ESCUELA POLITECNICA NACIONAL

FACULTAD DE INGENIERIA ELECTRICA

TESIS DE GRADO

PROGRAMA TUTORIAL PARA LA ENSEÑANZA DE MICROONDAS

TESIS PREVIA A LA OBTENCIÓN DEL TITULO DE:

INGENIERO EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES

HENRY A. HIDALGO A.

Quito, Mayo 1998

Certificamos que bajo nuestra dirección, la presente tesis fue realizada en su totalidad por el señor.

HENRY ANIBAL HIDALGO AGUILERA

Ing. ANTONIO CALDERÓN
DIRECTOR

Ing. MARIO CEVALLOS
CODIRECTOR

DEDICATORIA

A Dios por ser la razón de mi fe y a mi Madre que me reanimaba en mis momentos de flaqueza.

HENRY

AGRADECIMIENTO

- Al Ing. Antonio Calderón por su invalorable y acertada dirección.
- Al Ing. Mario Cevallos por sus conocimientos impartidos y codirección.
- A todas las personas que directa e indirectamente colaboraron en el desarrollo de la presente tesis.

ESCUELA POLITECNICA NACIONAL
FACULTAD DE INGENIERIA ELECTRICA

PROGRAMA TUTORIAL PARA LA ENSEÑANZA DE MICROONDAS

TESIS DE GRADO

HENRY A. HIDALGO A.

1998

INDICE Pag.

INTRODUCCION. 1

CAPITULO 1 : GUIAS DE ONDA. 3

1.1 Ecuaciones de onda. 4
1.2 Solución a las ecuaciones de onda. 8
1.2.1 Guías de onda rectangulares. 8
1.2.1.1 Modo TEmn en guías de onda rectangulares. 10
1.2.1.2 Modo TMmn en guías de onda rectangulares. 12
1.2.2 Guías de onda cilíndricas (circulares). 15
1.2.2.1 Modo TEnm en guías de onda cilíndricas. 17
1.2.2.2 ModoTMnm en guías de onda cilíndricas. 20
1.3 Parámetros de propagación. 21
1.3.1 Velocidad de fase y velocidad de grupo. 25
1.3.2 Frecuencia de corte y longitud de onda de corte. 27
1.3.3 Impedancia de onda. 29
1.3.4 Impedancia característica. 31
1.3.5 Impedancia a lo largo de la guía. 34
1.4 Potencia transmitida. 36
1.5 Pérdidas en guías de onda. 38
1.5.1 Pérdidas en guías de onda rectangulares. 41
1.5.2 Pérdidas en guías de onda cilíndricas. 46

CAPITULO 2 : ELEMENTOS PASIVOS EN MICROONDAS. 55

2.1 Elementos reactivos. 55

2.1.1 Diafragmas. 55
2.1.2 Postes. 56
2.1.3 Tornillo. 56
2.2 Admisión y toma de la señal. 57
2.2.1 Acoplamiento capacitivo (probé). 57
2.2.2 Acoplamiento inductivo (sistema de espira). 58
2.2.3 Acoplamiento por abertura o ranura. 59
2.3 Atenuadores en guías de onda. 59
2.4 Acopladores de guías de onda. 60
2.4.1 T híbrida acoplada. 63

CAPITULO 3 : CAVIDADES RESONANTES. 67

3.1 Condiciones de resonancia. 67
3.2 Resonadores en guías. 68
3.2.1 Resonadores en guías de onda rectangulares. 68
3.2.2 Resonadores en guías de onda circular. 71
3.3 Circuito equivalente de una cavidad resonante. 74
3.4 Factor de calidad. 76
3.4.1 Factores de calidad. 78
3.4.2 Acoplamiento en una cavidad resonante. 79
3.4.3 Potencia absorbida por una cavidad. 80

CAPITULO 4 : REDES. 85

4.1 Redes de microondas. 85
4.1.1 Redes equivalentes para componentes en microondas. 86
4.2 Parámetros y matrices de dispersión [S] (scattering parameters and scattering matrix [S]). 96

4.2.1 Relaciones entre los parámetros de dispersión y otros parámetros circuitales. 103
4.3 Propiedades de las matrices de dispersión. 104
4.3.1 Propiedad de simetría. 104
4.3.2 Propiedad unitaria. 104
4.3.3 Propiedad cero. 106
4.3.4 Propiedad de cambio de fase. 107
4.4 Redes típicas. 108
4.4.1 Red de un puerto. 108
4.4.2 Red multipuerto. 109

CAPITULO 5 : ELEMENTOS ACTIVOS. 110

5.1 Elementos de vacío. 110
5.1.1 El klistrón. 110
5.1.2 El klistrón reflex. 111
5.1.3 Válvulas de modulación de velocidad. 112
5.1.4 Válvulas de onda progresiva. 115
5.1.5 El magnetrón. 119
5.2 Semiconductores para microondas. 121
5.2.1 Transistores bipolares. 122
5.2.2 Transistores de efecto de campo. 123
5.2.3 Diodo gunn. 124
5.2.4 Diodo LSA. 125
5.2.5 Diodo túnel. 126
5.2.6 Diodo impatt y trapatt. 127
5.2.7 Diodo varactor y varicap. 128

CAPITULO 6 : SIMULACION. 131

6.1 Modos superiores. 131

6.2 Modos TEmn para guías rectangulares. 132
6.3 Modos TMmn para guías rectangulares. 133
6.4 Modos TE01 para guías circulares. 134
6.5 Modos TM01 para guías circulares. 135

CAPITULO 7 : DISEÑO Y APLICACIONES 136

DISEÑO. 136

7.1 Diseño de guías rectangulares para el modo dominante TE10 . 136
7.2 Diseño de cavidades resonantes rectangulares para tres frecuencias diferentes de trabajo. 139
7.3 Diseño de cavidades resonantes rectangulares en el modo TEmnp para dos frecuencias de operación dada la longitud de la misma. 140
7.4 Diseño de cavidades resonantes cilíndricas en los modos de operación TE,TE; TE,TM y TM,TM. 141

APLICACIONES 144

ANEXOS 147

Paquete utilizado. 147
Guía de utilización del programa. 148
Tabla de coeficientes relativos de permitividad. 151
Tabla de coeficientes relativos de permeabilidad. 152
Guías de onda rectangulares normalizadas. 153
Válvulas y semiconductores para ultrafrecuencias. 160
Bibliografía. 161

INTRODUCCION

La gama de microondas incluye frecuencias tan altas que los circuitos y las interconexiones se hacen comparables, en tamaño, a la longitud de onda.

El límite de baja frecuencia se da, a veces, como de 1 GHz , aunque se utiliza técnicas de microondas hasta 100 MHz, y en ocasiones, incluso por debajo.

En el extremo de frecuencias más altas, la gama de microondas llega a las frecuencias de infrarrojos de aproximadamente 400 GHz. Se estima que el 0.1 % de los aparatos de microondas funcionan sobre los 100 GHz, el 10 % funciona en el rango de frecuencias de 100 GHz a 40 GHz, el 22.4 % funcionan en frecuencias comprendidas entre 40 GHz y 12.4 GHz y el 67.5 % a menos de 12.4 GHz.

Estas ondas presentan algunas características interesantes que no ocurren en otros sectores del espectro electromagnético y que las hacen particularmente adecuadas para diversas aplicaciones.

Las principales son consecuencia de las pequeñas longitudes de onda (.1 a 30 cm) en relación con las dimensiones de los componentes o dispositivos que se emplean comúnmente.

Como las longitudes de onda son reducidas, la fase varía rápidamente con la distancia y, por consiguiente, las técnicas de análisis y diseño de circuitos, de mediciones y generación de potencia, así como las de amplificación de estas frecuencias difieren de las correspondientes en frecuencias más bajas.

Para manejar estas longitudes de onda pequeñas, es necesario modificar los métodos de representación y análisis de circuitos : Aquí la diferencia de fase originada por la interconexión en varios componentes o varias partes de un componente ya no es despreciable.

En consecuencia, los análisis basados en las leyes de Kirchhoff y los conceptos de distribución de voltajes y corrientes no son adecuados para describir el comportamiento del circuito en frecuencias de microondas. Se hace necesario analizar el circuito, o el componente, en términos de los campos eléctricos y magnéticos asociados.
No sólo las técnicas de análisis, sino también los métodos de mediciones en microondas se debe especializar.

Estos últimos se efectúan en términos de amplitudes de campo, diferencias de fase y potencias transportadas por las ondas. Un método que se emplea muy comúnmente en mediciones de microondas es el que se basa en el estudio del patrón de onda estacionaria que se forma a lo largo de la línea, en virtud de la ondas incidentes y reflejadas.

La razón de amplitudes y las relaciones de fase entre las ondas incidente y reflejada informan sobre las características de impedancia de los componentes que originan a la reflexión.

CAPITULO 1

GUIAS DE ONDA

Las guías de onda proporcionan una alternativa a las líneas de transmisión para usarse en frecuencias de microondas, De hecho las guías de onda son superiores a las líneas de transmisión convencionales, en términos de la atenuación por unidad de longitud que experimenta la onda que se propaga a través de ella. Se revisaran dos formas de guía de onda que se emplean con mucha frecuencia.

En forma más sencilla, una guía de onda es un tubo conductor hueco, por lo general rectangular en sección transversal, pero a veces circular o elíptico. Las dimensiones de la sección transversal se dimensionan de tal forma que las ondas electromagnéticas se propagan dentro del interior de la guía (de ahí el nombre de guía de onda). Una guía de onda no conduce corriente en el sentido real, sino que sirve como un límite que confina la energía electromagnética. Las paredes de la guía de onda son conductores y por lo tanto reflejan energía magnética de la superficie. Si la pared de la guía de onda es un buen conductor y muy delgado, fluye poca corriente en las paredes interiores y, en consecuencia, se disipa muy poca potencia.

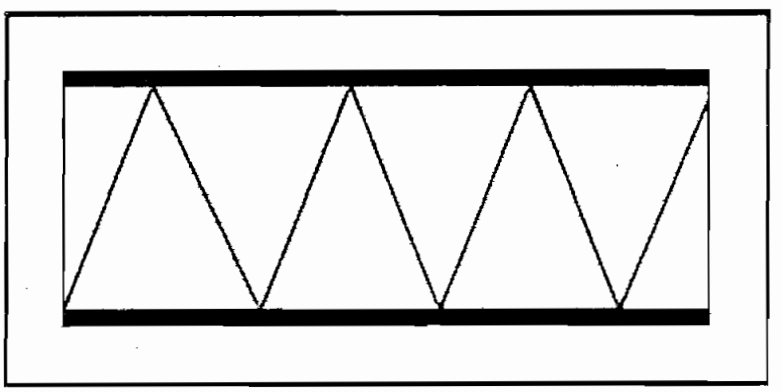


Figura 1.1.- Propagación de la energía electromagnética en una guía de onda.

En una guía de onda, la conducción de la energía no ocurre en las paredes de la guía de onda, sino a través del dieléctrico dentro de la guía de onda, que por lo general es gas deshidratado o gas inerte. La energía electromagnética se propaga a lo largo de la guía de onda reflejándose hacia un lado y otro en un patrón de zig zag, como se indica en la figura 1.1.

1.1 ECUACIONES DE ONDA

Las guías de onda se analizan en términos de los campos eléctricos y magnéticos en el interior de la guía. Las leyes fundamentales que rigen el comportamiento de estos campos son las ecuaciones de **Maxwell** que se pueden escribir como los vectores **E** (campo eléctrico) y **H** (campo magnético).

$$\nabla \times \overline{H} = \frac{\partial \overline{D}}{\partial t} + \overline{J} \tag{1.1}$$

$$\nabla \times \overline{E} = -\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} \tag{1.2}$$

donde:

$\overline{D} = densidad\ de\ flujo\ eléctrico.$

$\overline{J} = densidad\ de\ corriente\ eléctrica.$

$\overline{B} = densidad\ de\ flujo\ magnético.$

$$\nabla \bullet \overline{D} = \rho \tag{1.3}$$

$$\nabla \bullet \overline{B} = 0 \tag{1.4}$$

$\rho = densidad\ de\ carga\ eléctrica.$

$$\overline{D} = \varepsilon\ \overline{E} \tag{1.5}$$

$$\overline{B} = \mu\ \overline{H} \tag{1.6}$$

$\varepsilon = permitividad\ del\ medio.$

$\mu = permeabilidad\ del\ medio.$

Para medios dieléctricos perfectos, sin cargas ni corrientes de conducción, puede considerarse:

$\rho = 0 \;\; y \;\; \bar{J} = 0.$

Tomando el rotacional en la ecuación (1.1)

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = \nabla \times \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = \nabla \times \frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon \; \bar{E}\right)$$

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \bar{E}$$

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\left(-\frac{\partial \bar{B}}{dt}\right)$$

Reemplazando con la ecuación (1.6)

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\left(-\frac{\partial}{\partial t}\left(\mu \; \bar{H}\right)\right)$$

$$\nabla \times \nabla \times \bar{H} = -\varepsilon \; \mu \; \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \tag{1.7}$$

Identidad vectorial.

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla\nabla \bullet \bar{A} - \nabla^2 \bar{A} \tag{1.8}$$

La identidad vectorial (1.8) aplicada a la ecuación (1.7) nos da:

$$\nabla\nabla \bullet \bar{H} - \nabla^2 \bar{H} = -\mu \; \varepsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t} \tag{1.9}$$

De las condiciones iniciales consideradas, tenemos que:

$$\nabla\nabla \bullet \bar{H} = 0$$

por lo que la ecuación (1.9) queda:

$$\nabla^2 \overline{H} = \mu \ \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial t} \tag{1.10}$$

La variación en el tiempo de **H** se expresa por $e^{j\omega t}$, es decir:

$$\overline{H}_{(r,t)} = Re\left\{\overline{H}(r) e^{j\omega \ t}\right\} \tag{1.11}$$

donde:

$\omega =$ *frecuencia angular en radianes.*

$\overline{H}(r) =$ *Vector complejo de campo magnético que no es función del tiempo.*

La ecuación (1.10) se puede escribir como:

$$-\nabla^2 \overline{H} = \omega \ ^2 \mu \ \ \varepsilon \ \ \overline{H} \tag{1.12}$$

Tomando el rotacional en la ecuación (1.2)

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = \nabla \times \left(-\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} \right)$$

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = \nabla \times \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu \ \overline{H} \right)$$

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \overline{H}$$

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \overline{D}}{dt} \right)$$

Reemplazando con la ecuación (1.5)

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon\ \overline{E}\right)\right)$$

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = -\varepsilon\ \mu\ \frac{\partial^2 \overline{E}}{\partial t^2} \tag{1.13}$$

La identidad vectorial (1.8) aplicada a la ecuación (1.13) nos da:

$$\nabla\nabla \bullet \overline{E} - \nabla^2 \overline{E} = -\mu\ \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{E}}{\partial t} \tag{1.14}$$

De las condiciones iniciales consideradas, tenemos que:

$$\nabla\nabla \bullet \overline{E} = 0$$

por lo que la ecuación (1.14) queda:

$$\nabla^2 \overline{E} = \mu\ \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{E}}{\partial t} \tag{1.15}$$

La variación en el tiempo de **E** se expresa por $e^{j\omega t}$, es decir:

$$\overline{E}_{(r,t)} = Re\left\{\overline{E}(r) e^{j\omega t}\right\} \tag{1.16}$$

donde:

ω = *frecuencia angular en radianes.*

$\overline{E}(r)$ = *Vector complejo de campo eléctrico que no es función del tiempo.*

La ecuación (1.15) se puede escribir como:

$$-\nabla^2 E = \omega^2 \mu\ \ \varepsilon\ \ \overline{E} \tag{1.17}$$

Las ecuaciones de onda (1.12) y (1.17) , corresponden a los campos magnético y eléctrico respectivamente.

1.2 SOLUCION A LAS ECUACIONES DE ONDA

Iniciaremos esta sección mencionando que las ondas electromagnéticas viajan a lo largo de la guía de onda en diferentes configuraciones llamadas modos de propagación. En 1955, El Instituto de Ingenieros de Radio (IRE) publicó un conjunto de estándares. Estos estándares designaban los modos para guías de ondas rectangulares como $TE_{m,n}$ para ondas eléctricas transversales y $TM_{m,n}$ para ondas magnéticas transversales.

Los estándares corresponden al modo en el cual se emplean las guías de onda y que es el modo dominante.

Modo dominante

Corresponde al modo de propagación de menor frecuencia de corte o lo que es lo mismo de menor constante de corte y depende de las dimensiones de la guía de onda y del medio interno. Se especifica un modo dominante para cada tipo de guía, así para las guías rectangulares en las que generalmente la dimensión (a) es mayor que la dimensión (b) (ver figura 1.2), el modo dominante es el TE_{10}, mientras que para guías circulares es el TE_{11}.

1.2.1 GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES

Las guías de ondas rectangulares es una de las formas más comunes de guías de onda. Para entender como funciona una guía de onda rectangular es necesario comprender el comportamiento básico de las ondas que se reflejan en la superficie conductora.

La energía electromagnética se propaga a través del espacio libre como ondas electromagnéticas transversales (TEM) con un campo magnético, un

campo eléctrico y una dirección de propagación que son mutuamente perpendiculares.

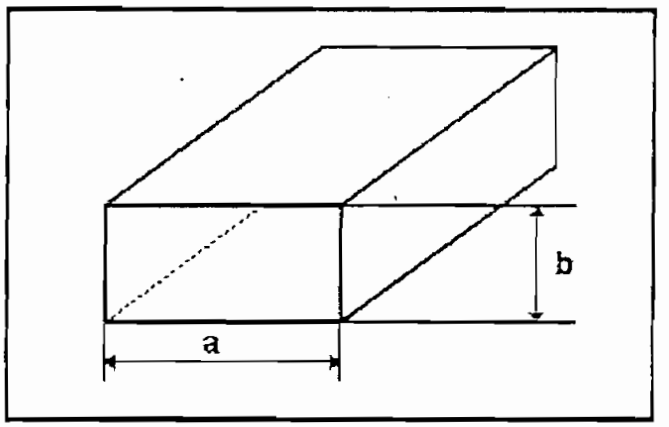


figura 1.2.- Guía de onda rectangular.

Para que una onda electromagnética exista en una guía de onda, deberá satisfacer las ecuaciones de MAXWELL en toda la guía.

Una onda TEM no puede tener una componente tangencial del campo eléctrico en las paredes de la guía de onda. Una onda no puede viajar directamente hacia abajo de una guía de onda sin reflejarse a los lados, porque el campo eléctrico tendría que existir junto a una pared conductora. Si eso sucedería, el campo eléctrico haría un corto circuito por las paredes en sí.

Para propagar con éxito una onda TEM a través de una guía de onda, la onda debe propagarse a lo largo de la guía en forma de zig zag, con el campo eléctrico máximo en el centro de la guía y cero en las superficies de las paredes.

En guías de onda la velocidad varía con la frecuencia , además es necesario distinguir entre dos tipos distintos de velocidades: velocidad de fase y velocidad de grupo. la velocidad de fase es la velocidad a la que la onda cambia de fase, y la velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga una onda.

1.2.1.1 MODOS TE_{mn} EN GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES

El modo TE (transversal eléctrico) en una guía de onda rectangular se refiere a una señal propagada de tal manera que el campo eléctrico esta en un

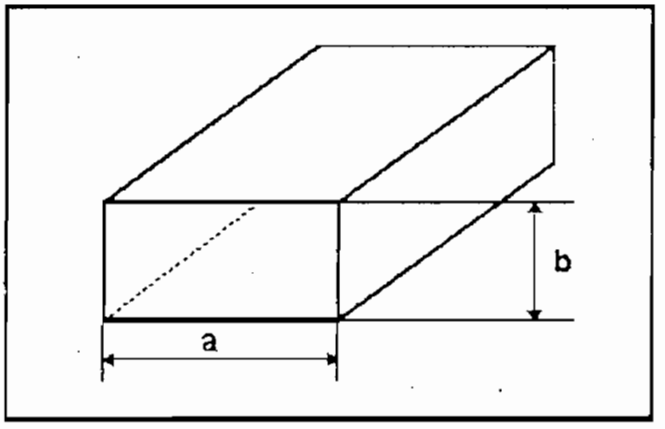


Figura 1.3.- Guía de onda rectangular

plano perpendicular a la dirección de la progresión o avance de la señal. Como la onda recorre la longitud de la guía de onda, el campo eléctrico debe estar en el plano vertical.

El modo $TE_{m,n}$ se refiere a una señal en el cual el campo eléctrico es perpendicular a la dirección de propagación; la **m** indica el número de medias longitudes de onda de campos eléctricos en la dimensión mayor o ancho de la guía, (a) y la **n** es el número de medias longitudes de onda de campo magnético en la dimensión menor o altura, (b).

Solución Matemática.

Partiremos de la solución matemática que se obtiene al resolver las ecuaciones diferenciales de campo en las direcciones de propagación a la cual la llamaremos función generatriz.

$$H_Z = H_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z} \qquad (1.18)$$

H_Z = *Función Generatriz*

H_o = *Constante que es directamente proporcional al campo eléctrico máximo ($E_{máx}$) e inversamente proporcional a la frecuencia, al ancho de la guía (a) y al coeficiente de permeabilidad (μ).*

$$H_O = j\frac{E_{y\,máx}\,\pi}{\omega\ \mu\ a} \tag{1.19}$$

Definiciones:

$$\overline{H_T} = \frac{1}{K_C^2}\frac{\partial}{\partial z}\nabla_T H_Z \tag{1.20}$$

$$\overline{E_T} = j\frac{\omega\ \mu}{K_C^2}\overline{a_Z}\times\nabla_T H_Z \tag{1.21}$$

∇_T = *Gradiente Transversal.*

K_c = *Constante de corte.*

Sacamos el gradiente transversal en la ecuación (1.18)

$$\begin{aligned}\nabla_T H_Z = &-\frac{m\pi}{a}H_o\,\mathrm{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z}\,\overline{a_x}\\ &-\frac{n\pi}{b}H_o\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\mathrm{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z}\,\overline{a_y}\end{aligned} \tag{1.22}$$

Aplicamos la definición (1.20) a este resultado y obtenemos:

$$\overline{H_T} = j\frac{K_g}{K_C^2}\left(\frac{m\pi}{a}H_O\,\mathrm{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_x}+\frac{n\pi}{b}H_O\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\mathrm{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_y}\right)e^{-jK_g z}$$

$$H_x = j\frac{K_g}{K_C^2}\left(\frac{m\pi}{a}H_O\,\mathrm{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\right)e^{-jK_g z} \tag{1.23}$$

$$H_y = j\frac{K_g}{K_C^2}\left(\frac{n\pi}{b}H_O\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\mathrm{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\right)e^{-jK_g z} \tag{1.24}$$

Aplicando definición (1.21) a la ecuación (1.22) obtenemos:

$$\overline{E_T} = j\frac{\omega\mu}{K_C^2}\left(-\frac{m\pi}{a}H_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_y}\right.$$

$$\left. + \frac{n\pi}{b}H_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_x}\right)e^{-jK_g z}$$

$$E_y = -j\frac{\omega\mu}{K_C^2}\frac{m\pi}{a}H_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.25}$$

$$E_x = +j\frac{\omega\mu}{K_C^2}\frac{n\pi}{b}H_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.26}$$

$$E_z = 0$$

para el modo TE_{10} remplazando en las ecuaciones (1.18), (1.23), (1.24), (1.25), y (1.26) tenemos:

$$H_z = H_O \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)e^{-jK_g z}$$

$$H_x = j\frac{K_g}{\omega}\frac{E_{ymax}}{\mu} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{a}y\right)e^{-jK_g z}$$

$$E_y = E_{ymax} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{a}x\right)e^{-jK_g z}$$

$$E_x = E_z = H_y = 0$$

1.2.1.2 MODOS TM_{mn} EN GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES

El modo TM (transversal magnético) tiene su campo magnético mutuamente perpendicular a la dirección de propagación y también al campo eléctrico. El campo eléctrico tiene una componente paralela a la dirección de viaje o propagación.

El modo de la onda TM_{mn} se define por los subíndices m y n que se relacionan con el número de medias longitudes de onda, como fue cierto para la onda TE.

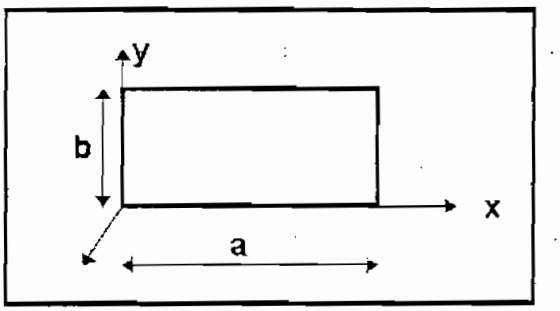


Figura 1.4 .- guía de onda rectangular.

Solución Matemática.

Partiremos de la solución matemática que se obtiene al resolver las ecuaciones diferenciales de campo en las direcciones de propagación a la cual la llamaremos función generatriz.

$$E_Z = E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z} \tag{1.27}$$

$E_Z = Función\ Generatriz.$

Definiciones:

$$\overline{E}_T = \frac{1}{K_C^2}\frac{\partial}{\partial z}\nabla_T E_Z \tag{1.28}$$

$$\overline{H}_T = -j\frac{\omega\varepsilon}{K_C^2}\overline{a_Z}\times\nabla_T E_Z \tag{1.29}$$

$\nabla_T = Gradiente\ Transversal.$

$K_c = Constante\ de\ corte.$

Sacamos el gradiente transversal en la ecuación (1.27)

$$\nabla_T E_Z = \frac{m\pi}{a} E_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z}\overline{a_x} + \frac{n\pi}{b} E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g z}\overline{a_y} \tag{1.30}$$

Aplicamos la definición (1.28) a este resultado y obtenemos:

$$\overline{E_T} = -j\frac{K_g}{K_c^2}\left(\frac{m\pi}{a}E_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_x} + \frac{n\pi}{b}E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_y}\right)e^{-jK_g z}$$

$$E_x = -j\frac{K_g}{K_c^2}\left(\frac{m\pi}{a}E_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\right)e^{-jK_g z} \tag{1.31}$$

$$E_y = -j\frac{K_g}{K_c^2}\left(\frac{n\pi}{b}E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\right)e^{-jK_g z} \tag{1.32}$$

Aplicando definición (1.29) a (1.31) y (1.32) obtenemos:

$$\overline{H_T} = -j\frac{\omega\varepsilon}{K_c^2}\left(\frac{m\pi}{a}E_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_y} + \frac{n\pi}{b}E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\overline{a_x}\right)e^{-jK_g z}$$

$$H_y = -j\frac{\omega\varepsilon}{K_c^2}\frac{m\pi}{a}E_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.33}$$

$$H_x = -j\frac{\omega\varepsilon}{K_c^2}\frac{n\pi}{b}E_O \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \tag{1.34}$$

$$H_z = 0$$

para el modo TM_{10} reemplazando en las ecuaciones (1.27), (1.31), (1.32), (1.33), y (1.34) tenemos:

$$E_z = 0$$

$$E_x = 0$$

$$E_y = -j\frac{K_g}{K_c^2}\frac{n\pi}{b}E_o \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{a}x\right)e^{-jK_g z}$$

$$H_y = 0$$

$$H_x = -j\frac{\omega\varepsilon n\pi}{K_c^2\ b}E_o \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

1.2.2 GUIAS DE ONDAS CILINDRICAS (CIRCULAR)

La guía de onda circular (sección transversal) es otra de las formas más comunes, sin embargo la guía de onda circular se utiliza en aplicaciones de radar y microondas, cuando es necesario o ventajoso propagar tanto ondas polarizadas verticales como horizontales en la misma guía de onda.

En general, la guía de onda circular requiere una área mayor de sección transversal que la guía de onda rectangular equivalente para la misma frecuencia de señal. Algunos de los modos de señal comúnmente usados con las guías de onda rectangulares no son adecuados para la guía de onda circular, debido a una tendencia de los campos magnético/eléctrico a girar durante el paso a lo largo del tubo. La fabricación de una unidad circular es simple y las conexiones es una tarea fácil. Sin embargo el diseño de guías de onda circulares es algo más complicado que su contraparte rectangular.

Las mismas designaciones $TE_{m,n}$ y $TM_{m,n}$ se usan para guías de onda circulares, pero con un significado diferente. En la unidad circular, **m** se refiere al número completo de variaciones de período del campo en la dirección angular alrededor del perímetro. El subíndice **n** indica el número de medias variaciones de período de campo a lo largo de la dirección radial.

El modo dominante en la guía de onda circular, como en el caso de la guía de onda rectangular es el modo con la mayor longitud de onda de corte y se designa $TE_{1,1}$.

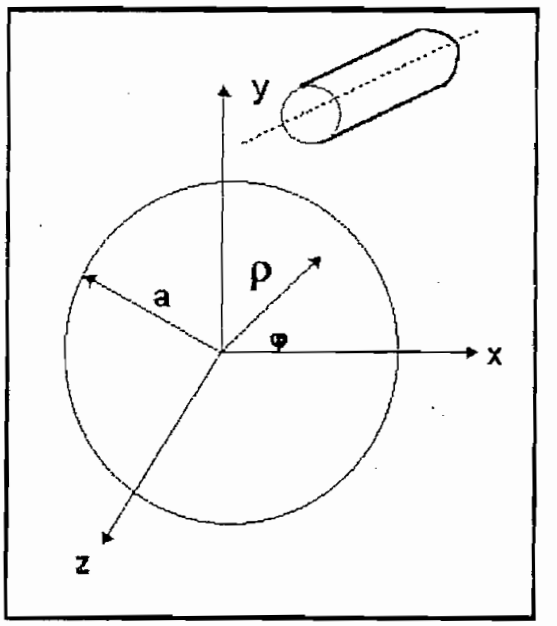


Figura 1.5.- Guía de onda cilíndrica.

Este corresponde al modo $TE_{1,0}$ en la guía de onda rectangular. El modo dominante es simétrico con respecto al centro. Una discontinuidad en la guía o sus acoplamientos fomentará la rotación del patrón de campo con problemas resultantes en el extremo de la carga del sistema. Los dos modos simétricos son $TE_{0,1}$ y $TM_{0,1}$. Estos modos no presentan problemas de rotación. Sin embargo como son los modos dominantes, son susceptibles a la generación de señales espurias que deben ser suprimidas.

La adición de un dieléctrico en la guía de onda circular incrementa la longitud de onda de la guía. Esto a su vez permite el uso de la guía en frecuencias menores. El dieléctrico puede usarse en el diseño de un atenuador fijo. Una guía de onda circular es un atenuador automático para frecuencias menores que la frecuencia de corte. La cantidad de atenuación varia con la longitud de la guía. El modo $TE_{0,1}$ tiene menor atenuación que los otros modos. Este es

el único modo en el cual la atenuación varía inversamente con el incremento de la frecuencia, y es el que se utiliza para tramos de guía largos.

Todos los conceptos de las guías rectangulares se mantienen, y lo único que cambia son las ecuaciones matemáticas que se utilizan para los cálculos de los diferentes parámetros de propagación.

El análisis de las guías de onda circulares requiere la solución de la ecuación de onda en coordenada cilíndrica. Esto simplifica la aplicación de condiciones de frontera para componentes tangenciales del campo eléctrico sobre la pared cilíndrica. El procedimiento es semejante al que se siguió para guías de onda rectangulares. Se expresan las ecuaciones de Maxwell en coordenadas cilíndricas y en seguida se reagrupan para tener **H** y **E** en función de parámetros cilíndricos, obteniéndose de esta manera las funciones generatrices, tanto para el campo Eléctrico como para el campo magnético.

1.2.2.1 MODO TE_{nm} EN GUÍAS DE ONDA CILÍNDRICAS

Solución Matemática.

Partiremos de la solución matemática que se obtiene al resolver las ecuaciones diferenciales de campo en las direcciones de propagación a la cual la llamaremos función generatriz.

$$H_Z = H_O J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \qquad (1.35)$$

H_Z = *Función generatriz.*

J_n = *Función de Bessel.*

λ'_{nm} = *m-ésimo cero (excluido a=0) en la primera derivada de la función de Bessel de primera especie de orden "n".*

a = *Radio de la guía cilíndrica.*

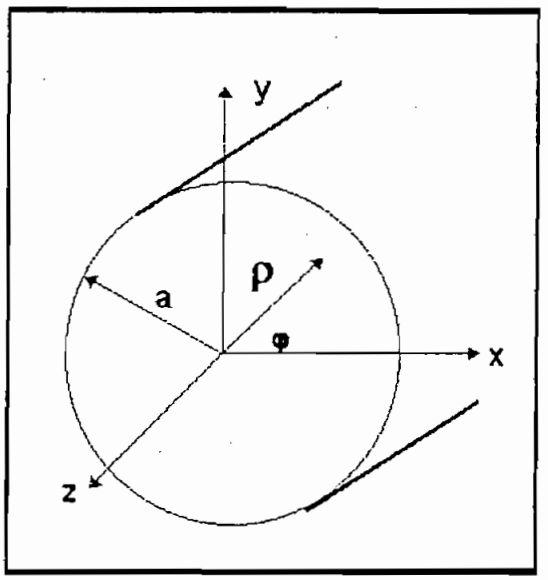


Figura 1.6.- Guia de onda cilindrica.

El gradiente transversal para coordenadas cilíndricas esta dado por la expresión:

$$\nabla_T Hz = \frac{\partial Hz}{\partial \rho}\overline{a_\rho} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \varphi} Hz\overline{a_\varphi} \tag{1.36}$$

∇_T = *Gradiente Transversal.*

Aplicando (1.36) a (1.35) tenemos:

$$\nabla_T H_Z = H_O J_n'\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda'_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\rho}$$

$$-\frac{1}{\rho} n H_O J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\operatorname{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\varphi} \tag{1.37}$$

Utilizando la definición (1.20), que es útil para cualquier tipo de coordenadas tenemos:

$$\overline{H_T} = -j\frac{K_g}{K_c^2}\left(H_O J_n'\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda'_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\rho} \right.$$

$$\left. -\frac{1}{\rho}nH_O J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\varphi} \right) \qquad (1.38)$$

por lo tanto tenemos:

$$H_\rho = -j\frac{K_g}{K_c^2}H_O J_n'\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda'_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \qquad (1.39)$$

$$H_\varphi = j\frac{K_g}{K_c^2}\frac{1}{\rho}nH_O J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z} \qquad (1.40)$$

Aplicando la definición (1.21), que es útil para cualquier tipo de coordenadas tenemos:

$$E_\rho = j\frac{\omega\mu}{K_c^2}\frac{1}{\rho}nH_o J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z} \qquad (1.41)$$

$$E_\varphi = j\frac{\omega\mu}{K_c^2}H_o J_n'\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda'_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \qquad (1.42)$$

1.2.2.2 MODO TM_{nm} EN GUÍAS DE ONDA CILÍNDRICAS

Solución Matemática.

