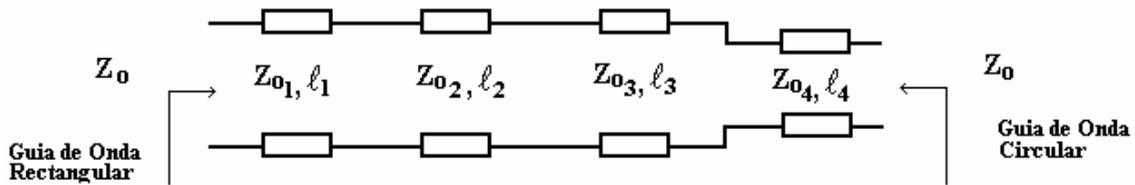


Figura 4.15 Esquema equivalente en teoría de líneas de transmisión para el adaptador de 4 secciones.

Utilizando el software de simulación, encontramos la variación de la magnitud coeficiente de reflexión, la cual se muestra en la figura 4.16.

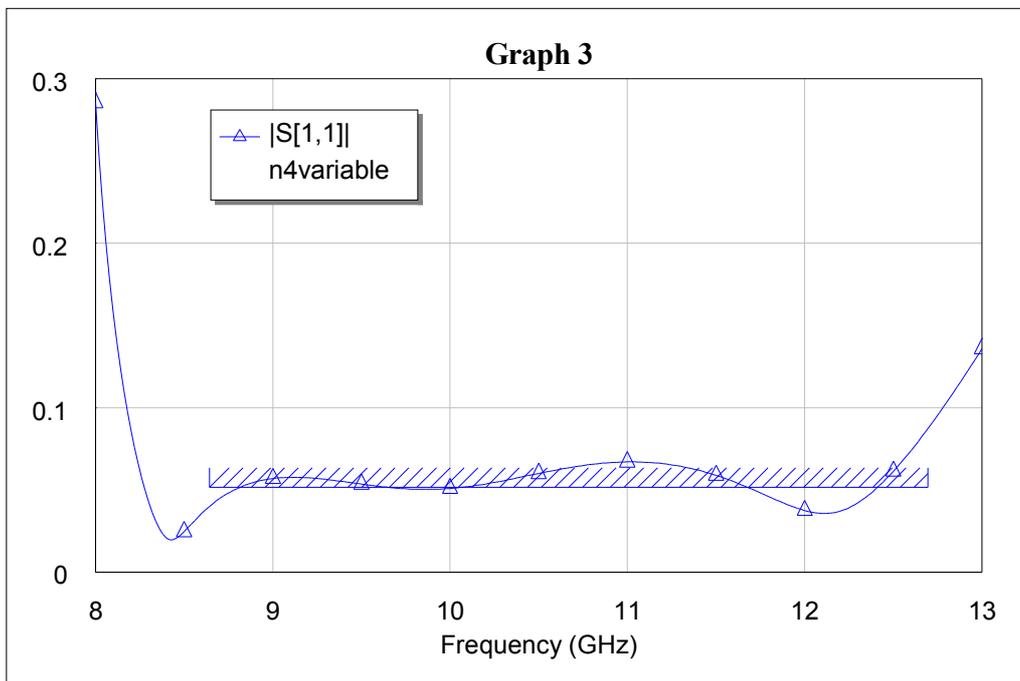


Figura 4.16 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión de un adaptador de 4 secciones en teoría de circuitos

Como podemos ver en la figura 4.14, la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión no es favorable, por ello nuevamente recurrimos al software de simulación para optimizar los parámetros de altura y las constantes de optimización para encontrar valores óptimos tanto de la altura como de la longitud física de cada sección del adaptador.

La figura 4.17 muestra la variación de la magnitud coeficiente de reflexión con los parámetros optimizados.

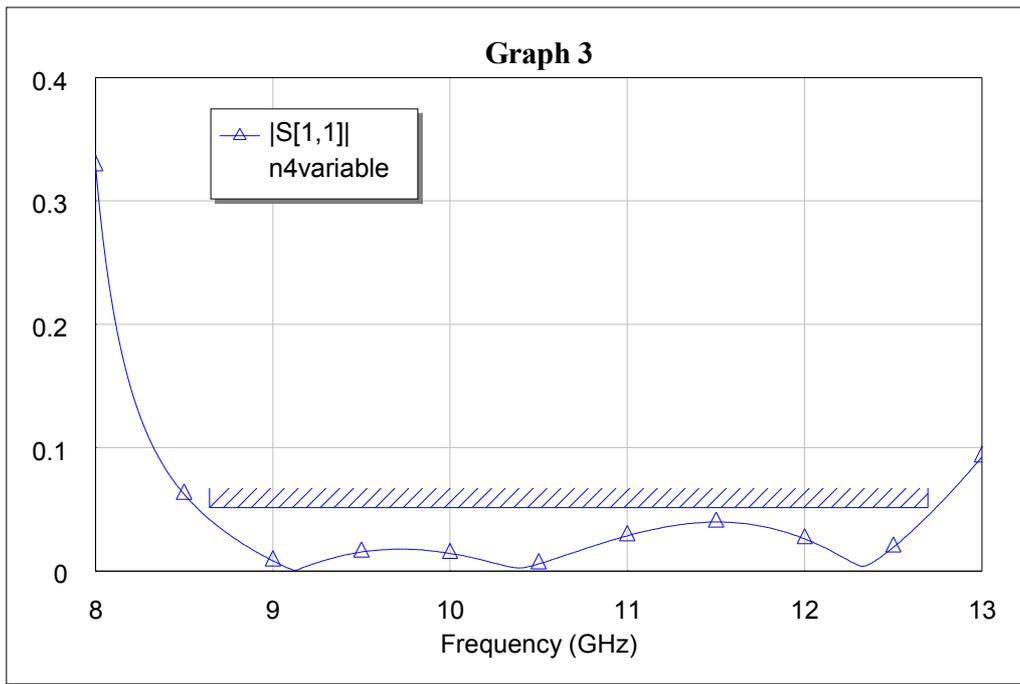


Figura 4.17 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión con parámetros optimizados.

Vemos en la figura 4.17 que la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión es más favorable de acuerdo a los parámetros de diseño los cuales son mostrados en la tabla 4.6

$long_1$ (m)	0.01066
$long_2$ (m)	0.0102
$long_3$ (m)	0.01065
$long_4$ (m)	0.01204
h1(m)	0.01057
h2(m)	0.01318
h3(m)	0.0172
h4(m)	0.02055

Tabla 4.6 Valores optimizados para el acoplador de 4 secciones

Una vez teniendo las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión correspondientes a los adaptadores de 3 y 4 secciones, nos disponemos a comparar ambas variaciones para seleccionar el adaptador más conveniente.

Para hacerlo, comparamos las gráficas de las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión y vemos cual adaptador nos da mejor respuesta en banda y en magnitud, esto lo podemos ver en la figura 4.18 mostrada a continuación.

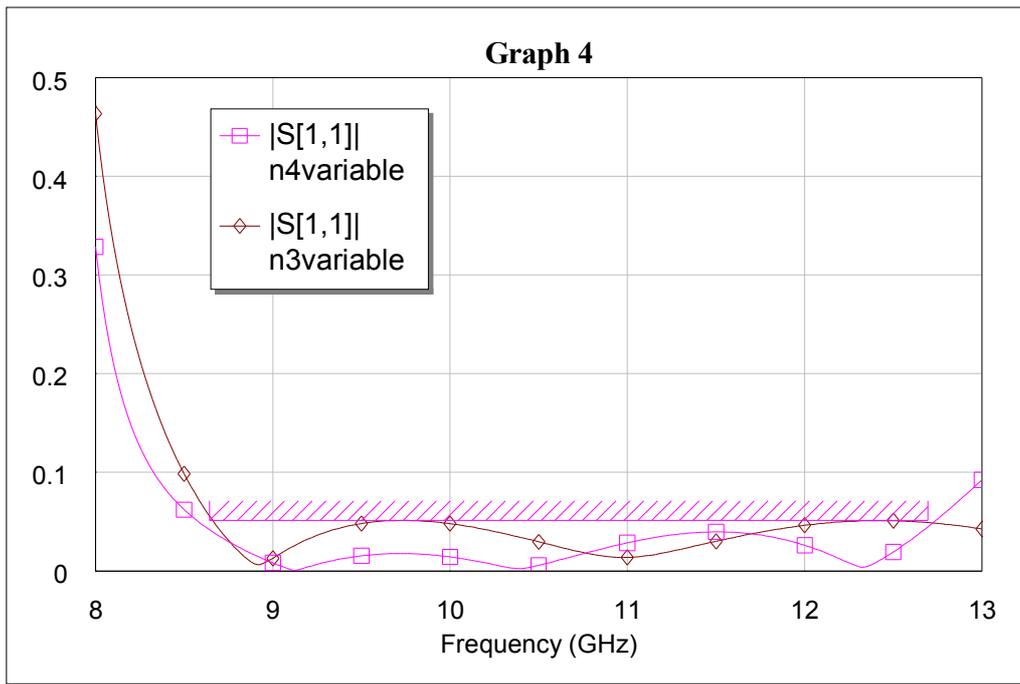


Figura 4.18a

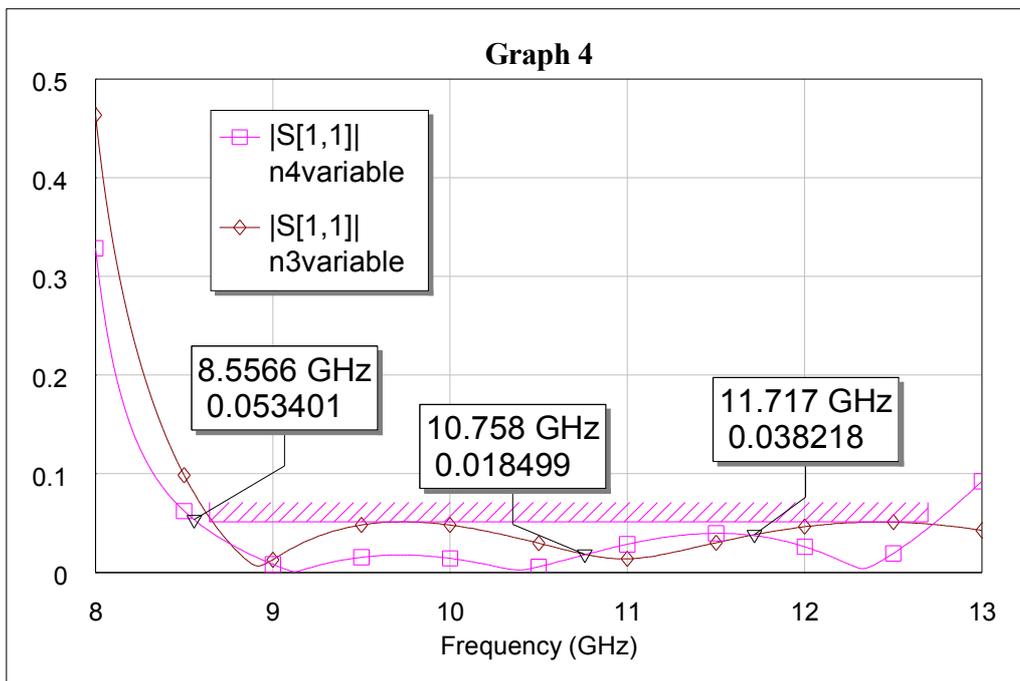


Figura 4.18b

Figura 4.18 Esquemas comparativos de las 2 variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión, para los adaptadores de 3 y 4 secciones respectivamente.

Al observar la figura 4.18, podemos ver que la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión ofrecida por el adaptador de 4 secciones es más conveniente, por que nos da un mayor ancho de banda y en general la magnitud del coeficiente de reflexión es menor, salvo en el rango que va de 10.758GHz a 11.717GHz, pero en lo que resta del intervalo, la variación obtenida para el adaptador de 4 secciones, es más conveniente.

Sin embargo aún en este rango, el valor de la magnitud del coeficiente de reflexión cumple los requisitos de diseño pues están por debajo de 0.05 que es el valor la magnitud máxima del coeficiente de reflexión permitido.

4.4 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética.

El modelo obtenido en la teoría de circuitos de los adaptadores de 3 y 4 secciones, así como los resultados obtenidos a partir de ellos, no son suficientes para seleccionar el adaptador más conveniente.

Por ello recurrimos a un simulador electromagnético que nos muestre una mejor aproximación de las variaciones del coeficiente de reflexión para los 2 adaptadores.

4.4.1 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética para el adaptador de 3 secciones.

En esta sección planteamos el esquema del adaptador para obtener las variaciones de los parámetros de dispersión, basándonos en la teoría electromagnética, en la figura 4.19 se puede ver la estructura utilizada que corresponde al adaptador de 3 secciones.