Partiremos de la solución matemática que se obtiene al resolver las ecuaciones diferenciales de campo en las direcciones de propagación a la cual la llamaremos función generatriz.

$$Ez = E_O J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{1.43}$$

E_Z = *Función generatriz.*

J_n = *Función de Bessel.*

λ_{nm} = *m-ésimo cero (excluido a=0) de la función de Bessel de primera especie de orden "n".*

a = *Radio de la guia cilindrica.*

El gradiente transversal para coordenadas cilíndricas esta dado por la expresión (1.36) pero referida al campo eléctrico.

$$\nabla_T Ez = \frac{\partial Ez}{\partial \rho}\overline{a_\rho} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \varphi}Ez\overline{a_\varphi} \tag{1.44}$$

Aplicando (1.44) a (1.43) tenemos:

$$\nabla_T Ez = E_O J_n'\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\rho}$$
$$-\frac{1}{\rho}nE_O J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\operatorname{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\varphi} \tag{1.45}$$

Utilizando la definición (1.28), que es útil para cualquier tipo de coordenadas tenemos:

$$\overline{E_T} = -j\frac{K_g}{K_c^2}\left(E_O J_n'\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\rho}\right.$$

$$\left. -\frac{1}{\rho}nE_O J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z}\overline{a_\varphi}\right) \tag{1.46}$$

por lo tanto tenemos:

$$E_\rho = -j\frac{K_g}{K_c^2}E_O J_n'\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{1.47}$$

$$E_\varphi = j\frac{K_g}{K_c^2}\frac{1}{\rho}nE_O J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{1.48}$$

Aplicando la definición (1.29), que es útil para cualquier tipo de coordenadas tenemos:

$$H_\rho = j\frac{\omega\varepsilon}{K_c^2}\frac{1}{\rho}nE_O J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\mathrm{sen}(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{1.49}$$

$$H_\varphi = j\frac{\omega\varepsilon}{K_c^2}E_O J_n'\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\frac{\lambda_{nm}}{a}\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{1.50}$$

1.3 PARÁMETROS DE PROPAGACIÓN

Son elementos que caracterizan la propagación en una guía de onda.

$$K_g^2 = K_O^2 - K_c^2 \tag{1.51}$$

Donde:

K_g = *Constante de fase en la guia de onda.*

K_o = *Constante de fase en el medio interior.*

$$K_o = \omega^2 \mu \varepsilon \tag{1.52}$$

K_o = *Constante de fase para cualquier medio.*

μ = *permeabilidad del medio*

ε = *permitividad del medio.*

$$\mu = \mu_o \mu_r \tag{1.53}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_r \tag{1.54}$$

Donde:

μ_r = *permeabilidad relativa.*

ε_r = *permitividad relativa.*

$$\mu_o = 4\pi \times 10^{-7} \quad \frac{H}{m}$$

$$\varepsilon_o = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \quad \frac{F}{m}$$

K_c = *Constante de corte que depende del tipo de guia, modo y dimensiones de la guia.*

Para guías de onda rectangulares y para los modos TE y TM tenemos:

$$K_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \tag{1.55}$$

En la condición de límite tenemos que $K_c = K_0$; en esta condición se da la frecuencia de corte.

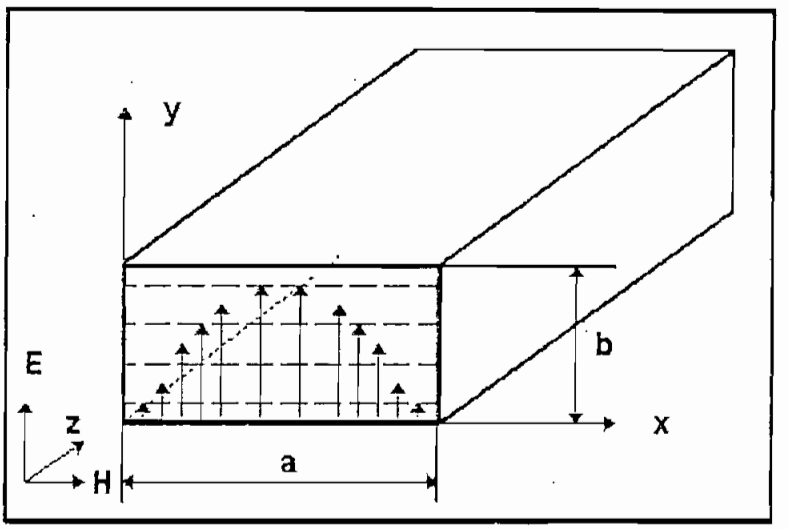


Figura 1.7.- Campos E y H en la guía, z es la dirección de propagación de las ondas.

En la presente guía se muestra como se encontrarían los campos eléctrico y magnético.

En la figura 1.7 se muestra el campo electromagnético para una onda de modo $TE_{1,0}$, llamado el modo dominante.

Los vectores de campo eléctrico **E** son paralelos entre sí y perpendiculares a la cara ancha de la guía, su amplitud es mayor en la mitad de la dimensión (a), y se reduce a cero en las paredes de dimensión (b).

Los vectores de campo magnético **H** también son paralelos entre sí y perpendiculares a los vectores que representan el campo eléctrico.

La intensidad magnética es constante en la dirección vertical a través de la sección de la guía. La onda se propaga en la dirección longitudinal de la guía, en forma perpendicular a los vectores **E** y **H**. En la figura 1.8 se muestra la configuración del campo magnético en una sección longitudinal de la guía de onda para el modo de propagación $TE_{1,0}$.

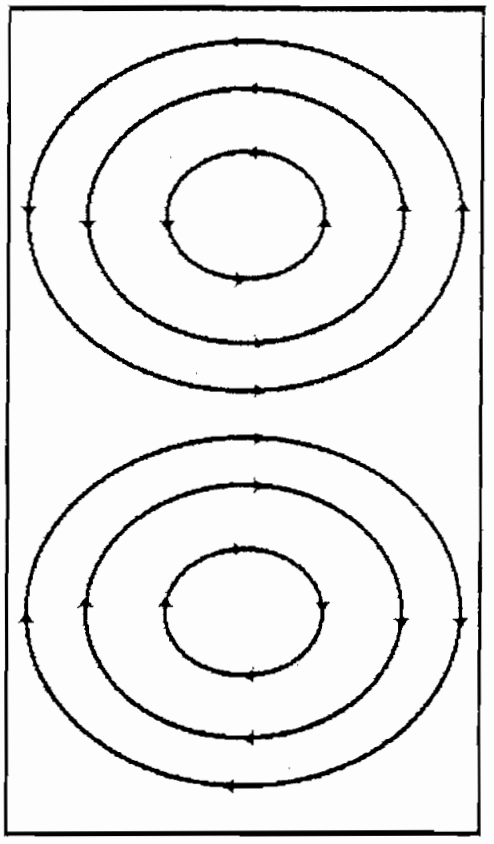


Figura 1.8.- Vista del campo magnético en la cara superior de la guía de onda .

Para guías de onda cilíndricas tenemos:

$$K_g^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{\lambda'_{nm}}{a} \right)^2 \qquad \text{Modo } TE_{n,m} \qquad (1.55a)$$

donde λ'_{nm} son las raíces de $J'(\lambda_{n,m}) = 0$.

$J'(\lambda_{n,m})$ = primera derivada de la función de Bessel de Primer orden.

$$K_g^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{\lambda_{nm}}{a} \right)^2 \qquad \text{Modo } TM_{n,m} \qquad (1.55b)$$

donde $\lambda_{n,m}$ son las raíces de $J(\lambda_{n,m}) = 0$.

$J(\lambda_{n,m})$ = *función de Bessel de Primer orden.*

1.3.1 VELOCIDAD DE FASE Y VELOCIDAD DE GRUPO

La velocidad de fase es la velocidad aparente de una fase de la onda en particular.

La velocidad de fase es la velocidad a la que una onda cambia de fase en una dirección paralela a la superficie conductora, como las paredes de una guía de onda. La velocidad de fase se determina midiendo la longitud de onda de una onda de frecuencia en particular y luego sustituyendo en la siguiente formula:

$$v_{ph} = f\lambda \tag{1.56}$$

donde:

v_{ph} = *velocidad de fase.*

f = *frecuencia.*

λ = *longitud de onda.*

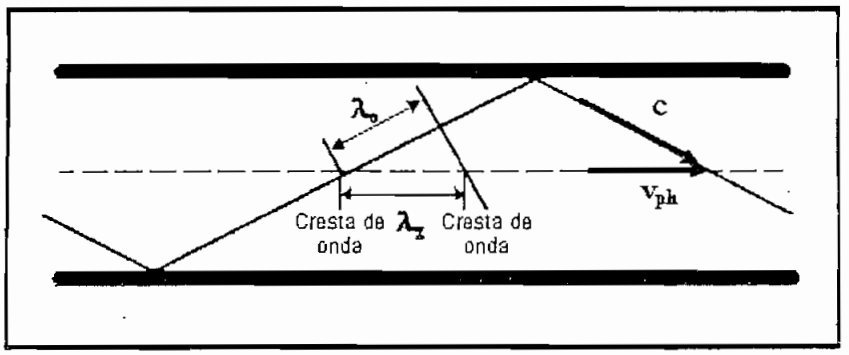


Figura 1.9.- Propagación por una guía de onda rectangular.

La velocidad de grupo es la velocidad de un grupo de ondas. Esta velocidad es aquella con la cual se propagan las señales de información de cualquier tipo, también es la velocidad en que se propaga la energía, La velocidad de grupo puede medirse determinando el tiempo que toma para que un pulso se propague una longitud determinada de guía de onda.

Las velocidades de grupo y de fase tienen el mismo valor en el espacio libre y en las líneas de transmisión y cables paralelos. Sin embargo si estas velocidades se miden en las misma frecuencia en la guía de onda, se encontrará que en general, las dos velocidades no son iguales. En algunas frecuencias serán casi iguales y en otras frecuencias pueden ser considerablemente diferentes.

La velocidad de fase es siempre igual o mayor que la velocidad de grupo, y su producto es igual al cuadrado de la velocidad de propagación de espacio libre. Por tanto:

$$v_g v_{ph} = c^2 \tag{1.57}$$

donde:

$v_{ph} = velocidad\ de\ fase.$

$v_g = velocidad\ de\ grupo.$

$c = velocidad\ de\ la\ luz.$

Todas estas velocidades están en metros/segundo.

$$c = 3 \times 10^8 \quad \frac{m}{s}$$

La velocidad de fase puede exceder la velocidad de la luz. Un principio básico de la física indica que ninguna forma de energía puede viajar a una velocidad mayor que la luz (ondas electromagnéticas) en el espacio libre. Este principio

no se vida porque es la velocidad de grupo, no la velocidad de fase, que representa la velocidad de propagación de la energía.

Ya que la velocidad de fase en una guía de onda es mayor que en el espacio libre, la longitud de onda para una frecuencia determinada será mayor en la guía de onda que en el espacio libre. La relación entre la longitud de onda en el espacio libre, la longitud de la guía, y la velocidad en el espacio libre de las ondas electromagnéticas es:

$$\lambda_g = \lambda_o \frac{v_{ph}}{c} \tag{1.58}$$

Donde:

$$\begin{aligned} \lambda_g &= \textit{longitud de onda de la guía.} \\ \lambda_o &= \textit{longitud de onda en el espacio libre.} \\ V_{ph} &= \textit{velocidad de fase.} \\ c &= \textit{velocidad de la luz.} \end{aligned} \tag{1.59}$$

1.3.2 FRECUENCIA DE CORTE Y LONGITUD DE ONDA DE CORTE

La frecuencia de corte en las guías de onda es la frecuencia mínima de operación, es una frecuencia limitante absoluta; las frecuencias por debajo de la frecuencia de corte no serán propagadas por la guía de onda.

La longitud de corte se define como la longitud de onda del espacio libre más pequeña incapaz de propagarse en la guía de onda. En otras palabras, solamente las frecuencias de onda con longitudes menores a la longitud de onda de corte pueden propagarse a lo largo de la guía de onda.

La frecuencia y la longitud de la onda de corte se determinan por las dimensiones de sección transversal de guía de onda.

La relación matemática entre la longitud de onda de la guía en una frecuencia determinada es:

$$\lambda_g = \frac{c}{\sqrt{f^2 - f_c^2}} \tag{1.60}$$

Donde:

λ_g = *longitud de onda de la guía.*

f = *frecuencia de operación.*

f_c = *frecuencia de corte.*

c = *velocidad de la luz.*

La frecuencia esta dado en hertz.

La ecuación (1.60) puede volverse a escribir como:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_o}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{1.61}$$

Donde:

λ_g = *longitud de onda de la guía.*

λ_o = *longitud de onda en e espacio libre.*

f = *frecuencia de operación.*

f_c = *frecuencia de corte.*

Combinando las ecuaciones (1.57) y (1.58) y operando matemáticamente, tenemos:

$$v_{ph} = \frac{c(\lambda_g)}{\lambda_o} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{1.62}$$

Es evidente en la ecuación (1.62) que si la frecuencia de operación se vuelve menor que la frecuencia de corte, la velocidad de fase se vuelve imaginaria, lo cual significa que la onda no está propagándose. Además puede verse que, conforme la frecuencia de operación se acerca a la frecuencia de corte, la velocidad de fase y la longitud de onda de la guía se vuelven infinito, y la velocidad de grupo tiende a cero.

1.3.3 IMPEDANCIA DE ONDA

La impedancia de onda por definición esta dada como la relación entre el campo eléctrico y el campo magnético, tanto para el modo TE como para el modo TM.

Impedancia de onda para el modo TE_{mn}.

$$Z_{TE_{m\,n}} = \left|\frac{\bar{E}_{T\ TE_{m\,n}}}{\bar{H}_{T\ TE_{m\,n}}}\right| \tag{1.63}$$

Utilizando las definiciones (1.20) y (1.21) tenemos:

$$Z_{TE_{m\,n}} = \left|\frac{j\frac{\omega\ \mu}{K_c^2}\overline{a_Z}\times\nabla_T H_Z}{-j\frac{K_g}{K_c^2}\nabla_T H_Z}\right|$$

$$Z_{TE_{m\,n}} = \frac{\omega\ \mu}{K_g} \tag{1.64}$$

donde haciendo los reemplazos adecuados tenemos:

$$Z_{TE_{m\,n}} = \frac{2\pi \;\; f \;\; \sqrt{\mu}\sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon}}{\frac{2\pi}{\lambda_g}\sqrt{\varepsilon}}$$

de donde llegamos a:

$$Z_{TE_{mn}} = \eta \; \frac{\lambda_g}{\lambda_o} \quad [\Omega] \tag{1.65}$$

donde:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{1.66}$$

$\eta = impedancia\ del\ medio.$

La expresión (1.66) es la impedancia de onda para el modo TE_{mn} para cualquier tipo de guía de onda.

Impedancia de onda para el modo TM_{mn}.

$$Z_{TM_{m\,n}} = \left| \frac{\overline{E}_{T\;TM_{m\,n}}}{\overline{H}_{T\;TM_{m\,n}}} \right| \tag{1.67}$$

Utilizando las definiciones (1.28) y (1.29) tenemos:

$$Z_{TM_{m\,n}} = \left| \frac{-j\dfrac{K_g}{K_c^2}\nabla_T E_Z}{-j\dfrac{\omega\ \ \varepsilon}{K_c^2}\overline{a_z}\times\nabla_T E_Z} \right|$$

$$Z_{TM_{m\,n}} = \frac{K_g}{\omega\ \ \varepsilon} \tag{1.68}$$

donde haciendo los reemplazos adecuados tenemos:

$$Z_{TM_{m\,n}} = \frac{\dfrac{2\pi}{\lambda_g}\sqrt{\mu}}{2\pi\ \ f\ \ \sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu}}$$

de donde llegamos a:

$$Z_{TM_{mn}} = \eta\ \frac{\lambda_o}{\lambda_g} \quad [\Omega] \tag{1.69}$$

La expresión (1.69) es la impedancia de onda para el modo TM_{mn} para cualquier tipo de guía de onda.

1.3.4 IMPEDANCIA CARACTERISTICA

A diferencia de las líneas de transmisión para las cuales la impedancia característica esta completamente definida, en las guías de onda no esta definida o presenta diferentes valores según como se considere, esta situación será más evidente después del análisis siguiente.

La principal dificultad para determinar la impedancia característica en una guía de onda proviene de su definición que corresponde a la relación voltaje

sobre corriente, valores que no están definidos o no tienen definición única en una guía de onda.

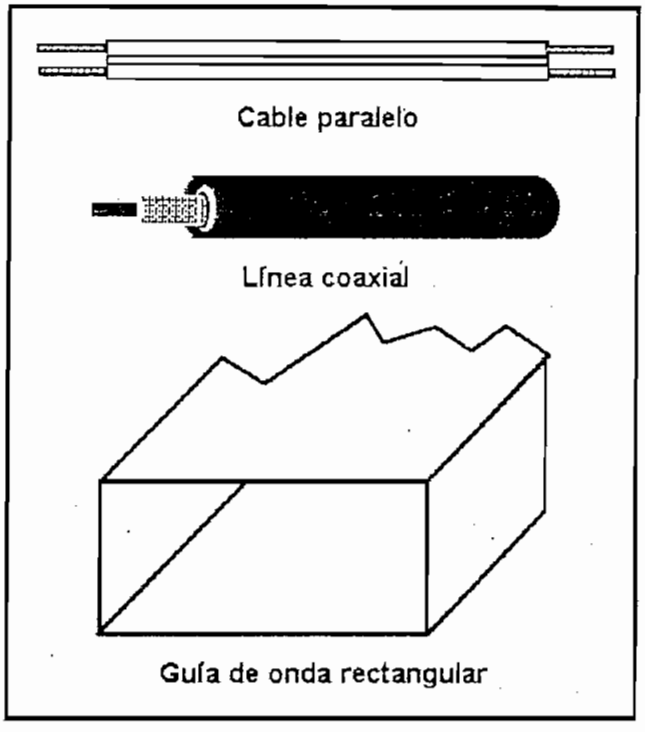


Figura 1.10.- Elementos conductores.

En el caso del modo dominante (modo TE_{10}) en guías de ondas rectangulares, para solventar parcialmente esta dificultad se recurre a la definición de un pseudo voltaje como la integral de línea del campo eléctrico transversal en la trayectoria en que el campo es máximo y una pseudo corriente que corresponde a la integral de la componente densidad de corriente superficial en la dirección de propagación en las caras anchas de la guía, esto es:

$$V_p = \int_0^b E_{ymax} dy = bE_{ymax} \tag{1.70}$$

$$I_p = \int_0^a |J_x| dx = \int_0^a H_x dx \tag{1.71}$$

$J_x = densidad\ de\ corriente.$

Integrando la expresión (1.71) para el modo $TE_{1,0}$ tenemos:

$$I_p = \frac{2aK_g}{\pi \ \omega \ \mu} E_{ymax} \tag{1.72}$$

$V_p = Pseudo\ voltaje.$

$I_p = Pseudo\ corriente.$

relacionando (1.70) y (1.72) tenemos:

$$Z_o = \frac{V_p}{I_p} = \frac{\pi \ b}{2a} Z_{TE_{10}} \tag{1.73}$$

donde:

$$Z_{TE_{1\,0}} = \frac{\omega \ \mu}{K_g}$$

Si definimos la impedancia característica en términos del pseudo voltaje y la potencia transmitida ,se tiene:

$$Z_O = \frac{V_p^2}{2P_T} = \frac{2b}{a} Z_{TE_{10}}$$

Finalmente si tomamos la relación entre pseudo corriente y potencia transmitida , se tiene:

$$Z_o = \frac{2P_T}{I_p^2} = \frac{\pi^2 b}{8a} Z_{TE_{10}}$$

Como se puede observar las tres definiciones anteriores proporcionan valores diferentes en una constante, mientras en todas se mantiene la misma relación entre dimensiones de la guía y la impedancia de onda.

Para obviar la dificultad que se presentaría para decidir por alguna de las definiciones indicadas, la casi totalidad de procesos que involucren cálculos de impedancia, pueden resolverse en términos de admitancia o impedancia normalizadas, y si por alguna razón es necesario utilizar el valor absoluto, habrá que decidir por cualquiera de las definiciones, y mantener la definición escogida en todo el proceso.

1.3.5 IMPEDANCIA A LO LARGO DE LA GUÍA.

La impedancia absoluta en cualquier punto z de la guía se define por la relación:

$$Z_{(z)} = \frac{E_{T(z)}}{H_{T(z)}} = \frac{E_T^i\left(1+\rho_{(z)}\right)}{H_T^i\left(1-\rho_{(z)}\right)} \tag{1.74}$$

$E_T^i = campo\ \ eléctrico\ \ transersal\ \ incidente$

$H_T^i = campo\ \ magnético\ \ transersal\ \ incidente$

$\rho_{(z)} = coeficiente\ de\ reflexión$

En esta expresión la relación corresponde a la relación de ondas incidentes de campo eléctrico y magnético transversal que define la impedancia característica Z_0 del sistema, con lo cual

$$Z_{(z)} = Z_o \frac{\left(1+\rho_{(z)}\right)}{\left(1-\rho_{(z)}\right)} \tag{1.75}$$

de donde podemos determinar la impedancia normalizada, que es la relación de la impedancia de carga con respecto a la impedancia característica.

$$z_{(z)} = \frac{Z_{(z)}}{Z_o} = \frac{\left(1+\rho_{(z)}\right)}{\left(1-\rho_{(z)}\right)} \tag{1.76}$$

la relación recíproca:

$$\rho_{(z)} = \frac{z_{(z)}-1}{z_{(z)}+1} \tag{1.77}$$

El coeficiente de reflexión en términos de la impedancia terminal de guía tiene la misma definición que en líneas de transmisión:

$$\rho_{(o)} = \rho_L = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o}$$

$$\rho_{(o)} = \rho_L = \frac{z_L - 1}{z_L + 1} \tag{1.78}$$

que remplazada en la ecuación (1.75) y luego de un manipuleo algebraico se tiene:

$$z_{(z)} = \frac{z_L \cos\left(K_g z\right) - j\,\mathrm{sen}\left(K_g z\right)}{\cos\left(K_g z\right) - j z_L\,\mathrm{sen}\left(K_g z\right)}$$

$$z_{(z)} = \frac{z_L - j\,\mathrm{tg}\left(K_g z\right)}{1 - j z_L\,\mathrm{tg}\left(K_g z\right)} \tag{1.79}$$

ecuación que considera que a variación positiva de z se ha tomado en sentido desde el generador hacia la impedancia de carga. Es prácticamente común considerar la dirección positiva en el sentido contrario al indicado con lo cual la ecuación (1.79) se presenta como:

$$z_{(z)} = \frac{z_L \cos(K_g z) + j \operatorname{sen}(K_g z)}{\cos(K_g z) + j z_L \operatorname{sen}(K_g z)}$$

$$z_{(z)} = \frac{z_L + j \operatorname{tg}(K_g z)}{1 + j z_L \operatorname{tg}(K_g z)} \tag{1.80}$$

Las últimas ecuaciones tienen la forma que sus homólogas de líneas de transmisión con los cambios de β por K_g o de λ por λ_g.

1.4 POTENCIA TRANSMITIDA

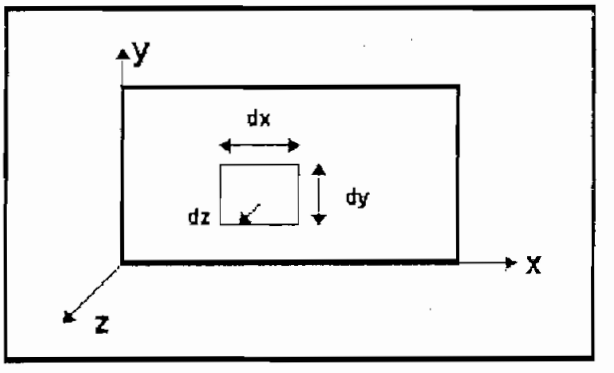


figura 1.11.- Sección de una guía rectangular.

La potencia perdida por las paredes de una guía de onda esta dada por:

$$P_p = \frac{1}{2}\int_S R_s |\bar{J}_s|^2 d\bar{a} \tag{1.81}$$

$\bar{S} = vector\ de\ poynting.$

$$\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H} \tag{1.82}$$

$R_S = resistencia\ superficial.$

$$R_S = \frac{1}{\sigma \cdot \delta} \tag{1.83}$$

$\sigma = conductividad\ del\ material.$

$\delta = profundidad\ de\ penetración.$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \tag{1.84}$$

$da = diferencial\ de\ superficie$

Aplicando el producto cruz de **E** (campo eléctrico) por **H** (campo magnético) tenemos:

$$\bar{S} = \begin{vmatrix} \bar{a}_x & \bar{a}_y & \bar{a}_z \\ E_x & E_y & E_z \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix}$$

Resolviendo el determinante obtenemos:

$$\bar{S} = \bar{a}_x\left(E_y H_z - E_z H_y\right) + \bar{a}_y\left(E_z H_x - E_x H_z\right) + \bar{a}_z\left(E_x H_y - E_y H_x\right)$$

Dado que el flujo de potencia esta dado por las componentes transversales tenemos:

$$E_z H_y = E_z H_x = E_y H_z = E_x H_z = 0$$

Por lo tanto:

$$S d\bar{a} = \left|E_x H_y - E_y H_x\right| = \left|\bar{E}_T\right|\left|\bar{H}_T\right|$$

de donde tenemos que la potencia total transmitida por la guía de onda esta dada por la expresión:

$$P_T = \frac{1}{2}\int_S |\bar{E}_T||\bar{H}_T| da \tag{1.85}$$

Para el modo TE $_{m,n}$ aplicando la definición (1.63) en (1.85) tenemos:

$$P_T = \frac{1}{2Z_{TE}}\int_S |\bar{E}_T|^2 da = \frac{\omega^2\mu^2}{2Z_{TE}K_c^2}\int_S |H_Z|^2 da \tag{1.86}$$

Para el modo TM $_{m,n}$ aplicando la definición (1.67) en (1.85) tenemos:

$$P_T = \frac{1}{2Z_{TM}}\int_S |\bar{H}_T|^2 da = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2}\int_S |E_Z|^2 da \tag{1.87}$$

1.5 PÉRDIDAS EN GUÍAS DE ONDA

En los análisis anteriores se supuso que las paredes eran conductores perfectos y que el medio dieléctrico carecía de pérdidas. Así para frecuencias mayores a la frecuencia de corte f_c, se consideró que la onda se propaga sin atenuación. No obstante, en guías de ondas prácticas existen pérdidas por causa, principalmente, de la conductividad finita de las paredes conductoras.

Mientras las pérdidas son pequeñas, el procedimiento siguiente se puede usar para calcular la constate de atenuación. En este método se supone que las paredes de conductividad finita influyen poco sobre la configuración de campo dentro de la guía. En particular, el campo magnético tangencial a la

pared se espera que dependa sólo y ligeramente de la conductividad de las paredes.

De esta manera, la intensidad de campo magnético tangencial calculado para paredes conductoras perfectas, se usa para determinar la densidad de corriente lineal, elevada al cuadrado y multiplicada por la resistencia superficial efectiva de las paredes da la pérdida de la potencia real por unidad de área en ellas.

Por lo tanto podemos concluir que las pérdidas se deben a las paredes conductoras y al dieléctrico en el interior de la guía.

$\alpha_c = Pérdidas\ por\ conductores.$

$\alpha_{diel} = Pérdidas\ por\ dieléctrico.$

$\alpha_T = \alpha_c + \alpha_{diel} = Pérdida\ total.$

Para cualquier sistema tenemos:

$$P_T = P_{in} e^{-2\alpha z} \tag{1.88}$$

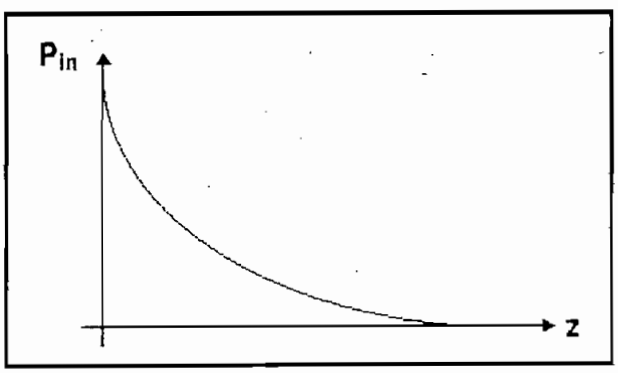


figura 1.12.- Pérdidas de potencia en la guía

Derivando la expresión (1.88) con respecto a z tenemos:

$$\frac{\partial P_T}{\partial z} = -2\alpha\ P_{in} e^{-2\alpha\ z} = 2\alpha\ P_T$$

$$\alpha = \frac{\frac{\partial P_T}{\partial z}}{2P_T} \tag{1.89}$$

$$\alpha = \frac{Pédidas\ \ de\ \ potencia\ \ por\ \ unidad\ \ de\ \ longitud}{2^* Potencia\ \ transmitida} \quad \frac{Nep}{m} \tag{1.90}$$

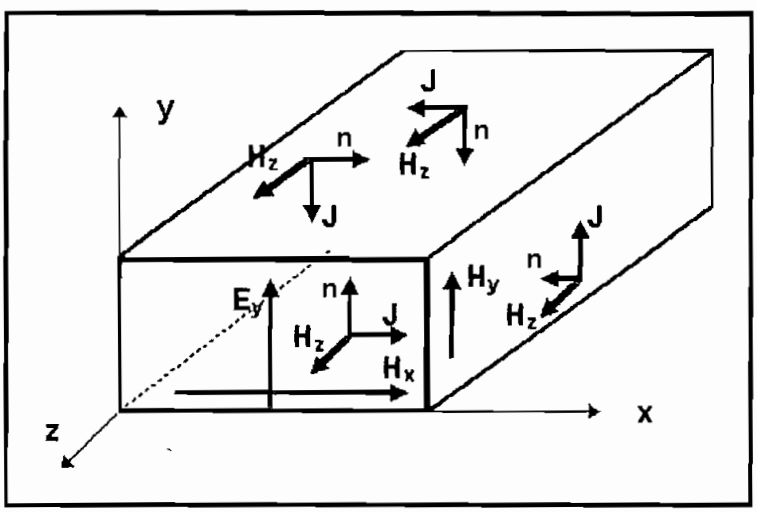


Figura 1.13.- Campos Eléctrico, Magnético, Densidad de corriente, vector normal.

Densidad de corriente

Campo Magnético

Vector normal

Campo eléctrico

Sabemos que:

$$\bar{J} = \bar{n} \times \bar{H}_{tg} \tag{1.91}$$

$\bar{J} = densidad\ de\ corriente.$

$\bar{H}_{tg} = Campo\ magnético\ tangente.$

$\bar{n} = Vector\ normal.$

$$|\bar{J}| = |\overline{H}_{tg}|$$

$$P_T = \frac{1}{2} R_S |\bar{J}|^2$$

$$P_p = \frac{R_S}{2} \int_S |\bar{J}|^2 da = P_L \tag{1.92}$$

$$P_p = \frac{R_S}{2} \int_S |\overline{H}_{tg}|^2 da = P_L \tag{1.93}$$

P_p = *Potencia de pérdida.*

P_L = *Potencia que se pierde en las paredes laterales de la guía.*

1.5.1 PERDIDAS EN GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES

Para el modo TE $_{m,n}$ en guías rectangulares tenemos:

De la figura 1. 13 y aplicando la ecuación (1.93) tenemos la siguiente expresión que nos permitirá calcular la potencia perdida en la guía rectangular en este modo.

$$P_p = \frac{R_S}{2}\Bigg[\int_0^b\int_0^1 |H_Z|^2_{x=0} dxdy + \int_0^b\int_0^1 |H_Z|^2_{x=a} dydz + \int_0^a\int_0^1 |H_Z|^2_{y=0} dxdz +$$

$$\int_0^a\int_0^1 |H_Z|^2_{y=b} dxdz + \int_0^a\int_0^1 |H_x|^2_{y=0} dxdz + \int_0^a\int_0^1 |H_x|^2_{y=b} dxdz +$$

$$\int_0^b\int_0^1 |H_y|^2_{x=0} dxdz + \int_0^a\int_0^1 |H_y|^2_{x=a} dxdz\Bigg]$$

La integral con respecto a z, al no depender de las otras variables será igual a uno (consideración por unidad de longitud) y reemplazando la ecuación (1.18) tenemos:

$$P_p = \frac{R_S}{2}\left(\int_0^b H_0^2 \cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dy + \int_0^b H_0^2 \cos^2(m\pi)\cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dy + \right.$$

$$\int_0^b H_0^2 \cos^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)dx + \int_0^b H_0^2 \cos^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos^2(n\pi)dx +$$

$$\frac{K_g^2}{K_c^4}\frac{m^2\pi^2}{a^2}H_0^2\left(\int_0^b \operatorname{sen}^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)dx + \int_0^b \operatorname{sen}^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos^2(n\pi)dx\right) +$$

$$\left.\frac{K_g^2}{K_c^4}\frac{n^2\pi^2}{b^2}H_0^2\left(\int_0^b \operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dy + \int_0^b \operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos^2(m\pi)dy\right)\right)$$

Sabemos que:

$$\int_0^{a^*} \cos^2\left(\frac{n\pi\ \theta}{a}\right)d\theta = \frac{a^*}{2} + \frac{a\operatorname{sen}\left(\frac{2n\pi}{a}a^*\right)}{4n\pi} \tag{1.94}$$

$$\int_0^{b^*} \operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi\ \theta}{b}\right)d\theta = \frac{b^*}{2} - \frac{b\operatorname{sen}\left(\frac{2n\pi}{b}b^*\right)}{4n\pi} \tag{1.95}$$

Aplicando las expresiones (1.94) y (1.95) tenemos:

$$P_p = \frac{R_S}{2}H_0\left[a + b + \frac{K_g^2}{K_c^4}\left(\frac{m^2\pi^2}{a^2}a + \frac{n^2\pi^2}{b^2}b\right)\right] \tag{1.96}$$

Para obtener la potencia total partimos de la ecuación (1.86).

$$P_T = \frac{\omega^2 \mu^2}{2 Z_{TE} K_c^2} \int_S |H_Z|^2 \, d\bar{a}$$

$$P_T = \frac{\omega^2 \mu^2}{2 Z_{TE} K_c^2} \int_0^a \int_0^b H_0^2 \cos^2\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos^2\left(\frac{n\pi}{b} y\right) dx dy$$

$$P_T = \frac{\omega^2 \mu^2}{2 Z_{TE} K_c^2} H_0^2 \frac{ab}{4} \tag{1.97}$$

aplicando la definición (1.90) con (1.96) y (1.97), tenemos:

$$\alpha = \frac{\frac{R_S}{2} H_0 \left[a + b + \frac{K_g^2}{K_c^4} \left(\frac{m^2 \pi^2}{a^2} a + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} b \right) \right]}{\frac{\omega^2 \mu^2}{Z_{TE} K_c^2} H_0^2 \frac{ab}{4}}$$

haciendo los reemplazos y simplificando adecuadamente tenemos:

$$\alpha_{TE_{mn}} = \frac{2R_S}{b\eta \sqrt{1 + \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \left[\left(1 + \frac{b}{a}\right) \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2\right) \left(\frac{\frac{b}{a}\left(\frac{b}{a} m^2 + n^2\right)}{\frac{b^2 m^2}{a^2}} + n^2 \right) \right] \quad \frac{Nep}{m} \tag{1.98}$$

Para el modo TM_{mn} en guías rectangulares tenemos:

De la figura 1. 14 y aplicando la ecuación (1.93) tenemos la siguiente expresión que nos permitirá calcular la potencia perdida en la guía rectangular en este modo.

$$P_p = \frac{R_S}{2}\int_S \left|\vec{H}_{tg}\right|^2 ds$$

$$P_p = \frac{R_S}{2}\left(\int_0^a\int_0^1 \left|H_x\right|^2_{y=0} dxdz + \int_0^a\int_0^1 \left|H_x\right|^2_{y=b} dxdz + \int_0^b\int_0^1 \left|H_y\right|^2_{x=0} dydz + \int_0^b\int_0^1 \left|H_y\right|^2_{x=a} dydz\right)$$

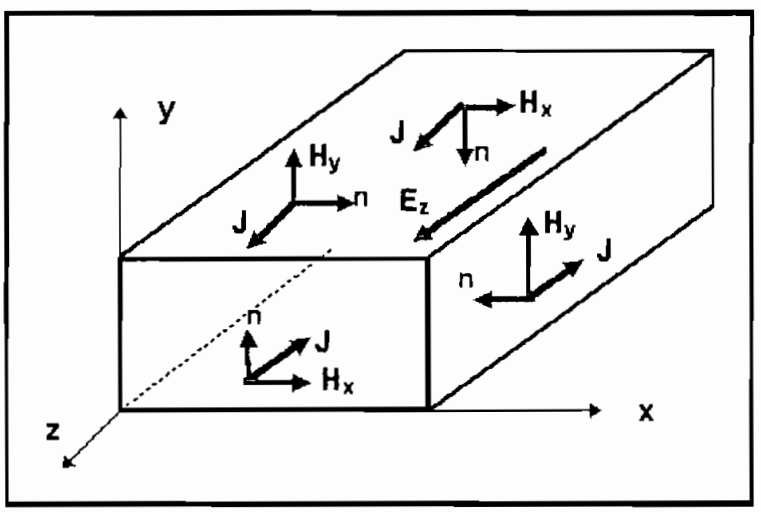


Figura 1.14.- Campos Eléctrico, Magnético, Densidad de corriente, vector normal.

→ Densidad de corriente

→ Campo Magnético

→ Vector normal

→ Campo eléctrico

La integral con respecto a **z**, al no depender de las otras variables será igual a uno y reemplazando con las ecuación (1.33) y (1.34) tenemos

$$P_p = \frac{R_S}{2}\left[\frac{\omega^2\varepsilon^2 n^2\pi^2}{K_c^2 b^2}E_0^2\left(\int_0^a \operatorname{sen}^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)dx + \int_0^a \operatorname{sen}^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos^2(n\pi)dx\right) + \right.$$

$$\left.\frac{\omega^2\varepsilon^2 m^2\pi^2}{K_c^2 a^2}E_0^2\left(\int_0^a \operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dy + \int_0^a \cos^2(m\pi)\operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dx\right)\right]$$

Aplicando las expresiones (1.94) y (1.95) tenemos:

$$P_p = \frac{R_S}{2}\frac{\omega^2\varepsilon^2\pi^2 E_0^2}{K_c^4}\left[\frac{n^2}{b^2}\left(\frac{a}{2}+\frac{a}{2}\right)+\frac{m^2}{a^2}\left(\frac{b}{2}+\frac{b}{2}\right)\right]$$

$$P_p = \frac{R_S}{2}\frac{\omega^2\varepsilon^2\pi^2 E_0^2}{K_c^4}\left(\frac{n^2}{b^2}a+\frac{m^2}{a^2}b\right) \qquad (1.99)$$

Para el modo $TM_{m,n}$ en guías rectangulares calcularemos la potencia total en este modo aplicando la ecuación (1.87).

$$P_T = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2}\int_S |E_Z|^2 d\bar{a}$$

$$P_T = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2}\int_0^a\int_0^b E_0^2 \operatorname{sen}^2\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\operatorname{sen}^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)dxdy$$

$$P_T = \frac{K_g^2 E_0^2}{2Z_{TM}K_c^2}\frac{ab}{4} \qquad (1.100)$$

aplicando la definición (1.90) con (1.99) y (1.100), tenemos:

$$\alpha = \frac{\frac{R_S}{2}\frac{\omega^2\varepsilon^2\pi^2E_0^2}{K_c^4}\left(\frac{n^2}{b^2}a+\frac{m^2}{a^2}b\right)}{\frac{K_g^2E_0^2}{Z_{TM}K_c^2}\frac{ab}{4}}$$

Haciendo reemplazos y simplificando adecuadamente tenemos:

$$\alpha_{TM\,mn} = \frac{2R_S}{b\eta\sqrt{1+\left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}\left(\frac{m^2\left(\frac{b}{a}\right)^3+n^2}{\frac{b^2m^2}{a^2}+n^2}\right)\quad\frac{Nep}{m} \qquad (1.101)$$

1.5.2 PERDIDAS EN GUÍAS DE ONDA CILINDRICAS.

Perdidas en el modo $TE_{n,m}$ en guías cilíndricas.

De la figura 1. 15 y aplicando la ecuación (1.93) tenemos la expresión que nos permitirá calcular la potencia perdida en la guía circular en este modo.

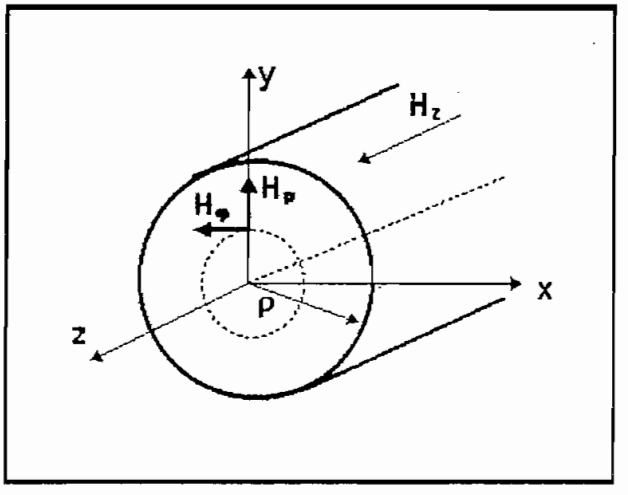


Figura 1.15.- Campos magnéticos en una guía de onda circular.

$$P_P = \frac{R_S}{2}\int_S \left|\overline{H}_{tz}\right|^2 ds$$

Los campos magnéticos tangentes presentes, como se puede ver en la figura 1.15 son **Hφ** cuando **ρ** es igual a **a** (radio de la guía) y **Hz**.

$$P_p = \frac{R_S}{2}\left(\int_S \left|H_\varphi\right|^2_{\rho=a} ds + \int_S \left|H_z\right|^2_{\rho=a} ds\right) \qquad (1.102)$$

La superficie lateral de la guía de onda esta dada por:

$$S = 2\pi\ az$$

derivando esta expresión con respecto a **z** tenemos:

$$ds = 2\pi\ adz$$

Reemplazando las ecuaciones (1.35) y (1.40) así como su diferencial de superficie en la expresión (1.102), tenemos:

$$P_p = \frac{R_S}{2}\left(\int_0^1 \frac{K_g^2}{K_c^4} n^2 H_O^2 \frac{1}{a^2} J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\text{sen}^2(n\varphi)2\pi\ adz + \int_0^1 H_O^2 \cdot J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\cos^2(n\varphi)2\pi\ adz\right)$$

Los límites de la integral están dados de tal forma que nos permiten obtener las perdidas por unidad de longitud.

Para tener los campos magnéticos máximos, debe cumplirse:

$sen^2(n\varphi) = cos^2(n\varphi) = 1$

Al realizar la integración obtenemos:

$$P_p = R_S \frac{K_g^2}{K_c^4} n^2 H_o^2 \frac{1}{a^2} J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\pi\ a + R_S H_o^2 J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\pi\ a \qquad (1.103)$$

Para obtener la potencia total partimos de la ecuación (1.86).

$$P_T = \frac{\omega^2 \mu^2}{2Z_{TE}K_c^2}\int_S |H_Z|^2\, d\bar{a}$$

El diferencial de superficie de la sección transversal de la guía lo obtendremos de

$$S = \pi\ \rho^2$$

derivando esta expresión con respecto a ρ tenemos:

$$ds = 2\pi\rho\ d\rho$$

$$P_T = \frac{\omega^2 \mu^2}{2Z_{TE}K_c^2}\int_0^a H_o^2 J_n^2\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos^2(n\varphi)2\pi\rho\ d\rho$$

Para obtener la potencia máxima transmitida se debe cumplir:

$cos^2(n\varphi) = 1$

Utilizando la siguiente propiedad de las funciones de Bessel y evaluando la integral tenemos:

$$\int_0^a \rho\, J_n^2\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)d\rho = \frac{\rho^2}{2}\left[J_n'\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)+\left(1-\frac{n^2}{\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)^2}\right)J_n^2\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\right]\Bigg|_0^a$$

$$P_T = \frac{\omega^2\mu^2 H_o^2\pi}{Z_{TE}K_c^2\lambda'^2_{nm}}\frac{a^2}{2}\left(\lambda'^2_{nm}-n^2\right)J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right) \qquad (1.104)$$

aplicando la definición (1.90) con (1.103) y (1.104), tenemos

$$\alpha_{TE_{nm}} = \frac{R_S\frac{K_g^2}{K_c^4}n^2H_o^2\frac{1}{a^2}J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\pi\, a + R_S H_o^2 J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)\pi\, a}{\frac{\omega^2\mu^2 H_o^2\pi}{Z_{TE}K_c^2\lambda'^2_{nm}}\frac{a^2}{2}\left(\lambda'^2_{nm}-n^2\right)J_n^2\left(\lambda'_{nm}\right)}$$

Haciendo reemplazos y simplificando adecuadamente tenemos:

$$\alpha_{TE_{mn}} = \frac{R_S}{a\eta\sqrt{1-\left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}\left[\left(\frac{f_c}{f}\right)+\frac{n^2}{\lambda'^2_{nm}-n^2}\right] \qquad \frac{Nep}{m} \qquad (1.105)$$

Para el modo TM $_{n,m}$ en guías cilíndricas tenemos:

El campo magnético tangente presente, como se puede ver en la figura 1.16 es $\mathbf{H\varphi}$ cuando ρ es igual a **a** (radio de la guía).

De la figura 1. 16 y aplicando la ecuación (1.93) tenemos la siguiente expresión que nos permitirá calcular la potencia perdida en la guía circular en este modo.

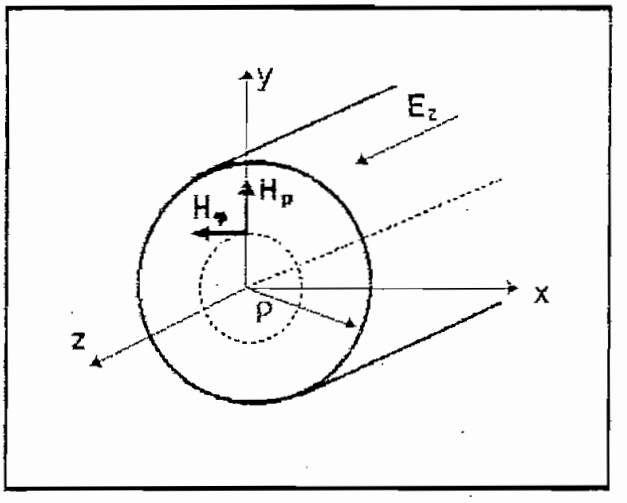


Figura 1.16.- Campos magnéticos en una guía de onda circular.

$$P_p = \frac{R_S}{2}\int_S \left|\bar{H}_{tg}\right|^2 ds$$

$$P_p = \frac{R_S}{2}\int_S \left|H_\varphi\right|^2_{\rho=a} ds \qquad (1.106)$$

Reemplazando la ecuación (1.49) así como su diferencial de superficie en la expresión (1.106), tenemos:

$$P_p = \frac{R_S}{2}\int_0^l \frac{\omega^2\mu^2}{K_c^4} E_o^2 J_n'^2\left(\lambda_{nm}\right)\cos^2(n\varphi)2\pi\, a dz$$

Para tener el campo magnético máximo, debe cumplirse:

$$\cos^2(n\varphi) = 1$$

Al realizar la integración obtenemos:

$$P_p = \frac{R_S \omega^2 \mu^2}{K_c^4} E_o^2 J_n'^2(\lambda_{nm}) \pi a \tag{1.107}$$

Para el modo $TM_{n,m}$ en guías cilíndricas calcularemos la potencia total en este modo aplicando la ecuación (1.87).

$$P_T = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2} \int_S |E_Z|^2 d\bar{a}$$

Remplazando la ecuación (1.43) y el diferencial de superficie respectivo tenemos:

$$P_T = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2} \int_0^a E_o^2 J_n^2\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right) \cos^2(n\varphi) 2\pi\rho \, d\rho$$

Para obtener la potencia máxima transmitida se debe cumplir:

$cos^2(n\varphi) = 1$

Utilizando la propiedad de las funciones de Bessel anteriormente expuesta y evaluando la integral tenemos:

$$P_T = \frac{K_g^2}{2Z_{TM}K_c^2} E_o^2 2\pi \left(\frac{a^2}{2} J_n'^2(\lambda_{nm})\right) \tag{1.108}$$

aplicando la definición (1.90) con (1.107) y (1.108), tenemos:

$$\alpha_{TM_{nm}} = \frac{\dfrac{R_S \omega^2 \mu^2}{K_c^4} E_o^2 J_n'^2(\lambda_{nm}) \pi a}{\dfrac{K_g^2}{Z_{TM} K_c^2} E_o^2 \pi a^2 J_n'^2(\lambda_{nm})}$$

Haciendo reemplazos y simplificando adecuadamente tenemos:

$$\alpha_{TM_{nm}} = \frac{R_S}{a\eta\sqrt{1-\left(\dfrac{f_c}{f}\right)^2}} \qquad \frac{Nep}{m} \tag{1.109}$$

Para el caso en que la guía de onda presente un dieléctrico se debe tomar en cuenta:

$Dieléctrico\ ideal: \varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_o$

$\varepsilon_r = real\ (sin\ perdidas):$

$Dieléctrico\ real: \varepsilon = \varepsilon_r^* \varepsilon_o$

$\varepsilon_r^* = complejo$

$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r''$

$\mathrm{tg}\,\delta = \dfrac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'}$

$tg\,\delta = tangente\ de\ pérdidas.$

Para dieléctricos prácticos tenemos:

$\varepsilon_r'' << \varepsilon_r$

Por lo tanto la ecuación (1.51) con esta consideración del dieléctrico real se la expresa como:

$$K_{g\,diel} = \sqrt{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r^* \varepsilon_o - K_c^2} \tag{1.110}$$

$$K_{g\,diel} = \sqrt{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r' \varepsilon_o - j\omega^2 \mu_o \varepsilon_r'' \varepsilon_o - K_c^2}$$

si consideramos como:

$$K_g'^2 = \omega^2 \mu_o \varepsilon_r' \varepsilon_o - K_c^2$$

con lo cual queda:

$$K_{g\,diel} = \sqrt{K_g'^2 \left(1 - j\frac{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r'' \varepsilon_o}{K_g'^2}\right)}$$

Para cualquier dieléctrico se cumple:

$$\frac{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r'' \varepsilon_o}{K_g'^2} << 1$$

$$K_{g\,diel} = K_g' \left(1 - j\frac{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r'' \varepsilon_o}{K_g'^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Aplicando el binomio de Newton y tomando los dos primeros términos tenemos:

$$K_{g\,diel} = K_g' \left(1 - j\frac{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r'' \varepsilon_o}{2K_g'^2}\right) \tag{1.111}$$

de donde tenemos que:

$$K_{g\,diel} = K_g^{'} - j\alpha_{diel}$$

donde:

$$\alpha_{diel} = \frac{\omega^2 \mu_o \varepsilon_r^{''} \varepsilon_o}{2K_g^{'2}}$$

operando en esta expresión y haciendo los reemplazos adecuados tenemos:

$$\alpha_{diel} = \frac{\omega^2 \operatorname{tg}\delta}{\frac{2c^2}{\sqrt{\varepsilon_r^{'}}}\sqrt{\omega^2 \mu_o \varepsilon_o - \left(\frac{K_c}{\sqrt{\varepsilon_r^{'}}}\right)^2}} \qquad \frac{Nep}{m}$$

CAPITULO 2

ELEMENTOS PASIVOS EN MICROONDAS

2.1 ELEMENTOS PASIVOS

Son dispositivos que permiten acoplar impedancias en la guía de onda, presentando efectos capacitivo, inductivo o de resonancia. Estos efectos dependen de las dimensiones de los mismos, ya sea en espesor como en longitud así como de su ubicación.
Dentro de estos elementos tenemos:

2.1.1 DIAFRAGMAS

Corresponden a placas conductoras que obstaculizan el paso de las ondas, dichas placas pueden presentar efectos capacitivos o inductivos de acuerdo a la orientación en la guía de onda como se puede observar en el gráfico de la figura 2.1.

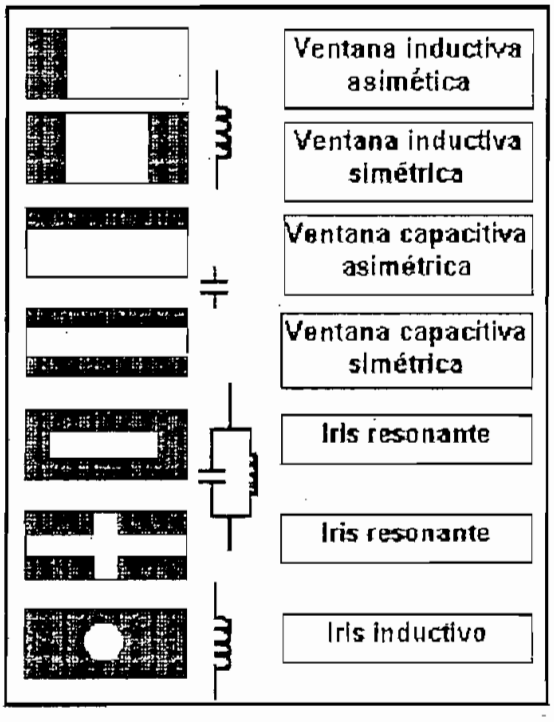


Figura 2.1.- Diafragmas

2.1.2 POSTES

Son obstáculos que se colocan en el interior de la guía de onda que permiten acoplar impedancias, estos postes dan un efecto capacitivo o inductivo de acuerdo a la orientación en el interior de la guía.

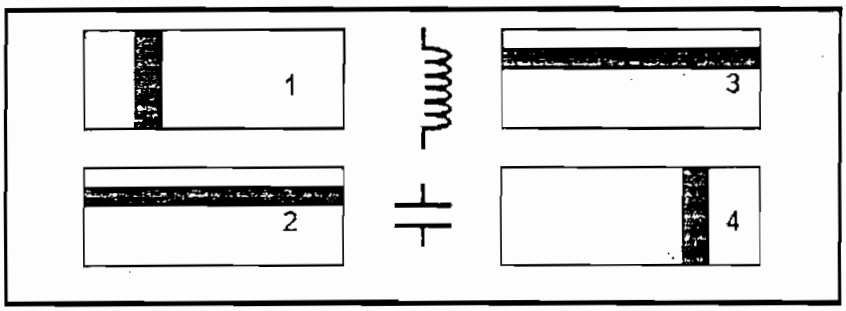


Figura 2.2.- 1 y 2 Postes conductores, dan efecto inductivo y capacitivo respectivamente, pueden ser simétricos o asimétricos. 3 y 4 postes dieléctricos, dan efecto inductivo y capacitivo respectivamente, pueden ser simétricos o asimétricos.

2.1.3 TORNILLO

Son obstáculos que se colocan en la guía de onda que permiten acoplar impedancias, estos tornillos dan un efecto capacitivo , inductivo o entran en resonancia de acuerdo a la penetración en el interior de la guía.

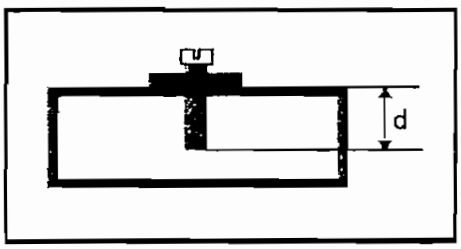


Figura 2.3.- Tornillo

Al tornillo se lo utiliza por lo general con el efecto capacitivo puesto que de acuerdo a la profundidad **d** de penetración presenta diferentes características, así:

$d < \lambda_g/4$ presenta efecto capacitivo.

$d = \lambda_g/4$ presenta efecto resonante.

$d > \lambda_g/4$ presenta efecto inductivo.

2.2 ADMISIÓN Y TOMA DE LA SEÑAL

Sabemos que los puntos máximos y mínimos se repiten a la distancia de un cuarto de onda. Este extremo es interesante porque una guía de onda cerrada puede convertirse en un dispositivo resonante capaz de recibir un elemento de acoplamiento tanto para la entrada de la señal como para su toma. En el primer caso, el elemento se llama lanzadera y en el segundo se suele denominar sonda.

Existen tres tipos de lanzadores para acoplar la energía a las guías de onda.

2.2.1.- ACOPLAMIENTO CAPACITIVO (probé)

Esta ilustrado en la figura 2.4. Cuando el probé es excitado por una señal de radiofrecuencia, se crea a su alrededor un campo eléctrico, el probé tal como se ve en la figura debe ser colocado en el centro del lado estrecho de la guía y a un cuarto del (o múltiplo impar de cuarto de longitud de onda) lado de cierre terminal de la guía.

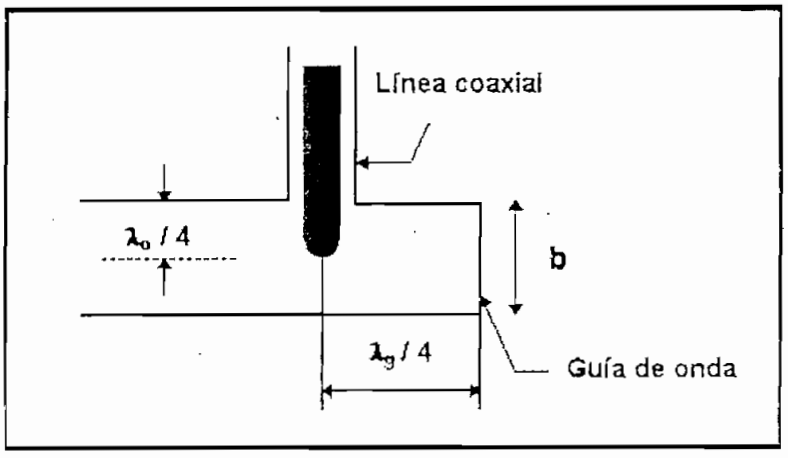


figura 2.4.- Acoplamiento por probé

Este es el punto de máximo campo **E** y por tanto, es un punto de máximo acoplamiento entre el probé y el propio campo.
Normalmente el probé se realiza con un trozo pequeño de cable coaxial: el conductor externo esta conectado a la estructura de la guía, mientras que el interno representa, en la parte introducida, el probé que queda aislado de la guía.

El grado de acoplamiento puede variarse modificando la longitud inducida, desplazando del punto central del campo o blindándole parcialmente.

2.2.2.- ACOPLAMIENTO INDUCTIVO (sistema de espira)

Figura 2.5. La espira se coloca en el punto de máxima intensidad de **H** (campo magnético) en la guía, también en este caso el conductor externo del cable que llega, está conectado a la estructura, mientras que el conductor interno tiene la forma de espira; la corriente que atraviesa crea un campo magnético **H** en el interior de la guía.

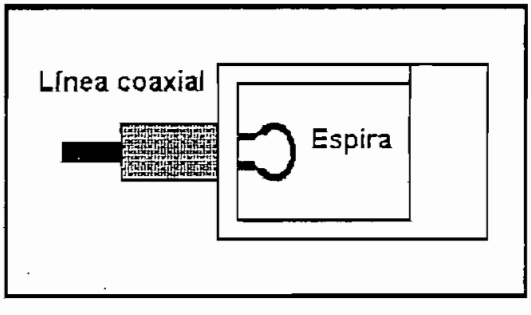


Figura 2.5.- Acoplamiento inductivo

La espira puede colocarse, con igual eficacia, en muchos puntos de la guía, mientras dichos puntos coinciden con el flujo magnético del cuarto de onda.
El grado de acoplamiento puede variarse mediante el giro del anillo.

2.2.3.- ACOPLAMIENTO POR ABERTURA O RANURA.

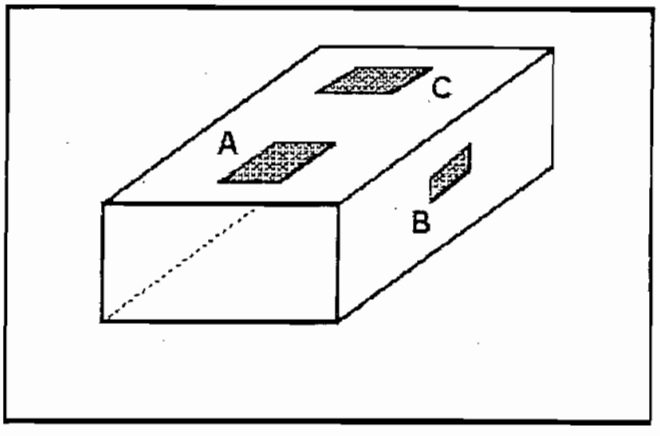


figura 2.6.- Acoplamiento por ranura

El tercer método es el de abertura o ranura y puede verse en la figura 2.6. La abertura **A** se practica en una zona de la guía en que el campo **E** es máximo , y representa una forma de posible acoplamiento al campo eléctrico.

La abertura **B** situada en una superficie de máxima intensidad de campo magnético, es un posible acceso al campo magnético **H**, mientras que la abertura **C**, practicada en una zona de máxima intensidad de campo tanto eléctrico **E** como magnético **H**, permite un acoplamiento electromagnético.

2.3 ATENUADORES EN GUÍAS DE ONDA

Los atenuadores para sistemas de microondas son comercialmente disponibles en muchos tamaños y formas. El atenuador puede ser fijo, continuamente variable (ya sea mecánico o eléctrico) o de pasos. Puede ser ya sea del tipo de absorción o reflectivos, calibrados o descalibrados, o incluso programables.

El elemento resistivo puede ser concentrado o distribuido aT.

Los atenuadores generalmente se hacen con una disminución gradual de su sección transversal interna para minimizar las reflexiones, y se conocen como atenuadores " Tapared ".

Algunos de los parámetros que se deben considerar para la compra de un atenuador son: rango de frecuencia, impedancia, rango de decibeles, rango de potencia promedio, rango de potencia pico, pérdidas de inserción, VSWR, coeficiente de temperatura y estabilidad. También debe ser especificada la resolución si el atenuador es variable o a pasos. También debe especificarse tamaño, forma, peso, conectores requeridos, precios, así como también algunos parámetros más delicados.

Un atenuador de alta potencia es una unidad separada y generalmente llega a ser una carga o terminación. Puede disipar unos pocos vatios. Puede no requerir enfriamiento adicional o ser enfriado por aire o agua. La unidad puede ser de unos pocos centímetros cúbicos de volumen o tener algunos metros de alto. Puede ser una unidad de alto voltaje o dispositivo de alta corriente. Del mismo modo la impedancia puede ser de pocos ohms y pocos Kohms.

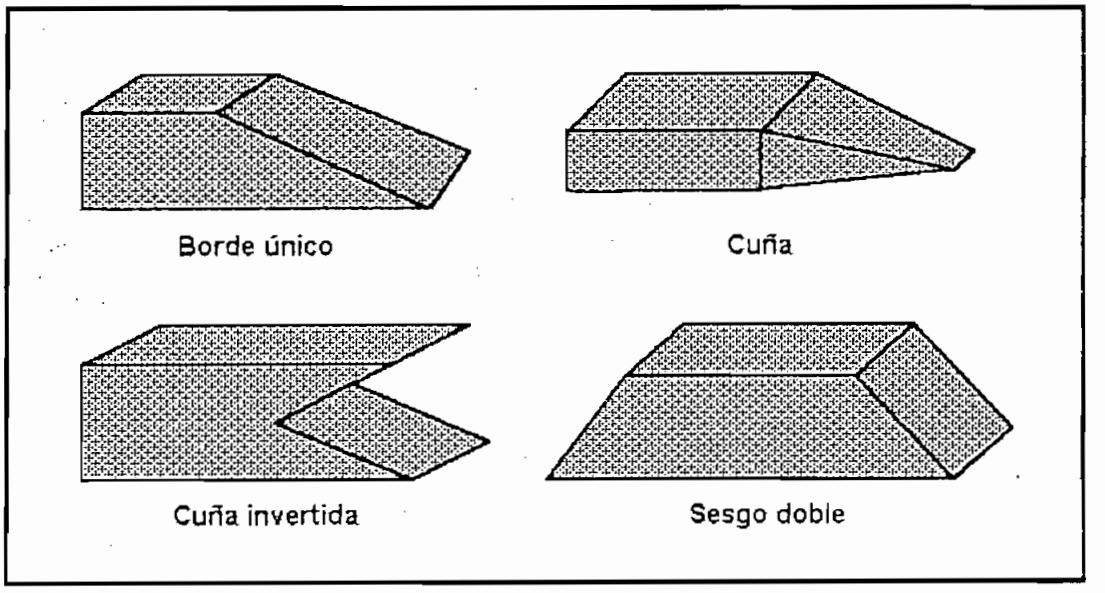


Figura 2.7.- Atenuadores

2.4 ACOPLADORES DE GUÍA DE ONDA

Los acopladores de guía de onda tienen muchas funciones y los hay en varias formas. Los más simples son los acopladores doblados o curvos y los torcidos. Estos acomodan ya sea modos TE o modos TM.

Los acopladores cambian físicamente la dirección de la señal.

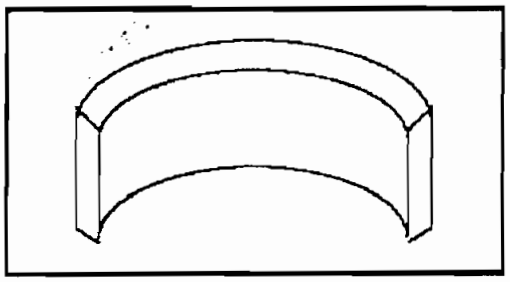


Figura 2.8.- Acoplador de guía de onda

Cambia la dirección de los campos eléctricos (E) y magnético (H).

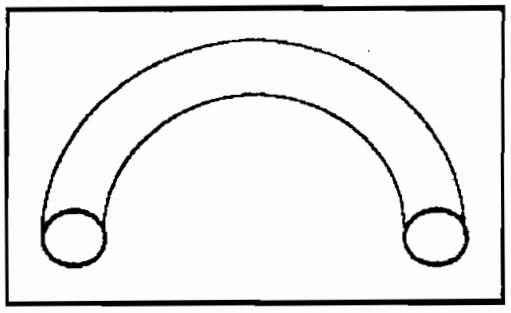


Figura 2.9.- Curva para guía de onda circular

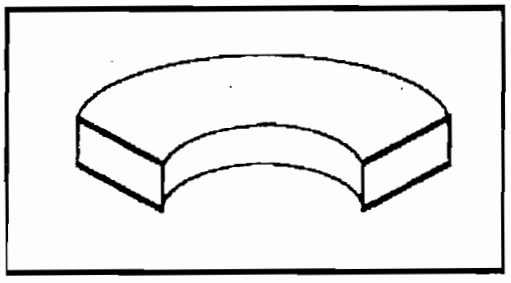


Figura 2.10.- Cambia la dirección del campo magnético (H).

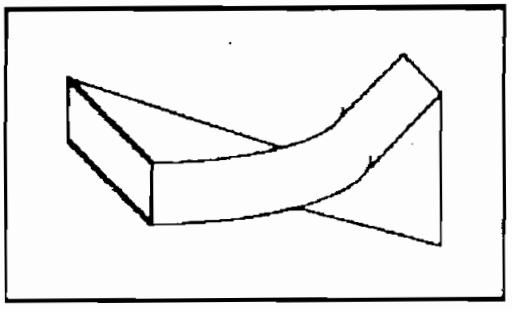


Figura 2.11.- Guía de onda torcida

Produce una inversión de polarización. Entre mayor sea el torcimiento, más gradual es el cambio de plano y mejor es la supresión de reflexiones.

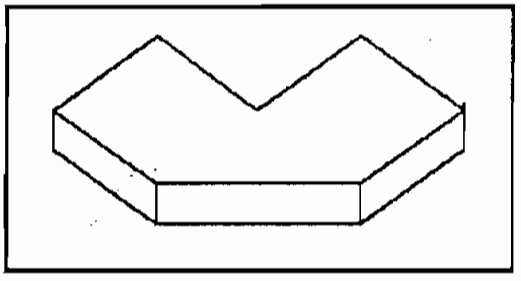


Figura 2.12.- Esquina curvada E

Cambia la dirección de los campos eléctrico y magnético.
Estas curvas con esquinas son para cambios agudos en dirección, son sensibles a la frecuencia puesto que sus dimensiones se relacionan con $\lambda g/4$.

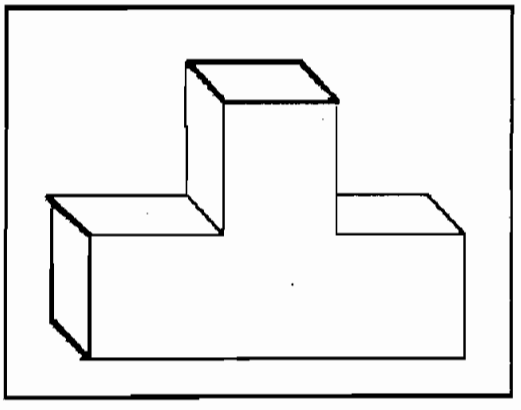


Figura 2.13.- T Paralelo

La T paralelo o plano H tiene la derivación del ángulo recto con la dimensión menor de la rama o guía principal.

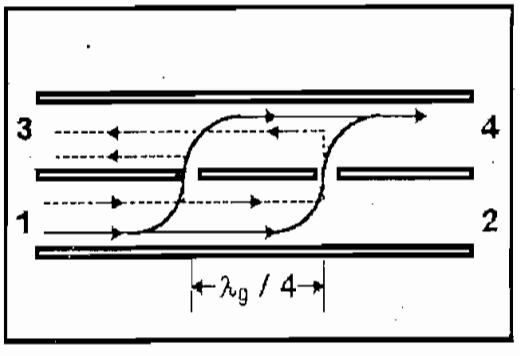


Figura 2.14.- Acoplador Direccional

Un acoplador direccional es una red de cuatro puertos, que se usa comúnmente para muestrear una fracción de potencia de microondas que fluye en una dirección particular. En esta figura se puede ver que cuando una onda del puerto 1 al puerto 2, aparece una fracción determinada de esa potencia en el puerto 4 y no hay salida en el puerto 3. Inversamente, si la onda va del puerto 2 al puerto 1, aparecerá una fracción de señal en el puerto 3, y no habrá salida en el puerto 4. Cuando la transmisión tiene lugar del puerto 1 al puerto 2, al puerto 4 se lo llama puerto acoplado y al puerto 3 puerto aislado.

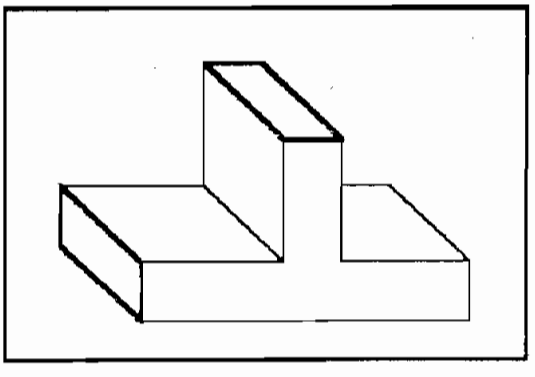


Figura 2.15 T Serie

La T serie o plano E tiene la derivación en ángulo recto con la dimensión mayor de la rama principal o guía principal por la cual se deriva de ella.