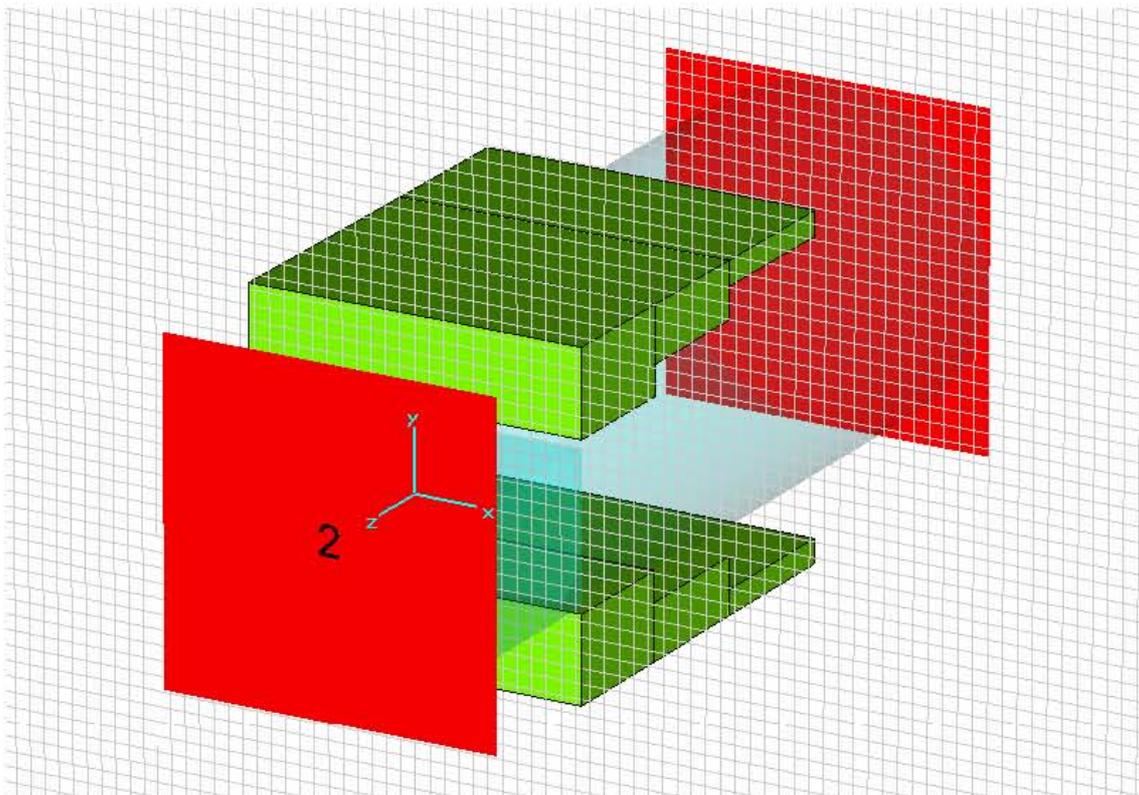


Figura 4.19 Estructura tridimensional del adaptador de 3 secciones utilizada para la obtención de parámetros S.

Para este caso, el puerto de entrada corresponde a sección donde se conecta la guía de onda rectangular (puerto 2) y la salida corresponde al puerto donde se conecta la guía de onda circular (puerto 1).

Las dimensiones que se utilizaron para la estructura de la figura 4.19, corresponden a las medidas de los parámetros dadas en la tabla 4.6; en la figura 4.20 se muestra un diagrama con las medidas de la estructura mostrada en 4.19.

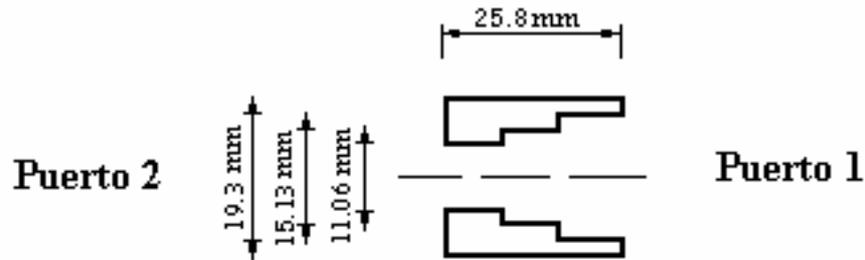


Figura 4.20a Medidas de las longitudes del adaptador de 3 secciones.

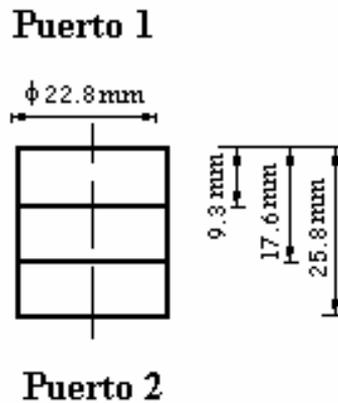


Figura 4.20b Medidas de las longitudes del adaptador de 3 secciones

Figura 4.20 Medidas del adaptador de 3 secciones.

Realizando la simulación para el modo dominante, con el rango de frecuencias especificado al inicio del presente capítulo, el software de simulación determina la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión, la cual se muestra en la figura 4.21

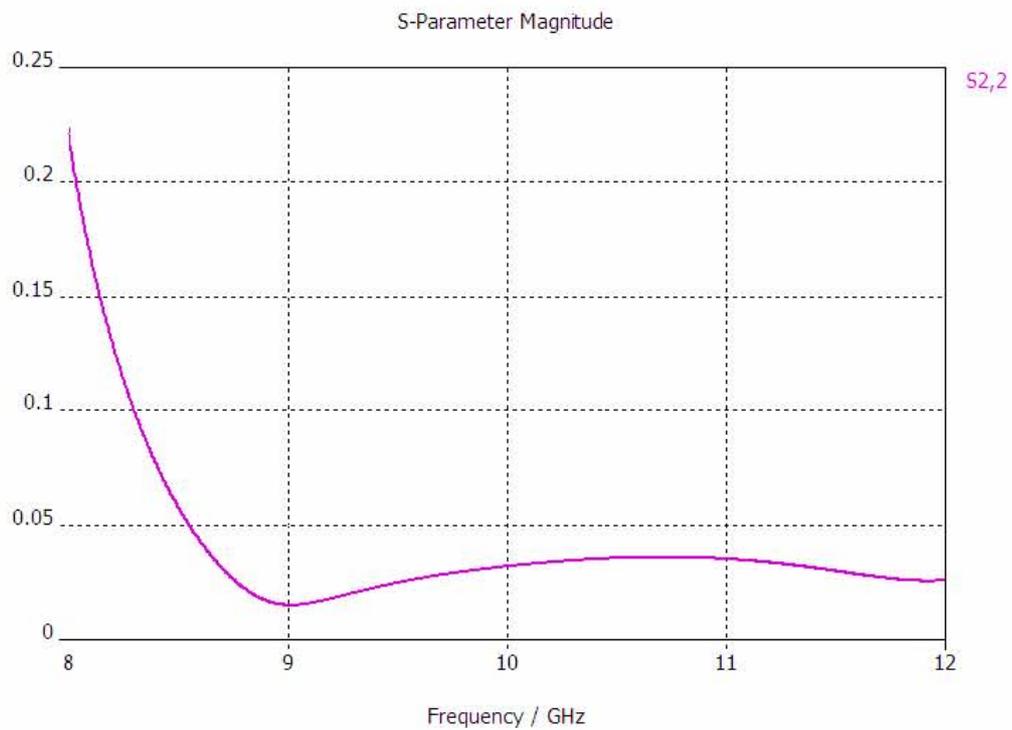


Figura 4.21 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión a partir del software de simulación basado en teoría electromagnética para un adaptador de 3 secciones.

Mostramos ahora la variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 1 al 2 en la figura 4.22.

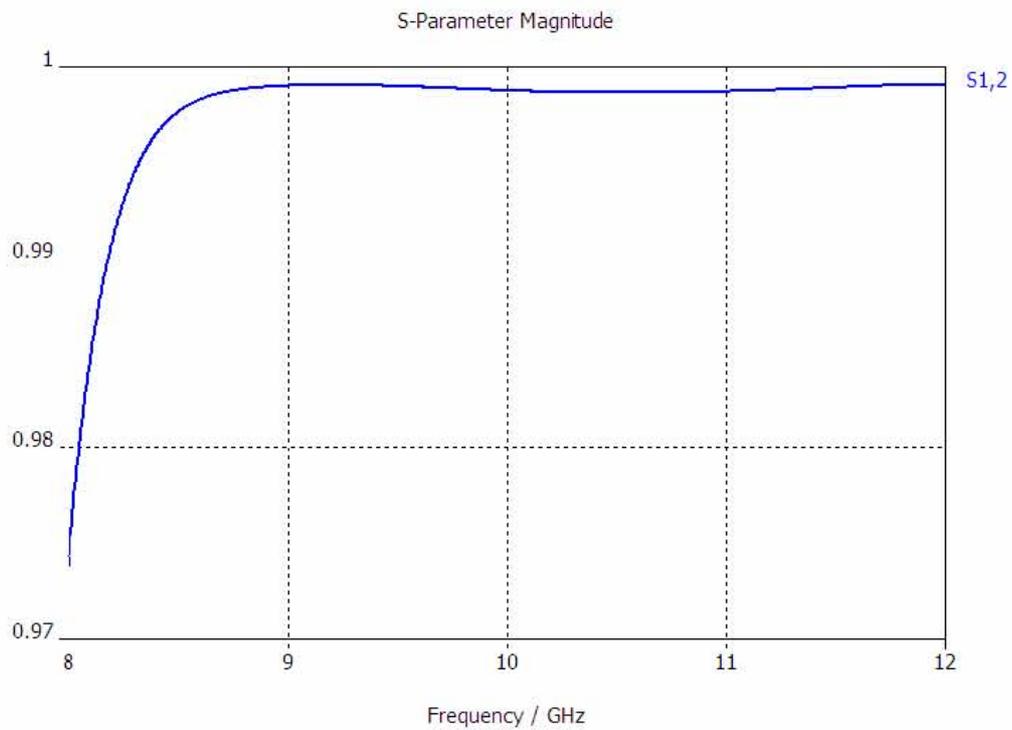


Figura 4.22 Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 2 a 1; a partir del software de simulación basado en teoría electromagnética para un adaptador de 3 secciones.

El adaptador es un elemento recíproco, por lo cual no importa el punto por el que se alimenta, las variaciones de los elementos de dispersión deben ser las mismas, por ello presentamos las gráficas de las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de transmisión de 1 a 2 y de reflexión asociada al puerto 1, estas se muestran en la figura 4.23.

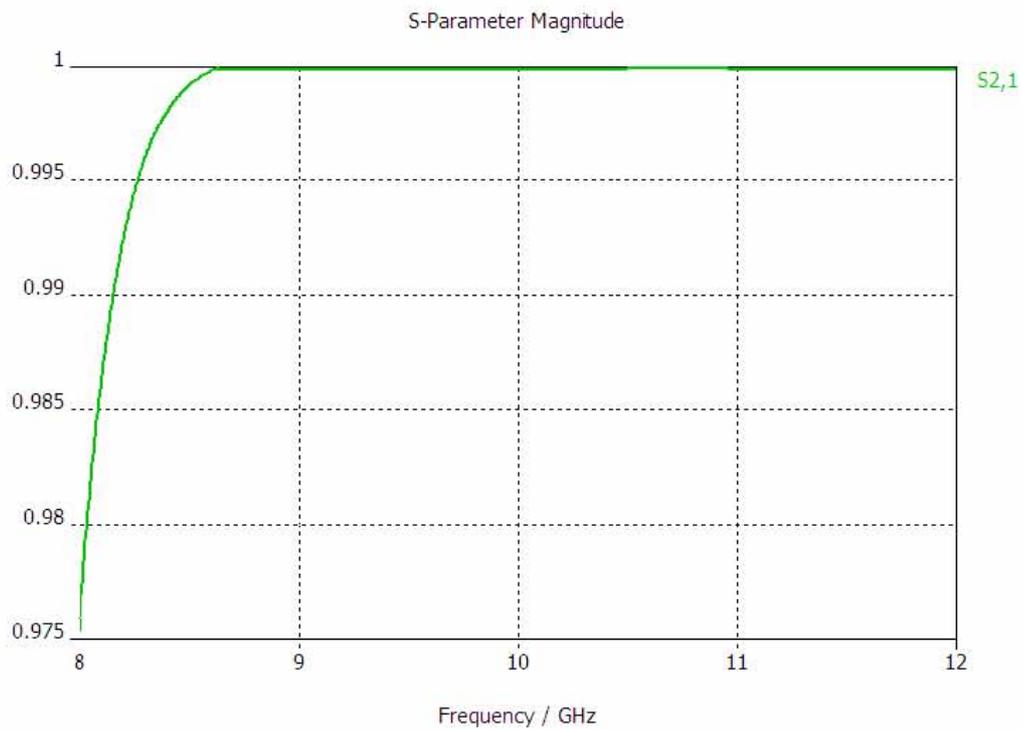


Figura 4.23a Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 1 a 2

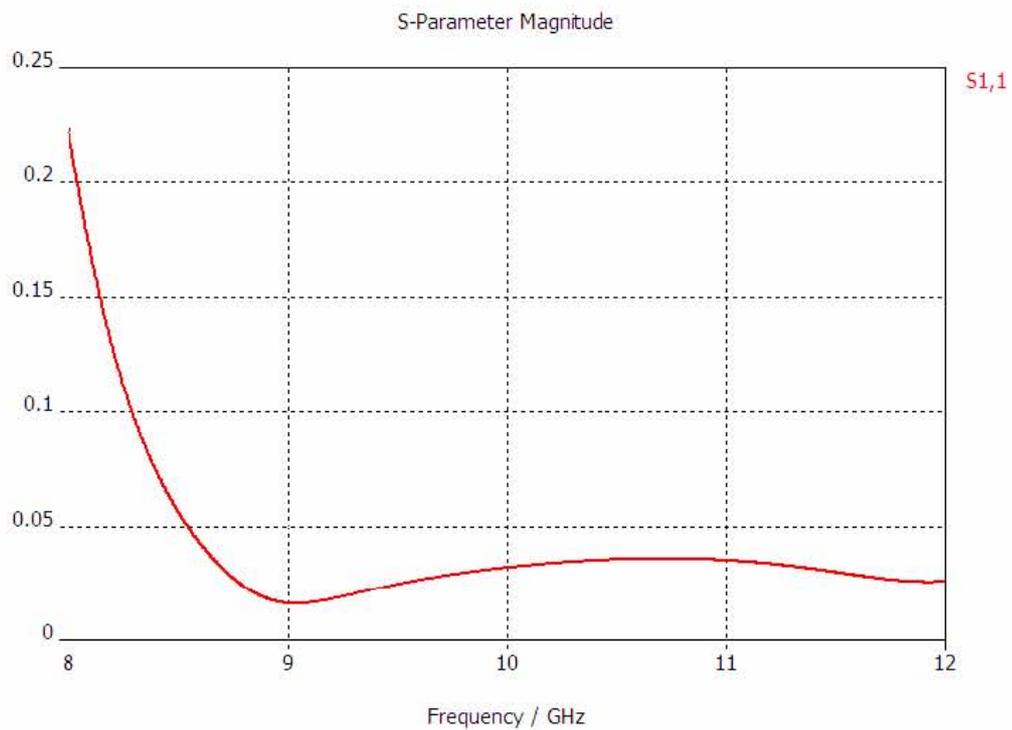


Figura 4.23b Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión referido al puerto 1.

Figura 4.23 Graficas de las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de transmisión de 1 a 2 y de reflexión asociada al puerto 1, para un adaptador de 3 secciones.

4.4.2 Modelo matemático basado en la teoría electromagnética para el adaptador de 4 secciones.

En esta sección, abordamos el modelo basado en la teoría electromagnética para el adaptador de 4 secciones, utilizando de nuevo el software de simulación electromagnético, para obtener los parámetros S.

En la figura 4.23, se muestra la estructura del adaptador de 4 secciones, para el cual se realiza la simulación.

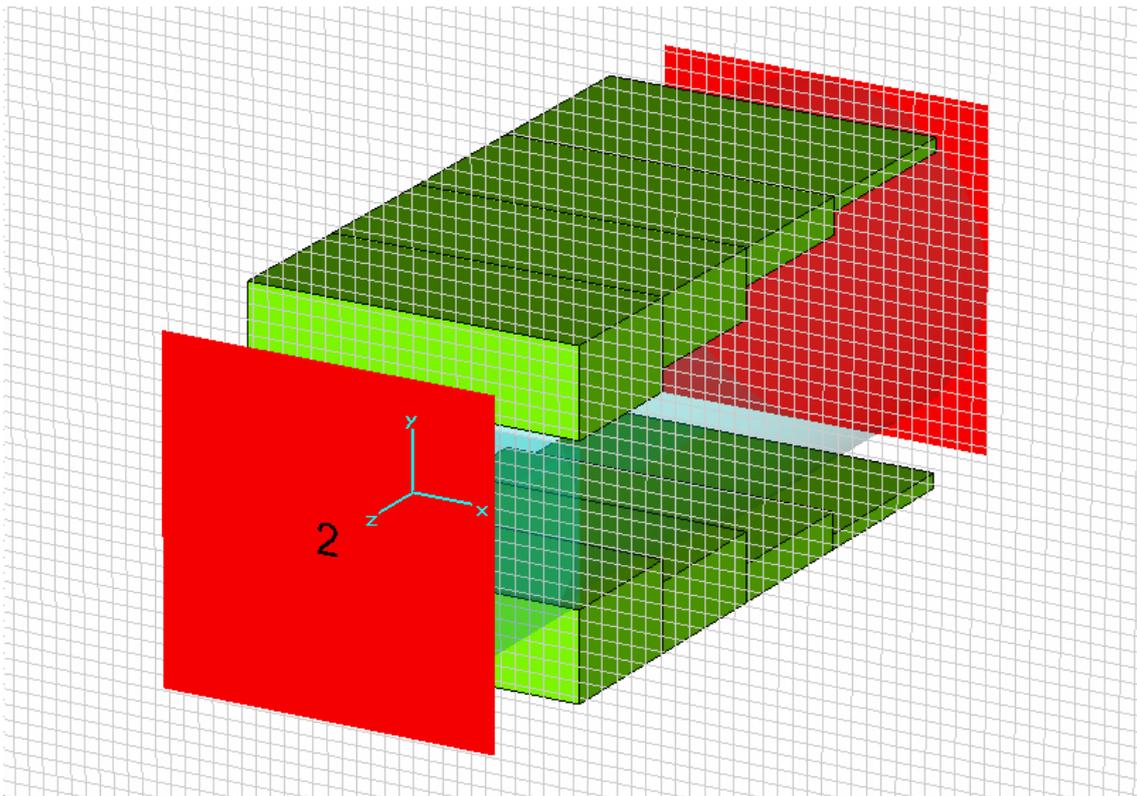


Figura 4.23 Estructura tridimensional del adaptador de 4 secciones utilizada para la obtención de parámetros S.

Las dimensiones de la estructura mostrada en la figura 4.23, se basan en las medidas presentadas en la tabla 4.6, en la figura 4.24 se muestra el esquema con las dimensiones del adaptador de 4 secciones.

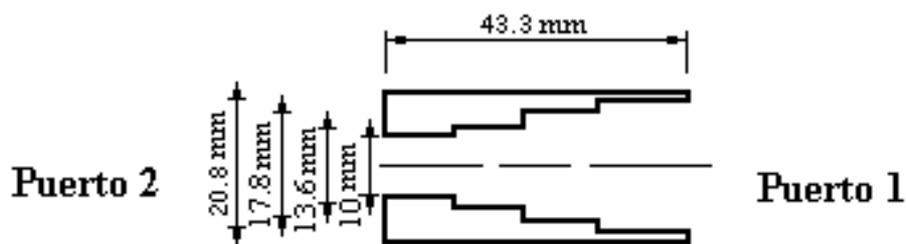
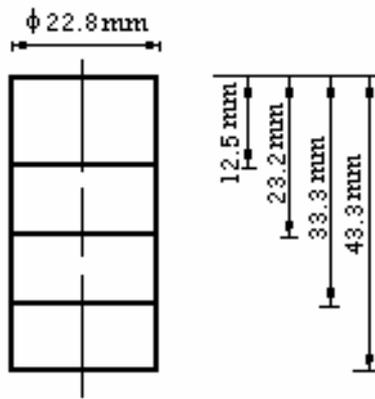


Figura 4.24a

Puerto 1



Puerto 2

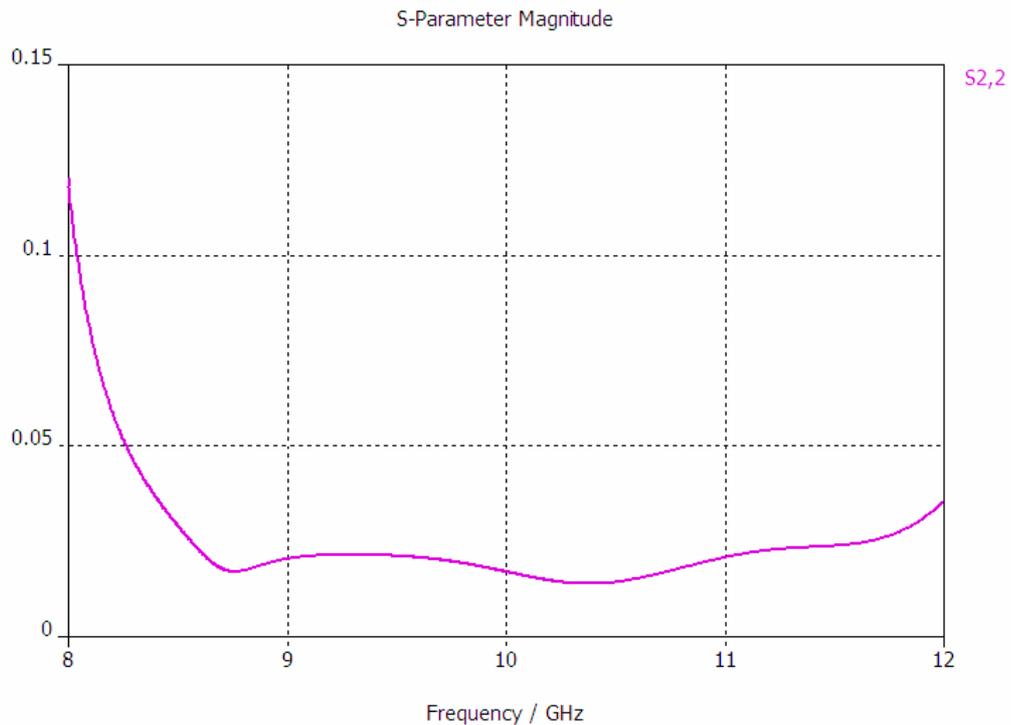
Figura 4.24b

Figura 4.24 Esquema con las dimensiones de un adaptador de 4 secciones

En la figura apreciamos de nueva cuenta que el puerto de entrada corresponde al puerto donde se conecta la guía de onda rectangular, el cual designamos como puerto 2.

El puerto de salida corresponde al puerto donde se conecta la guía de onda circular, y se designa como puerto 1.

Realizando la simulación para el modo dominante, se obtienen las gráficas de las variaciones de las magnitudes de los parámetros de dispersión, a continuación mostramos la variación del coeficiente de reflexión del puerto 1 al 2 en la figura 4.25.



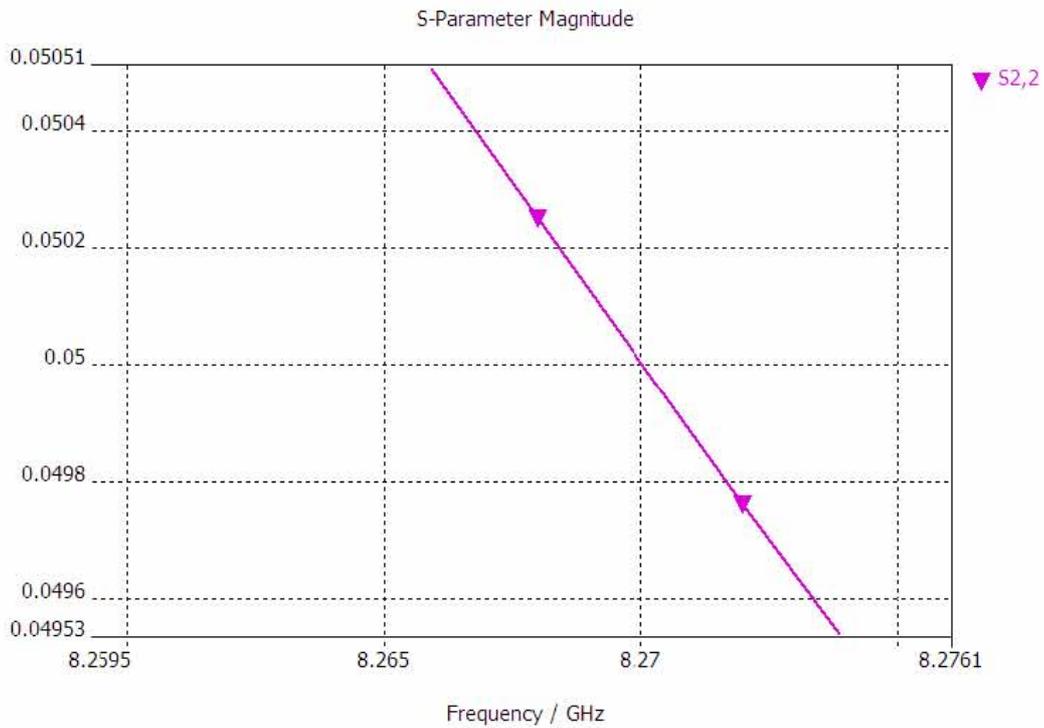


Figura 4.25 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión a partir del software de simulación basado en teoría electromagnética para un adaptador de 4 secciones.

El adaptador, como se había mencionado en 4.4.1, es un dispositivo recíproco, y por ello no importa donde se alimente, las variaciones de los parámetros S son las mismas. Por ello presentamos en la figura 4.26, las variaciones de las magnitudes de los parámetros S.

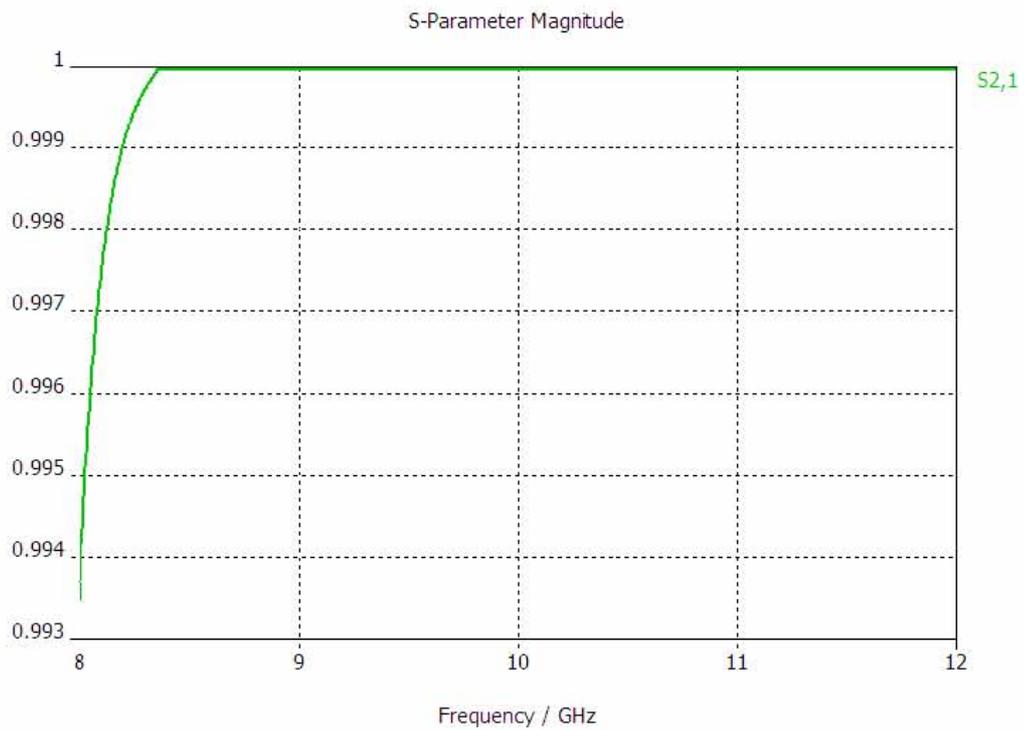


Figura 4.26a Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 1 a 2.