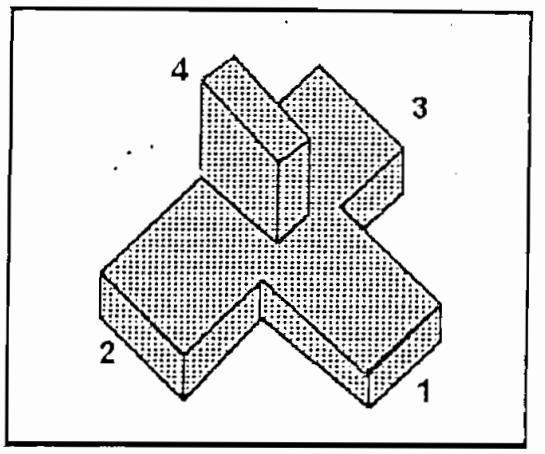


Figura 2.16.- Acoplador de T híbrida

Una forma de acoplador multiterminal o multipuertos es la unión T híbrida.
La relación de los campos eléctrico y magnético es tal que resulta la siguiente secuencia. Para el modo dominante, una señal aplicada en el puerto 4 aparece en el puerto 1 y 2 pero en el 3 no aparece. También una señal aplicada en el puerto 3 aparecerá en el puerto 1 y 2 pero no el puerto 4. Esto se debe a que los puertos están correctamente terminados.

2.4.1 T HIBRIDA ACOPLADA

La T híbrida acoplada (llamada a veces T mágica) es ejemplo interesante de acoplador direccional de guía de onda de 3dB. La configuración del circuito se ilustra en la figura 2.17.

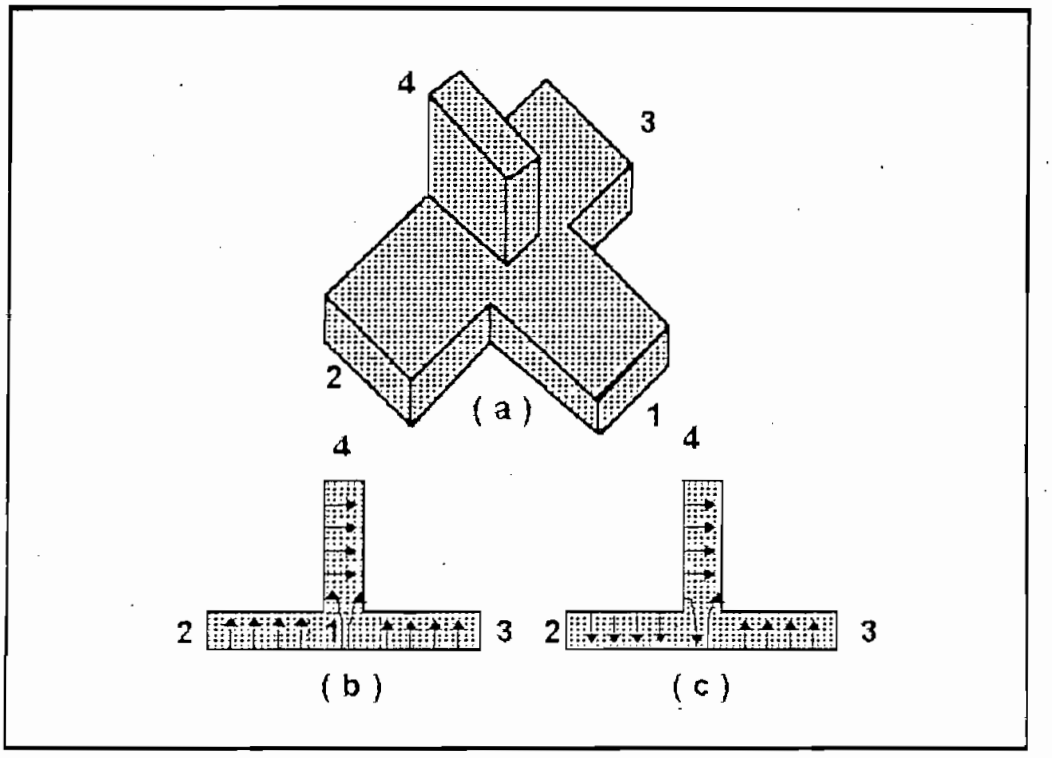


Figura 2.17.- T híbrida acoplada.

Cuando incide el modo TE_{10} en el puerto 1, el campo eléctrico de la junta es semejante al que se muestra en la figura 2.17b. Este campo eléctrico tiene simetría par respecto al plano medio y no puede por lo tanto, excitar al modo

TE_{10} en el brazo 4 , pues este modo debe tener un campo eléctrico con simetría impar, no habiendo entonces acoplamientos entre los puertos 1 y 2 y entre los puertos 1 y 3 son iguales y se puede determinar la simetría existente.

Para el modo TE_{10} incidente en el brazo 4, e l campo eléctrico es el que se ilustra esquemáticamente en la figura 12.17c. La consideración de la simetría indica nuevamente que no hay acoplamiento en el puerto 1. Esta consideración la requiere también la reciprocidad. Los acoplamientos del puerto 4 hacia los puertos 2 y 3 son iguales en magnitud, aunque desfasados en 180 ^{0} . la matriz de dispersión de la **T** híbrida tiene así la siguiente forma:

$$[S]=\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{21} \\ S_{12} & S_{23} & S_{33} & -S_{24} \\ 0 & S_{24} & -S_{24} & S_{44} \end{bmatrix} \qquad (2.1)$$

Dado que $S_{12} = S_{13}$, por simetría $S_{24} = -S_{34}$.

Los elementos acopladores que no alteran la simetría de la junta se pueden colocar en los brazos de los planos **E** (campo eléctrico) y **H** (Campo magnético), de tal suerte que $S_{11} = S_{44} = 0$.
La matriz de dispersión se reducirá entonces a:

$$[S]=\begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{12} & 0 \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{21} \\ S_{12} & S_{23} & S_{33} & -S_{24} \\ 0 & S_{24} & -S_{24} & 0 \end{bmatrix} \qquad (2.2)$$

Esta forma se puede simplificar más aún empleando las propiedades de las matrices de dispersión para redes sin pérdidas. El producto de la segunda fila por su conjugada da:

$$|S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{23}|^2 + |S_{24}|^2 = 1 \tag{2.3}$$

y para la fila 3 se escribe una expresión semejante:

$$|S_{12}|^2 + |S_{23}|^2 + |S_{33}|^2 + |S_{24}|^2 = 1 \tag{2.4}$$

Si se resta (2.2) de (2.3) se obtiene:

$$|S_{22}|^2 - |S_{33}|^2 = 0$$

y de aquí:

$$|S_{22}|^2 = |S_{33}|^2 \tag{2.5}$$

de las filas 1 y 4 de (2.2) se tiene:

$$2|S_{12}|^2 = 1 \quad o \quad |S_{12}|^2 = \sqrt{\frac{1}{2}}$$

y

$$2|S_{24}|^2 = 1 \quad o \quad |S_{24}|^2 = \sqrt{\frac{1}{2}}$$

De esta manera:

$$|S_{12}| = |S_{24}| = \sqrt{\frac{1}{2}} \tag{2.6}$$

De la ecuación (2.3)

$$|S_{22}|+|S_{23}|=0$$

Esta suma es cero sólo si S_{22} y S_{23} son nulos separadamente. Como $S_{22} = S_{33}$, el coeficiente S_{33} debe ser también cero. La forma resultante para la matriz de dispersión se hace entonces:

$$[S]=\begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{12} & 0 \\ S_{12} & 0 & 0 & S_{24} \\ S_{12} & 0 & 0 & -S_{24} \\ 0 & S_{24} & -S_{24} & 0 \end{bmatrix} \tag{2.7}$$

Mediante selección adecuada de los planos terminales en los brazos 1 y 4, pueden hacerse reales S_{12} y S_{14}. De este modo la matriz de dispersión de una **T** mágica se puede escribir en la forma:

$$[S]=\sqrt{\frac{1}{2}}\begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.8}$$

La **T** híbrida acoplada se usa mucho en diversas aplicaciones, como en mezcladores balanceados.

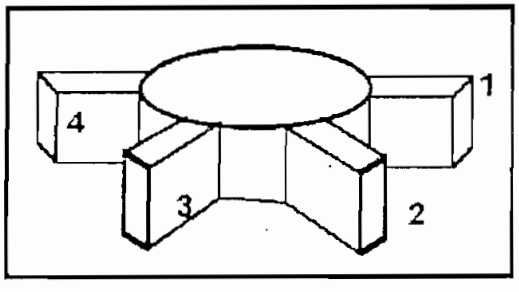


Figura 2.18.- Anillo híbrido

Es otro de los acopladores multipuerto. Opera bajo el principio de la longitud de viaje de la señal. La señal viaja alrededor del anillo en ambas direcciones y se cancelará o se reforzará en un puerto particular. Las señales de entrada en el puerto 1 se dividen entre el 2 y el 4, y están en fase. Es obvio que la unión hibrida se puede usar ya sea para la división de una señal o la mezcla de dos señales. El anillo híbrido es muy sensible a la frecuencia

CAPITULO 3

CAVIDADES RESONANTES

Corresponden a recintos cerrados conformados por material conductor y de cualquier forma geométrica; que exhiben propiedades y características similares a los circuitos resonantes de bajas frecuencias. Si bien como se ha indicado pueden tener una forma arbitraria, en la práctica se utiliza preferentemente formas derivadas de la guía de onda. Las formas más sencillas corresponden a secciones de guía cortocircuitadas en ambos extremas, como se indica en la figura 3.1.

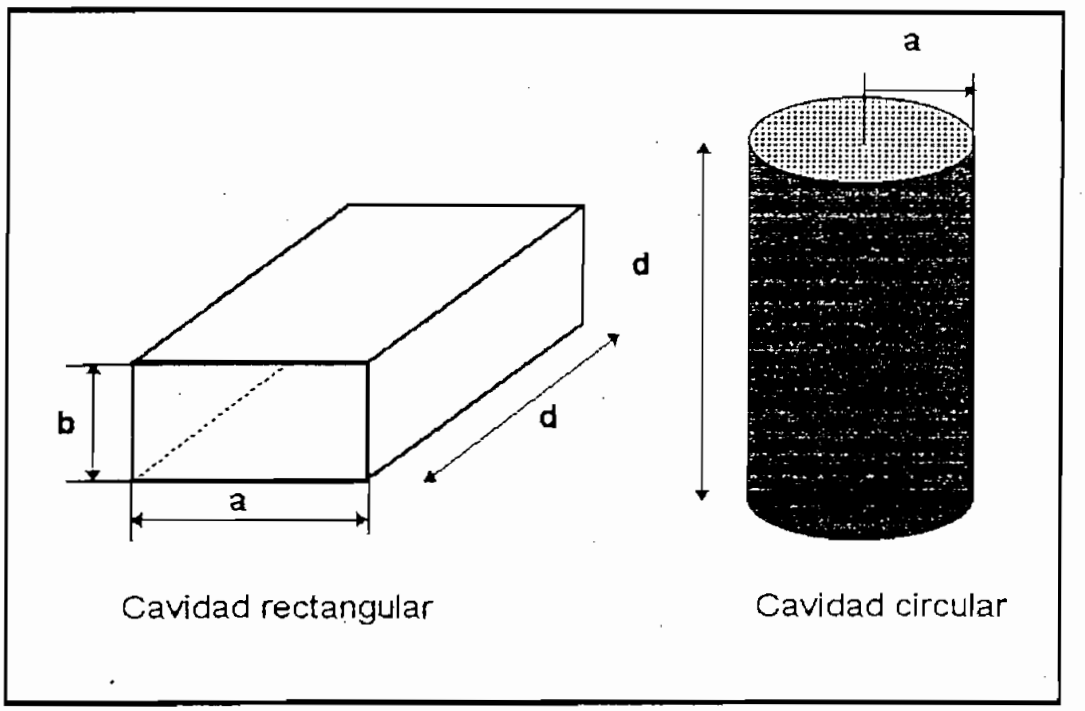


Figura 3.1.- Formas básicas de cavidades resonante.

3.1 CONDICIONES DE RESONANCIA

La solución para el campo electromagnético en el interior de una cavidad resonante se deriva de la solución de las ecuaciones de Maxwell sujetas a las nuevas condiciones de borde que imponen la presencia de las paredes conductoras que forman los corto circuitos en $z = 0$ y $z = d$.

3.2 RESONADORES EN GUÍAS

Para encontrar las componentes del campo electromagnético podemos partir de un modo particular y luego generalizar el método utilizando para cualquier otro modo ; para el efecto consideremos el modo $TE_{m,n}$ para una cavidad obtenida en una guía rectangular.

3.2.1 RESONADORES EN GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES

Consideremos inicialmente, que la componente generatriz H_z se propaga en el sentido positivo de **z** ; al llegar a la pared de cortocircuito, (suponemos un conductor perfecto) se reflejará totalmente propagándose ahora en sentido inverso para chocar con la otra pared y volver a reflejarse y así continuar indefinidamente dando lugar a la conformación de una onda estacionaria como se muestra en la figura 2.2.

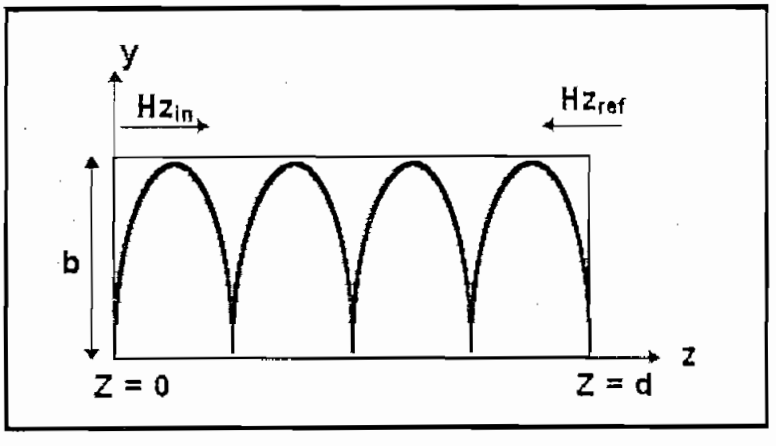


Figura 3.2.- Onda estacionaria de Hz en una cavidad

de la figura 3.2, tenemos que:

a = ancho de la cavidad resonante (Perpendicular a b y d).

b = alto de la cavidad resonante.

d = profundidad de la cavidad resosnante.

El campo resultante para la componente en consideración corresponderá a la suma de ondas viajeras que se propagan en sentido inverso y que están dadas por la ecuación 3.1:

$$H_Z = H_1 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-jK_g Z} + H_2 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{jK_g Z} \quad (3.1)$$

Esta componente de campo es normal a las paredes de cortocircuito por consiguiente debe satisfacer la siguiente condición de borde : La componente normal de campo magnético debe ser cero en la superficie de un conductor perfecto o sea:

$$H_Z = H_{mn} = 0 \begin{cases} en & z = 0 \\ en & z = d \end{cases} \quad (3.2)$$

La primera condición para $z = 0$ implica que:

$H_1 = - H_2$

$$0 = H_1 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\left(e^{-jK_g z} - e^{jK_g z}\right)$$

Introduciendo la segunda condición de la ecuación 3.1 tenemos:

$$H_1 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\left(-e^{-jK_g d} + e^{jK_g d}\right) = 0$$

$$-2jH_1 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\mathrm{sen}\left(K_g d\right) = 0$$

$$K_g d = p\pi \qquad p = 1,2,3,.... \quad (3.3)$$

con lo que finalmente tenemos:

$$Hz_{mnp} = H_O \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\operatorname{sen}\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \tag{3.4}$$

donde:

$$H_o = -2jH_1$$

De esta componente, que tiene el rol de componente generatriz podemos determinar las demás componentes aplicando las ecuaciones generales (1.20) y (1.21):

$$\overline{H}_T = \frac{1}{K_c^2}\frac{\partial}{\partial z}\nabla_T H_Z \tag{3.5}$$

$$\overline{E}_T = j\frac{\omega\mu}{K_c^2}a_z \times \nabla_T H_Z \tag{3.6}$$

Utilizando el resultado de la ecuación 3.3 podemos determinar qué condiciones debe satisfacer **d** para la resonancia, así como la frecuencia de resonancia.

$$K_g d = p\pi, p = 1,2,3,...$$

$$d = p\frac{\lambda_g}{2} \tag{3.7}$$

Resultado que indica que para resonancia, la longitud de la cavidad debe ser un múltiplo entero de media longitud de onda en la guía.

Por otro lado de la definición de K_g (ecuación (1.51)), tenemos que:

$$\omega_O^2\mu_O\varepsilon_O - K_C^2 = \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2$$

$$\omega_O = c\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \tag{3.8}$$

$$f_O = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \qquad (3.9)$$

La ultima ecuación muestra que una cavidad de dimensiones dadas: **a**, **b** y **d**, puede resonar a la misma frecuencia en varios modos o presentar resonancias múltiples.

La frecuencia de resonancia dado por la ecuación (3.8) corresponde a una cavidad completamente cerrada y con paredes perfectamente conductoras. En la práctica los elementos de acoplamiento o excitación hace que se reduzca ligeramente ese valor.

3.2.2 RESONADORES DE GUIA DE ONDA CIRCULAR

El análisis para estos resonadores es muy semejante al de las rectangulares descritos antes. Considérese primeramente el modo TE. La componente Hz de campo magnético para el modo $TE_{n,m}$ en una guía de onda cilíndrica esta dada por la función generatriz (1.35):

$$Hz = HoJ_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{-jK_g z}$$

$$H_z = H_1 J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} + H_2 J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{jK_g z} \qquad (3.10)$$

Y considerando el mismo razonamiento que para las cavidades rectangulares tenemos las siguientes condiciones de borde:

$$H_z = H_{nm} = 0 \begin{cases} en \;\; z = 0 \\ en \;\; z = d \end{cases}$$

La primera condición para z = 0 implica que:

$$H_1 = -H_2$$

El resonador, se considera también la onda que se propaga en la dirección -z y Hz se puede escribir como :

$$Hz = H_1\left(e^{-jK_g z} - e^{jK_g z}\right) J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi) \tag{3.11}$$

Si la longitud de la cavidad es d y se usan las condiciones de frontera en z = 0 y z = d, el Hz se puede escribir como:

$$H_z = HoJ_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)\operatorname{sen}\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{3.12}$$

donde:

$$H_0 = -2jH_1$$

La frecuencia de resonancia se puede obtener de :

$$\frac{p\pi}{d} = \sqrt{\left(\omega^2\mu\ \varepsilon - \left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\right)^2\right)} \tag{3.13}$$

donde λ'_{nm} son las raíces de $J'(\lambda_{nm}) = 0$.

MODO TM

La función generatriz es:

$$Ez = E_0 J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)e^{-jK_g z} \tag{3.14}$$

Aplicando los mismos conceptos matemáticos y teniendo en cuenta las siguientes condiciones:

$$E_Z = E_{nm} = 0 \quad \begin{cases} en & z = 0 \\ en & z = d \end{cases}$$

Si la longitud de la cavidad es **d** y se usan las condiciones de frontera en: z = **0** y z = **d**, el Ez se puede escribir como:

$$Ez = E_0 J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\rho\right)\cos(n\varphi)\mathrm{sen}\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \tag{3.15}$$

La frecuencia de resonancia se puede obtener de :

$$\frac{p\pi}{d} = \sqrt{\left(\omega^2\mu\ \varepsilon - \left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\right)^2\right)} \tag{3.16}$$

donde λ_{nm} son las raíces de $J(\lambda_{nm}) = 0$.

J_n son las funciones de Bessel de primera especie y de orden

Para el modo TE, λ'_{nm} es el m-ésimo cero (excluido a = 0) de la primera derivada de la función de Bessel.

n = orden de la función.

m = orden del cero en la primera derivada.

Para el modo TM, λ_{nm} es el m-ésimo cero (excluido a = 0) de la primera derivada de la función de Bessel.

3.3 CIRCUITO EQUIVALENTE DE UNA CAVIDAD RESONANTE

Una cavidad resonante esta representada por un circuito en el cual se pueden apreciar elementos como son una inductancia, una capacitancia y una resistencia, el mismo que se encuentra acoplado a un circuito externo mediante un sistema de acoplamiento, como se muestra en la figura 3.3.

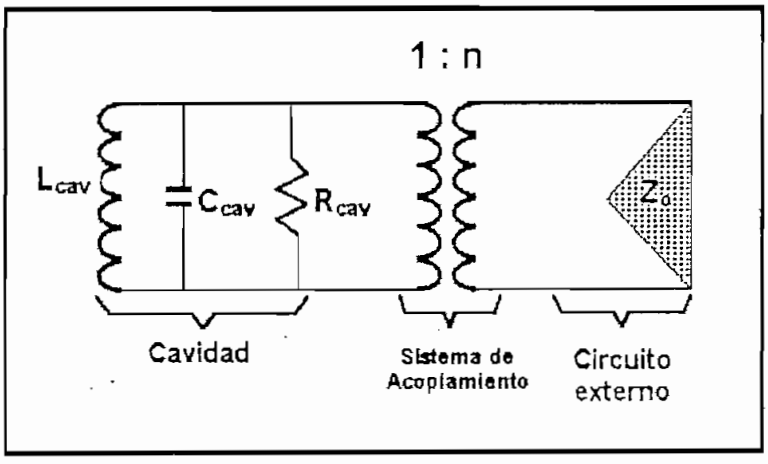


Figura 3.3.- Circuito equivalente de una cavidad resonante.

El circuito externo tiene un circuito equivalente con elementos inductivos, capacitivos y resistivos, como se ilustra en la figura 3.4.

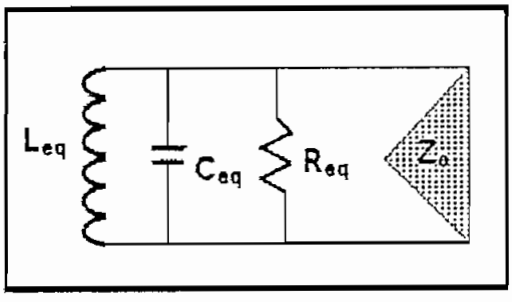


Figura 3.4.- Circuito externo.

Mediante relaciones de acoplamiento inductivo tenemos:

$$L_{eq} = n^2 L_{cav} \tag{3.17}$$

$$R_{eq} = n^2 R_{cav} \tag{3.18}$$

$$C_{eq} = \frac{C_{cav}}{n^2} \tag{3.19}$$

Si a los elementos equivalentes del circuito externo lo dividimos para la impedancia característica, tenemos:

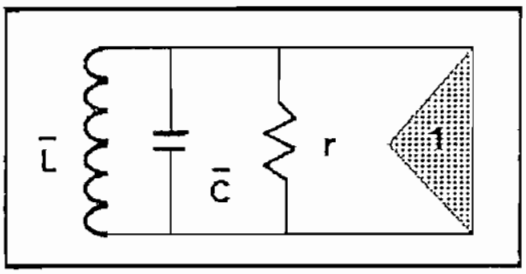


Figura 3.5.- Circuito normalizado.

Donde:

$$\overline{L} = \frac{L_{eq}}{Z_o} = \frac{n^2}{Z_o} L_{cav} \tag{3.20}$$

$$r = \frac{R_{eq}}{Z_o} = \frac{n^2}{Z_o} R_{cav} \tag{3.21}$$

$$\overline{C} = Z_o C_{eq} = \frac{Z_o}{n^2} C_{cav} \tag{3.22}$$

$\overline{L}$=*valor normalizado.*

$\overline{C}$=*valor normalizado.*

r=*valor normalizado.*

y por definición de frecuencia de resonancia, tenemos:

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{C_{cav} L_{cav}}} \tag{3.23}$$

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{C_{eq} L_{eq}}} \tag{3.24}$$

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{\overline{C}\,\overline{L}}} \tag{3.25}$$

3.4 FACTOR DE CALIDAD

Al igual que cualquier circuito resonante , una cavidad puede ser especificada mediante le factor de calidad o factor Q, el mismo que tiene la misma definición utilizada para circuitos de baja frecuencia, esto es :

$$Q = W_0 \frac{Energia \quad máxima \quad almacenada}{Potencia \quad total \quad perdida} \tag{3.26}$$

La energía almacenada en una cavidad en resonancia es constante y oscila entre la energía del campo magnético y la energía del campo eléctrico. Esta es una propiedad de las cavidades resonantes que ayuda en el cálculo del factor Q. Puesto que tal energía almacenada es constante, esta será igual a la energía almacenada en el campo magnético cuando este pasa por un máximo (a este tiempo E = 0); o a la energía del campo eléctrico cuando esté es máximo (en este caso H = 0), esto:es

$$W_E = \frac{\varepsilon}{2} \int_v |E|^2 dv \tag{3.27}$$

$$W_M = \frac{\mu}{2} \int_v |H|^2 dv \tag{3.28}$$

$W_E = Energia\ almacenada\ debido\ al\ campo\ eléctrico\ E.$

$W_M = Energia\ almacenada\ debido\ al\ campo\ magnético\ H.$

La potencia perdida corresponde a la disipación en las paredes conductoras que conforman la cavidad.

$$P_L = \frac{R_S}{2} \int_S J_S^2 da$$

$$J_S = H_{tg}$$

Con lo que :

$$P_L = \frac{R_S}{2}\int_S H\,\mathrm{tg}_S^2\,da \qquad (3.29)$$

Esta última ecuación debe ser evaluada en todas las paredes y para todas las componentes tangenciales de campo magnético.

Tomando en consideración la energía almacenada en el campo magnético tenemos:

$$W_M = \frac{\mu}{2}\int_V \left(H_x^2 + H_y^2 + H_z^2\right)dv$$

pero:

$$R_S = \frac{1}{\sigma\delta}$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\ f\mu\sigma}}$$

donde:

$\delta = profundidad\ de\ penetración.$

$\sigma = conductividad\ de\ las\ paredes.$

con lo que finalmente obtenemos:

$$Q = \frac{2}{\delta}\int_V \frac{H^2 dV}{H_{\mathrm{tg}}^2\,da} \qquad (3.30)$$

Expresión que nos permite calcular el factor de calidad para cualquier tipo de guía y para cualquier modo de propagación

Tenemos un Q_u empírico que es el más utilizado y que esta dado por la siguiente expresión

$$Qu_{aprox} = \frac{2}{\delta}\frac{V_{cavidad}}{S_{paredes}} \tag{3.31}$$

$V = volumen\ d\ la\ cavidad.$

$S = superficie\ total\ de\ la\ cavidad.$

La cual sirve para cualquier cavidad y para cualquier modo.

3.4.1 FACTORES DE CALIDAD

Dentro de lo que es factores de calidad de una cavidad resonante podemos considerar lo siguiente:

$$Q_u = \omega_O \frac{Energia\quad almacenada}{Potencia\quad perdida\quad en\quad Rcav}$$

$Q_u = Factor\ de\ calidad\ descargado.$

$$Q_u = \omega_O \frac{\frac{1}{2}\overline{C}V_O^2}{\frac{1}{2}\frac{V_O^2}{r}} = \frac{\overline{C}}{\sqrt{\overline{C}\overline{L}}}r$$

$$Q_u = \sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}}r \tag{3.32}$$

$$Q_E = \omega_O \frac{Energia\quad Almacenada}{potencia\quad perdida\quad en\quad el\quad circuito\quad externo}$$

$Q_E = Factor\ de\ calidad\ externo.$

$$Q_E = \omega_O \frac{\frac{1}{2}\overline{C}V_O^2}{\frac{1}{2}\frac{V_O^2}{1}} = \frac{\overline{C}}{\sqrt{\overline{C}\overline{L}}}$$

$$Q_E = \sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}} \tag{3.33}$$

$$Q_L = \omega_O \frac{Energia \quad Almacenada}{potencia \quad perdida \quad en \quad la \quad cavidad \quad y \quad en \quad el \quad circuito \quad externo}$$

$Q_L = Factor\ de\ calidad\ cargado.$

$$Q_L = \omega_o \frac{\frac{1}{2}\overline{C}V_o^2}{\frac{1}{2}\left(\frac{V_o^2}{r} + V_o^2\right)} = \frac{\overline{C}}{\sqrt{\overline{C}\overline{L}}}\frac{r}{r+1}$$

$$Q_L = \sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}}\frac{r}{1+r} \tag{3.34}$$

3.4.2 ACOPLAMIENTO EN UNA CAVIDAD RESONANTE

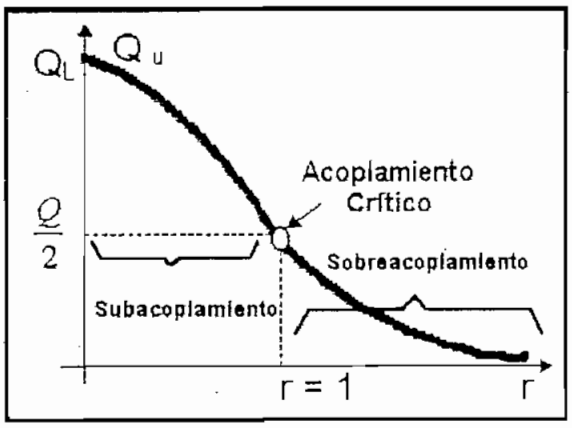


Figura 3.8 .Tipos de acoplamiento en una cavidad resonante.

Los diferentes factores de potencia están relacionados el uno al otro mediante la razón de acoplamiento como se muestra en las siguientes

expresiones que son el resultado de operar con los resultados (3.32), (3.33) y (3.34).

$$Q_u = \frac{2\dot{V}}{\delta \ S} \tag{3.35}$$

$$Q_L = \frac{Q_u}{1+r} \tag{3.36}$$

$$Q_E = \frac{Q_u}{r} \tag{3.37}$$

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_E} \tag{3.38}$$

3.4.3 POTENCIA ABSORBIDA POR UNA CAVIDAD

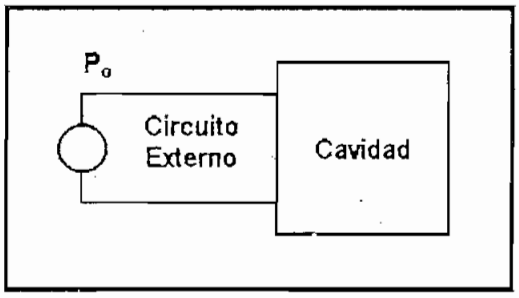


Figura 3.7.- Circuito en bloque de una cavidad resonante.

En cuanto a la potencia que absorbe una cavidad resonante tenemos que esta podemos determinarla mediante el siguiente análisis:

$$P_{cav} = P_o\left(1-\left|\rho_{cav}\right|^2\right) \tag{3.39}$$

ρ_{cav} = *coeficiente de reflexión de la cavidad.*

P_o = *Potencia de entrada a la cavidad.*

P_{cav} = *Potencia de la cavidad.*

$$\rho_{cav} = \frac{1 - Y_{cav}}{1 + Y_{cav}} \tag{3.40}$$

Calcularemos primeramente la admitancia de la cavidad para lo cual haremos referencia a la figura 3.8.

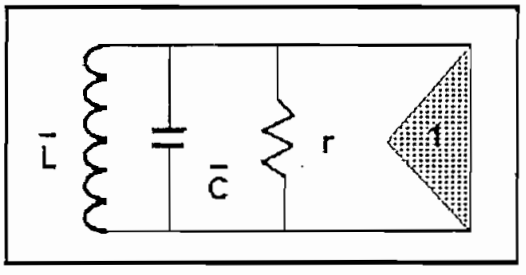


Figura 3.8.- Circuito normalizado de una cavidad resonante del cual se obtendrá la admitancia.

$$Y_{cav} = g + j\omega\ \overline{C} + \frac{1}{j\omega\ \overline{L}}$$

$$g = \frac{1}{r} \tag{3.41}$$

$$Y_{cav} = g + j\sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}}\left(\frac{\omega^2 - \omega_o^2}{\omega\omega_o}\right)$$

donde:

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{\overline{C}\,\overline{L}}}$$

$$Y_{cav} = g + j\sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}}\left(\frac{(\omega + \omega_o)(\omega - \omega_o)}{\omega\omega_o}\right) \tag{3.42}$$

pero por las condiciones que presenta una cavidad resonante en cuanto al factor de calidad, como se muestra en la figura 3.9 tenemos que:

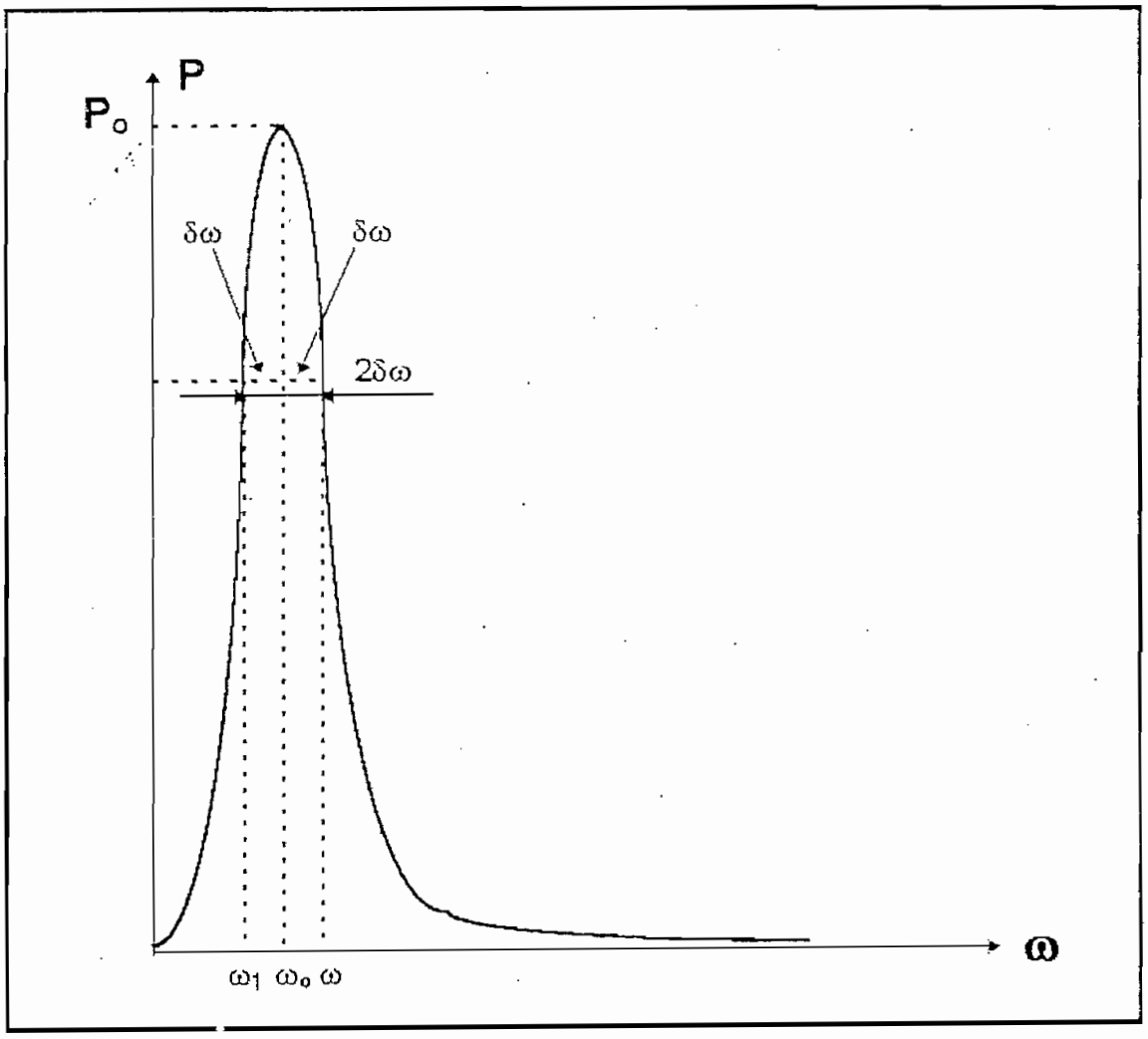


Figura 3.9.- Curva de potencia en una cavidad resonante.

$$\omega \approx \omega_O \Rightarrow \omega + \omega_O = 2\omega_O; \qquad \omega\omega_O = \omega_O^2; \qquad \omega - \omega_O = \delta\ \omega$$

por lo cual la expresión (3.42) queda:

$$Y_{cav} = g + j\sqrt{\frac{\overline{C}}{\overline{L}}}\frac{2\delta\ \omega}{\omega_O} \tag{3.43}$$

Por lo tanto:

$$\left|\rho_{cav}\right|^2 = \frac{(1-g)^2 + \frac{\overline{C}}{\overline{L}}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2}{(1+g)^2 + \frac{\overline{C}}{\overline{L}}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2} \tag{3.44}$$

Reemplazando en (3.39)

$$P_{cav} = P_o\left(1 - \frac{(1-g)^2 + \frac{\overline{C}}{\overline{L}}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2}{(1+g)^2 + \frac{\overline{C}}{\overline{L}}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_o}\right)^2}\right)$$

luego de operar matemáticamente y hacer los reemplazos adecuados tenemos:

$$P_{cav} = \frac{4P_o Q_L^2}{Q_u Q_E}\left(\frac{1}{1+Q_L^2\left(\frac{2\delta\omega}{\omega_o}\right)^2}\right) \tag{3.45}$$

En una cavidad nos interesa la absorción de potencia en resonancia, por lo que:

$$\delta\omega = 0$$

con lo que la expresión (3.45) luego de hacer los reemplazos de los factores de potencia queda:

$$P_{cav} = \frac{4P_o r}{(1+r)^2} \tag{3.46}$$

Para media potencia tenemos que:

$$Q_L^2\left(\frac{2\delta\omega}{\omega_o}\right)^2 = 1$$

de donde se obtiene:

$$Q_L = \frac{\omega_o}{2\delta\omega} = \frac{f_o}{\Delta f} \tag{3.47}$$

Cabe notar que una cavidad se la utiliza en condiciones subacopladas cuando se quiere tener un discriminamiento de Q.