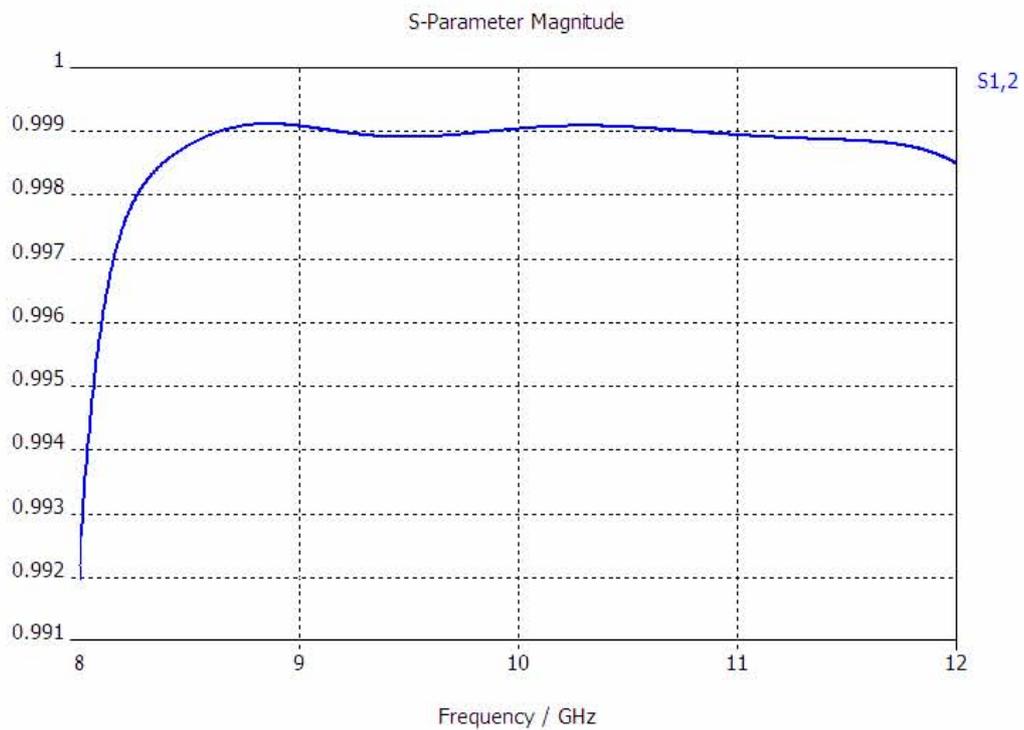


Figura 4.26b Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 2 a 1.

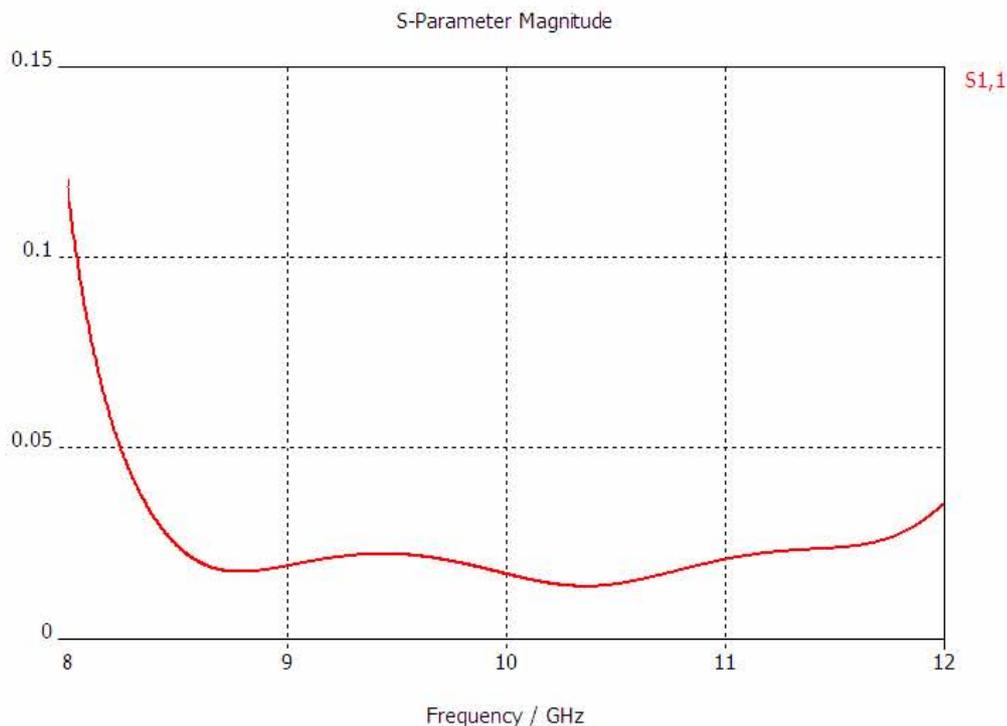


Figura 4.26c Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión referido al puerto 1.

Figura 4.26 Variación de las magnitudes de los parámetros S para un adaptador de 4 secciones.

Al haber obtenido las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de transmisión y de reflexión, para los adaptadores de 3 y 4 secciones; nos disponemos a seleccionar el más apropiado al comparar las variaciones de los parámetros S obtenidos.

Al comparar las gráficas de las figuras 4.25 y 4.21, podemos ver que el adaptador de 4 secciones ofrece un mejor ancho de banda, además de que la magnitud del coeficiente de reflexión es menor para el adaptador de 4 secciones.

Esto lo podemos corroborar al comparar las figuras 4.26, 4.23 y 4.22, donde vemos que las magnitudes de los coeficientes de transmisión son mayores para el adaptador de 4 secciones y la banda también es mayor.

Por ello, elegimos el adaptador de 4 secciones para ser implementado, una vez que la respuesta del simulador es la deseada.

4.5 Obtención de las tolerancias del adaptador.

Al haber elegido el adaptador de 4 secciones, es importante determinar las tolerancias con las que se han de implementar los planos para la construcción del adaptador.

Es por ello, de nueva cuenta recurrimos al simulador electromagnético; en este simulador variamos las longitudes físicas optimizadas del adaptador hasta obtener variaciones de los parámetros de dispersión que fueran aceptables, a partir de ello

seleccionamos el valor más conveniente; en este caso la tolerancia aceptada es de 0.05mm para las longitudes y alturas de los escalones de cada sección del adaptador.

A continuación mostramos las gráficas de las magnitudes de los parámetros S, variando las dimensiones físicas en 0.05mm y en 0.02mm, para el radio de la guía de onda circular y en 0.1 para la longitud de la guía de onda rectangular.

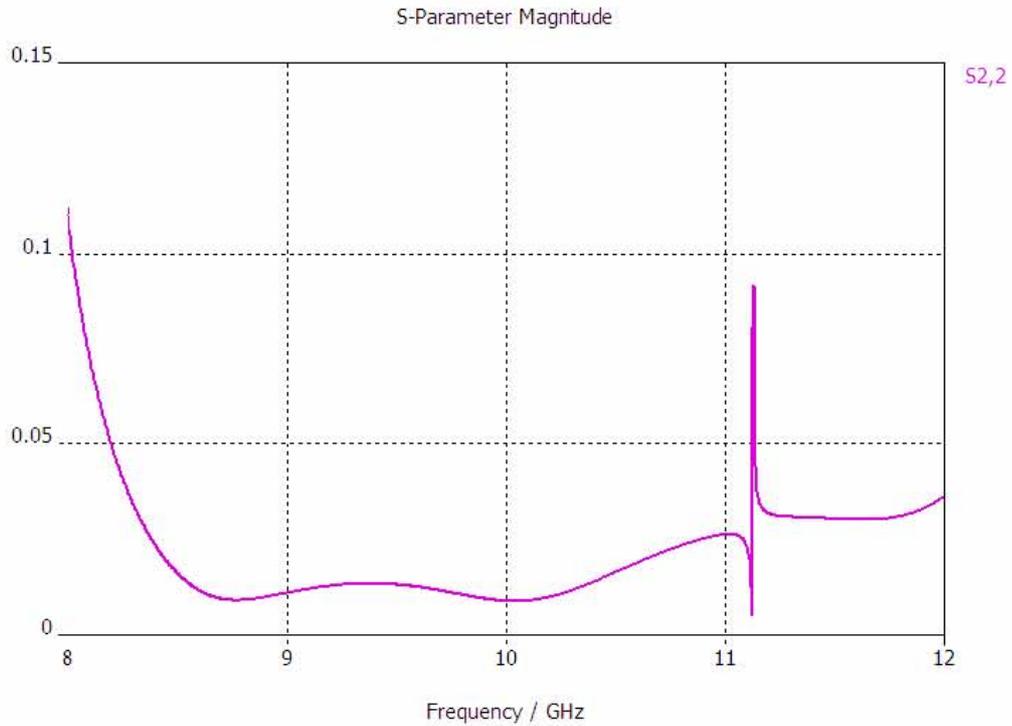


Figura 4.27a Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión referido al puerto 2.

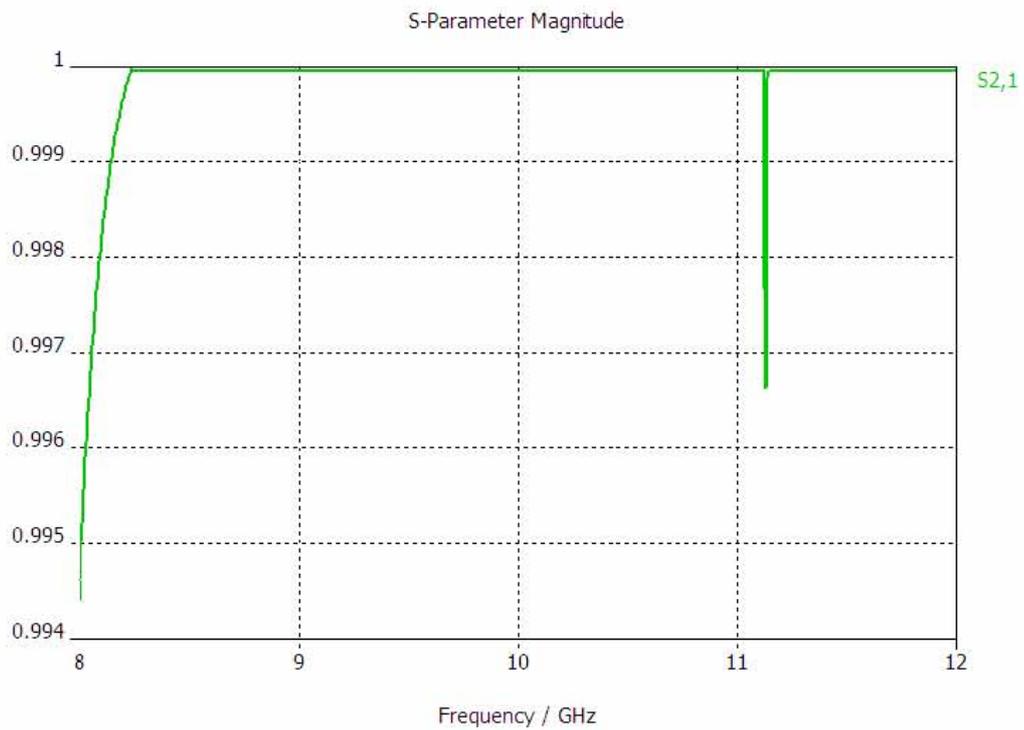


Figura 4.27b Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 1 a 2

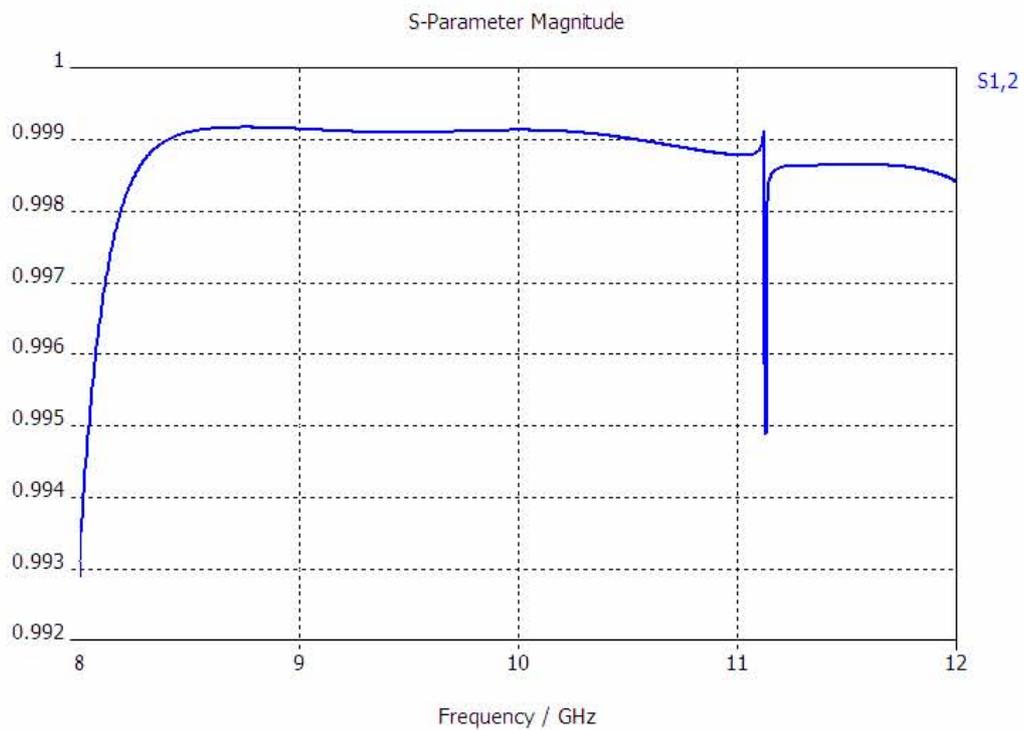


Figura 4.27c Variación de la magnitud del coeficiente de transmisión del puerto 2 a 1.

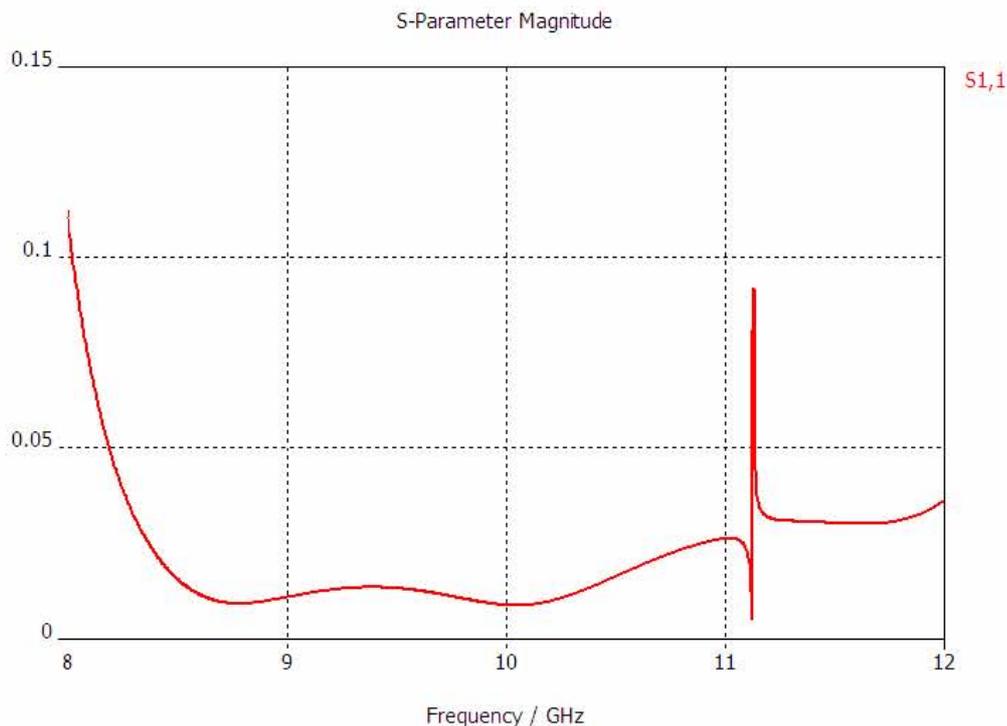


Figura 4.27d Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión referido al puerto 1.

Figura 4.27 Variación de las magnitudes de los parámetros S para un adaptador de 4 secciones, variando las dimensiones físicas de acuerdo a la tolerancia especificada.

Al observar las gráficas de las variaciones de los parámetros de dispersión, vemos que existen variaciones grandes para las magnitudes de los parámetros S, sin embargo éstas ocurren en bandas de frecuencia muy pequeñas por lo que las tolerancias seleccionadas son aceptables.

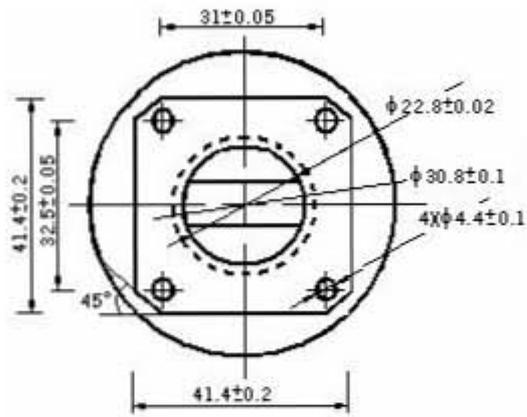
Las longitudes y tolerancias seleccionadas para interconectar el adaptador con las guías de onda tanto circular como rectangular, se especifican en las referencias según los estándares de fabricación.

4.6 Esquema del adaptador.

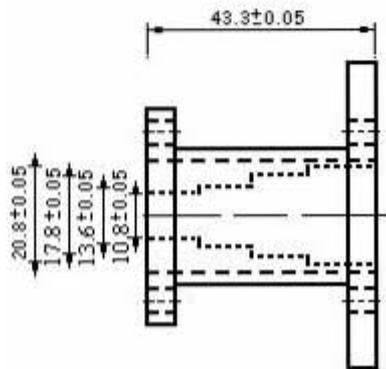
En esta sección se muestra el plano para la construcción del adaptador de 4 secciones, basándonos en los parámetros calculados en este capítulo (dimensiones físicas y tolerancias) y en las tolerancias utilizadas en los estándares de fabricación.

El plano cuenta con 4 vistas, las cuales se presentan de manera independiente, estas son:

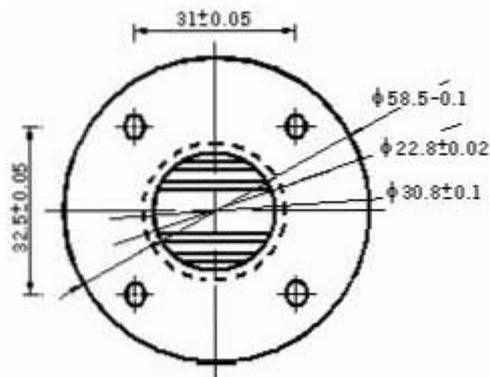
- *Vista Frontal*



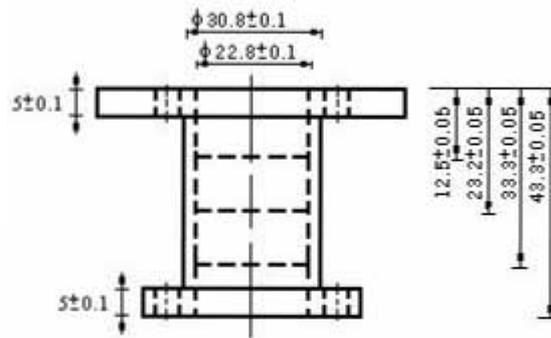
- *Vista Lateral*



- *Vista Trasera*



- *Vista Arriba.*



4.7 Conclusiones.

En el presente capítulo, se realizaron los procedimientos para el diseño y simulación de los adaptadores de 3 y 4 secciones; iniciamos calculando los parámetros de frecuencia normalizada e impedancia normalizada para calcular el valor de las impedancias características de cada sección de los adaptadores.

Después de haber calculado las impedancias características de las secciones, utilizamos el algoritmo calculado en el capítulo 3 para encontrar los parámetros correspondientes a las frecuencias de corte y alturas de cada segmento de los adaptadores, así como las variaciones de las magnitudes de las susceptancias en cada sección.

Posteriormente, se plantea el análisis en teoría de circuitos eléctricos, apoyándonos de un simulador de circuitos para microondas, para los adaptadores, con los cuales determinamos las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión.

Seguidamente, utilizamos el software de simulación para optimizar los parámetros de longitud física y altura de cada sección para cada adaptador.

Una vez obtenidos los valores optimizados, obtuvimos las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de los parámetros de dispersión para cada adaptador, apoyándonos en un simulador electromagnético.

Con las variaciones antes mencionadas, comparamos las magnitudes de los parámetros correspondientes al adaptador de 3 con las variaciones de las magnitudes de los parámetros s correspondientes al adaptador de 4 secciones.

Al haber realizado dicha comparación, vemos que el adaptador de 4 secciones, proporciona una mayor banda de trabajo y las magnitudes de los coeficientes de reflexión son menores en ese ancho de banda, por ello seleccionamos el adaptador de 4 secciones.

La razón por la que se emplean los resultados ofrecidos por el simulador electromagnético como parámetro para seleccionar el adaptador más conveniente, es que en el modelo realizado en teoría de circuitos, no se consideran los efectos producidos por la concentración de campo eléctrico en las superficies metálicas de las secciones de cada adaptador, así como las corrientes que circulan por los bordes

metálicos de cada sección de los adaptadores; el modelo electromagnético si las considera y por ello seleccionamos el adaptador con base en los resultados del simulador electromagnético, así como los valores de tolerancias para la implementación.

Después de haber seleccionado las tolerancias, implementamos el plano para el adaptador con las medidas obtenidas en este capítulo, las tolerancias y medidas estándares para la interconexión con las guías de onda.

El resultado obtenido a partir de la simulación de un adaptador de 4 secciones, es un ancho de banda de 8.27 a 12GHz con un coeficiente de reflexión menor a 0.05, resultado que se considera aceptable dadas las características y requerimientos del diseño.

5 VERIFICACIÓN EXPERIMENTAL DE LOS PARÁMETROS DEL ADAPTADOR

5.1 Introducción.

El objetivo de este capítulo, es realizar la verificación de los parámetros del adaptador, para ello utilizamos equipo de laboratorio, el cual consiste en un analizador de redes HP con su kit de calibración, un segmento de guía de onda circular y el adaptador de guía de onda rectangular a circular.

Para realizar las mediciones, primero calibramos el analizador de redes e implementamos la configuración requerida para las mediciones.

Posteriormente, seleccionamos el tipo de parámetros que deseamos obtener de nuestro adaptador, por ello, seleccionamos parámetros S para estudiar la magnitud del coeficiente de reflexión.

Al haber obtenido las variaciones de la magnitud del coeficiente de reflexión, lo comparamos con la variación obtenida en la sección 4.4.2 que es tomada como referencia teórica para determinar la calidad del adaptador de acuerdo con los parámetros de diseño.

En las conclusiones se muestran los resultados de la comparación de las variaciones de coeficiente de reflexión teórico y las variaciones obtenidas de manera experimental en 5.2 y se concluye acerca de la calidad del adaptador.

5.2 Medición de los parámetros del adaptador.

Después de haber implementado el adaptador de guía de onda rectangular a circular con base en los planos presentados en la sección 4.6, nos disponemos a medir de manera experimental, los parámetros del mismo.

Las variaciones de los parámetros dadas por el simulador electromagnético del capítulo anterior se toman como referencia teórica para realizar las comparaciones.

Como primer punto mostramos el adaptador implementado para banda X

Las figuras 5.1 y 5.2 muestran el adaptador de guía de onda rectangular a circular.

En la figura 5.1 se puede apreciar la sección que se conecta con la guía de onda rectangular, cuyas dimensiones corresponden a los estándares utilizados para guías WR-90.

En la figura 5.2 se muestran varias figuras y perspectivas de la sección del adaptador que se conecta con la guía de onda circular, en algunas de ellas podemos apreciar la longitud del adaptador (Figura 5.2a), en la figura 5.2b se pueden ver los escalones que conforman el adaptador.

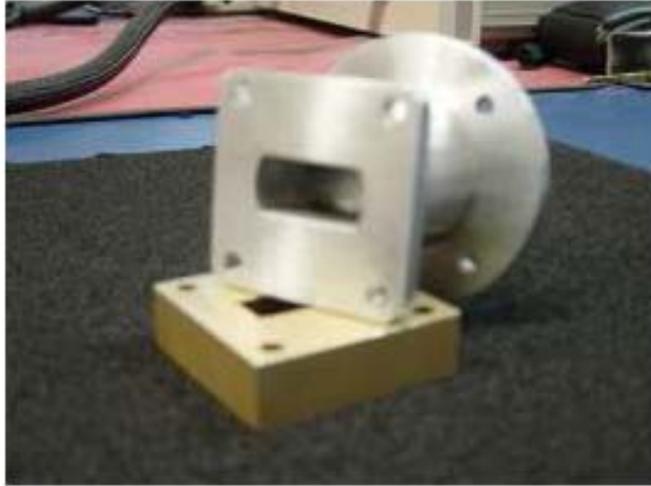


Figura 5.1 Adaptador de guía de onda rectangular a circular visto desde la sección donde se conecta a la guía de onda rectangular.

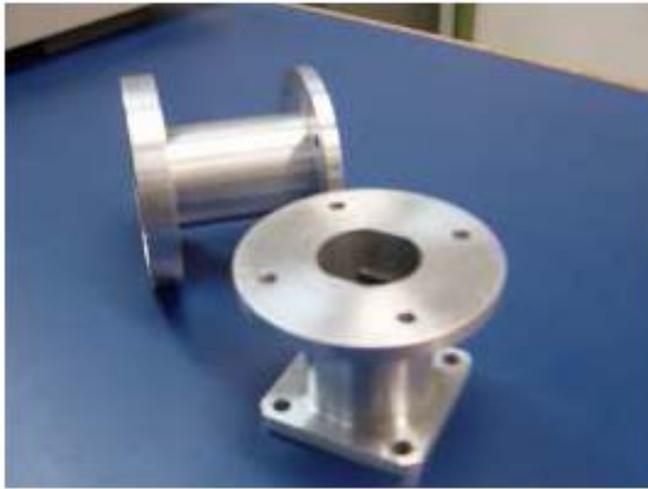


Figura 5.2 a

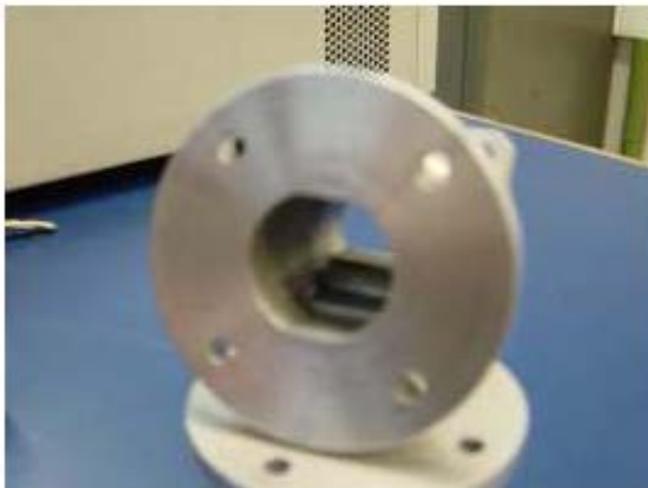


Figura 5.2 b

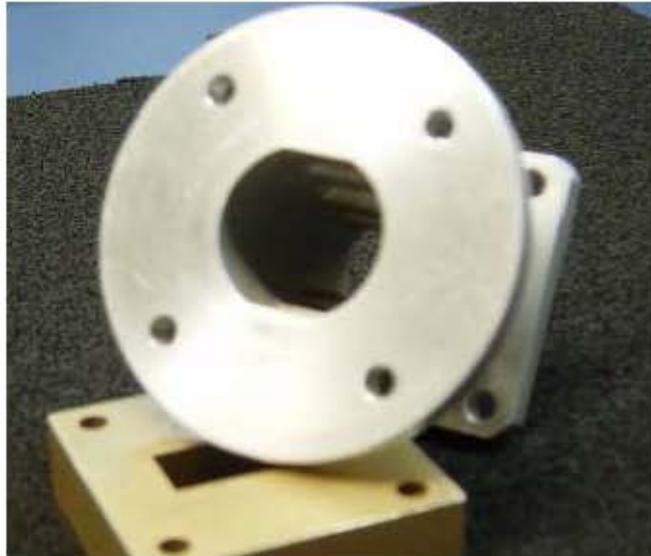


Figura 5.2 c

Figura 5.2 Adaptador de guía de onda rectangular a circular visto desde la sección donde se conecta a la guía de onda circular.