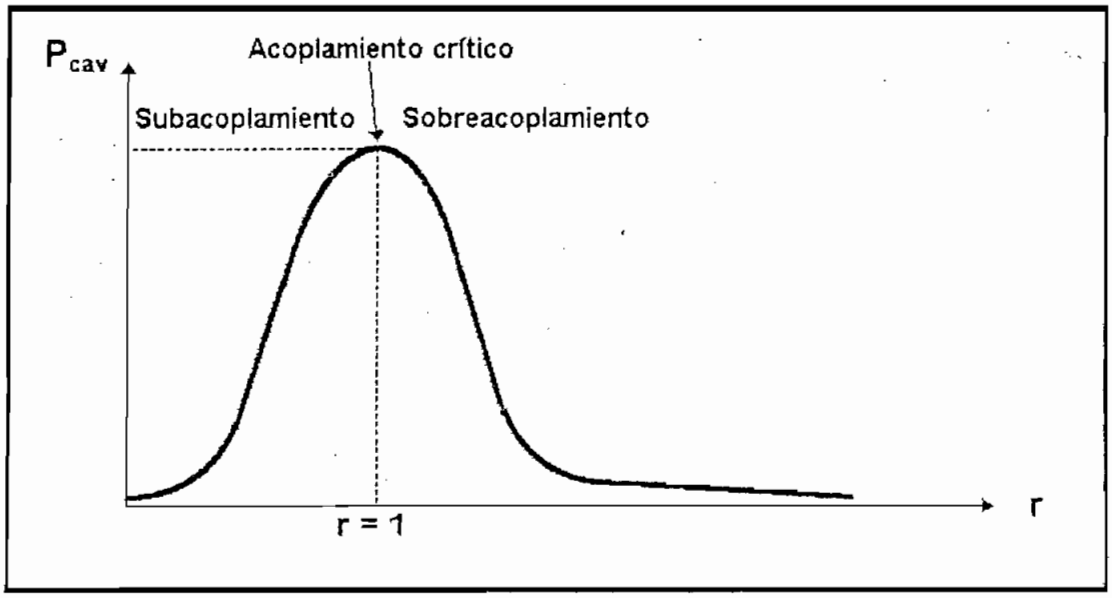


Figura 3.10.- Acoplamiento en una cavidad resonante.

La máxima transferencia de potencia se tiene cuando el acoplamiento es crítico.

CAPITULO 4

REDES

4.1 REDES DE MICROOONDAS

En la figura 4.1 se muestra esquemáticamente una red de microondas, la misma que esta compuesta por : uniones, secciones de guía de onda y terminaciones especiales. Para determinar el comportamiento de una red podemos remplazar el sistema por un conjunto de uniones multipuerto interconectadas por sus secciones de guía de onda. Para esto debemos encontrar un método que nos permita determinar las impedancias que se presentan en cada puerto de las uniones o componentes circuitales a los cuales se conectan las secciones de guía. En la mayoría de los casos podemos utilizar métodos de circuitos equivalentes para remplazar un componente multiterminal con una impedancia equivalente a una red de impedancias.

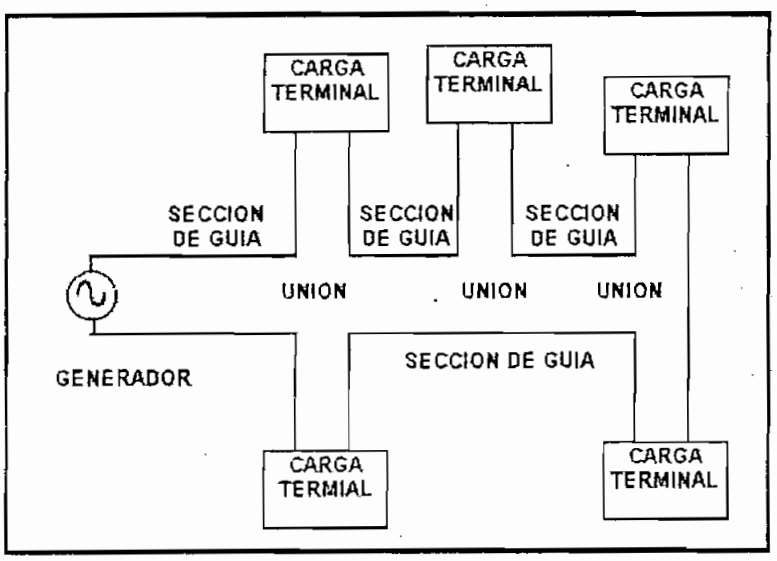


Figura 4.1.- Esquema general de una red de microondas.

Desde el punto de vista de impedancia equivalente , para una frecuencia : una sección de guía de onda , una carga terminal, una unión de n salidas, puede ser remplazada por redes de uno, dos, y n puertos respectivamente, por tanto a nuestra red de microondas podemos remplazarle por un sistema equivalente en el cual todas las secciones de guía, cargas terminales y uniones se han sustituido por sus correspondientes redes. Figura 4.2.

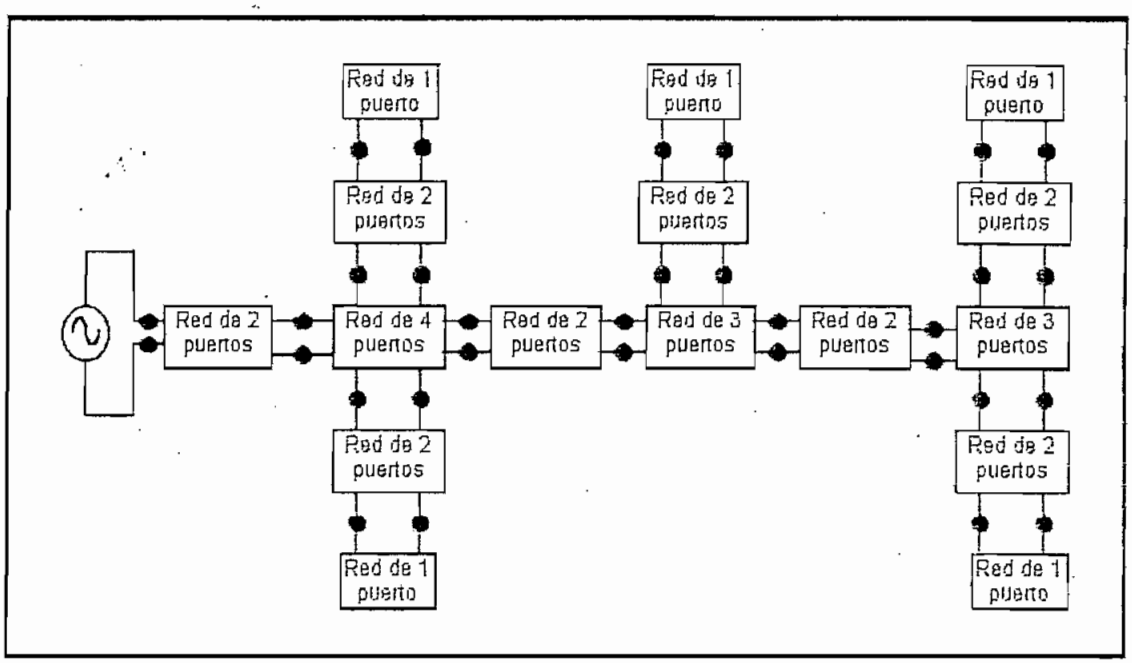


Figura 4.2.- Representación equivalente de una red de microondas por redes multipuerto.

Una vez reemplazado el sistema de microondas por un circuito equivalente podemos utilizar los métodos convencionales de análisis de circuitos para encontrar las relaciones entre los campos en las varias partes del sistema.

4.1.1 REDES EQUIVALENTES PARA COMPONETES DE MICROONDAS

Previa la determinación de redes equivalentes para componentes de microondas es necesario sistematizar el concepto de circuito de una terminación arbitraria y definir un voltaje y una corriente normalizados, independientes de las componentes transversales, pero consistentes con la definiciones de impedancia y potencia establecidas para guías de onda. Cuando definimos voltajes y corrientes para cada puerto de una unión multipuerto, esto nos permite establecer las matrices de impedancia o de admitancia de una red, cuyas propiedades pueden transferirse a la matriz de dispersión, que no es más que una combinación bilineal de la matriz de impedancia.

El voltaje normalizado $v(z)$ y la corriente normalizada $i(z)$ serán los que nos permitan obtener las expresiones para estas redes multipuerto.

Considerando la onda incidente transversal del campo eléctrico tenemos:

$$E_T^i = E_o^i f(t_1, t_2) e^{-jK_g z} \qquad (4.1)$$

donde:

$f(t_1, t_2)$ = *Función que representa en forma normalizada la variación de los campos en la sección transversal de la guía para cualquier sistema de coordenadas.*

E_T^i = *Campo eléctrico transversal incidente*

E_o^i = *Campo eléctrico inicial incidente*

K_g = *Constante de fase en la guía de onda.*

a esta componente corresponderá un voltaje incidente

$$v_i = v_o^i e^{-jK_g z} \qquad (4.2)$$

v_i = *Voltaje incidente.*

v_o^i = *Voltaje inicial incidente.*

correspondientemente para las ondas reflejadas

$$E_T^r = E_o^r f(t_1, t_2) e^{jK_g z} \qquad (4.3)$$

$$v_r = v_o^r e^{jK_g z} \qquad (4.4)$$

v_r = *Voltaje reflejado.*

v_o^r = *Voltaje inicial reflejado.*

El campo eléctrico transversal total en cualquier punto **z** es :

$$E_{T(z)} = E_T^i + E_T^r \qquad (4.5)$$

Considerando la variación en el sentido de propagación, tenemos:

$$E_{T(z)} = E_o^i \rho_{(o)} e^{2jK_g z}$$

con lo cual (4.5) queda:

$$E_{T(z)} = E_o^i f(t_1, t_2) \left(1 + \rho_{(o)} e^{j2K_g z}\right) e^{-jK_g z}$$

donde:

$$\rho_{(o)} = \frac{E_o^r}{E_o^i}$$

$$\rho_{(z)} = \rho_{(o)} e^{j2K_g z}$$

en términos de voltaje tenemos :

$$v_{(z)} = v_i + v_r$$

$$v_{(z)} = v_o^i e^{-jK_g z} \left(1 + \rho_{(o)} e^{j2K_g z}\right) \qquad (4.6)$$

de manera similar para el campo magnético:

$$H_{T(z)} = H_o^i f(t_1, t_2) \left(1 - \rho_{(o)} e^{j2K_g z}\right) e^{-jK_g z} \qquad (4.7)$$

$H_T^i = Campo \quad magnético \quad transversal \quad incidente.$

$H_o^i = Campo \quad magnético \quad inicial \quad incidente.$

$$i_{(z)} = i_o^i \left(1 - \rho_{(o)} e^{j2K_g z} \right) e^{-jK_g z} \qquad (4.8)$$

i_t = *Corriente incidente.*

i_o^i = *Corriente inicial incidente.*

definiendo la relación entre voltaje y corriente normalizados por:

$v_{(z)} / i_{(z)} = z_{(z)}$ = *impedancia normalizada.*

la potencia compleja en términos de voltaje y corriente normalizada nos da:

$$z_{(z)} = \frac{v_{(z)}}{i_{(z)}} = \frac{v_o^i}{i_o^i} \qquad (4.9)$$

$$z_{(z)} = \frac{1 + \rho_{(o)} e^{j2K_g z}}{1 - \rho_{(o)} e^{j2K_g z}} \qquad (4.10)$$

Estos conceptos de voltaje y corriente son especialmente útiles cuando consideramos uniones multipuerto, aún cuando estas sean de guías diferentes , por cuanto tales uniones pueden ser tratadas como redes. Consideremos como ejemplo la red de la figura 4.3.

El voltaje en el puerto **p** v(p) es el resultado de las contribuciones de las respectivas corrientes en los puertos 1,2,3,...p,...n. Esto en la práctica implica que los campos magnéticos en los puertos 1,2,...p,...n están ligados o producen una contribución definida de campo eléctrico al campo eléctrico resultante en el puerto **p** ; si por ejemplo el campo magnético en el puerto **q** se duplica, su correspondiente contribución al puerto **p** también se duplica pero las contribuciones de los demás puertos permanecen invariables.

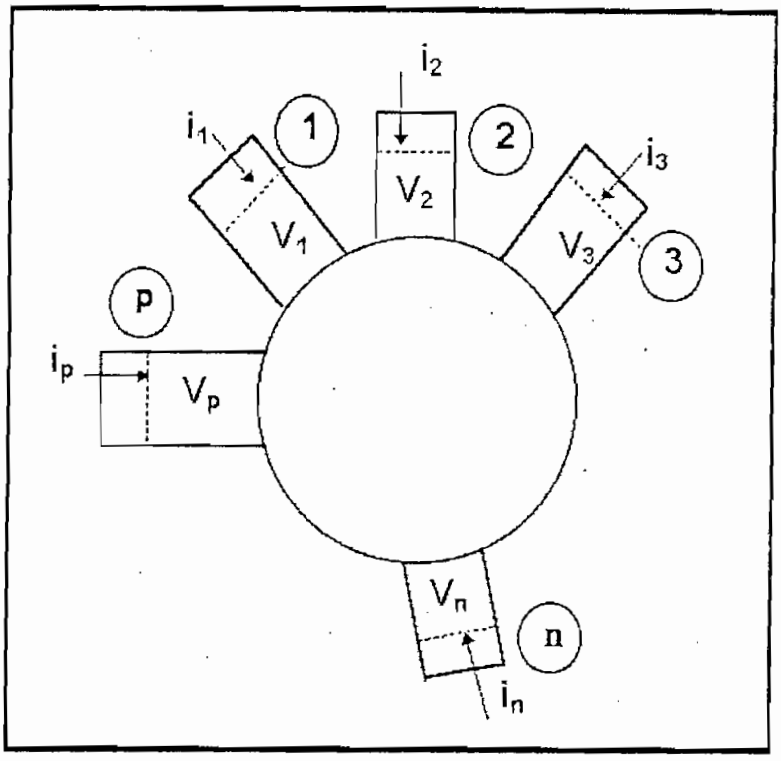


Figura 4.3.- Representación de una unión multipuerto

En lo que corresponde al voltaje en el puerto **p** este indica que su valor es una combinación lineal de las corrientes en los demás puertos y se establece que:

$$v_{(p)} = \sum_{q=1}^{n} Z_{pq} i_q \qquad (4.11)$$

donde Z_{pq} es un coeficiente de impedancia mutua entre el puerto **p** y el puerto **q** tal que $Z_{pq}i_q$ representa la contribución del voltaje del puerto **q** al voltaje del puerto **p**, V_{pq}. Esta propiedad de combinación lineal proviene de la linealidad de las ecuaciones de Maxwell.

Para uniones multipuerto en un cierto plano de referencia en la guía de onda localizado en z = r, la impedancia vista en ese plano estará dada por la relación:

$$Z_{P(z=r)} = \frac{v_{P(z=r)}}{i_{P(z=r)}} \qquad (4.12)$$

Resulta obvio que la impedancia en el plano de referencia z = r es una función de las corrientes en los otros puertos y no una constante de la unión.

Para una unión de **n** puertos la ecuación (4.11) representa un conjunto de **n** ecuaciones lineales simultáneas, en efecto, remplazando p por 1,2,...,n i_q variando de 1 a **n** tenemos:

$$\begin{aligned}
v_1 &= Z_{11}i_1 + Z_{12}i_2 + \dots + Z_{1n}i_n \\
v_2 &= Z_{21}i_1 + Z_{22}i_2 + \dots + Z_{2n}i_n \\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
v_n &= Z_{n1}i_1 + Z_{n2}i_2 + \dots + Z_{nn}i_n
\end{aligned} \qquad (4.13)$$

en forma matricial:

$$\begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \dots \\ \dots \\ v_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} z_{11} & z_{12} & \dots & z_{1n} \\ z_{21} & z_{22} & \dots & z_{21} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ z_{n1} & z_{n2} & \dots & z_{nn} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \dots \\ \dots \\ i_n \end{vmatrix} \qquad (4.14)$$

$$[v] = [Z]\,[i] \qquad (4.15)$$

Donde [Z] es la matriz de impedancias que caracteriza a la unión.

Las ecuaciones (4.14) o (4.15) no representan simplemente una colección de coeficientes sino más bien constituyen una entidad en si mismas, donde la matriz [i] representa la excitación o entrada, la matriz [Z] es la unidad de procesamiento y la matriz [V] es la salida o la respuesta de la red.

Si consideramos [V] como excitación e [i] como el resultado o salida, mediante el mismo razonamiento, i_{pq} puede ser considerada como una contribución lineal de los voltajes de los demás puertos, esto es

$$i_p = \sum_{q=1}^{n} y_{pq} v_p \qquad (4.16)$$

similarmente para z = r

$$y_{P(z=r)} = \frac{i_{P(z=r)}}{v_{P(z=r)}} \qquad (4.17)$$

y finalmente para **n** puertos

$$\begin{aligned} i_1 &= y_{11}v_1 + y_{12}v_2 + \dots + y_{1n}v_n \\ i_2 &= y_{21}v_1 + y_{22}v_2 + \dots + y_{2n}v_n \\ &\dots\dots \\ &\dots\dots \\ i_n &= y_{n1}v_1 + y_{n2}v_2 + \dots + y_{nn}v_n \end{aligned} \qquad (4.18)$$

en forma matricial

$$\begin{vmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \dots \\ \dots \\ i_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} y_{11} & y_{12} & \dots & y_{1n} \\ y_{21} & y_{22} & \dots & y_{21} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ y_{n1} & y_{n2} & \dots & y_{nn} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \dots \\ \dots \\ v_n \end{vmatrix} \qquad (4.19)$$

$$[i] = [y]\,[v] \qquad (4.20)$$

al igual que en el caso anterior la matriz [y] representa la matriz de admitancias que caracteriza la unión.

EJEMPLO

Determinar la matriz de impedancia para una sección de guía de onda de longitud L.

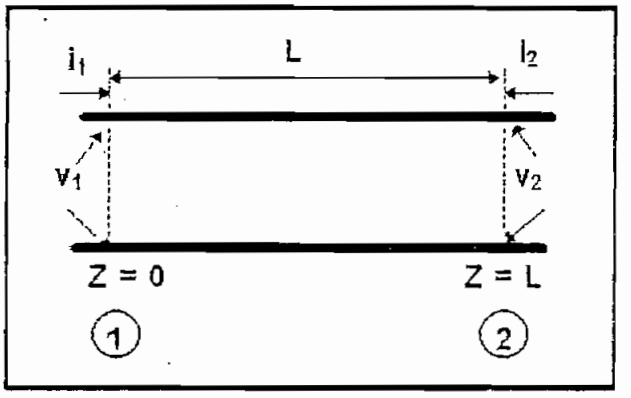


figura 4.4.- Red equivalente de una sección de guía.

Como indicamos anteriormente una sección de guía de onda puede ser considerada como una red de dos puertos cuya forma esquemática se muestra en la figura 4.4. De acuerdo a la ecuación (4.13) tenemos:

$$v_1 = z_{11} i_1 + z_{12} i_2$$
$$v_1 = z_{21} i_1 + z_{22} i_2$$

Establezcamos como plano de referencia : z = 0 para el puerto 1 y z = L para el puerto 2.

Las expresiones para voltaje y corriente para una guía de onda de acuerdo con las ecuaciones (4.6) y (4.8) están dadas por:

$$v_{(z)} = v_o^i \left(1 + \rho_{(z)}\right) e^{-jK_g z}$$

$$i_{(z)} = i_o^i \left(1 - \rho_{(z)}\right) e^{-jK_g z}$$

de la ecuación matricial tenemos que :

$$z_{11} = \left.\frac{v_1}{i_1}\right|_{i_2 = 0}$$

v_1 e i_1 deben evaluarse en el plano de referencia para el puerto 1 (z = 0), entonces:

$$z_{11} = \left.\frac{v_O^i\left(1+\rho_{(O)}\right)}{i_O^i\left(1-\rho_{(O)}\right)}\right|_{i_2 = 0}$$

esta definición impone la restricción que $i_2 = 0$, lo que implica que :

$$i_2 = i_1 = i_O^i\left(1-\rho_{(L)}\right)e^{-jK_g L} = 0$$
$$\Rightarrow \rho_{(L)} = 1$$

sabemos que:

$$\rho_{(z)} = \rho_{(L)} e^{2jK_g z}$$

por lo tanto para el puerto 1 (z = -L)

$$\rho_{(o)} = \rho_{(L)} e^{-2jK_g z}$$

para que se cumpla la restricción de $i_2 = 0$ se requiere que

$$\rho_L = 1$$

que corresponde a una condición de circuito abierto en el puerto 2. Reemplazando estos resultados tenemos:

$$z_{11} = \frac{v_o^i}{i_o^i} = \frac{\left(1+e^{-j2K_g L}\right)}{\left(1-e^{-j2K_g L}\right)}$$

con la relación:

$$\frac{v_o^i}{i_o^i} = 1$$

finalmente tenemos:

$$z_{11} = -jc\,\mathrm{tg}\left(K_g L\right)$$

De manera similar para determinar z_{21} tenemos de la ecuación matricial:

$$z_{21} = \left.\frac{v_2}{i_1}\right|_{i_2=0}$$

en este caso el voltaje v_2 debe establecerse en el plano de referencia del puerto 2 ($z = L$) e i_1 en el plano de referencia del puerto 1 ($z = 0$) y se mantiene la misma restricción anterior $i_2 = 0$, con lo que tenemos:

$$z_{21} = \left.\frac{v_o^i\left(1+\rho_{(L)}\right)e^{-jK_g L}}{i_o^i\left(1-\rho_{(o)}\right)}\right|_{i_2=0}$$

reemplazando los resultados anteriores de $\rho_{(L)}$ y $\rho_{(0)}$ y con:

$$\frac{v_o^i}{i_o^i} = 1$$

tenemos:

$$z_{21} = -j\csc\left(K_g L\right)$$

De la simetría que tiene la sección de la guía de onda y si intercambiamos los puertos, dando la vuelta a la guía, no se alteran los valores de los coeficientes de impedancia encontrados, lo que significa que la matriz de impedancia es simétrica y podemos escribir:

$$z_{11} = z_{22} \quad ; \quad z_{21} = z_{12}$$

con lo cual la matriz buscada resulta:

$$|z| = -j\begin{vmatrix} c\,\mathrm{tg}\left(K_g L\right) & \csc\left(K_g L\right) \\ \csc\left(K_g L\right) & c\,\mathrm{tg}\left(K_g L\right) \end{vmatrix}$$

4.2 PARAMETROS Y MATRICES DE DISPERSION [S] (SCATTERING PARAMETERS AND SCATTERING MATRIX [S])

Hemos demostrado que es posible la demostración de una red de microondas en términos de matrices de impedancia (o admitancia), pero en la práctica cualquier modificación que ocurra en la red, sea por un cambio de terminación, la variación de una longitud, etc. afectan determinantemente los valores de v(z) e i(z) y por consiguiente a la relación z(z) ; complicando de manera sensible la solución de los problemas. Esta complicación resulta de la utilización de campos transversales totales o de sus homólogos voltajes o

corrientes totales, los cuales son fuertemente dependientes de cualquier cambio que ocurra en la red.

Estas dificultades han llevado a pensar en que si consideramos separadamente las componentes incidentes y reflejadas de los campos o de los voltajes y corrientes se espera que su relación : onda reflejada a onda incidente, se mantenga constante - dentro de un cambio de fase -. Esta posibilidad estaría garantizada por la consideración práctica de que la potencia incidente es una cantidad que permanece constante bajo condiciones variables de carga, de posición, etc. Por ejemplo si una terminación varía o una unión se modifica cambiará la onda reflejada, pero la incidente permanece constante.

Para aplicar estos principios en el plano de referencia del puerto **p** de una unión multipuerto, definamos una onda incidente normalizada $\mathbf{a_p}$ como una cantidad escalar compleja proporcional a la magnitud compleja del campo transversal incidente E_T^i, de igual manera definamos una onda reflejada normalizada como $\mathbf{b_p}$ como una cantidad escalar compleja proporcional a la magnitud compleja del campo transversal reflejado E_T^r. Además consideremos que las constantes de proporcionalidad sean tales que:

$$\frac{1}{2}a_p a_p^* = \frac{1}{2}\left|a_p\right|^2 = potencia\ incidnte\ en\ el\ puerto\ p \qquad (4.21)$$

$$\frac{1}{2}b_p b_p^* = \frac{1}{2}\left|b_p\right|^2 = potencia\ reflejada\ en\ el\ puerto\ p \qquad (4.22)$$

Estas nuevas definiciones y los requisitos impuestos por las ecuaciones (4.21) y (4.22) dan la misma idea de las definiciones de voltaje y corriente vistas anteriormente, excepto que ahora el énfasis está sobre los campos incidentes y reflejados en lugar de los campos totales $\mathbf{ET_{(z)}}$ y $\mathbf{HT_{(z)}}$ y sobre potencias incidentes reflejadas en lugar de potencia compleja. En cuanto a impedancia ésta se establecerá a través del coeficiente de reflexión puesto

que este puede expresarse tanto en términos de impedancia como de la relación de onda reflejada a onda incidente.

Debe resultar evidente que a_p y b_p pueden definirse en términos de v_p e i_p, dado que estas cantidades fueron definidas en términos de campos eléctricos y magnéticos.

Para ilustrar esta aproximación consideremos una red de un puerto como se ilustra en la figura 4.5.

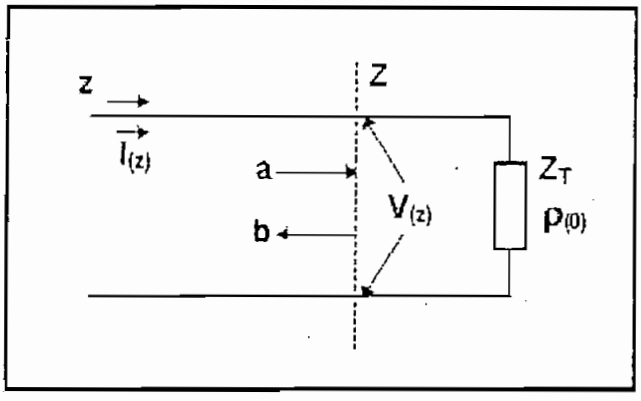


figura 4.5.- red equivalente de un puerto.

La función del voltaje total para una posición **z** arbitraria estará dada por la expresión:

$$v_{(z)} = v_o^i \left(1 + \rho_{(z)}\right) e^{-jK_g z}$$

$$\rho_{(z)} = \rho_{(0)} e^{j2K_g z}$$

$$v_{(z)} = v_o^i e^{-jK_g z} + v_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}$$

$$v_{(z)} = v^i + v^r \qquad (4.23)$$

donde:

$$v^i = v_o^i e^{-jK_g z}$$

$$v^r = v_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}$$

La ecuación (4.23) indica que el voltaje a lo largo de una guía de onda corresponde a la suma de una onda incidente de voltaje propagándose en el sentido positivo de z, y una onda reflejada de voltaje que se propaga en el sentido negativo de z.

Similarmente para la corriente:

$$i_{(z)} = i_o^i \left(1 - \rho_{(z)}\right) e^{-jK_g z}$$

$$v_{(z)} = i_o^i e^{-jK_g z} + i_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}$$

$$i_{(z)} = i^i + i^r \qquad (4.24)$$

donde:

$$i^i = i_o^i e^{-jK_g z}$$

$$i^r = -i_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}$$

por la definición de voltajes y corrientes normalizados

$$\frac{v^i}{i^i} = \frac{v_o^i e^{-jK_g z}}{i_o^i e^{-jK_g z}} = \frac{v_o^i}{i_o^i} = 1 \qquad (4.25)$$

$$\frac{v^r}{i^r} = \frac{v_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}}{-i_o^i \rho_{(0)} e^{jK_g z}} = -\frac{v_o^i}{i_o^i} = -1 \qquad (4.26)$$

Reemplazando las condiciones para **a** y **b** tenemos:

$$a = v^i$$

$$b = v^r$$

$$v_{(z)} = a + b$$
$$i_{(z)} = a - b \qquad (4.27)$$

$$P_{incidente} = \frac{1}{2}|a|^2 = \frac{1}{2}\left|v^i\right|^2$$
$$P_{incidente} = \frac{1}{2}v^i i^{i*} \qquad (4.28)$$

$$P_{reflejada} = \frac{1}{2}|b|^2 = \frac{1}{2}\left|v^r\right|^2$$
$$P_{reflejada} = \frac{1}{2}v^r i^{r*} \qquad (4.29)$$

de la ecuación (4.27) podemos obtener las relaciones reciprocas:

$$a = \frac{1}{2}\left(v_{(z)} + i_{(z)}\right) \qquad (4.30)$$

$$b = \frac{1}{2}\left(v_{(z)} - i_{(z)}\right) \qquad (4.31)$$

resulta evidente que **a** y **b** son combinaciones lineales de $V_{(z)}$ e $i_{(z)}$, consecuentemente las propiedades relacionadas a $v_{(z)}$ e $i_{(z)}$ pueden transferirse a **a** y **b**.

De acuerdo con las definiciones de coeficiente de reflexión, impedancia y relación de onda estacionaria tenemos:

$$\rho = \frac{b}{a} = \frac{z_{(z)} - 1}{z_{(z)} + 1}$$
$$\rho = |\rho| e^{j\phi(z)} \qquad (4.32)$$

$$VSWR = S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \qquad (4.33)$$

VSWR = relación de voltaje de ondas estacionarias.

$$S = \frac{1+\left|\frac{b}{a}\right|}{1-\left|\frac{b}{a}\right|}$$

Considerando ahora una unión multipuerto, como la mostrada en la figura 4.6, la onda reflejada (o de salida) en el puerto **p**, $\mathbf{b_p}$ será una función de las ondas incidentes (o de entrada) en todos los demás puertos. Por tanto podemos escribir

$$b_{(p)} = \sum_{q=1}^{n} S_{pq} i_q \qquad (4.34)$$

donde S_{pq} representa un coeficiente de dispersión propio o mutuo entre los diferentes puerto de la unión.

La ecuación (4.34) establece que la onda que sale de la unión en el puerto p es el resultado de las contribuciones de las ondas incidentes en los puertos 1,2,...n, multiplicadas por sus respectivos coeficientes S_{p1}, S_{p2},...S_{pn}. Si desarrollamos la ecuación (4.34) para cada puerto tenemos:

$$\begin{array}{lllll} b_1 = S_{11}a_1 + & S_{12}a_2 + & \dots & +S_{1n}a_n \\ b_2 = S_{21}a_1 + & S_{22}a_2 + & \dots & +S_{2n}a_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_n = S_{n1}a_1 + & S_{n2}a_2 + & \dots & +S_{nn}a_n \end{array} \qquad (4.35)$$

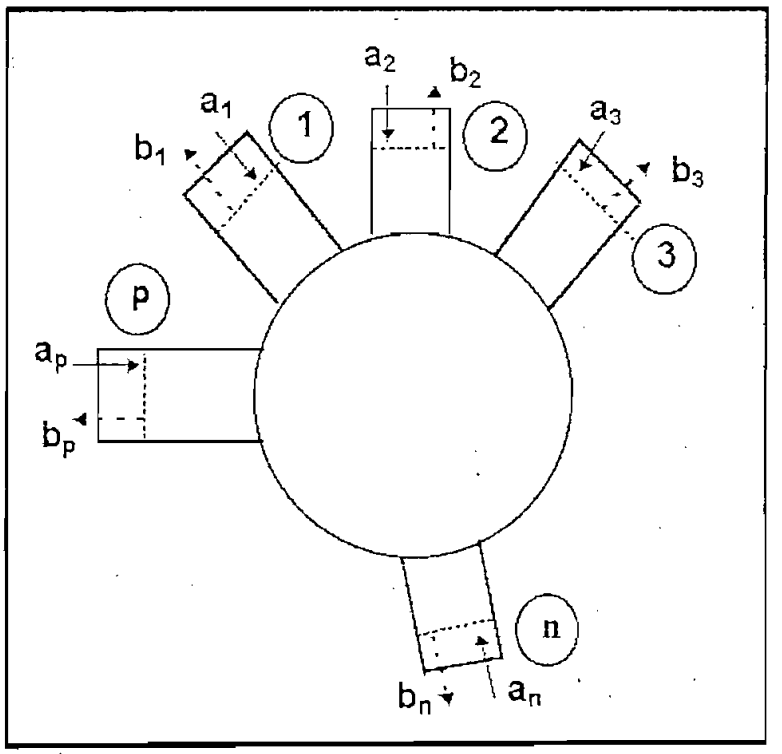


Figura 4.6.- Representación de una unión multipuerto.

en forma matricial

$$\begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ b_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \cdots & S_{nn} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ a_n \end{vmatrix} \qquad (4.36)$$

$$[b] = [S]\,[a] \qquad (4.37)$$

donde:

$$|S| = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \cdots & S_{nn} \end{vmatrix}$$

se conoce con el nombre de matriz de dispersión de la unión y representa una propiedad intrínseca de la misma.

El coeficiente S_{pq} representa la contribución del puerto **q** a la salida del puerto **p** cuando la entrada en el puerto es unitaria.

Consecuentemente S_{pq} es una medida del acoplamiento entre los puertos **p** y **q**. Los términos de la diagonal S_{ii} representa la contribución a la salida del puerto **i** cuando la entrada de ese puerto **i** es unitaria. Consecuentemente si todas las señales a_p son cero, excepto a_i :

$$b_i = S_{ii} a_i, \quad \text{por lo tanto} \quad S_{ii} = b_i / a_i \qquad (4.38)$$

lo que indica que los términos de la diagonal de la matriz de dispersión tienen el rol de coeficientes de reflexión característicos de cada puerto.

4.2.1 RELACIONES ENTRE LOS PARAMETROS DE DISPERSION Y OTROS PARAMETROS CIRCUITALES

A continuación se presentan algunas relaciones importantes entre los parámetros de dispersión y otros parámetros circuitales, las mismas que pueden ser útiles cuando se quiera tener algún parámetro en función de otro. Si bien solo se presentan los resultados finales, estos pueden ser derivados aplicando conocimientos básicos y manipulaciones algébricas.

$$\begin{aligned} V_1 &= a_1 + b_1 \qquad i_1 = a_1 - b_1 \\ V_2 &= a_2 + b_2 \qquad i_2 = a_2 - b_2 \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ V_n &= a_n + b_n \qquad i_n = a_n - b_n \end{aligned} \qquad (4.39)$$

$$\begin{aligned} [v] &= [a] + [b] \\ [i] &= [a] - [b] \end{aligned} \qquad (4.40)$$

$$[v] = [a] + [S][b]$$
$$[v] = [[U]+[S]][a] \qquad (4.41)$$
$$[i] = [a] - [S][b]$$
$$[i] = [[U] - [S][a] \qquad (4.42)$$
$$[a] = (1/2)[[v] + [i]] \qquad (4.43)$$
$$[b] = (1/2)[[v] - [i]] \qquad (4.44)$$
$$[S] = [[Z] - [U]][[Z] + [U]]^{-1}$$
$$[S] = [U] - [[Z] + 2[U]]^{-1} \qquad (4.45)$$
$$[S] = [[U] - [y]][[U] + [Y]]$$
$$[S] = 2[[Z] + [U]] - [U] \qquad (4.46)$$
$$[Z] = [[U] + [S]][[U] - [S]]$$
$$[Z] = [U] + 2[S]\,[[U] - [S]]^{-1} \qquad (4.47)$$
$$[Y] = [[U] - [S]][[U] - [S]]$$
$$[Y] = [U] - 2[S]\,[[U] + [S]]^{-1} \qquad (4.48)$$

[U] = matriz unitaria.

4.3 PROPIEDADES DE LAS MATRICES DE DISPERSION

4.3.1 PROPIEDAD DE SIMETRIA

Si el medio interior de una unión multipuerto es homogéneo, isotrópico y si no existen elementos activos en la unión (tubos, transistores, etc.), la unión es un circuito pasivo lineal, es decir la matriz [S] es simétrica y los parámetros S son iguales a sus correspondientes transpuestos, esto es:

$$|S| = |\tilde{S}| \qquad (4.49)$$

$$|\tilde{S}| = transpuesta \quad de \quad |S|$$

4.3.2 PROPIEDAD UNITARIA

La suma de los productos de cada término de cualquier fila o columna de la matriz [S] por sus respectivos complejos conjugados es igual a la unidad.

$$\sum_{i}^{n} S_{ij} S_{ij}^{*} = 1 \quad para \quad j = 1,2,...n \tag{4.50}$$

sabemos que:

$$S_{ij} S_{ij}^{*} = \left| S_{ij} \right|^{2}$$

por lo tanto:

$$\sum_{i}^{n} S_{ij} S_{ij}^{*} = \sum_{i}^{n} \left| S_{ij} \right|^{2} = 1 \tag{4.51}$$

Esta propiedad es una consecuencia del principio de conservación de la energía, si consideramos una unión sin pérdidas, la potencia que entra en la unión debe ser igual a la potencia que sale de la misma. Si asumimos, sin pérdida de generalidad, que una onda de voltaje incide en el puerto 1 de una unión de **n** puertos y que no existen señales incidentes en los demás puertos, tenemos:

$$\begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ b_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{1n} & S_{2n} & \cdots & S_{nn} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ a_n \end{vmatrix}$$

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} a_1 \\ b_2 &= S_{12} a_1 \\ \cdots & \quad \cdots \\ \cdots & \quad \cdots \\ b_n &= S_{1n} a_1 \end{aligned}$$

La potencia incidente o de entrada a la unión será:

$$P_{in} = \frac{1}{2} a_1 a_1^* = \frac{1}{2} |a_1|^2$$

La potencia reflejada o de salida de la unión es:

$$P_{ref} = \frac{1}{2} \sum_i^n b_i b_i^*$$

$$P_{ref} = \frac{1}{2} \left(b_1 b_1^* + b_2 b_2^* + \ldots b_n b_n^* \right)$$

$$P_{ref} = \frac{1}{2} \left((S_{11} a_1)(S_{11} a_1)^* + \ldots (S_{1n} a_1)(S_{1n} a_1)^* \right)$$

$$P_{ref} = \frac{1}{2} |a_1|^2 \left(|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + \ldots + |S_{1n}|^2 \right) \qquad (4.52)$$

Por el principio de conservación de la energía

$$P_{in} = P_{ref}$$

$$1 = |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + \ldots + |S_{1n}|^2 \qquad (4.53)$$

4.3.3 PROPIEDAD CERO

La suma de los productos de cada término de cualquier fila o columna multiplicados por los complejos conjugados de los correspondientes términos de cualquier otra fila o columna es cero.

$$\sum_{i=1}^{n} S_{ik} S_{ik}^* = 0 \qquad para \quad k \neq j \qquad (4.54)$$

4.3.4 PROPIEDAD DE CAMBIO DE FASE

Si cualquiera de los planos de referencia de un puerto, digamos el puerto **p**, se mueve hacia la unión una distancia **d** $_p$, cada uno de los coeficientes S_{ip} estará multiplicado por un factor:

$$e^{-jK_g d_p}$$

Para ilustrar esta propiedad consideremos la unión de la figura 4.3, en la cual el plano de referencia del puerto **p** se ha movido en la dirección positiva de **z**, hacia la unión, la distancia **d** corresponde a un ángulo $K_g d_p = \theta_p$. Debido a este desplazamiento la onda incidente **a** $_p$ se transformara en **a'**$_p$ perdiendo un ángulo de fase θ_p tal que:

$$a'_p = a_k e^{-j\theta_p} \qquad (4.55)$$

En cambio la onda reflejada **b**$_p$ " gana " un ángulo de fase θ_p.

$$b'_p = b_p e^{j\theta_p} \qquad (4.56)$$

Los nuevos coeficientes de reflexión S'_{pk} corresponden al cambio del plano de referencia del puerto **p** , y nos dan la relación:

$$b'_p = \sum_{q=1}^{n} S'_{pk} a_k \quad si \quad j \neq p \qquad a_k = a'_p \qquad (4.57)$$

$$b'_p = b_p e^{j\theta_p}$$

$$b'_p = S'_{p1} a_1 + S'_{p2} a_2 + \ldots + S'_{pp} a'_p + \ldots + S'_{pn} a_n$$

Comparando con la ecuación para el plano de referencia original

$$b_p = S_{p1}a_1 + S_{p2}a_2 + ... + S_{pp}a_p + ... + Spna_n$$

$$S'_{pk} = S_{pk}e^{-j\theta_p} \qquad (4.58)$$

si p = k

$$S'_{pk} = S_{pp}e^{j\theta_p} \qquad (4.59)$$

En general si cambiamos los planos de referencia de todos los puerto hacia la unión por los ángulos $\theta_1, \theta_2, ...\theta_n$, etc.

$$S'_{pk} = S_{pk}e^{-j(\theta_p + \theta_k)}$$

Si en lugar de mover el plano de referencia acercándonos hacia la unión lo hacemos alejándonos de la misma, simplemente cambia el signo del exponente de las relaciones anteriores.

4.4 REDES TIPICAS

Dentro de las redes típicas en microondas podemos considerar a:

4.4.1 Red de un puerto.

Corresponde a una sección de guía de onda en la cual hay la presencia de una carga en uno de los puertos. Esta red se la observa claramente en la figura 4.7.

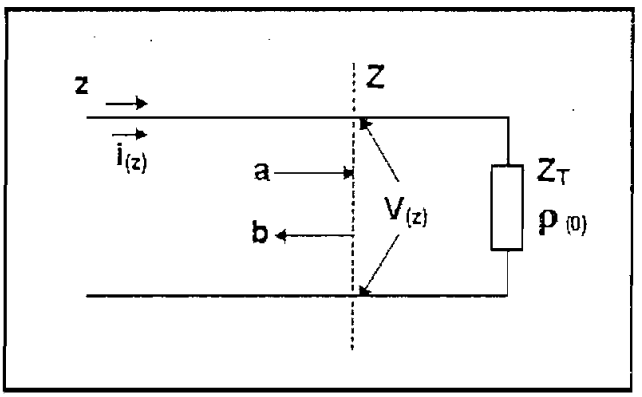


Figura 4.7.- red equivalente de un puerto.

4.4.2 Red Multipuerto

Esta red corresponde a varias secciones de guía que se encuentran unidas mediante una juntura como se muestra en la figura 4.2 de este capitulo.

CAPITULO 5

ELEMENTOS ACTIVOS

5.1 ELEMENTOS DE VACIO

De igual manera que las ondas electromagnéticas en más baja frecuencia, las microondas también se pueden generar usando tubos de vacío o dispositivos semiconductores. Sin embargo, estos dispositivos se basan en principios diferentes, aunque en algunos casos (como en los transistores), el límite de frecuencia se ha extendido hasta el rango de microondas con el avance tecnológico y las innovaciones en diseño.

5.1.1 EL KLISTRON

La estructura del Klistrón se ilustra en al figura 5.1. Un cátodo termoiónico en la izquierda libera una corriente de electrones atraídos por el electrodo colector positivo en el extremo derecho del tubo, la corriente pasa a través de dos cavidades llamada resonador agrupador y un captador o colector, así que este tipo es un Klistrón de dos cavidades.

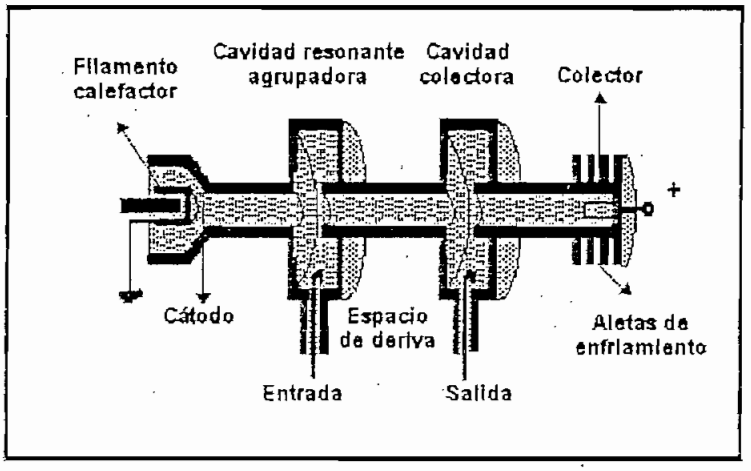


Figura 5.1.- Construcción del KLISTRON de dos cavidades.

Ahora se supone que una señal de entrada se aplica al resonador agrupador. La señal de corriente alterna generara oscilaciones en la cavidad. Las oscilaciones en la cavidad proporcionan inversiones en el interior para agrupar y expandir los electrones. Conforme la corriente de electrones de modulados en velocidad se mueve hacia el colector, los electrones ganan energía debido

a la aceleración por el voltaje positivo. Finalmente, la corriente de electrones se mueve a través de la cavidad del captador o colector. Aquí se desaceleran los electrones y ceden parte de su energía al recolector o captador. Como consecuencia , la sonda de salida en el colector o captador tiene una versión amplificada de la señal de entrada aplicada a la sonda en el resonador agrupador. Como se muestra aquí, el Klaistrón se utiliza como un amplificador de microondas. Puede usarse como un oscilador, no obstante alimentando una parte de la señal amplificada de salida al colector o captador regresándola a la entrada en el resonador agrupador.

5.1.2 KLISTRON REFLEX

El Klistrón reflex mostrado en la figura 5.2. se usa como oscilador. No es necesario la realimentación externa porque el Klistrón reflex proporciona su propia realimentación interna. Aquí se usa una sola cavidad en lugar del resonador agrupador y el colector captador. Además un electrodo repulsor reemplaza al colector.

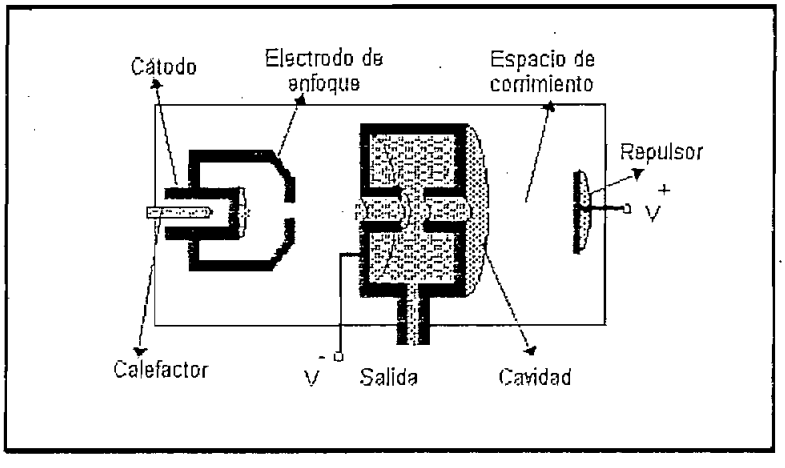


Figura 5.2.- Construcción de un Klistrón reflex

El repulsor se usa para regresar los electrones modulados en velocidad de modo que pueden ceder la energía a la cavidad. Esta característica proporciona la realimentación requerida para las oscilaciones . El oscilador de Klistrón Reflex no puede desarrollar la alta potencia de los magnetrones,

pero tiene aplicaciones en equipo de microondas en los niveles moderados de señal.

5.1.3 VÁLVULAS DE MODULACIÓN DE VELOCIDAD

Bajo la denominación de válvula de modulación de velocidad se incluye aquel tipo de válvula cuyo funcionamiento depende de la modulación o cambio de velocidad de los electrones que la atraviesan. A consecuencia de tal variación de velocidad, la válvula crea unos grupos de electrones, una especie de concentraciones rarefacciones, para que esto suceda, en primer lugar es preciso crear un haz de electrones que se desplacen a una misma velocidad, Ya sabemos que esto se consigue con el cañón electrónico Figura 5.3.

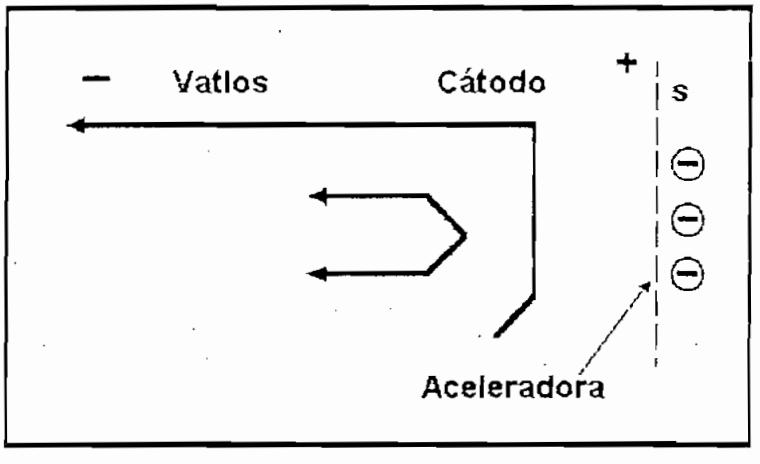


Figura 5.3.- Disposición clásica de un cañón electrónico. Los electrones (S) emitidos por cátodo se dirigen hacia un electrodo que, polarizado positivamente respecto al cátodo, los atrae; si se trata de una rejilla se llama aceleradora.

Los electrones son emitidos por el cátodo caldeado ; se concentran con una lente mágica o electrostática en un solo haz y son atraídos por una rejilla (llamada rejilla aceleradora) que está polarizada positivamente respecto al cátodo.

Una gran parte de los electrones atraviesan la rejilla pasando entre sus mallas y forma un haz de electrones que se desplazan siempre a la misma velocidad.

Después de la rejilla aceleradora, se colocan en su recorrido otras dos rejillas (figura 5.4) que van a parar a los extremos opuestos de un circuito oscilante. Estas rejillas están muy próximas entre sí y se les da una polarización en corriente continua igual a la que se aplica a la rejilla aceleradora ; pero como están conectadas a puntos de un circuito de polaridad opuesta en el que se manifiestan, alternativamente, tensiones positivas y negativas, su polarización cambiará elevándose o reduciéndose respecto a la rejilla aceleradora.

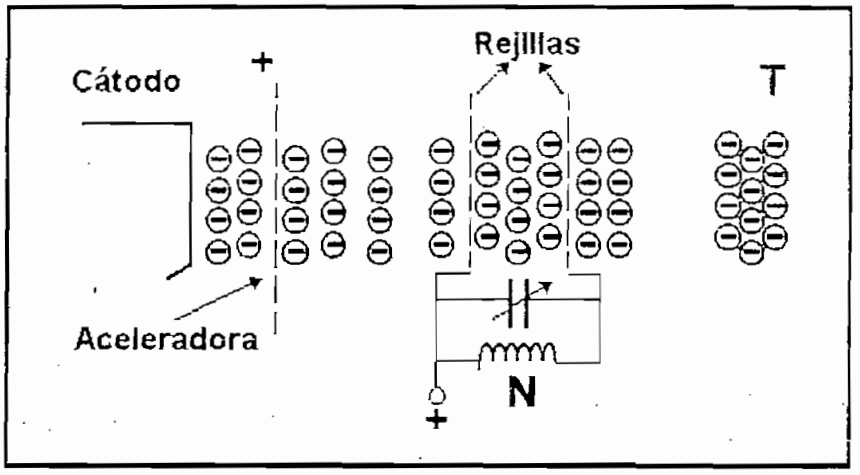


Figura 5.4.- Electrones que sufren aceleraciones y retardo debido a la rejilla y se agruparán como en T.

La velocidad de los electrones que abandonan estas rejillas, llamadas de agrupamiento o moduladoras, variará según el potencial que hayan encontrado en ese momento y, después de haber dejado las rejillas. Si dejan la segunda rejilla cuando ésta tiene el potencial más alto, la velocidad será superior a la anterior, mientras que en el caso contrario será inferior.

Fijémonos por un momento en el punto que está en medio de las dos rejillas moduladoras, es decir en el punto equidistante entre una y otra. Un electrón que se halle en este punto, cuando la tensión alterna (del circuito oscilante) está a polaridad cero, abandona el conjunto a la misma velocidad a la cual ha entrado. En cambio el electrón que se encuentra en este mismo punto, cuando en dicho punto y en aquel preciso instante la tensión alterna es negativa (es decir, el electrón que está delante del que hemos visto antes), sufre una disminución de velocidad, dado que, la tensión que encuentra es

menos positiva, y el electrón que pasa algún tiempo después del instante de tensión cero, deja el conjunto a mayor velocidad (a causa de la tensión positiva más alta).

Los electrones que tienen una velocidad más alta, alcanzan a los anteriores que no han sufrido aceleración y también a los retrasados del ciclo precedente; a consecuencia de esto, se forma un grupo (un "paquete") de electrones al que seguirá medio ciclo después (es decir cuando de nuevo se tendrá un punto cero del fenómeno). De este modo grupo de electrones abandonan las rejillas moduladoras provocando una pulsación más intensa y van seguidas por espacios en los que los electrones son escasos.

Si prosiguiendo su trayecto, los "paquetes" encuentran dos rejillas (figura 5.5) conectadas también, respectivamente, a los dos extremos de un circuito oscilante como las dos anteriores, cuando la primera rejilla (figura 5.5a) es negativa, tiene lugar una acción de frenado que absorbe la energía de los electrones.

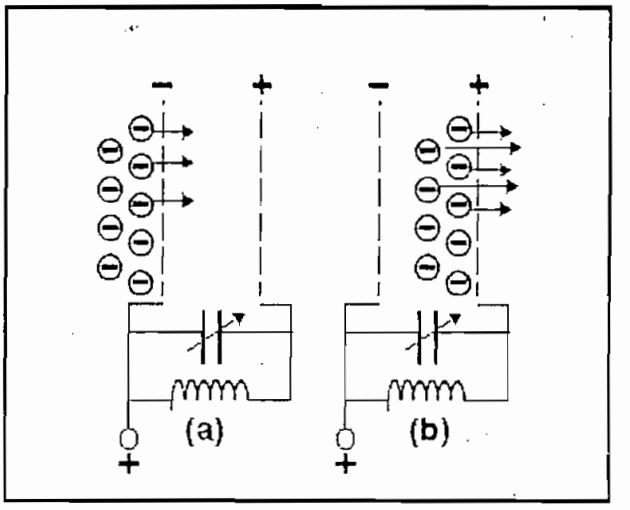


Figura 5.5.- (a) La rejilla absorbe energía. En el intermedio, la segunda se hace negativa (b) Para los electrones que llegan después (cuando la primera es positiva) y también los absorbe.

Los que prosiguen y encuentran la otra rejilla (figura 5.5b), la hallarán igualmente negativa porque durante el paso (tiempo de un semiciclo) la

polaridad estará invertida. De esta manera, también dicha rejilla absorberá energía. Ambas rejillas se llaman de captura, denominación que indica claramente la misión que tienen de sustraer energía de los paquetes de electrones para suministrarla al circuito resonante.

Los electrones que sobrepasen la ultima rejilla con velocidad ya muy reducida, son recogidos por el colector(último electrodo positivo).

5.1.4 VÁLVULAS DE ONDA PROGRESIVA

Las válvulas de onda progresiva llamadas también válvulas de onda viajera (TWT) se caracterizan por una ganancia elevada, bajo ruido y una amplia banda pasante, especialmente si se aplican como amplificadoras para microondas.

Pueden tener ganancias de más de 45 dB con un ancho de banda superior a una octava (una anchura de banda de una octava es aquella en la cual la frecuencia más alta es dos veces la frecuencia más baja). Estas válvulas pueden utilizarse ventajosamente con frecuencias que pueden descender hasta alrededor de 300 MHz y alcanzar en el otro extremo, más de 50 GHz.

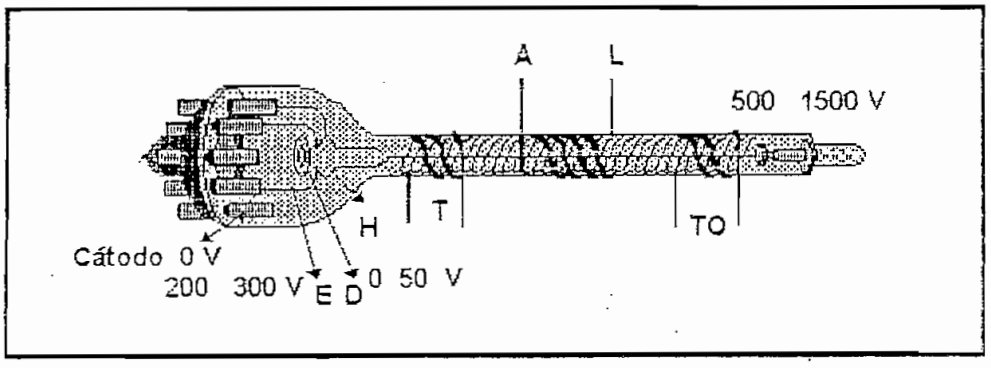


Figura 5.6.- Estructura de una válvula de onda progresiva. La señal a amplificar esta acoplada inductivamente mediante T y se toma por medio de TO. Un atenuador (A) absorbe ondas progresivas eventuales en sentido opuesto al que se desea. L es el arrollamiento helicoidal y H los puntos de fijación. E es el ánodo concentrador y D la rejilla.

Actualmente entre las aplicaciones mas típicas podemos citar : repetidores de televisión, enlaces de radio (de 5 a 7 GHz) y telecomunicaciones por satélite (10 a 12 GHz). Veamos ahora brevemente cual es la construcción observando la figura 5.6 a su propio tiempo analizaremos el principio de funcionamiento.

Un cañón electrónico genera un flujo de electrones que inmediatamente son focalizados en un haz mediante un campo magnético axial. Esto es lo que ocurre, al principio, en el Klistrón. El campo es generado o bien por un imán permanente o bien por un electroimán que rodea gran parte de la válvula en toda su longitud. El haz concentrado se acelera y pasa a través de una espiral gracias al alto potencial aplicado entre esta ultima y el colector.

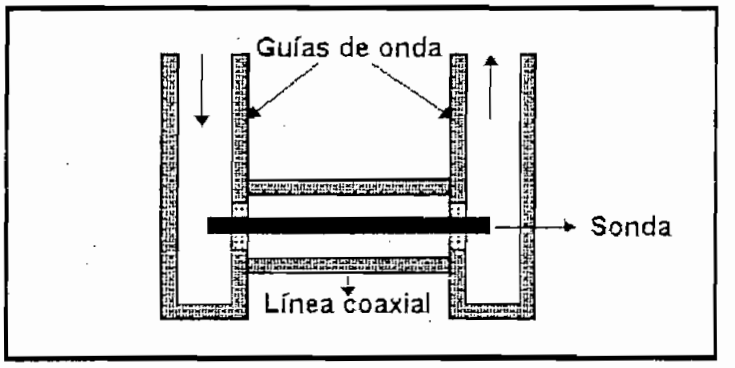


Figura 5.7.- Para comprender el principio de funcionamiento de una válvula progresiva, supóngase que inicialmente hay dos cavidades (o guías de onda) unidas por una linea coaxial normal.

Para comprender mejor el por que de este nuevo electrodo - espiral, supongamos que nos hallamos en presencia de dos cavidades, una de ellas (la de la izquierda de la figura 5.7), posee energía por ser parte de un generador y deseamos transferirla a la otra. Las dos cavidades están unidas por una línea o cable coaxial, que al penetrar al conductor central en ambas, realiza la función de sonda .

El conductor central, paralelo al manguito o tubo exterior, se supone que está dispuesto en espiral tal como se ve en la figura 5.8. El hecho de que este

conductor se haya convertido en la práctica en una bobina, provoca una menor velocidad de transferencia de la señal.

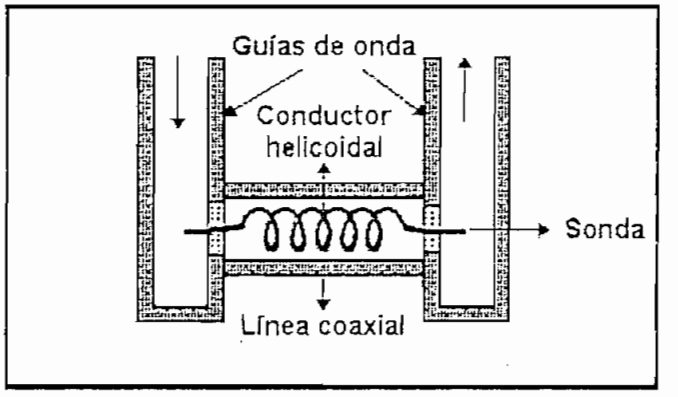


Figura 5.8.- Si el conductor central del cable coaxial es un espiral, se forma un nuevo campo magnético debido a su inductancia; es interior a las espiras y paralelo al eje de la línea (línea a trozos).

Además del campo eléctrico normal entre el conductor interno y el externo propio de los dos cables coaxiales, tenemos aquí un campo en el interior de la espiral ; es longitudinal, es decir, paralelo al eje de la línea, tal como se indica en los trazos de la figura 5.8.

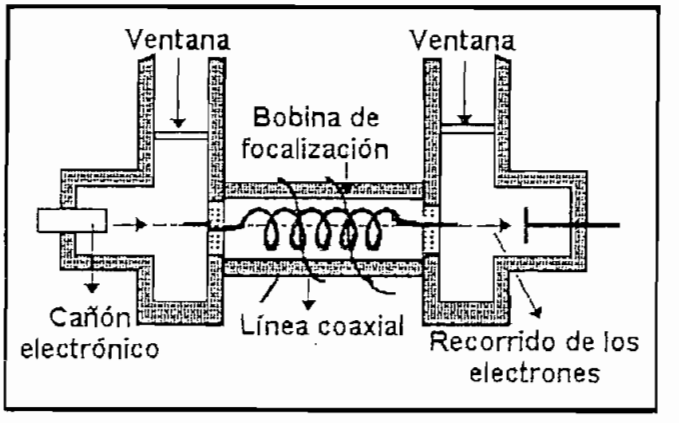


Figura 5.9.- Añadiendo al dispositivo de la figura 5.5 un cañón electrónico, se obtiene la estructura de una válvula de onda progresiva, obsérvese también la bobina externa que focaliza el has electrónico, así como las cierres (ventanas) necesarios para que se pueda practicar el vacío.

Si este dispositivo lo completamos con un cátodo (en la cavidad de la izquierda) y con un electrodo colector (cavidad de la derecha) cuidando de

practicar el vacío y, por tanto, cerrando las cavidades con dos ventanas (figura 5.9) de vidrio y además añadimos una bobina de focalización, tendremos una válvula de onda progresiva : el flujo electrónico del que antes hemos hablado, su focalización / concentración y su funcionamiento axial en el interior de la espiral.

El secreto del funcionamiento reside en que los electrones viajan en el interior de la espiral a una velocidad mayor que la velocidad de transferencia a lo largo de la línea coaxial. El sistema es parecido a la modulación de velocidad con dos o más cavidades.

El principio del arrollamiento espiral, el que esta próximo al cañón electrónico, está alimentado por una guía de ondas y modula en velocidad el haz electrónico (figura 5.10). El resto de la larga espira recibe energía del haz según el proceso que ya se ha visto al tratar de las cavidades : oponiéndose al paso de los electrones hace que el campo de poca velocidad disminuya. El resultado es que una cierta cantidad de energía es transferida a la espiral, de manera que en la guía de ondas de la derecha se dispone de mayor energía de la que se ha tomado de la guía de ondas de la izquierda.

Una gran ventaja de este sistema es la de no tener sectores de resonancia, es decir, sintonizados, lo que da lugar a una gran anchura de banda (superior a 200 MHz).

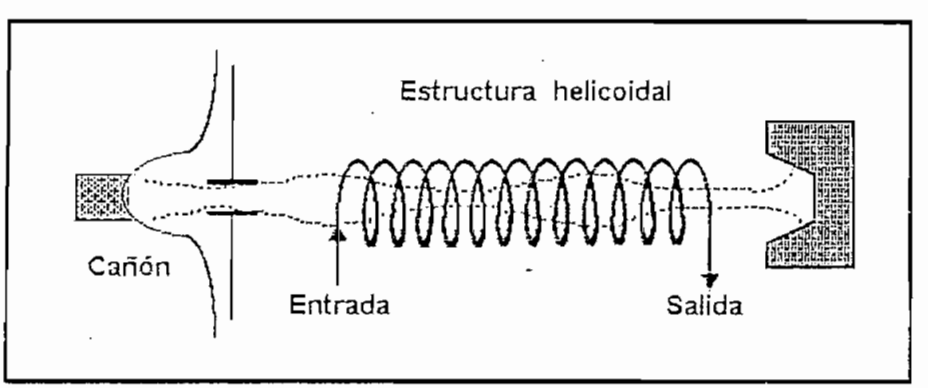


Figura 5.10.- El haz electrónico, después de haber sido focalizado electrostáticamente, atraviesa la estructura en espiral donde, bajo los efectos del campo magnético de una señal de entrada, hay un paso de energía del haz a la señal; ésta, por lo tanto , queda amplificada.

5.1.5 El MAGNETRÓN

La estructura de un magnetrón se muestra en la figura 5.11. El tubo es un diodo que tiene un ánodo y un cátodo caliente . El ánodo es un bloque de metal con cavidades maquinadas. Las dimensiones de la cavidad determinan la frecuencia de oscilación.

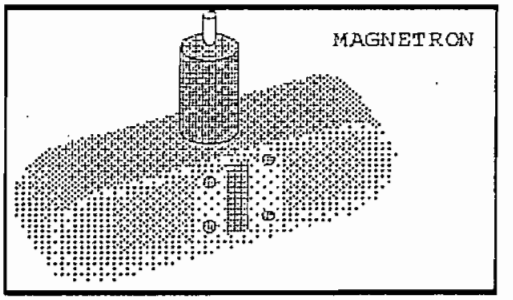


Figura 5.11.- Magnetrón.

Un filamento calefactor pasa a través del cátodo cilíndrico en el centro del tubo para producir una emisión térmica de electrones. El ánodo tiene voltaje de cc positivo. Como consecuencia, los electrones procedentes del cátodo son atraídos al ánodo.

La trayectoria de los electrones es cicloidal debido a que en los electrones actúan dos fuerzas. Las fuerzas resultan de los campos eléctrico y magnético dentro del tubo. De hecho el nombre megnetrón proviene de los imanes, que pueden verse en la figura 5.12 alrededor del tubo. El campo eléctrico es el resultado de la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo proporcionada por el voltaje de alimentación de cc. El campo eléctrico solo tiende a producir un movimiento en línea recta de cátodo a ánodo. El campo magnético solo produce un movimiento circular. El resultado de combinar los dos movimientos es una trayectoria cicloidal (o helicoidal) de los electrones acelerados hacia el ánodo.

Debido al movimiento cicloidal de los electrones alternadamente se aceleran y se desaceleran . Cuando los electrones están desacelerados deben ceder

algo de energía conforme su velocidad se reduce. Un magnetrón esta diseñado para permitir que los electrones bombeen energía en la cavidad.

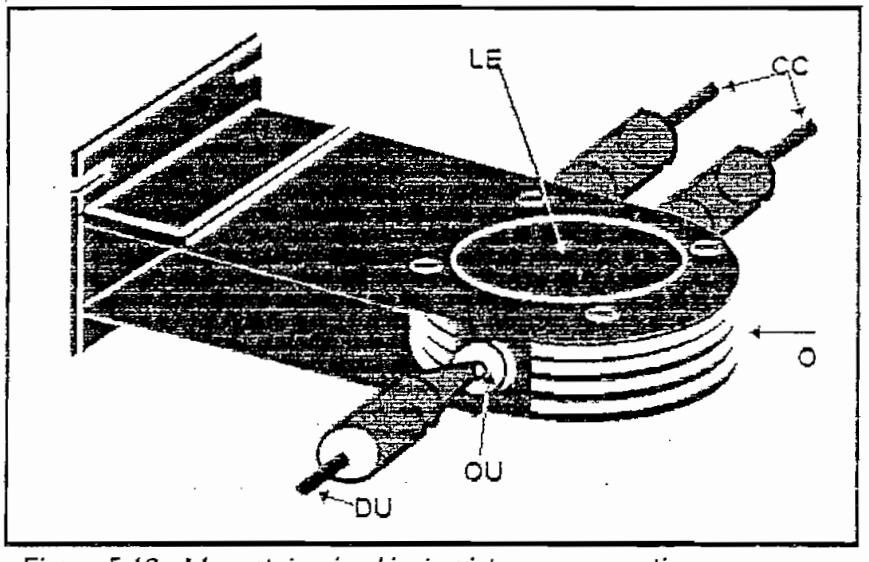


Figura 5.12.- Magnetrón sin el imán visto en perspectiva.

LE = zona en la cual se apoya el imán; CC = son los conductores de conexión del cátodo y filamento ; O = serie de aberturas para el enfriamiento ; OU y DU son los contactos para el cable coaxial.