Para realizar las mediciones, utilizamos el *Analizador de Redes Hewlett Packard 8722C*, el cual opera de 50MHz hasta 40GHz.

El analizador de redes utilizado, se muestra en la figura 5.3

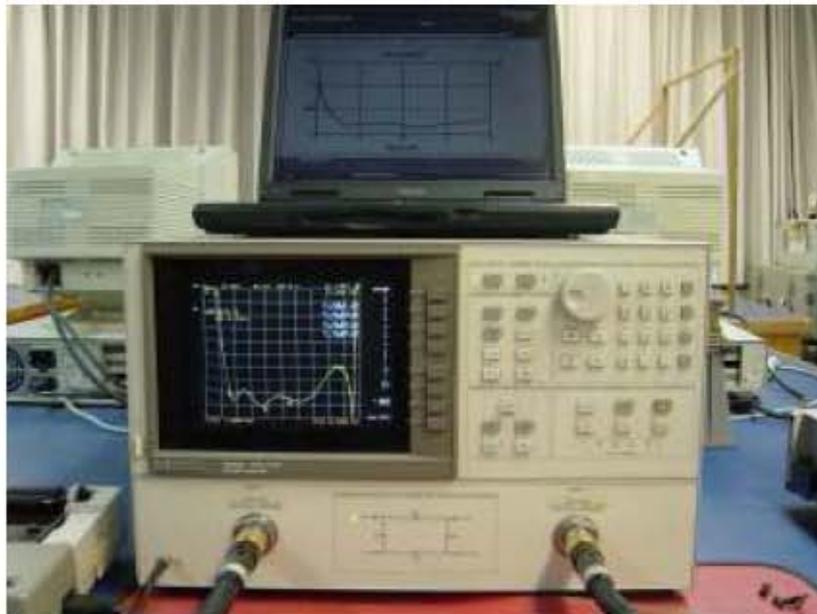


Figura 5.1 Analizador de Redes HP 8722C

Como primer punto calibramos el analizador de redes mostrado en la figura 5.3, en la banda de frecuencias de 7.5 a 13.9GHz, y después conectamos al puerto 1 una guía de onda rectangular WR-90, por donde se alimenta la onda de modo TE_{10} ; a la salida de la guía de onda rectangular se coloca el adaptador, el cual queda conectado a su salida con la guía de onda circular.

La guía de onda circular de 22mm de radio, y 100mm de longitud utilizada se muestra en la figura 5.4



Figura 5.4 Guía de onda circular de 22mm de radio y 100mm de longitud. La configuración utilizada para medir los parámetros del adaptador, se aprecia en la figura 5.5 mostrada a continuación:



Figura 5.5 Configuración para medir los parámetros del adaptador de guía de onda rectangular a circular.

Para que las lecturas de los parámetros del adaptador sean confiables, debemos evitar las reflexiones provenientes de la guía de onda circular, la cual se encuentra cargada con la impedancia intrínseca del medio ($\eta = 120\pi [\Omega]$) y no con su impedancia característica y por ello, no se transfiere toda la potencia a la carga.

Para disminuir las reflexiones, utilizamos un material absorbente [eccosorb ls-30, anexo] para microondas en banda X, dicho material se muestra a continuación en la figura 5.6

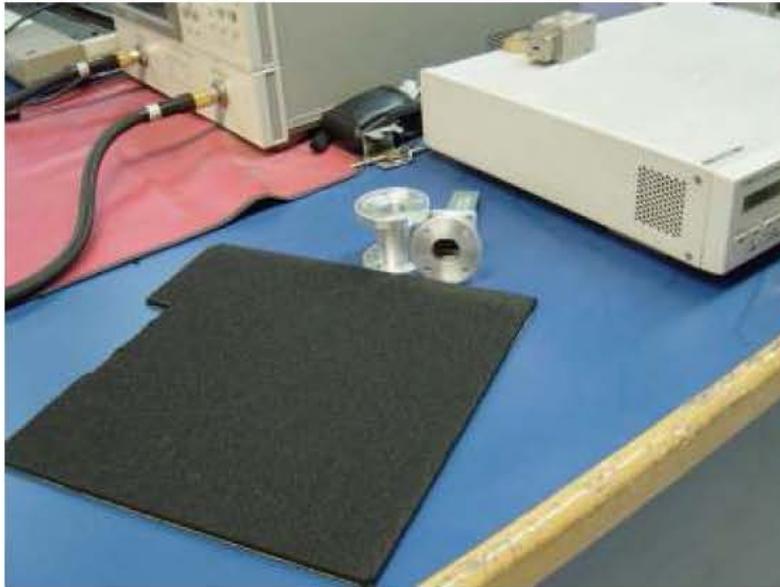


Figura 5.6 Material absorbente para microondas en banda X.

El material absorbente se corta en forma triangular, como se muestra en la figura 5.7

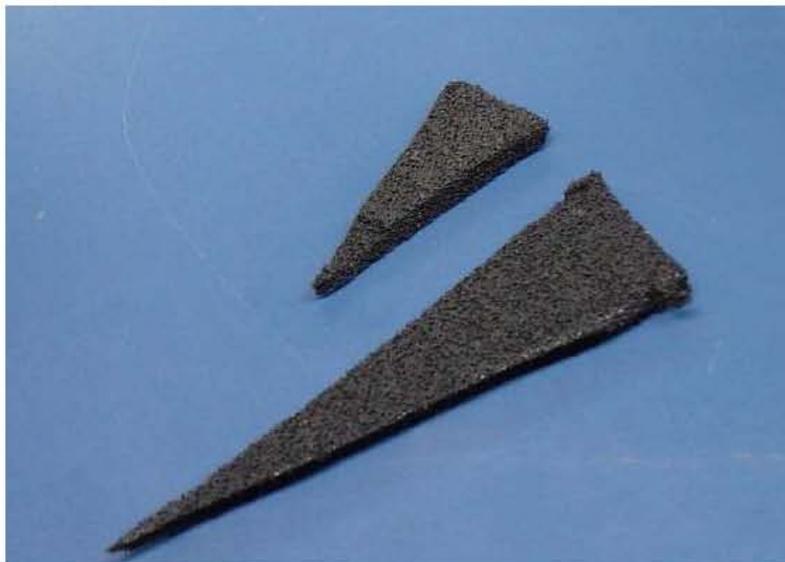


Figura 5.7 Corte triangular del material absorbente para microondas en banda X.

El material se corta de manera triangular, para que la impedancia dentro de la guía de onda circular no cambie bruscamente, y la onda que polariza de manera horizontal dentro de la guía, entre poco a poco y sea absorbida disminuyendo las reflexiones dentro de la guía de onda.

El material absorbente es depositado dentro de la guía de onda circular como lo muestra la figura 5.8



Figura 5.8 Configuración para medir los parámetros del adaptador en banda X, donde la guía de onda circular contiene en su interior el material absorbente.

La variación de la magnitud del coeficiente de reflexión, se muestra en la figura 5.9



Figura 5.9 Variación de la magnitud del coeficiente de reflexión determinada de manera experimental para el adaptador de guía de onda rectangular a circular.

En la figura 5.9 se muestra la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión del puerto 1 (S_{11}), el rango de frecuencias va de 7.5 a 13.9 GHz y la escala utilizada en la magnitud del coeficiente de reflexión es de 0.0025 por cada cuadro.

Para poder ver más claramente el comportamiento de la variación del coeficiente de reflexión, tomamos las lecturas correspondientes (para la banda de frecuencias de 8 a 12.5GHz) directamente del analizador de redes y las graficamos en la figura 5.10

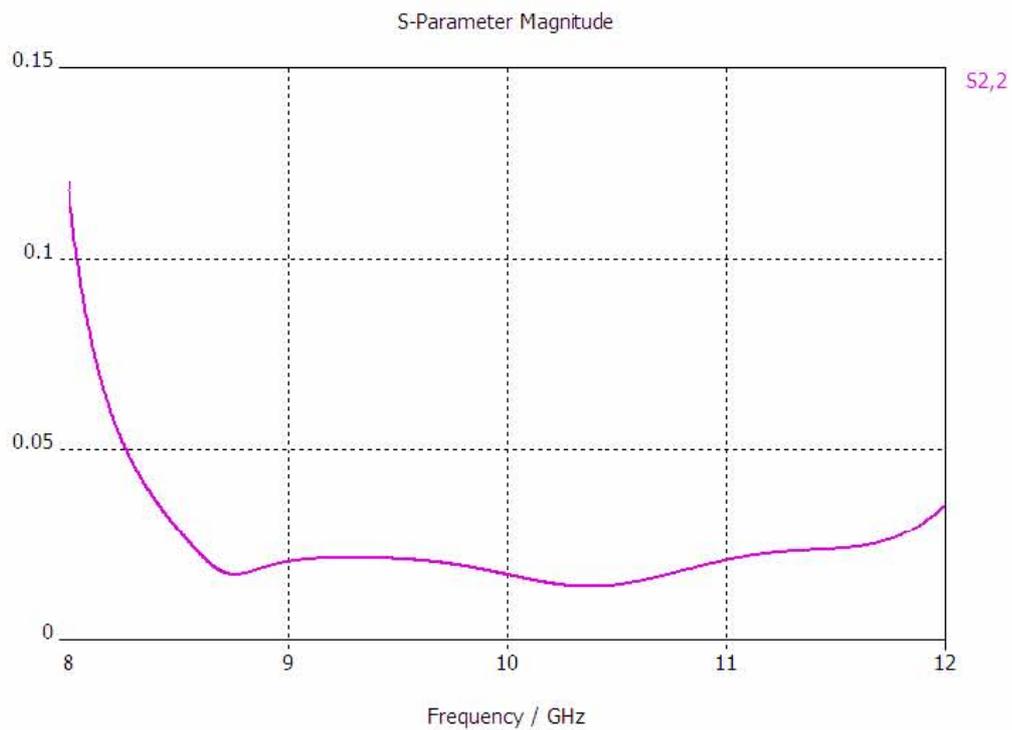
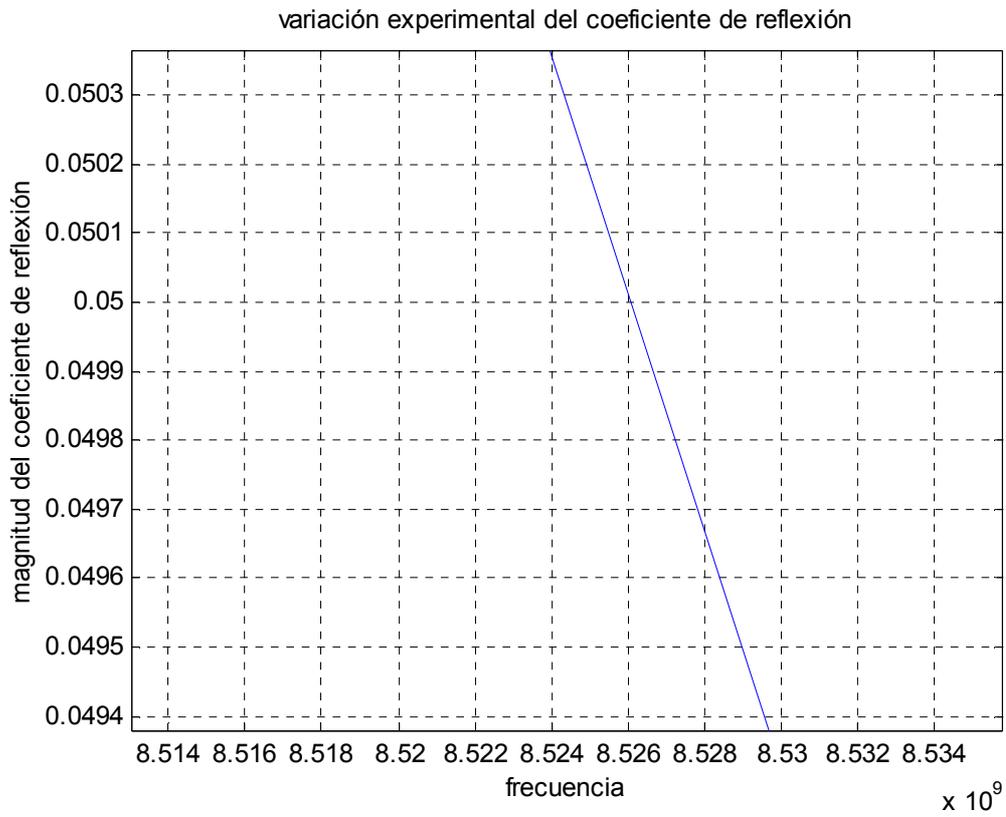
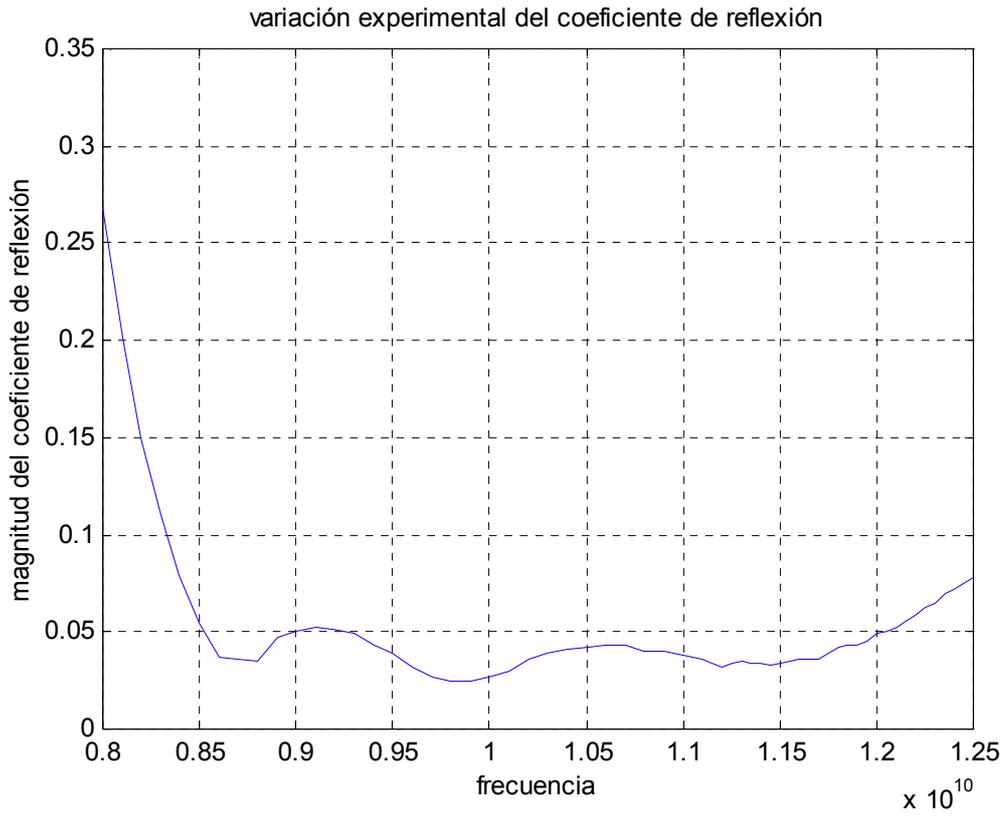


Figura 5.10a Variación teórica de la magnitud del coeficiente de reflexión.