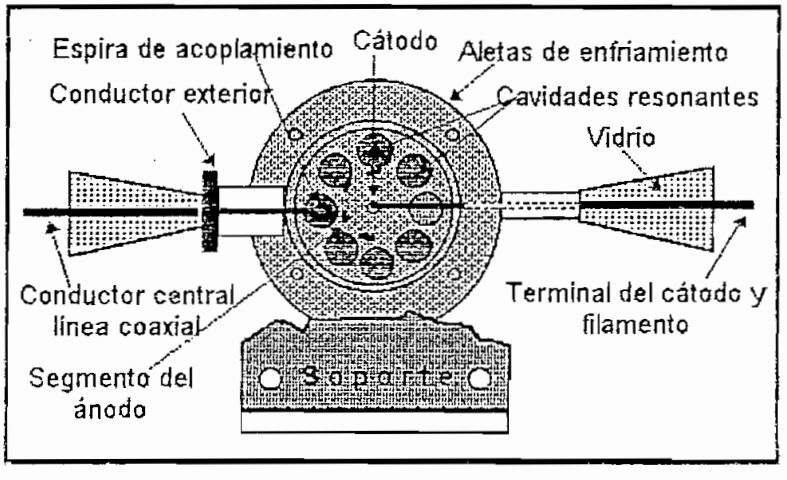


Figura 5.13.- Magnetrón visto en sección. Las líneas de fuerza del imán son paralelas al eje del ánodo.

Los campos eléctricos y magnéticos están ajustados para hacer que la longitud de las espiras cicloidales sea igual al doble de la distancia entre las aberturas de la cavidad. Cada cavidad es un resonador. El espaciamiento hace que las cavidades adyacentes tengan oscilaciones fuera de fase. Las oscilaciones de las cavidades producen campos que alternadamente aceleran y desaceleran los electrones. Como consecuencia, el proceso entero es

regenerativo; la realimentación positiva refuerza las oscilaciones. La sonda de acoplamiento de una de las cavidades proporciona el medio para liberar la energía de microondas del tubo magnetrón.

El proceso de acelerar y desacelerar los electrones se llama modulación de velocidad. La velocidad de la corriente de los electrones se aumenta y se disminuye alternadamente. El periodo es comparable con el tiempo total de tránsito. Este es el principio general de los tubos de microondas (Figura 5.13).

5.2 SEMICONDUCTORES PARA MICROONDAS

Los transistores también han sustituido hoy a las válvulas en la mayor parte de las aplicaciones en el campo de las frecuencias muy altas (VHF y UHF). Como los transistores pueden tener dimensiones extremadamente pequeñas, resultan más útiles qué las válvulas para frecuencias altas.
Por ejemplo con la tecnología MESFET se obtienen tipos que, en recepción, son útiles hasta los 10 GHz y en transmisión, para las mismas frecuencias, potencias de hasta 500 mW, que en esta gama no es nada despreciable en muchas de sus aplicaciones.
Para la amplificación, los tipos con bajo ruido, de vital importancia para las etapas de entrada de los receptores, han experimentado enormes avances tecnológicos en pocos años. A 500 MHz, una buena válvula introducía un ruido equivalente a 5 dB; los transistores de calidad no sobrepasan hoy 1dB de ruido, mientras que con modelos especiales se consigue no superar los 2 dB de ruido a 10 GHz.
Por lo que se refiere a la potencia, actualmente hay modelos de alrededor de 100 vatios para frecuencias de unos 800 MHz; en las microondas se obtienen algunos vatios; por ejemplo, 5 vatios para el tipo bipolar a 2 GHz.

Para frecuencias superiores a 10 GHZ, incluso los semiconductores adquieren un funcionamiento distinto. Así pues, al no poderse usar, lo mismo

que en las válvulas, la configuración activa de tres elementos (triodo), se realiza según sistemas espaciales unos componentes de dos elementos (diodos) que resultan activos o bien porque aprovechan unos fenómenos físicos típicos de estas frecuencias, o bien porque se incluyen en circuitos especiales.

Por este motivo, cuando se hace referencia a las microondas se oye hablar de amplificadores con diodos, amplificadores paramétricos u osciladores con diodos Gunn por lo que respecta a receptores y a pequeñas potencias; para grandes potencias es muy conocido un diodo de tamaño mayor de alto vacío, inmerso en un potente campo magnético.

5.2.1 TRANSISTORES BIPOLARES

Los transistores mas difundidos y conocidos, es decir los bipolares, tienen limitaciones para aplicarlos en el campo de las microondas. Esto se debe principalmente, a la resistencia difundida en la unión de base y a la capacidad existente entre la base y el colector. Los valores medios de los dos parámetros citados limitan a 2.5 GHz la frecuencia máxima de empleo ; solo los modelos construidos exprofeso con una tecnología especial que permite fabricar electrodos finísimos (microfotolitografía) pueden interesar para las hiperfrecuencias.

Volviendo a los tipos menos elaborados, diremos que un bipolar para alta frecuencia empleado como amplificador (por ejemplo, entrada de un receptor) a frecuencia de 4 GHz, ofrece una ganancia de 8 dB aproximadamente, pero genera un ruido de 4.5 dB por lo tanto la ganancia neta de 3.5 dB no es muy alta, pero la sensibilidad del receptor queda mejorada, ya que solo la etapa mezcladora (de diodos) presenta un índice de ruido mayor.

Si consideramos las aplicaciones que requieren una cierta potencia, nos encontraremos con limitaciones de frecuencias muy criticas. Las mayores

dimensiones tienen una capacidad base - colector más importante ; la tensión de alimentación más alta (por ejemplo 28 voltios en vez de 12 voltios) requiere un mayor espesor de la unión de base, lo que significa una mayor resistencia.

Si la función que desempeñan es como oscilador, estos transistores pueden llegar a frecuencias un poco más altas . El rendimiento también es algo bajo (por ejemplo 500 o 600 mW a 3 o 4 GHz) a causa de la baja ganancia. Aún empleando cavidades resonantes con alto factor de calidad (Q = 1000), si el transistor amplificador sólo tiene una ganancia de 6 dB, se necesita un 25 % de la energía producida en el mantenimiento de la oscilación (realimentación positiva) y hay que considerar otro 30 % como pérdida en el circuito (acoplamiento, resonadores, etc.) Esto hace que debido a la limitación en la potencia de alimentación por la escasa disipación que hay en el interior de la cavidad) con algo más de dos vatios de alimentación se obtenga una potencia de oscilación de 0.6 vatios.

5.2.2 TRANSISTORES DE EFECTO DE CAMPO

Los transistores de este tipo, en sus dos grupos (JFET y MOSFET), no se presentan a ser grupos en frecuencias superiores a 500 MHz. Aprovechando la experiencia y la tecnología adquiridas en este sentido, se han creado los MOSFET que pueden operar de manera satisfactoria hasta 11 GHz. Esencialmente se trata de un MOSFET cuya puerta (gate) no presenta el alto aislamiento que le es característico ; en cambio, aquella, forma con el canal una unión propiamente dicha, unión que no es como la del JFET, porque hay la unión metal / semiconductor. La ventaja del transistor es que nos permite obtener frecuencia de trabajo de 10 o 12 GHz .

Para dar una idea de sus posibilidades de empleo, diremos que a 10 GHz se obtienen ganancias de unos 12 dB trabajando como una etapa amplificadora de entrada de un receptor; el ruido es de 3.3 dB, y en modelos seleccionados

de 2 dB. Como amplificador de potencia (naturalmente a bajos niveles), se obtienen unos 500 mW a 10 GHz.

La ventaja de estas propiedades las confiere la unión metal / semiconductor que evita el efecto de acumulación de cargas que es característico de la unión de dos semiconductores (PN). La barrera que se forma es de reducida densidad de electrones consecuencia del distinto valor de la energía necesaria para extraer electrones de un metal y de un semiconductor.

5.2.3 DIODO GUNN

Recordemos que el sistema de funcionamiento del diodo Gunn presupone una condición de resistencia negativa deriva la condición de disparo de las oscilaciones. Para que estas se manifiesten, es preciso que el componente este incluido en una cavidad resonante idónea ; los electrones, una vez satisfechas las citadas condiciones, se propagan (figura 5.14) agrupados en "paquetes" o dominios en finísimas capas de arseniuro de galio (grosores extremadamente finos1.5 a 20 micras).

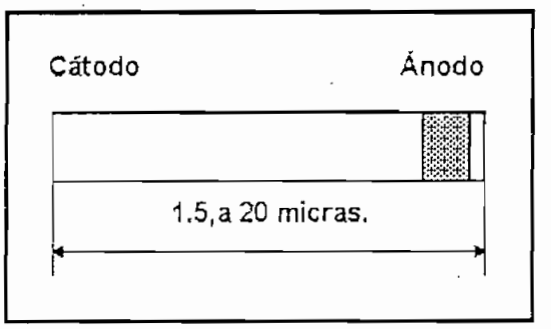


Figura 5.14.- Aplicando un campo eléctrico (tensión) a un material de resistencia negativa (cristal), se produce una alteración de las cargas que ocasionan la formación de dominios y su movimiento en el propio material. Van de un electrón a otro, cuando un dominio desaparece en el ánodo, un nuevo dominio se forma en el propio cátodo.

La velocidad de propagación es de unos 10^8 mm / segundo, los paquetes se forman periódicamente y producen un campo intenso y de breve duración .

Es decir son llevados a un estado energético superior al que ocupan normalmente.

Hay que advertir que el estrato de GaAs esta estrechamente unido a la gama de frecuencias que se va a utilizar : para 4 GHz se precisan 20 micras y para 40 GHz el espesor se reduce a 1.5 micras. Los dispositivos de 10 GHz mas comerciales pueden operar dentro del espectro de 8 a 12 GHz. El límite máximo de frecuencia alcanzado es, hasta el momento de unos 100 GHz aproximadamente.

La cavidad que hay que adoptar para la resonancia debe estar en relación al modelo de componente que se emplee. Las dimensiones que, naturalmente, serán limitadas , acarrean problemas relativos a la imprescindible disipación del calor que se produce.

Las limitaciones indicadas (el rendimiento en régimen de onda persistente es bastante bajo) no impiden que el diodo Gunn se emplee en numerosas aplicaciones.
El Gunn ofrece las siguientes ventajas : larguísima duración, características de ruido iguales a las del Klistrón , tensión de trabajo baja (de 5 a 9 voltios contra los centenares de voltios del Klistrón), robustez, ausencia de filamento y de cierre debido al vacío, etc.

5.2.4 DIODO LSA

Las potencias de trabajo posibles con el citado diodo son más bien limitadas y hacen que su empleo quede reservado, por ejemplo, al radar de amplio alcance que por este hecho, precisa una discreta potencia de emisión.
Del diodo Gunn se deriva entonces (a fin de alcanzar potencias más altas) un elemento que aunque aprovecha el fenómeno de la resistencia negativa, no necesita zonas de campo intenso. La acumulación de cargas espaciales es limitada. De ahí el nombre de LSA (Limited Space - Charge Acumulation).

Este componente emplea una laminilla de gran espesor y el arseniuro de galio está dopado de manera que suprime la formación de dominios. En los dos extremos están los electrodos ; no hay uniones ; la estructura que es maciza, permite la circulación de corrientes de impulsos muy intensos.
Pueden tenerse potencias útiles de 3 KW a 10 GHz. Las tensiones, si bien relativamente altas, no sobrepasan algunos centenares de voltios ; por consiguiente, son bien evidentes las considerables ventajas de una versión de un oscilador de impulsos de estado sólido que puedan sustituir pequeños magnetrones.

Dadas sus características de funcionamiento por impulsos y el coeficiente de ruido algo alto que presenta, el LSA sólo es utilizable en el radar y en hornos industriales o domésticos.

5.2.5 DIODO TUNEL

Los diodos de este tipo son muy adecuados para una amplificación de bajo ruido. Por lo tanto una de sus aplicaciones más útiles se encuentra en las etapas de entrada de los receptores (siempre para hiperfrecuencia) a fin de conseguir un aumento de sensibilidad.
Se construyen con arseniuro de galio y aprovecha, lo mismo que el diodo Gunn, la característica de una resistencia negativa.
Obsérvese el esquema de su principio de funcionamiento reproducido en la figura 5.15. En ésta aparece un elemento que nos resultará nuevo : el circulador. Se trata de un dispositivo formado por pequeños anillos de ferrita polarizados que permite el paso de la energía de microondas en un solo sentido; esto es indispensable para un diodo túnel amplificador.

Para tener una idea práctica de la acción del funcionamiento de un circulador, pensemos en un ejemplo un poco simplista pero eficaz : la válvula de un neumático. De este modo podremos ver el circulador como un dispositivo que de modo alternativo , da paso a la señal en un solo sentido. En la figura 5.15 **Pe**, señal de entrada, pasa de la antena al diodo ; desde ahí, la señal

amplificada encuentra abierto el camino Ps en el brevísimo tiempo que sigue, pasando a la etapa siguiente sin posibilidad de retorno a la entrada.

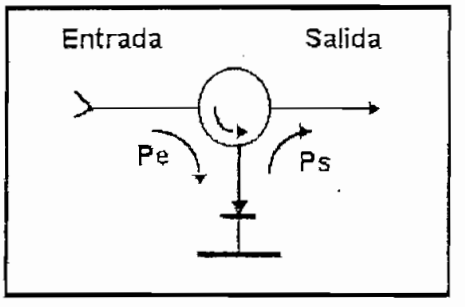


Figura 5.15.- Un electrodo del diodo está a tierra el otro recibe la alimentación en c.c a través de un filtro(esto no consta en la figura) La señal de entrada se aplica en el mismo terminal y se toma la señal de salida; esto es posible gracias al circulador.

El efecto túnel (descubierto por Esaki) se debe a que, en determinadas circunstancias, una partícula - según la ley de los cuantos - puede desaparecer de uno de los lados de la barrera de potencial de una unión para aparecer instantáneamente en el otro. Esto ocurre aunque sus energías sean insuficientes para "saltar" aquella región, normalmente interceptada, que es la barrera de potencial. La acción se desarrolla como si la partícula se propagase por un túnel, por debajo de la barrera de potencial.

5.2.6 DIODOS IMPATT Y TRAPATT

Los diodos Impatt (Impact Avalancha Transit Time : figura 5.16) aunque se rigen por el mismo principio de los diodos túnel, no se emplean para la amplificación de señales débiles porque no lo permite su índice de ruido ; así pues, sólo los hallaremos como amplificadores de potencia o generadores. Pueden encuadrarse dentro del grupo de dispositivos que aprovechan el efecto avalancha.

Recordemos que la unión esta polarizada inversamente en la región de ruptura.

En estos diodos, la resistencia negativa la origina un retardo de fase entre corriente y tensión ; este desfase se origina a causa de la diferencia entre el tiempo que transcurre para la formación de la corriente de descarga en avalancha y el tiempo necesario para el desplazamiento de los portadores.

Aplicando e interrumpiendo muy rápidamente la tensión en un diodo estructurado para el efecto de avalancha, se consigue crear un denso plasma de electrones - cavidades ; el estado a que se llega se llama trampa del plasma y de ahí la denominación de Trapatt dada a estos diodos (Trapatt Plasma Avalanche Time Transit). El rendimiento es más alto que el de los Impatt (puede llegar al 60 % y en régimen de impulsos puede producir potencias del orden de 1000 vatios.

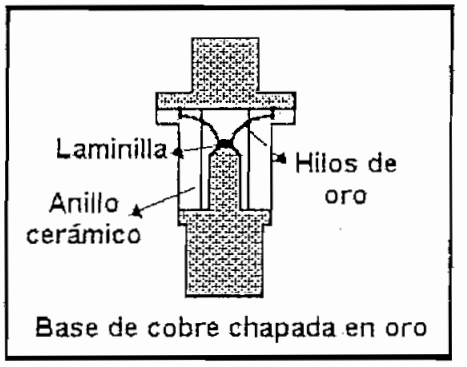


Figura 5.16.- La realización de un diodo de efecto de avalancha implica la incorporación de elementos que proporcionan la máxima disipación de calor, El disipador es adyacente a la región activa desde las primeras fases; lo mismo que el soporte - base final es de cobre dorado o de plata.

Desde este punto de vista, el Trapatt compite con el magnetrón, pero solo como oscilador. La frecuencia máxima de trabajo está alrededor de 10 GHz.

5.2.7 DIODOS VARACTOR Y VARICAP

Tanto los primeros como los segundos presentan, según ya hemos visto una disminución de la capacidad de la unión cuando esta se empobrece de cargas a consecuencia de un aumento de la tensión inversa aplicada.

Los diodos varactor están estructurados de manera que pueden disipar una cierta potencia, por lo que su principal aplicación hay que buscarla en las etapas multiplicadoras de emisoras, a las que puede ofrecer rendimientos altísimos.

Si se hace circular una corriente alterna por el diodo varator , en sus extremos parece una tensión que contiene todos los armónicos de la frecuencia fundamental aplicada. Unos filtros dispuestos adecuadamente permitirán seleccionar el armónico deseado ; esto ha hecho pensar en cadenas de multiplicación de frecuencia (Figura 5.17) partiendo de una etapa de potencia a transistores , controlada por cuarzo. La cadena puede estar formada de diversas maneras : con duplicadores, triplicadores e, incluso cuadriplicadores.

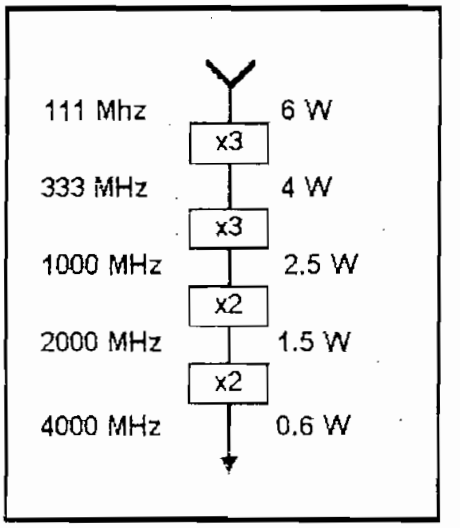


Figura 5.17.- Con dos triplicadores de varactor seguidos de dos duplicadores, una señal de 111 MHz puede llegar hasta 4 GHz. El rendimiento global se considera satisfactorio a estas frecuencias.

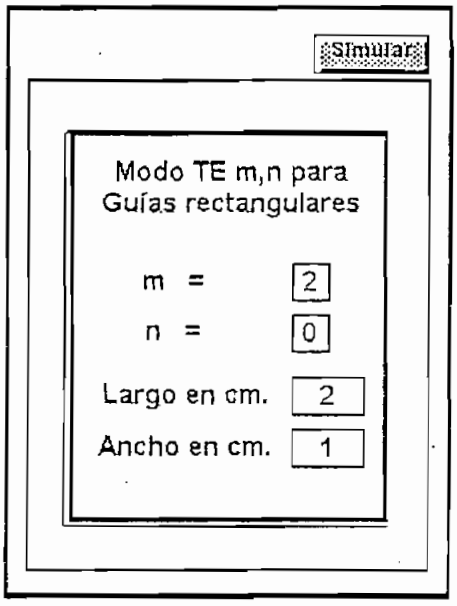
Encapsulados de manera idónea para poder trabajar a ultrafrecuencias, los diodos varactor operan sin dificultad hasta 36 GHz con rendimientos satisfactorios.

CAPITULO 6

SIMULACION

6.2 MODO TE_{mn} PARA GUIAS RECTANGULARES

Pantalla de presentación

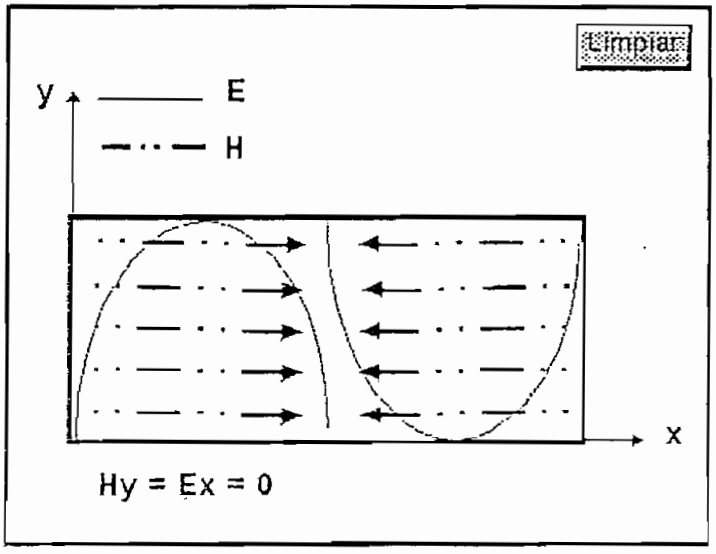


En esta pantalla de presentación de simulación para cualquier modo TE_{mn} , los datos que se ingresan son:

a) modo mn
b) dimensiones de la guía

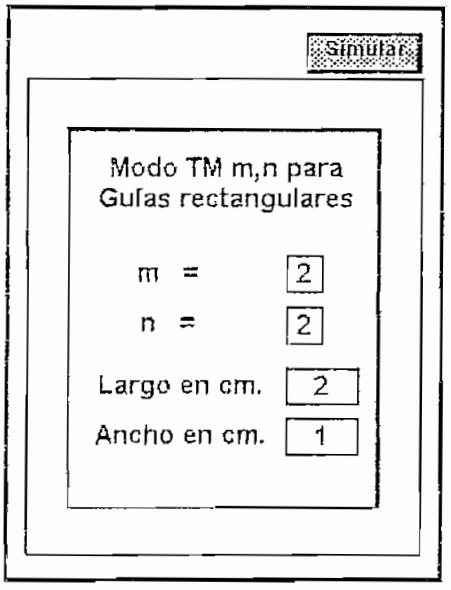
Luego de ingresar los datos por teclado obtenemos:

Pantalla de resultados



6.3 MODO TMmn PARA GUIAS RECTANGULARES

Pantalla de presentación

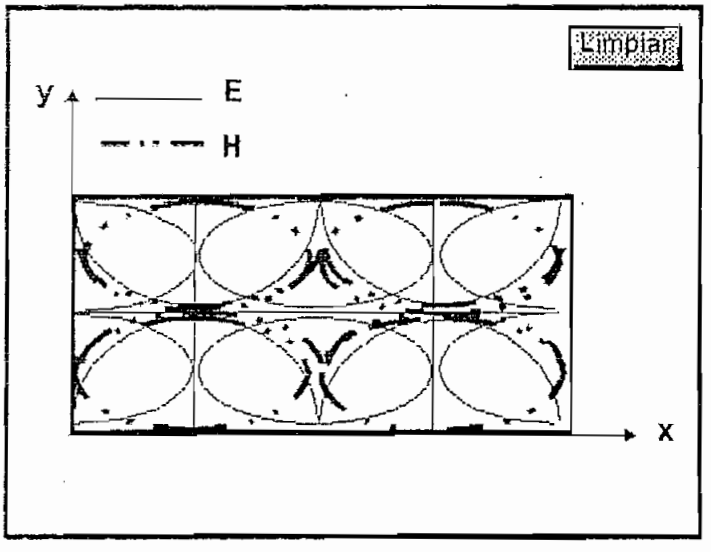


En esta pantalla de presentación de simulación para cualquier modo TM_{mn} , los datos que se ingresan son:

a) modo mn
b) dimensiones de la guía

Luego de ingresar los datos por teclado obtenemos:

Pantalla de resultados:

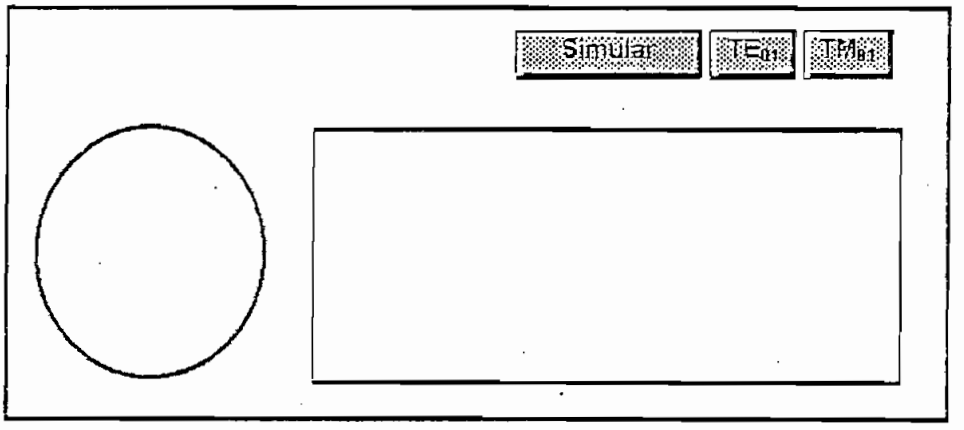


Como se puede apreciar los campos eléctricos y magnéticos tienen diferente forma, tanto en el modo TE como en ele modo TM, ya que estos depende de las dimensiones de la guía así como de la función generatriz.

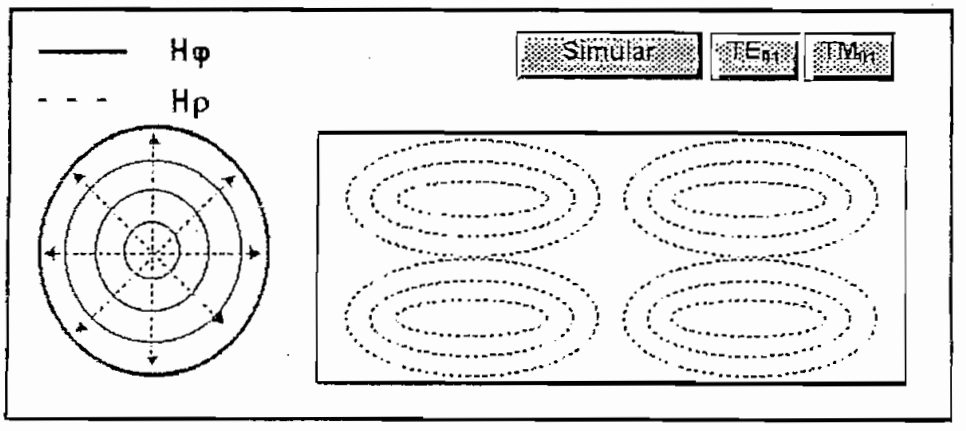
Mientras mayores son las dimensiones de la guía, se puede notar que existe una mayor periodicidad de los campos eléctrico y magnético.

6.4 MODO TE_{01} PARA GUÍAS CIRCULARES

pantalla de presentación:

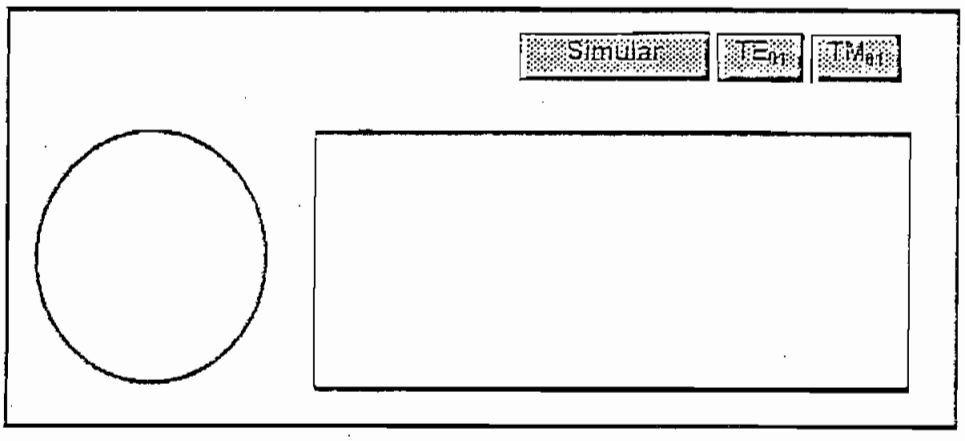


Pantalla de resultados:

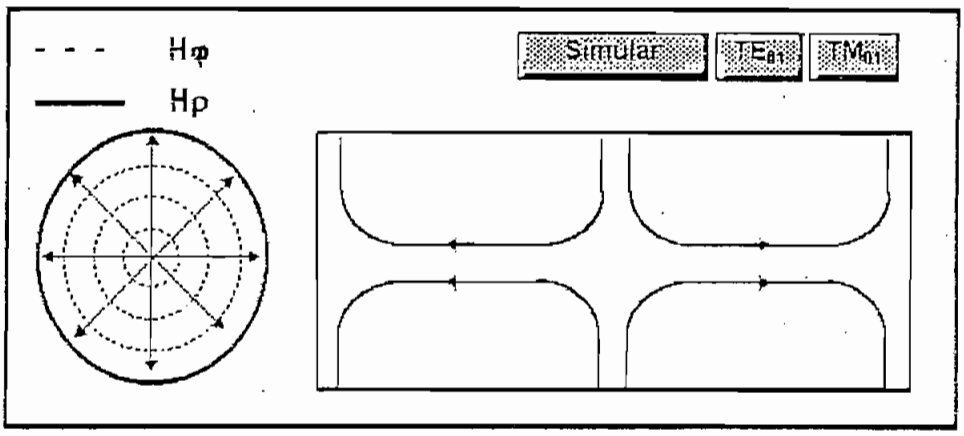


6.5 MODO TM_{01} PARA GUIAS CIRCULARES

Pantalla de presentación:



Pantalla de resultados:



Tanto para el Modo TE_{01}, como para el modo TM_{01}, la simulación se lo hace de una manera directa, en base a resultados ya obtenidos.

CAPITULO 7

DISEÑO Y APLICACIONES

DISEÑO

7.1 DISEÑO DE GUÍAS RECTANGULARES PARA EL MODO DOMINANTE TE $_{10}$.

Sabemos que la transmisión a través de una guía de onda es necesario iniciar en un límite inferior de frecuencia que está determinado por la frecuencia de corte del modo dominante y a partir de ésta, hasta frecuencia infinita, pero para frecuencias suficientemente alejadas de la frecuencia de corte del modo dominante es posible que la transmisión se realice simultáneamente por varios modos, lo que en la práctica se traduce en perdidas y distorsiones del sistema.

Para evitar los problemas indicados, la transmisión debe realizarse exclusivamente en el modo dominante, para lo cual es necesario establecer los límites prácticos para lograr este objetivo. El límite inferior se ha establecido para evitar la exagerada atenuación en las guías, en la vecindad de la frecuencia de corte asumiendo lo que se denomina un factor de seguridad de aproximadamente el 25%, dando como resultado para este límite la relación

$f_I = 1.25\, f_c$ = frecuencia inferior.

f_c = *frecuencia de corte.*

El límite superior en cambio se ha establecido para eliminar la presencia del primer modo inmediato, con lo cual se elimina la presencia de cualquier otro modo superior . Asumiendo así mismo un factor de seguridad que en este caso es aproximadamente del 5% se tiene

$f_s = 0.95\, f^{*}_{c}$ = frecuencia superior.

f^{*}_{c} = *frecuencia de corte del primer modo superior.*

La banda de frecuencia comprendida entre los límites indicados se conoce con el nombre de banda de transmisión de la guía de onda.

Por lo tanto los datos que se ingresan por teclado son:

a) *frecuencia de operación* $= f_O$.

b) *Margen de seguridad* $= M_S$.

Corresponde a un factor que puede ser asumido por el diseñador y que tiene que ver con el coeficiente de ruptura del dieléctrico o del aire.

c) *Factor de seguridad* $= F_S$.

Es el que se describió anteriormente y que permite que el diseño garantice la banda de transmisión de la guía.

d) *Coeficiente de atenuación del dieléctrico o del aire* $= \alpha$.

e) *Potencia que se quiere transmitir* $= P_T$.

Con estos datos y utilizando las siguientes expresiones , se procede al diseño.

$$f_O = \left(1 + \frac{Fs\ \%}{100}\right) f_C$$

Despejando la frecuencia de corte tenemos:

$$f_C = \frac{f_O}{\left(1 + \frac{Fs\ \%}{100}\right)}$$

Utilizando este resultado procedemos a calcular la longitud de corte de la onda.

$$\lambda_C = \frac{c}{f_C}$$

Sabemos que:

$$\lambda_c = 2a$$

De donde al despejar, obtenemos la expresión que nos permitirá calcular el ancho **a** de la guía.

$$a = \frac{\lambda_c}{2}$$

Con la frecuencia f_0 calculamos λ_0 :

$$\lambda_o = \frac{c}{f_o}$$

Con $\boldsymbol{\lambda_o}$ y con la dimensión de **a** determinaremos la longitud de onda $\boldsymbol{\lambda_g}$ de la guía.

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

resultados que nos permiten calcular la impedancia.

$$Z_{TE_{10}} = 120\pi \frac{\lambda_g}{\lambda_o} \qquad [\Omega]$$

De la ecuación de potencia

$$P_T = \frac{E_{ymax}^2}{4Z_{TE_{10}}} ab$$

$$E_{ymax} = \frac{Coeficiente\ \ de\ \ ruptura}{Ms}$$

despejamos el alto **b** de la guía de onda.

$$b = \frac{4Z_{TE_{10}} * P_T}{E_{ymax}^2 * a}$$

7.2 DISEÑO DE CAVIDADES RESONANTES RECTANGULARES PARA TRES FRECUENCIAS DIFERENTES DE TRABAJO

Para el diseño de estas cavidades resonantes los datos que se requieren son:

Frecuencia de operación	Modo
f_1	$m_1 n_1 p_1$
f_2	$m_2 n_2 p_2$
f_3	$m_3 n_3 p_3$

Sabemos que:

$$\left(\frac{2\pi f_o}{c}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2$$

de donde tenemos:

$$\left(\frac{2f_o}{c}\right)^2 = \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2$$

reemplazando con cada una de las frecuencias y los modos de operación, esto es **m** , **n** , y **p** se tiene un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas.

$$\left(\frac{2f_1}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{b}\right)^2 + \left(\frac{p_1}{d}\right)^2 \qquad (7.1)$$

$$\left(\frac{2f_2}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_2}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{b}\right)^2 + \left(\frac{p_2}{d}\right)^2 \qquad (7.2)$$

$$\left(\frac{2f_3}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_3}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_3}{b}\right)^2 + \left(\frac{p_3}{d}\right)^2 \qquad (7.3)$$

Resolviendo este sistema por cualquier método se encuentran las variables **a**, **b**, y **d** que son las dimensiones de la cavidad resonante.

7.3 DISEÑO DE CAVIDADES RESONANTES RECTANGULARES EN EL MODO TE_{mnp} PARA DOS FRECUENCIAS DE OPERACIÓN DADA LA LONGITUD d DE LA MISMA.

Para el diseño de esta cavidades los datos requeridos son:

Frecuencia de operación	**Modo**
f_1	$m_1 n_1 p_1$
f_2	$m_2 n_2 p_2$

Longitud d de la guía.

Sabemos que:

$$\left(\frac{2\ \pi\ f_o}{c}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2$$

de donde tenemos:

$$\left(\frac{2f_o}{c}\right)^2 = \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2$$

reemplazando con cada una de las frecuencias y los modos de operación, esto es **m** , **n** , y **p** se tiene un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas.

$$\left(\frac{2f_1}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{b}\right)^2 + \left(\frac{p_1}{d}\right)^2 \qquad (7.4)$$

$$\left(\frac{2f_2}{c}\right)^2 = \left(\frac{m_2}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{b}\right)^2 + \left(\frac{p_2}{d}\right)^2 \qquad (7.5)$$

Resolviendo este sistema por cualquier método se encuentran las variables **a** y **b** que son las dimensiones de la cavidad resonante.

7.4 DISEÑO DE CAVIDADES RESONANTES CILINDRICAS EN LOS MODOS DE OPERACIÓN TE_{mnp} , TE_{mnp}; TE_{mnp} , TM_{mnp}; y TM_{mnp} , TM_{mnp}.

Para el diseño de estas cavidades necesitamos los siguientes datos.

Frecuencia de operación	Modo
f_1	$m_1 n_1 p_1$
f_2	$m_2 n_2 p_2$

Los modos deben estar bien definidos si son TE o TM para poder utilizar las expresiones respectivas con la frecuencia de operación correspondiente, así como también los valores de λ_{nm} (ver tabla 7.1) y λ'_{nm} (ver tabla 7.2).

Sabemos que la frecuencia de operación para guías cilíndricas están dadas por:

$$\frac{p\pi}{d} = \sqrt{\left(\omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\right)^2\right)} \qquad \text{Modo TE}_{mn} \qquad (7.6)$$

donde λ'_{nm} son las raíces de $J'(\lambda_{nm}) = 0$.

$$\frac{p\pi}{d} = \sqrt{\left(\omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{\lambda_{nm}}{a}\right)^2\right)} \qquad \text{Modo TM}_{mn} \qquad (7.7)$$

donde λ_{nm} son las raíces de $J(\lambda_{nm}) = 0$.

	ALGUNOS VALORES DE λ'_{nm}			
m \ n	0	1	2	3
1	3.932	1.841	3.054	4.201
2	7.016	5.331	6.706	8.015
3	10.113	8.836	9.969	11.346
4	13.324	11.906	13.170	14.580

Tabla 7.1.- Valores para λ'_{nm}

	ALGUNOS VALORES DE λ_{nm}			
m \ n	0	1	2	3
1	2.405	3.832	5.136	6.380
2	5.520	7.016	8.417	9.761
3	8.654	10.173	11.620	13.015
4	11.792	13.323	14.796	16.200

Tabla 7.2.- Valores para λ_{nm}

Con estas dos ecuaciones y de acuerdo a los modos de operación, al remplazar los datos requeridos obtenemos un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas, el mismo que al resolverlo nos permite encontrar el radio **a** y la longitud **d** de la cavidad.

APLICACIONES

Dentro de las aplicaciones podemos mencionar

EL RADAR

Es un elemento que nos permite detectar la presencia de objetos, cuyo principio de funcionamiento se da por la emisión de un haz de energía (impulsos) en dirección de las zonas que se desean explorar. Cuando el haz encuentra el objeto reflectante, "rebota" y vuelve al radar la parte reflejada de la energía como un eco. Junto al transmisor hay siempre un receptor de alta sensibilidad capaz de recibir la señales reflejadas débiles, detectando con esta acción la presencia de un objeto en un punto dado.

La determinación de la posición (dirección) y de la distancia se obtiene del hecho de que la energía se propaga a la velocidad de la luz, o bien a las características de direccionalidad selectiva que disfruta el receptor gracias al sistema de antena. Por este motivo, y en base al tiempo que transcurre en el envío de la señal y la llegada de su eco, puede determinarse la distancia, posición y velocidad del objeto.

Su principal aplicación se da en

- Previsiones meteorológicas.
- Observación frontal.
- Navegación.

TELECOMUNICACIONES

En los enlaces que se realizan ya sea a nivel terrestre, satelital, o terrestre - satelital.

El enlace terrestre se lo realiza por la ventaja que presenta, ya que a estas frecuencias el haz es más directivo.

El enlace entre satélites se lo hace en la banda de frecuencias de

22.55 a 23.55 GHz, 32 a 33 GHz, 54.23 a 58,2 GHz, y 59 a 64 GHz.

El enlace terrestre - satelital se lo hace en bandas de frecuencia que se las ha denominado como

Banda C	4 / 6	GHz
Banda K	12 / 14	GHz
Banda Ku	32 / 34	GHz

Donde las primeras frecuencia son frecuencias de subida al satélite, y las segundas son frecuencias de bajada a la tierra.
Mencionaremos algunos servicios de este tipo de comunicaciones

- Telecorreo.
- Telemedicina
- Conferencias en vídeo.
- Compras electrónicas.
- Teleeducación interactiva.

SATÉLITES DE RADIODIFUCIÓN DIRECTA

Esta aplicación puede llegar a ser la más importante de todas. Este servicio ha sido propuesto por Comsat (Corporación de comunicaciones Satelitales) para transmitir o retransmitir señales que puedan ser recibidas por el público en general. Las frecuencias de estos sistemas son de 11.7 a 12.2 GHz.

CALENTAMIENTO POR MICROONDAS

El procesamiento y cocción de productos alimenticios es la aplicación principal en frecuencias de microondas. Además tenemos otras aplicaciones como:

- Aplicaciones médicas .
- Sellado de plástico.
- Destrucción de hongos y gusanos de la madera en aserraderos.
- Curación y ruptura de concretos y muchos otros.

ANEXOS

PAQUETE UTILIZADO

El programa tutorial se lo ha realizado en el paquete computacional Multimedia Toolbook para Windows. El cual fue desarrollado por Asymetrix Corporation y que esta orientado al desarrollo de aplicaciones educativas del tipo Hypertexto.

Para el desarrollo de estas aplicaciones se trabaja con el lenguaje OpenScrip, que se un lenguaje de alto nivel orientado a objetos, razón por la cual su sintaxis tiene una concepción diferente a otros lenguajes de alto nivel.

Su campo de acción es muy amplio, y puede abarcar desde el desarrollo de pequeñas aplicaciones hasta el desarrollo de aplicaciones del tipo "front-end". A pesar de que el presente trabajo ha sido realizado en una versión antigua (versión 1.51 de 1991), sus potenciales son amplios, haciendo que el desarrollo de aplicaciones sea más sencillo. Además posee un editor de texto y un editor de gráficos integrados, y por otra parte, mediante software, se puede acceder al manejo de los drivers para sonido y animación, haciendo que el paquete cumpla con los requerimientos necesarios para realizar Aplicaciones del tipo Tutorial como la presente tesis.

GUÍA DE UTILIZACIÓN DEL PROGRAMA

La utilización del programa desarrollado es sencilla y práctica ya que no requiere mas indicaciones que las que a continuación se mencionan

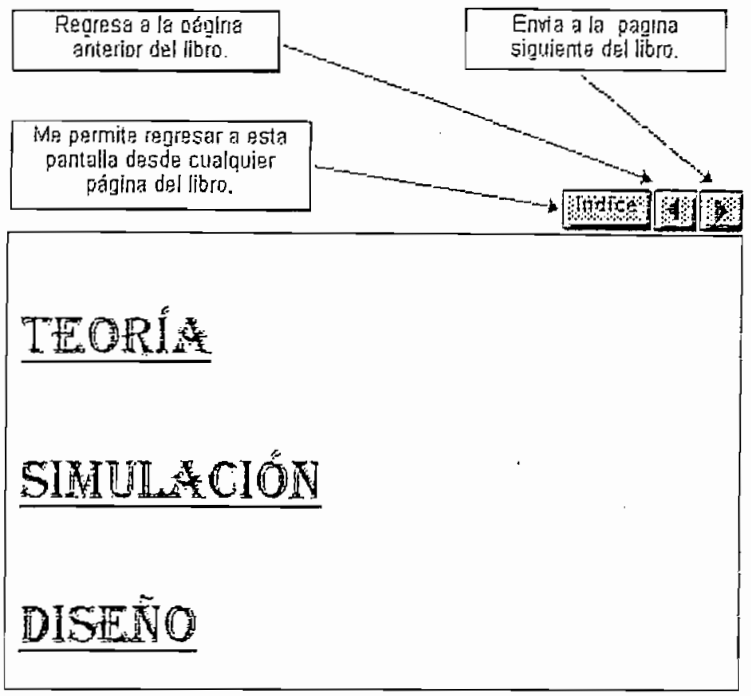
1.- Luego de ingresar al programa Microondas, tendremos la siguiente pantalla:

Si la barra de herramientas (**a**) se encuentra en la pantalla se sabrá que se esta en el nivel de editor, por lo cual presionaremos **F3** para pasar al nivel de usuario.

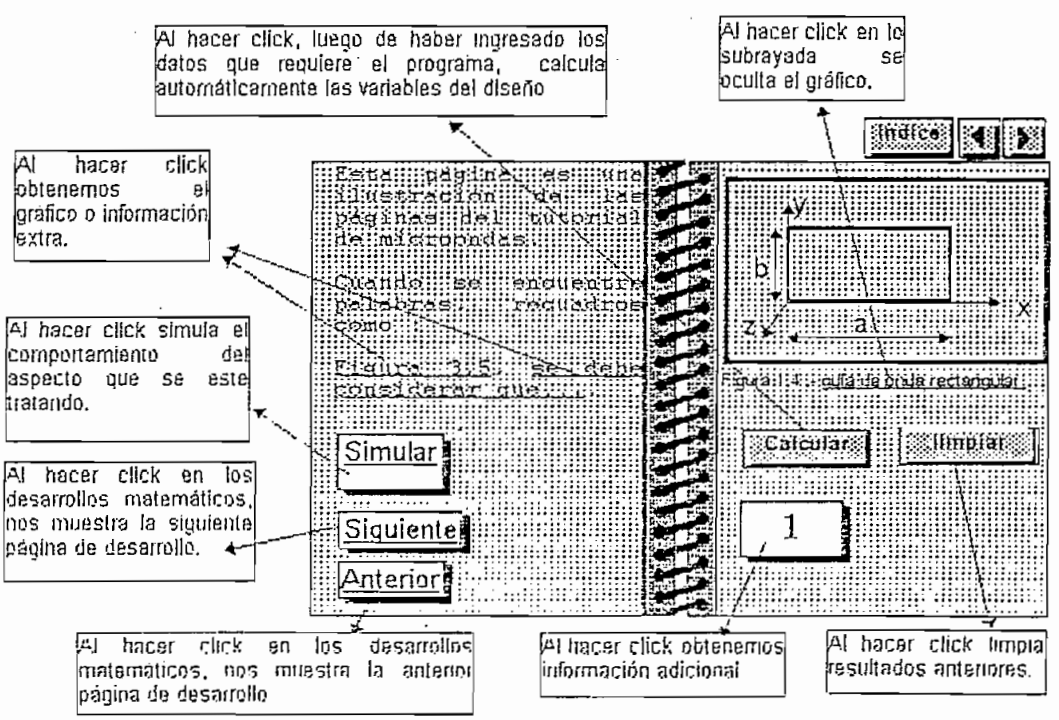
2.- Estando en el nivel de usuario daremos un **click** en la antena (**b**) lo que nos permitirá pasar a la siguiente página del programa, en la que tendremos los tres tópicos del desarrollo de mismo, que son : Teoría, Simulación y diseño.

Al pasar el mause sobre estas palabras subrayadas (en todo el libro) aparecerá un recuadro el mismo que nos indica, que al hacer **un click** en dichas palabras tendremos información adicional sobre el tópico que se este tratando, o mostrará algún gráfico ilustrativo.

También se puede observar tres botones (propiedad del libro), los mismos que tienen la función que se describe en la siguiente presentación



3.- En las siguientes páginas tendremos la siguiente presentación, en la cual encontraremos características propias de la página, y que tienen la función que se detalla en la siguiente ilustración



4.- Para cerrar el programa, en cualquier instante y sin importar en que página del libro se encuentre se dará un click en ☒

Con lo cual se presentara en la pantalla lo siguiente

Ante lo cual escogeremos la opción: **N o.**

Coeficiente de Permitividad	
Material	ε_r
Aire	1.0005
Agua (deshidratada)	1
Agua (destilada)	80
Alcohol etílico	25
Ámbar	2.7
Baquelita	4.74
Cloruro de sodio	5.9
Cuarzo (fundido)	3.8
Dióxido de carbono	1.001
Dióxido de titanio	100
Esteatita	5.8
Ferrita (NiZn)	12.4
Germanio	16
Hielo	4.2
Hule	2.5 - 3
Madera (seca)	1.5 - 4
Mica	5.4
Neopreno	6.6
Nieve	3.3
Nylon	3.5
Óxido de aluminio	8.8
Papel	3
Piranol	4.4
Plexiglas	3.45
Poliestireno	2.56
Polietileno	2.26
Polipropileno	2.25
Porcelana (proceso seco)	6
Sílice o SiO2 (fundida)	3.8
Silicio	11.8
Teflón	2.1
Tierra (seca)	2.8
Titano de bario	1200
Vidrio	4 - 7
Vidrio pirex	4

Coeficiente de Permeabilidad	
Material	μ_r
Bismuto	0.9999986
Parafina	0.99999942
Madera	0.9999995
Plata	0.99999981
Aluminio	1.00000065
Berilio	1.00000079
Cloruro de níquel	1.00004
Sulfato de manganeso	1.0001
Níquel	50
Hierro calado	60
Cobalto	60
Limadura de fierro	100
Acero de máquina	300
Ferrita (ordinaria)	1000
Permalloy 45 (fe - Ni)	2500
Fe para transformador	3000
Fe con silicio	3500
Fe (hierro puro)	4000
Mumetal	20000
Sendust	30000
Supermalloy	100000

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, [1]		Dimensiones : cm / pulgadas						TE10 (Modo recomendado), rango de operación nominal	
E I A WR ( )	M I L RG ( ) / U	Material	Interior	Tolerancia	Exterior	Tolerancia	Espesor nominal de la pared [2]	Frecuencia , GHz	longitud de onda λ cm
2300		Aluminio	58.420×29.100	± 0.051	59.055×59.845	± 0.051	0.317	0.32 - 0.49	93.68 - 61.18
			23.000×11.500	± 0.020	23.250×11.750	± 0.020	0.125		
2100		Aluminio	53.340×26.670	± 0.051	53.975×27.305	± 0.051	0.317	0.35 - 0.53	85.65 - 56.56
			21.000×10.500	± 0.020	21.250×10.750	± 0.020	0.125		
1800	201	Aluminio	45.720×22.860	± 0.051	46.355×23.495	± 0.051	0.317	0.41 - 0.625	73.11 - 47.96
			18.000×9.000	± 0.020	18.250×9.250	± 0.020	0.125		
1500	202	Aluminio	38.100×19.050	± 0.038	38.735×19.685	± 0.038	0.317	0.49 - 0.75	61.18 - 39.97
			15.000×7.500	± 0.015	15.250×7.750	± 0.015	0.125		
1150	203	Aluminio	29.210×14.605	± 0.038	29.845×15.240	± 0.038	0.317	0.64 - 0.96	46.84 - 31.23
			11.500×5.750	± 0.015	11.750×6.000	± 0.015	0.125		
975	204	Aluminio	24.765×12.382	± 0.025	25.400×13.017	± 0.025	0.317	0.75 - 1.12	39.95 - 26.76
			9.750×4.875	± 0.010	10.000×5.125	± 0.010	0.125		
770	205	Aluminio	19.588×9.779	± 0.013	20.193×10.414	± 0.013	0.317	0.96 - 1.45	31.23 - 20.67
			7.700×3.850	± 0.005	7.950×4.100	± 0.005	0.125		
650	69	Bronce	16.510×8.255	± 0.013	16.916×8.661	± 0.013	0.203	1.12 - 1.70	26.76 - 17.63
			6.500×3.250	± 0.005	6.660×3.410	± 0.005	0.080		
650	103	Aluminio	16.510×8.255	± 0.013	16.916×8.661	± 0.013	0.203	1.12 - 1.70	26.76 - 17.63
			6.500×3.250	± 0.005	6.660×3.410	± 0.005	0.080		
510	103	Aluminio	12.954×6.477	± 0.013	13.360×6.883	± 0.013	0.203	1.45 - 2.20	20.67 - 13.62
			5.100×2.250	± 0.005	5.260×2.710	± 0.005	0.080		
430	104	Bronce	10.922×5.461	± 0.013	11.328×5.867	± 0.013	0.203	1.70 - 2.60	17.63 - 11.53
			4.300×2.150	± 0.005	4.460×2.310	± 0.005	0.080		

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, [1]		Dimensiones : cm pulgadas						TE10 (Modo recomendado), rango de operación nominal	
E I A WR ( )	M I L RG ( ) / U	Material	Interior	Tolerancia	Exterior	Tolerancia	Espesor nominal de la pared [2]	Frecuencia , GHz	longitud de onda λ cm
430	105	Aluminio	10.922×5.461	± 0.013	11.328×5.867	± 0.013	0.203	1.170 - 2.60	17.63 -11.53
			4.300×2.150	± 0.005	4.460×2.310	± 0.005	0.080		
340	112	Bronce	8.638×4.318	± 0.013	9.042×4.724	± 0.013	0.203	2.20 - 3.30	13.63 -9.08
			3.400×1.700	± 0.005	3.560×1.860	± 0.005	0.080		
340	113	Aluminio	8.638×4.318	± 0.013	9.042×4.724	± 0.013	0.203	2.20 - 3.30	13.63 -9.08
			3.400×1.700	± 0.005	3.560×1.860	± 0.005	0.080		
284	48	Bronce	7.214×3.404	± 0.013	7.620×3.810	± 0.013	0.203	2.60 - 3.95	11.53 -7.59
			2.840×1.340	± 0.005	3.000×1.500	± 0.005	0.080		
284	75	Aluminio	7.214×3.404	± 0.013	7.620×3.810	± 0.013	0.203	2.60 - 3.95	11.53 -7.59
			2.840×1.340	± 0.005	3.000×1.500	± 0.005	0.080		
229		Aluminio	5.817×2.908	± 0.013	6.142×3.233	± 0.013	0.163	3.30 - 4.90	9.08 -6.12
			2.290×1.145	± 0.005	2.418×1.273	± 0.005	0.064		
187	49	Bronce	4.755×2.215	± 0.013	5.080×2.540	± 0.013	0.163	3.95 - 5.85	7.59 -5.12
			1.872×0.872	± 0.005	2.000×1.000	± 0.005	0.064		
187	95	Aluminio	4.755×2.215	± 0.013	5.080×2.540	± 0.013	0.163	3.95 - 5.85	7.59 -5.12
			1.872×0.872	± 0.005	2.000×1.000	± 0.005	0.064		
159		Aluminio	4.039×2.019	± 0.010	4.364×2.344	± 0.010	0.163	4.90 - 7.05	6.12 -4.25
			1.590×0.795	± 0.004	1.718×0.923	± 0.004	0.064		
137	50	Bronce	3.485×1.580	± 0.010	3.810×1.905	± 0.010	0.163	5.85 - 8.20	5.12 -3.66
			1.372×0.622	± 0.004	1.500×0.750	± 0.004	0.064		
137	106	Aluminio	3.485×1.580	± 0.010	3.810×1.905	± 0.010	0.163	5.85 - 8.20	5.12 -3.66
			1.372×0.622	± 0.004	1.500×0.750	± 0.004	0.064		

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, [1]		Dimensiones : cm pulgadas						TE10 (Modo recomendado), rango de operación nominal	
E I A WR ( )	M I L RG ( ) / U	Material	Interior	Tolerancia	Exterior	Tolerancia	Espesor nominal de la pared [2]	Frecuencia , GHz	longitud de onda λ cm
112	51	Bronce	2.850×1.262	± 0.010	3.175×1.587	± 0.010	0.163	7.05 - 10.00	4.25 -2.99
			1.122×0.497	± 0.004	1.250×0.625	± 0.004	0.064		
112	68	Aluminio	2.850×1.262	± 0.010	3.175×1.587	± 0.010	0.163	7.05 - 10.00	4.25 -2.99
			1.122×0.497	± 0.004	1.250×0.625	± 0.004	0.064		
90	52	Bronce	2.286×1.016	± 0.008	2.540×1.270	± 0.008	0.127	8.20 - 12.40	3.66 -2.42
			0.900×0.400	± 0.003	1.000×0.500	± 0.003	0.050		
90	67	Aluminio	2.286×1.016	± 0.008	2.540×1.270	± 0.008	0.127	8.20 - 12.40	3.66 -2.42
			0.900×0.400	± 0.003	1.000×0.500	± 0.003	0.050		
75		Aluminio	1.905×0.952	± 0.008	2.159×1.206	± 0.008	0.127	10.00 - 15.00	2.99 -2.00
			0.750×0.375	± 0.003	0.850×0.475	± 0.003	0.050		
62	91	Bronce	1.580×0.790	± 0.0063	1.783×0.993	± 0.008	0.102	12.4 - 18.00	2.42 -1.66
			0.622×0.311	± 0.0025	0.702×0.391	± 0.003	0.040		
62		Aluminio	1.580×0.790	± 0.0063	1.783×0.993	± 0.008	0.102	12.4 - 18.00	2.42 -1.66
			0.622×0.311	± 0.0025	0.702×0.391	± 0.003	0.040		
62	107	Plata	1.580×0.790	± 0.0063	1.783×0.993	± 0.008	0.102	12.4 - 18.00	2.42 -1.66
			0.622×0.311	± 0.0025	0.702×0.391	± 0.003	0.040		
51		Plata	1.295×0.648	± 0.0063	1.499×0.851	± 0.008	0.102	15.00 - 22.00	2.00 -1.36
			0.510×0.255	± 0.0025	0.590×0.335	± 0.003	0.040		
42	53	Bronce	1.067×0.432	± 0.0051	1.270×0.635	± 0.008	0.102	18.00 - 26.50	1.66 -1.13
			0.420×0.170	± 0.0020	0.500×0.250	± 0.003	0.040		
42	121	Aluminio	1.067×0.432	± 0.0051	1.270×0.635	± 0.008	0.102	18.00 - 26.50	1.66 -1.13
			0.420×0.170	± 0.0020	0.500×0.250	± 0.003	0.040		

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, [1]		Dimensiones : cm pulgadas						TE10 (Modo recomendado), rango de operación nominal	
E I A WR ( )	M I L RG ( ) / U	Material	Interior	Tolerancia	Exterior	Tolerancia	Espesor nominal de la pared [2]	Frecuencia , GHz	longitud de onda λ cm
42	66	Plata	1.067×0.432	± 0.0051	1.270×0.635	± 0.008	0.102	18.00 - 26.50	1.66 -1.13
			0.420×0.170	± 0.0020	0.500×0.250	± 0.003	0.040		
34		Plata	0.864×0.432	± 0.0051	1.067×0.635	± 0.008	0.102	22.00 - 33.00	1.36 -0.91
			0.340×0.170	± 0.0020	0.420×0.250	± 0.003	0.040		
28		Bronce	0.711×0.356	± 0.0038	0.914×0.559	± 0.005	0.102	26.50 - 40.00	1.13 -0.75
			0.280×0.140	± 0.0015	0.360×0.220	± 0.002	0.040		
28		Aluminio	0.711×0.356	± 0.0038	0.914×0.559	± 0.005	0.102	26.50 - 40.00	1.13 -0.75
			0.280×0.140	± 0.0015	0.360×0.220	± 0.002	0.040		
28	96	Plata	0.711×0.356	± 0.0038	0.914×0.559	± 0.005	0.102	26.50 - 40.00	1.13 -0.75
			0.280×0.140	± 0.0015	0.360×0.220	± 0.002	0.040		
22		Bronce	0.569×0.284	± 0.0025	0.772×0.488	± 0.005	0.102	33.00 - 50.00	0.91 -0.60
			0.224×0.112	± 0.0010	0.304×0.192	± 0.002	0.040		
22	97	Plata	0.569×0.284	± 0.0025	0.772×0.488	± 0.005	0.102	33.00 - 50.00	0.91 -0.60
			0.224×0.112	± 0.0010	0.304×0.192	± 0.002	0.040		
19		Plata	0.477×0.239	± 0.0025	0.681×0.442	± 0.005	0.102	40.00 - 60.00	0.75 -0.50
			0.188×0.094	± 0.0010	0.268×0.174	± 0.002	0.040		
15		Bronce	0.376×0.188	± 0.0025	0.579×0.391	± 0.005	0.102	50.00 - 75.00	0.60 -0.40
			0.148×0.074	± 0.0010	0.228×0.154	± 0.002	0.040		
15	98	Plata	0.376×0.188	± 0.0025	0.579×0.391	± 0.005	0.102	50.00 - 75.00	0.60 -0.40
			0.148×0.074	± 0.0010	0.228×0.154	± 0.002	0.040		
12		Bronce	0.310×0.155	± 0.0013	0.513×0.358	± 0.005	0.102	60.00 - 90.00	0.50 -0.33
			0.122×0.061	± 0.0005	0.202×0.141	± 0.002	0.040		

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, [1]		Dimensiones : cm pulgadas						TE10 (Modo recomendado), rango de operación nominal	
E I A WR ( )	M I L RG ( ) / U	Material	Interior	Tolerancia	Exterior	Tolerancia	Espesor nominal de la pared [2]	Frecuencia , GHz	longitud de onda λ cm
12	99	Plata	0.310×0.155	± 0.0013	0.513×0.358	± 0.005	0.102	60.00 - 90.00	0.50 - 0.33
			0.122×0.061	± 0.0005	0.202×0.141	± 0.002	0.040		
10		Plata	0.254×0.127	± 0.0013	0.457×0.330	± 0.005	0.102	75.00 -110.00	0.40 - 0.27
			0.100×0.050	± 0.0005	0.180×0.130	± 0.002	0.040		
8	138	Plata	0.203×0.102	± 0.0008	0.396 diam.	± 0.003		90.00 -140.00	0.333 - 0.214
			0.080×0.040	± 0.0003	0.156 diam.	± 0.001			
7	136	Plata	0.165×0.0825	± 0.00063	0.396 diam.	± 0.003		110.00 -170.00	0.272 - 0.176
			0.065×0.0325	± 0.00025	0.156 diam.	± 0.001			
5	135	Plata	0.129×0.0647	± 0.00063	0.396 diam.	± 0.003		140.00 -220.00	0.214 - 0.136
			0.051×0.0255	± 0.00025	0.156 diam.	± 0.001			
4	137	Plata	0.109×0.0546	± 0.00051	0.396 diam.	± 0.003		170.00 -260.00	0.176 - 0.115
			0.043×0.0215	± 0.00020	0.156 diam.	± 0.001			
3	139	Plata	0.0863×0.0431	± 0.00051	0.396 diam.	± 0.003		220.00 -325.00	0.136 - 0.092
			0.034×0.0170	± 0.00020	0.156 diam.	± 0.001			

1 Asociación de Industrias Eléctricas
2 Espesor nominal medio de las paredes entre las dimensiones interiores y exteriores.

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, WR ( )	TE10 (Modo recomendado), Frecuencia, GHz	Longitud de onda λ c, cm	Razón del rango de operación 2 λ / λ c	λ g / λ	Potencia teórica a la frecuencia de operación, [3] MW	Rango teórico de atenuación a la frecuencia dada, [4] dB / m
2300	0.256	116.84	1.60 - 1.05	1.68 - 1.17	153.0 - 212.0	0.0017 - 0.0010
2100	0.281	106.68	1.60 - 1.06	1.68 - 1.18	120.0 - 173.0	0.0018 - 0.0011
1800	0.328	91.44	1.60 - 1.05	1.67 - 1.18	93.4 - 131.9	0.0019 - 0.0012
1500	0.393	76.20	1.61 - 1.05	1.62 - 1.17	67.6 - 93.3	0.0023 - 0.0016
1150	0.513	58.42	1.60 - 1.07	1.82 - 1.18	35.0 - 53.8	0.0042 - 0.0025
975	0.605	49.53	1.61 - 1.08	1.70 - 1.19	27.0 - 38.5	0.0045 - 0.0031
770	0.766	39.12	1.61 - 1.06	1.66 - 1.18	17.2 - 24.1	0.0066 - 0.0045
650	0.908	33.02	1.62 - 1.07	1.70 - 1.18	11.9 - 17.2	0.0104 - 0.0069
650	0.908	33.02	1.62 - 1.07	1.70 - 1.18	11.9 - 17.2	0.0088 - 0.0058
510	1.157	25.91	1.60 - 1.05	1.67 - 1.18	7.5 - 10.7	
430	1.372	21.84	1.61 - 1.06	1.70 - 1.18	5.2 - 7.5	0.0193 - 0.0126
430	1.372	21.84	1.61 - 1.06	1.70 - 1.18	5.2 - 7.5	0.0164 - 0.0108
340	1.736	17.27	1.58 - 1.05	1.78 - 1.22	3.1 - 4.5	0.0288 - 0.0188
340	1.736	17.27	1.58 - 1.05	1.78 - 1.22	3.1 - 4.5	0.0246 - 0.0161
284	2.078	14.43	1.60 - 1.05	1.67 - 1.17	2.2 - 3.2	0.0362 - 0.0247
284	2.078	14.43	1.60 - 1.05	1.67 - 1.17	2.2 - 3.2	0.0308 - 0.0210
229	2.557	11.63	1.56 - 1.05	1.62 - 1.17	1.6 - 2.2	0.0308 - 0.0210
187	3.152	9.510	1.60 - 1.08	1.67 - 1.19	1.4 - 2.0	0.0682 - 0.0472
187	3.152	9.510	1.60 - 1.08	1.67 - 1.19	1.4 - 2.0	0.0581 - 0.0367
159	3.711	8.078	1.51 - 1.05	1.52 - 1.19	1.79 - 1.0	
137	4.301	6.970	1.47 - 1.05	1.48 - 1.17	1.56 - 0.71	0.0942 - 0.0755
137	4.301	6.970	1.47 - 1.05	1.48 - 1.17	1.56 - 0.71	0.0804 - 0.0636
112	5.259	5.700	1.49 - 1.05	1.51 - 1.17	1.35 - 0.46	0.135 - 0.105
112	5.259	5.700	1.49 - 1.05	1.51 - 1.17	1.35 - 0.46	0.115 - 0.090
90	6.557	4.572	1.60 - 1.06	1.68 - 1.18	1.20 - 0.29	0.212 - 0.147
90	6.557	4.572	1.60 - 1.06	1.68 - 1.18	1.20 - 0.29	0.180 - 0.126

Guías de onda rectangulares rígidas normalizadas

Designación de guías de onda, WR ( )	TE10 (Modo recomendado), Frecuencia, GHz	Longitud de onda λ c, cm	Razón del rango de operación 2 λ / λ c	λ g / λ	Potencia teórica a la frecuencia de operación, [3] MW	Rango teórico de atenuación a la frecuencia dada, [4] dB / m
75	7.868	3.810	1.57 - 1.05	1.64 - 1.17	1.17 - 0.23	
62	9.486	3.160	1.53 - 1.05	1.55 - 1.18	1.12 - 0.16	0.312 - 0.273
62	9.486	3.160	1.53 - 1.05	1.55 - 1.18	1.12 - 0.16	
62	9.486	3.160	1.53 - 1.05	1.55 - 1.18	1.12 - 0.16	0.201 - 0.176
51	11.574	2.590	1.54 - 1.05	1.58 - 1.18	1.080 - 0.107	
42	14.047	2.134	1.56 - 1.06	1.60 - 1.18	1.043 - 0.058	0.679 - 0.486
42	14.047	2.134	1.56 - 1.06	1.60 - 1.18	1.043 - 0.058	0.577 - 0.414
42	14.047	2.134	1.56 - 1.06	1.60 - 1.18	1.043 - 0.058	0.436 - 0.312
34	17.328	1.730	1.57 - 1.05	1.62 - 1.18	1.034 - 0.048	
28	21.081	1.422	1.59 - 1.05	1.65 - 1.17	0.022 - 0.031	
28	21.081	1.422	1.59 - 1.05	1.65 - 1.17	0.022 - 0.031	
28	21.081	1.422	1.59 - 1.05	1.65 - 1.17	0.022 - 0.031	0.719 - 0.492
22	26.342	1.138	1.60 - 1.05	1.67 - 1.17	0.014 - 0.020	
22	26.342	1.138	1.60 - 1.05	1.67 - 1.17	0.014 - 0.020	1.05 - 0.686
19	31.357	0.956	1.67 - 1.05	1.63 - 1.16	0.011 - 0.015	
15	39.863	0.752	1.60 - 1.06	1.67 - 1.17	0.0063 - 0.0090	
15	39.863	0.752	1.60 - 1.06	1.67 - 1.17	0.0063 - 0.0090	1.74 - 1.28
12	48.350	0.620	1.61 - 1.06	1.68 - 1.18	0.0042 - 0.0060	
12	48.350	0.620	1.61 - 1.06	1.68 - 1.18	0.0042 - 0.0060	3.06 - 1.71
10	59.010	0.508	1.57 - 1.06	1.61 - 1.18	0.0030 - 0.0041	
8	73.840	0.406	1.64 - 1.05	1.75 - 1.17	0.0018 - 0.0026	4.99 - 3.25
7	90.840	0.330	1.64 - 1.06	1.77 - 1.18	0.0012 - 0.0017	5.35 - 4.50
5	115.750	0.259	1.65 - 1.05	1.78 - 1.17	0.00071 - 0.00107	10.4 - 6.33
4	137.520	0.218	1.61 - 1.05	1.69 - 1.17	0.00052 - 0.00075	12.6 - 8.34
3	173.280	0.173	1.57 - 1.06	1.62 - 1.18	0.00035 - 0.00047	16.8 - 11.4

3 Coeficiente de ruptura = 1.5 MV / m. Esto representa un factor de seguridad de aproximadamente 2 con respecto al nivel real.
4 Cálculos basados sobre : Aluminio (resistividad = 2.63*10-8 ohm-m), Bronce (resistividad = 7.0*10-8 ohm-m) y Plata (resistividad = 1.62*10-8 ohm-m).

Válvulas y semiconductores para ultrafrecuencias.

Elemento	Frecuencia máxima De utilización	Espectro útil en microondas	Potencia útil (CW)	Potencia útil (impulsos)	Rendimientos	Usos
Triodo	2,5 GHz	-	25 W	-	30 %	A - O
Transistor bipolar	2,5 GHz	-	5 W	-	40 %	A - O
Magnetrón	30 GHz	2 - 30 GHz	de 1 kW a 100 W	de 1 MW a 100 kW	del 60 al 35 %	O
Klistrón	10 GHz	1 - 10 GHz	1 kW a (150 a 20) mW	-	del 50 al 15 %	A - O
MESFET	10 GHz	0,4 - 10 GHz	500 mW	-	40 %	A
Tubo de onda progresiva	> 10 GHz	2 - 10 GHz	1 kW	-	50 %	A
LSA (acumulación de carga en espacio limitado	80 GHz	3 - 80 GHz 45 - 80 GHz	- 20 mW	de 3 kW a 10 W -	del 20 al 5 % 5 %	O O
Diodo TRAPATT	10 GHz	1 - 10 GHz	-	de 1,5 kW a 50 W	del 65 al 25 %	O
Diodo GUNN	50 GHz	1 - 50 GHz 5 - 60 GHz	- de 100 a 40 mW	de 300 W a 50 mW -	del 30 al 10 % del 10 al 5 %	O O + A
Diodo VARACTOR	36 GHz	1 - 36	de 2,5 W a 10 GHz de 25 mW a 36 GHz de 25 mW a 36 GHz		del 65 al 15 %	T T T

Uso : O = Oscilador. A = Amplificador T = Triplicador de frecuencia. CW = Onda continua.

BIBLIOGRAFIA

1. ELECTRONICA PRACTICA ; McGraw-Hill. México. MX. Febrero 1998.

2. ELECTRÓNICA EN 30 LECCIONES. TEORIA Y PRACTICA. Marcombo. Barcelona. ES. 1982.

3. GIECOLETTO, L. J. Electronics designeers handbook / McGraw-Hill New York. US. 2 ed. 1997.

4. LAPATINE, SOL. Electrónica en sistemas de comunicación / Limusa. México. MX. 1190.

5. TOMASI, WAYNE. Sistemas de comunicaciones electrónicas / Prentice-Hall. México. MX. 2 ed. 1996.

6. GROB, BERNARD. Circuitos electrónicos y sus aplicaciones / McGraw-Hill. México. MX. 1983.

7. GUPTA, K. C. Microondas / Limusa. México. 1983.

8. WILLIAM H. HAYT. Teoría electromagnética / McGraw-Hill. México. MX. 5 de. 1991.

9. USING ToolBook. A Guide to Building and Working with Books / Asymetrix Corporation. Versión 1.51. 1991.

10. Apuntes teóricos del Ing. Mario Cevallos. E.P.N. Ecuador.