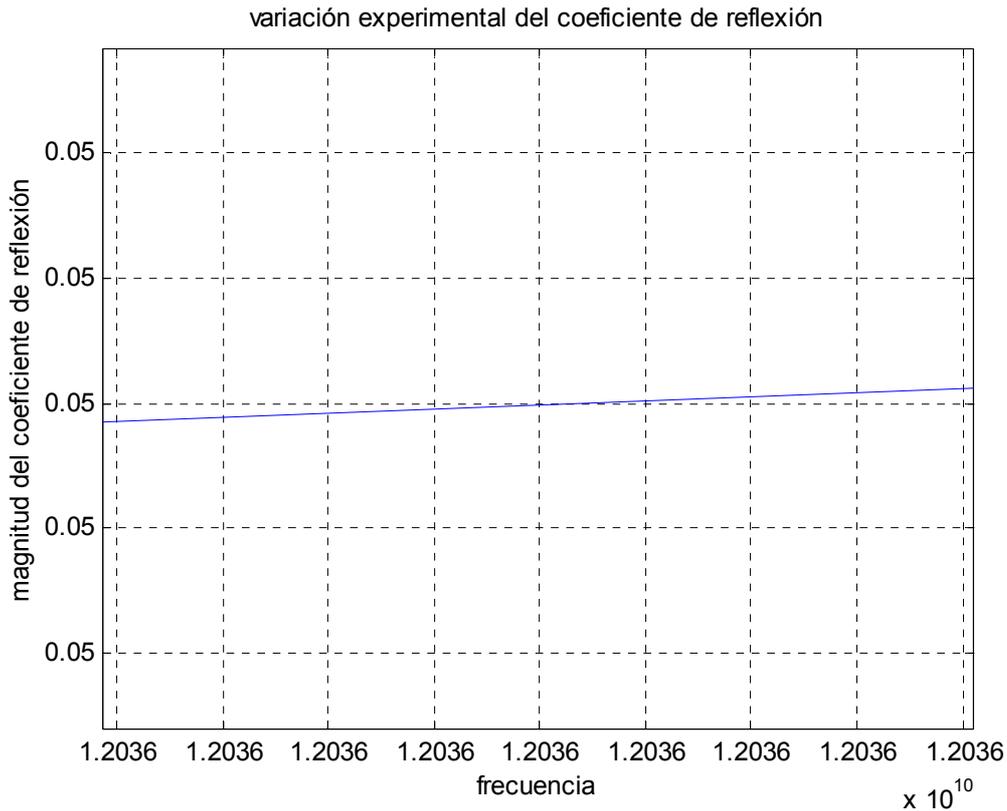


Figura 5.10b Variación experimental del coeficiente de reflexión.

Figura 5.10 Variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión obtenidas teóricamente y experimentalmente, para el adaptador de guía de onda rectangular a circular.

En la figura 5.10b, se puede apreciar que la banda de frecuencias donde el adaptador cumple con las condiciones de diseño, es aproximadamente de 8.526 a 12.03 GHz, que es la banda donde el coeficiente de reflexión es menor que 0.05.

Al comparar las gráficas que aparecen en la figura 5.10, podemos decir que los resultados obtenidos, son los esperados, puesto que la figura 5.10b es muy parecida a la 5.10a por lo que podemos concluir que el adaptador tiene un funcionamiento muy aceptable.

La razón por la que la variación de la magnitud del coeficiente de reflexión, obtenido de manera experimental, no es igual a la variación teórica presentada en la figura 5.10b por que se permitió una tolerancia en la fabricación y las medidas físicas del adaptador no necesariamente corresponden con las teóricas.

Otra razón por la cual las variaciones teórica y práctica de la magnitud del coeficiente de reflexión del adaptador no son las mismas, es por que el kit de calibración utilizado para el analizador de redes, no está en buenas condiciones y en el proceso de calibración se pudieron tener algunos errores.

Una razón más por la que los resultados teóricos no son iguales a los prácticos, es que el material absorbente evita buena parte de la reflexión, sin embargo existe reflexión que por muy pequeña que sea, altera las mediciones del analizador de redes.

Sin embargo, los resultados obtenidos son muy satisfactorios, y podemos concluir que el adaptador tiene un buen rendimiento acorde a los parámetros de diseño.

5.3 Conclusiones.

Después de haber obtenido la variación experimental del coeficiente de reflexión podemos concluir que dicha variación es muy parecida a la variación teórica que presenta el simulador para microondas basado en el análisis electromagnético del adaptador.

La razón por la cual las variaciones de la magnitud del coeficiente de reflexión tanto teórica como práctica no son las mismas, es como ya se dijo, por que en la fabricación del adaptador se permite una tolerancia, y las medidas físicas no corresponden a la teóricas.

Al haber calibrado el analizador de redes, nos percatamos de que el Kit de calibración no está en buen estado y esto pudo influir en que las medidas obtenidas del adaptador no correspondieran con los resultados teóricos.

Una razón más, como ya se explicó, por la que se presentan discrepancias entre los resultados teóricos y prácticos de los parámetros del adaptador, es que la guía de onda circular no está cargada con su impedancia característica, y por ello se presentan reflexiones que alteran las lecturas de los parámetros del adaptador, pese a que se utiliza un material absorbente para minimizar las reflexiones.

El adaptador cumple con un coeficiente de reflexión menor a 0.05 a partir de 8.526 a 12.03 GHz, por lo que es la banda de operación recomendada, aunque la banda propuesta de diseño fue de 8.27 a 12GHz.

Por los resultados obtenidos, podemos concluir que el adaptador de guía de onda rectangular a circular presenta resultados muy satisfactorios y calidad muy aceptable.

6 CONCLUSIONES GENERALES

El objetivo fundamental de este trabajo es el diseño, simulación e implementación de un adaptador de guía de onda rectangular a circular en la banda X (8 a 12GHz) que tuviera un coeficiente máximo de reflexión de 0.05.

Al realizar el diseño, simulación e implementación del adaptador, hemos obtenido un dispositivo que acopla una guía de onda rectangular a una guía de onda circular, en una banda de 8.526 a 12.036 con un coeficiente de reflexión máximo menor a 0.05, por lo que a primer instancia podemos concluir que el objetivo fundamental se ha cumplido.

A lo largo del presente trabajo, se mostró la metodología de diseño, la cual se basa en la teoría electromagnética, la teoría de las líneas de transmisión y los dispositivos de microondas, así como los fundamentos teóricos de las guías de onda, los acopladores de impedancias, el método de resonancia transversal y los modelos electromagnéticos y en teoría de circuitos del adaptador, con los cuales se realiza la etapa de simulación y al ser los resultados aceptables, pasamos a la implementación.

En el primer capítulo, se presento la teoría general de la guía de onda rectangular y la guía de onda circular, comenzamos utilizando las ecuaciones de Maxwell, para obtener las expresiones generales de los campos electromagnéticos que se propagan en una línea de transmisión.

Después de haber obtenidos dichas expresiones, utilizamos nuevamente las ecuaciones de Maxwell, para encontrar las expresiones de los campos electromagnéticos en un medio sin cargas ni corrientes, llegando a la ecuación de onda.

Seguidamente, estudiamos cada uno de los modos de propagación que se presentan en las líneas de transmisión, determinando para cada uno sus respectivos parámetros.

Mediante la solución de la ecuación de onda, encontramos las expresiones de las frecuencias de corte, impedancias características, atenuación y potencia para los modos dominantes de la guía de onda rectangular, así como para la guía de onda circular; asimismo enunciamos las ventajas y desventajas que presentan estas guías de onda y la importancia que tienen en microondas.

En el capítulo segundo presentamos la teoría de los acopladores para microondas, distinguiendo 2 grandes grupos:

- Acopladores de banda estrecha.
- Acopladores de banda ancha.

En este capítulo, se mencionaron las ventajas y desventajas de cada uno de ellos, y dadas las condiciones de diseño de nuestro adaptador, se optó por utilizar los acopladores de banda ancha, por que el objetivo fue acoplar la impedancia característica de la guía de onda rectangular, a la impedancia característica de la guía de onda circular.

En el capítulo segundo, se presentó el estudio de los acopladores de banda ancha que a su vez se dividen en 2 grupos:

- Acopladores Multiseccionales.
- Acopladores Lisos.

Los acopladores multiseccionales están conformados por varios segmentos de línea de transmisión, sin embargo tienen la desventaja de que al trabajar con frecuencias elevadas, los bordes en la estructura metálica permiten concentración de campo eléctrico por lo que se presenta un capacitor parásito, además la corriente que circula por estos bordes da lugar a una inductancia parásita.

Los transformadores lisos minimizan la presencia de estas impedancias parásitas, sin embargo se optó por trabajar con un transformador multiseccional por que tiene menor longitud que uno liso.

De los transformadores multiseccionales estudiados, se seleccionó el acoplador Chebyshev por que presenta una banda de trabajo estable a costa de los rizados que aparecen en la respuesta en frecuencia, de los cuales es deseable que el mayor en magnitud sea el que corresponda al máximo coeficiente de reflexión permitido en el diseño.

En el capítulo tercero, se presentó la teoría general del método de resonancia transversal, el cual es un método alternativo y más práctico que el análisis electromagnético basado en las ecuaciones de Maxwell, para determinar la frecuencia de corte y la impedancia característica de una guía de onda de sección transversal compleja.

Para aplicar el método de resonancia transversal a una guía de onda de sección transversal compleja, fue necesario obtener el modelo equivalente en teoría de circuitos de la guía de onda, después encontrar la impedancia de entrada y de ahí la susceptancia de entrada; para obtener la frecuencia de corte, determinamos en que frecuencia se hace cero la susceptancia de entrada.

En el tercer capítulo se presentó el estudio y metodología utilizada para encontrar la impedancia característica de la guía de onda de sección transversal compleja, a partir de la frecuencia de corte.

Al final de este capítulo, presentamos las graficas de las variaciones de la frecuencia de corte e impedancia característica infinita de una guía de onda de sección transversal compleja en función de la altura de la misma.

En el capítulo cuarto, se presentó el procedimiento y metodología para determinar los parámetros de los adaptadores de 3 y 4 secciones, de los cuales se eligió el que presentó la mejor respuesta en frecuencia.

Como primer punto, se determinaron las impedancias características de cada sección de los adaptadores de 3 y 4 secciones, y con base en estas encontramos las frecuencias de corte y las alturas de las secciones transversales de las guías de onda de sección transversal compleja.

Después de haber calculado los parámetros de cada una de las secciones de los adaptadores, planteamos un modelo en teoría de circuitos para cada adaptador, y con la

ayuda de un software de simulación basado en teoría de circuitos, determinamos la respuesta en frecuencia de la magnitud del coeficiente de reflexión de cada adaptador.

Después de obtener las variaciones de las magnitudes de los coeficientes de reflexión, aplicamos un proceso de optimización para mejorar dicha respuesta.

Para obtener resultados más aproximados de las variaciones reales de los coeficientes de reflexión de los adaptadores, utilizamos un software de simulación basado en teoría electromagnética.

Una vez determinada la respuesta en frecuencia de la magnitud del coeficiente de reflexión para cada adaptador, seleccionamos el que ofrezca mejor banda, por ello escogimos el de 4 secciones, el cual presentó un coeficiente de reflexión menor a 0.05 en la banda de 8.27 a 12GHz.

La razón por la cual se emplearon los resultados que ofrece el software de simulación en teoría electromagnética, es por que en el modelo planteado de los adaptadores en teoría de circuitos, no se consideran los efectos producidos las impedancias parásitas que se presentan por la concentración de campo eléctrico, y las corrientes que circulan por los bordes metálicos del adaptador.

Una vez que los resultados ofrecidos por el simulador electromagnético fueron aceptables, variamos las dimensiones físicas del adaptador en el simulador para obtener las tolerancias con las que se ha de construir el adaptador.

Después de haber determinado las tolerancias, implementamos los planos para la construcción del adaptador de acuerdo con los estándares de la guía WR-90.

En el capítulo quinto, se realizaron las mediciones experimentales de los parámetros del adaptador, para lo cual se utilizó el analizador de redes HP 8722C.

Después de realizar el proceso de calibración se miden los parámetros del adaptador, los cuales no fueron iguales a los teóricos por que la guía de onda circular no se encuentra cargada con su impedancia característica aunque se utilizó material absorbente que minimiza los efectos de la reflexión.

Otro motivo por el cual existieron discrepancias entre los resultados teóricos y prácticos, fue el hecho de que en la construcción del adaptador se permito una tolerancia y las dimensiones físicas del adaptador, no corresponden con las teóricas, además de que el kit de calibración del analizador de redes no estaba en buenas condiciones, lo que influyó en las lecturas tomadas de la variación del coeficiente de reflexión del adaptador.

En general el adaptador cumplió de manera aceptable con los parámetros de diseño planteados al inicio del presente trabajo, por lo que el adaptador es de buena calidad.

CODIGOS EN MATLAB

GAMMA*

```
clear all;
clear global;
f=[8 8.1 8.2 8.3 8.4 8.5 8.6 8.7 8.8 8.9 9 9.1 9.2 9.3 9.4 9.5 9.6 9.7
9.8 9.9 10 10.1 10.2 10.3 10.4 10.5 10.6 10.7 10.8 10.9 11 11.1 11.15
11.20 11.25 11.30 11.35 11.40 11.45 11.5 11.55 11.6 11.65 11.7 11.75 11.8
11.85 11.9 11.95 12 12.05 12.1 12.15 12.2 12.25 12.3 12.35 12.4 12.45
12.5].*1e9;
gamma=[267.99 201.14 150.28 109.74 78.609 54.495 37.268 35.423 34.875
46.759 50.602 52.5 51.701 49.036 43.007 38.971 31.504 27.169 24.425
24.387 27.002 29.858 35.7 38.83 41.239 42.273 42.837 43.308 40.44 40.173
37.712 35.612 33.928 32.305 33.457 34.573 34.269 33.482 32.647 33.546
35.123 35.551 35.442 35.898 39.094 41.595 42.704 42.728 45.028 48.866
50.426 51.884 55.26 58.76 62.097 64.92 70.04 72.35 75.432 78.48].*1e-3;
plot(f,gamma);
figure (1);
title('variación experimental del coeficiente de reflexión');
xlabel('frecuencia');
ylabel('magnitud del coeficiente de reflexión');
zoom on;
grid on;
```

****FUNCTIONS***

```
clear all;
h=[10.13 10.93122 11.73244 12.53366 13.33488 14.1361 14.93732
15.73854 16.53976 17.34098 18.1422 18.94342 19.74464 20.54586 21.34708
22.1483].*1e-3;
fch=[6.8217 6.8501 6.8953 6.9593 7.0161 7.0770 7.1419 7.2109
7.2839 7.3610 7.4421 7.5273 7.6498 7.7071 7.8074 7.8972]*1e9;
figure(1);
plot(h,fch);
title('frecuencia de corte vs altura');
xlabel('altura');
ylabel('frecuencia');
grid on;
zoom on;
zoo=[347.29 376.2783 406.4492 438.0986 471.5597 501.8718 534.0367
568.5135 599.3187 639.7037 669.6329 703.0745 741.0742 768.9639 796.9148
817.7532];
figure(2);
plot(h,zoo);
title('impedancia característica infinita vs altura');
xlabel('altura');
ylabel('impedancia característica infinita');
grid on;
zoom on;
clear global;
fch1=3.154679582897335e12*h.^2-
1.068378403154284e10*h+6.597617631184608e9;
zoo1=-4.272751784560039e4*h.^2+4.184478676004001e4*h-
7.734367457574433e1;
figure(3);
plot(h,fch1);
```

```

title('polinomio fch vs h');
xlabel('altura');
ylabel('frecuencia');
zoom on;
grid on;
figure(4);
plot(h, z0oh1);
title('polinomio Z0oo vs h');
xlabel('altura');
ylabel('impedancia característica infinita');
zoom on;
grid on;
figure(5);
plot(h, fch, h, fchl);
title('Grafica de fch vs h y polinomio fch vs h');
xlabel('altura');
ylabel('frecuencia');
zoom on;
grid on;
figure(6);
plot(h, z0oh, h, z0oh1);
title('Grafica de Z0oo vs h y polinomio Z0oo vs h');
xlabel('altura');
ylabel('impedancia característica infinita');
zoom on;
grid on;

```

*****METODO DE RESONANACIA TRNASVERSAL*****

```

%programa que encuentra la constante de propagacion en una guia de onda
circular.
%r=input('introduzca el valor del radio de la guia de onda ');
clear global
clear all
clear f1 f2 N
a1=22.84E-3; %radio de la guia de onda circular de acuerdo al estandar
WR-90
r1=10.1E-3;
r12=input('altura de la guia de onda hibrida');
r=a1/2; %altura de la guia de onda de acuerdo al estandar WR-90
%N=input('introduzca el valor del numero de segmentos en los que se
divide la guia de onda');
N=100;
%f1=input('introduzca el valor del limite de frecuencia inferior');
%f2=input('introduzca el valor del limite de frecuencia superior');
f1=5E9;
f2=13E9;
deltaf=0.01e9;
fcentral=10e9;
gamma=0.0244;
%r=60E-6;
%N=1000;
%f1=26E9;
%f2=40E9;
%f=sym('f');
f=f1:deltaf:f2;
c=3E8; %velocidad de la luz

```

```

k=2*pi/c*f;%constante de propagacion.
kcentral=2*pi/c*fcentral; %constante de propagacion a la frecuencia de
trabajo
ZTE=zeros(1,length(f));
ZTE=(2*pi*f*4*pi*1E-7)/sqrt(k);
ZTE1=(2*pi*fcentral*4*pi*1E-7)/sqrt(kcentral);
a=r/N;
h=a; %para la guia de onda hibrida
Z2=zeros(1,length(f)); %quitar al utilizar la variable simbolica
xini=r-a/2;
bini=2*sqrt(r^2-xini^2);
Z2=j*bini*tan(k*a); %impedancia de entrada del circuito corto de la
linea de transmision.

for x=r-2*a:-a:0
    b=2*sqrt(r^2-(x+a/2)^2);
    Z0=b;
    Z2=Z0.*(Z2+j.*Z0.*tan(k.*a))./(Z0+j.*Z2.*tan(k.*a));
end
Z3=j*r1*tan(k.*r); %impedancia de la guia de onda rectangular mediante
el m`etodo de resonancia transversal.
Y=imag(Z2.^(-1));
Y1=imag(Z3.^(-1));
figure(1);
plot(f,Y1);
title('grafica de la suceptancia contra frecuencia en la guía de onda
rectangular');
xlabel('frecuencia');
ylabel('suceptancia');
grid on;
Yabs=abs(Y);
Yabs1=abs(Y1);
zoom on;
[a,b]=min(Yabs);
[c1,d1]=min(Yabs1)

%J=[0];
%for i=1:length(Y)-1
    %x=Y(i)*Y(i+1);
    %if x<=0
        %J=[J i];
    %end
%end
fc1=f(b);
fc2=f(d1);
fcTER=c/(4*r);
m=(Y(b+1)-Y(b-1))/(2*deltaf); %pendiente obtenida para la guia de onda
circular
dd=(Y1(d1+1)-Y1(d1-1))/(2*deltaf); % pendiente obtenida par la guia de
onda rectangular
fc=(m*f(b)-Y(b))/m ;
fcR=(dd*f(d1)-Y1(d1))/dd;
K=3E8/(240*pi^2);
Yoo=K*m;
ZooC=1/Yoo; %impedancia caracteristica infinita de la guia de onda
circular
YooR=K*dd;

```



```

ZooR=1/YooR; %impedancia caracteristica infinita de la guia de onda
ractangular
ZoR=ZooR/sqrt(1-(fcR/fcentral)^2); %impedancia caracteristica de la guia
de onda rectangular
ZoC=ZooC/sqrt(1-(fc/fcentral)^2); %impedancia caracteristica de la guia
de onda circular
alfa=((2-((f2-f1)/fcentral))*pi)/4 ; %para calcular el angulo de la
funcion del coeficiente de reflexion de acoplador Chv.
N1= acosh((1/gamma)*abs((ZoC-ZoR)/(ZoC+ZoR)))/acosh(sec(alfa)); %numero
de secciones del acoplador de impedancias Chv.
%para los modos de propagacione en la guia de onda circular;
fTE11=1.841*c/(2*pi*r);%modo TE11
fTM01=2.405*c/(2*pi*r);%modo TM01
fTE21=3.054*c/(2*pi*r);%modo TE21
fTE01=3.832*c/(2*pi*r);%modo TE01 y TM11
%para el acoplador Chebychev
wq=2*(f2-f1)/(f2+f1);
VSWR=(1+abs(gamma))/(1-abs(gamma));
R=ZoC/ZoR;

%para el calculo de la guia de onda hibrida:
q=r*cos(asin(r12/(2*r)));
L=r-q;
ZH1=zeros(1,length(f)); %quitar al utilizar la variable simbolica
xinih=r-h/2;
binih=2*sqrt(r^2-xini^2);
ZH1=j*binih*tan(k*h); %impedancia de entrada del circuito corto de la
linea de transmision.
for x=r-2*h:-h:r-L,
    b=2*sqrt(r^2-(x+h/2)^2);
    Z0=b;
    ZH1=Z0.*((ZH1+j.*Z0.*tan(k.*h))./(Z0+j.*ZH1.*tan(k.*h)));
end
ZoR1=r12; %la impedancia caracteristica de la porcion rectangular de la
guia de onda hibrida es proporcional a la altura de la guia
ZH=ZoR1.*((ZH1+j.*ZoR1.*tan(k.*q))./(ZoR1+j.*ZH1.*tan(k.*q)));
%impedancia de la guia de onda hibrida
YH=imag(ZH.^(-1));
figure(2);
plot(f,YH);
title('suceptancia contra frecuencia en la guia de onda hibrida');
xlabel('frecuencia');
ylabel('suceptancia');
grid on
zoom on
YHabs=abs(YH);
[j,m1]=min(YHabs);
fcH=f(m1);
mh=(YH(m1+1)-YH(m1-1))/(2*deltaf)
fch=(mh*f(m1)-YH(m1))/mh
Yooh=K*mh;
Zooh=1/Yooh;
Zoh=Zooh/sqrt(1-(fch/fcentral)^2)
%impedancias caracteristicas para transformador chevichov de tres
secciones
Z11=1.228045;
Z1=Z11*ZoR;

```

```
Z2=sqrt(R)*ZoR;  
Z3=(R/Z11)*ZoR;  
%%impedancias características para transformador chevichov de 4 secciones  
Z1=ZoR*(1.12513);  
Z2=ZoR*(1.46344);  
Z3=(R/1.46344)*ZoR;  
Z4=(R/1.12513)*ZoR;  
% %%impedancias características para transformador chevichov de 5  
secciones  
razon=(2/wq)^(5/2);
```

REFERENCIAS

- DAVID M. POZAR. “*MICROWAVE ENGINEERING*” ADISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, INC. USA 1993. 726pp.
- SAMUEL Y. LIAO “*MICROWAVE DEVICES AND CIRCUITS*” 3ER EDITION. PRENTICE HALL, INC. USA 1990. 532pp.
- KUROKAWA K. AN “*INTRODUCTION TO THE THEORY OF MICROWAVE CIRCUITS*” ACADEMIC PRESS, INC. NEW YORK 1969. 426pp.
- PAUL R. KARMEL, GABRIEL D. COLEF AND RAYMOND L. CAMISA. “*INTRODUCTION TO ELECTROMAGNETIC AND MICROWAVE ENGINEERING*” JOHN WILEY & SONS, INC. USA 1998. 701pp.
- GEORGE L. MATTHAEI, LEO YOUNG AND E.M.T. JONES “*MICROWAVE FILTERS, IMPEDANCE-MATCHING NETWORKS AND COUPLING STRUCTURES*” MC GRAW HILL. MEW JERSEY 1980. 1096pp.
- EDGAR HUND “*MICROWAVE COMMUNICATIONS (COMPONENTS AND CIRCUITS)*” MC GRAW HILL. USA 1989 332pp.
- TATSUO ITOH “*NUMERICAL TECHNIQUES FOR MICROWAVE AND MILLIMETER-WAVE PASSIVE STRUCTURES*” JOHN WILEY & SONS, INC. USA 1989. 679pp.
- MIRANDA PANTOJA JOSÉ MIGUEL, SEBASTIAN FRANCO JOSÉ LUIS. “*INGENIERÍA DE MICROONDAS*” PRENTICE HALL. ESPAÑA 2002.351pp.
- NERI VELA RODOLFO “*LINEAS DE TRANSMISION*” Mc GRAW HILL MEXICO 1999.
- TATSUO ITOH “*NUMERICAL TECHNIQUES FOR MICROWAVE AND MILIMETER-WAVE PASSIVE STRUCTURES*” ED NEW YORK J WILEY 1989
- BALNIS A. CONSTANTINE “*ADVANCED ENGINEERING ELECTROAGNETICS*” JHON WILEY.
- GEORGE D. VENDELIN “*MICROWAVE CIRCUIT DESING USING LINEAR AND NONLINEAR TECHNIQUES*” JHON WILEY.
- CHARLES A. LEE “*MICROWAVE DEVICES, CIRCUITS AND THEIR INTERACTION*” JHON WILEY.
- INDER BAHL & PRAKASH BHARITA “*MICROWAVE SOLID STATE CIRCUIT DESING*” JHON WILEY.

- ROBERT A. CHIPMAN “*THEORY AND PROBLEMS OF TRANSMISSION LINES*” SHAUM’S OUTLINE SERIES.
- JOSEPH HELSZAJN “*MICROWAVE ENGINEERING PASSIVE, ACTIVE AND NON-RECIPROCAL CIRCUITS*” Mc GRAW HILL.
- FELIPE PEÑARANDA “*MICROONDAS: LINEAS DE TRANSMISION, SOLUCION DE LAS ECUACIONES DE MAXWELL*” UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA.
- WILLIAM H. HAYT JR “*ELECTROMAGNETIC THEORY*” Mc GRAW HILL.