

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

Escuela Nacional de Estudios Profesionales "ARAGON"  
**INGENIERIA**

**CONSIDERACIONES DE DISEÑO DE UN  
MEZCLADOR EN GUIA DE ONDA PARA  
HIPERFRECUENCIAS**

**T E S I S**  
**QUE PARA OBTENER EL TITULO DE**  
**INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**  
**P R E S E N T A**  
**SALOMON CHAVEZ LOPEZ**

**MEXICO, D. F.**

**1985**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

Introducción	I	
CAPITULO I		
Generalidades		
1.1	Guía de Ondas	1
1.10	Modo Transverso Magnético	5
1.11	Modo Transverso Eléctrico	12
1.2	Diodos	17
1.20	Metales y Semiconductores	17
1.21	Aisladores	18
1.22	Impurezas en los Semiconductores	22
1.23	Impurezas Donantes	23
1.24	Impurezas Aceptoras	23
1.25	Comportamiento Eléctrico de una Juntura P-N	25
1.26	Diodo Mezclador	26
1.27	Características del Diodo Mezclador	28
1.3	Cavidades Resonantes	30
1.4	Detección de Potencia en Microondas	45
1.41	Introducción	45
1.42	Rectificadores de Cristal	46
1.43	Los Cristales como Convertidores	48
CAPITULO II		
Consideraciones de Diseño		51
2.1	Propiedades de las Impedancias no lineales	51
2.2	Principios de la Teoría de Redes	59
2.3	Combinación de las Ecuaciones del Mezclador con la Teoría de redes lineales	68
2.31	Admitancia a Frecuencia de la Señal y Frecuencia intermedia	68
2.32	Admitancia a Frecuencia de la Señal, Frecuencia Intermedia y Frecuencia Imagen	70

	Pág.
2.33 Comparación de los Casos de Banda Lateral Unica y Doble Banda Lateral	72
2.4 Efecto de Reactancia Parásita y Resistencia	73
2.5 Cálculo de la Pérdida	83
2.6 Teorema de Bartlett	85
<b>CAPITULO III</b>	
Consideraciones de Construcción	97
<b>CAPITULO IV</b>	
Mediciones	102
4.1 Procedimiento para el Ajuste de un Filtro de Microondas	102
4.2 Calibración del Generador de Señales Modelo 623 B SHF	108
4.3 Mezcla	110
<b>CAPITULO V</b>	
Análisis Económico	116
Conclusiones	117
Bibliografía	118

## INTRODUCCION.

La técnica por medio de la cual una señal de frecuencia alta puede ser convertida a una frecuencia intermedia más baja, (para que sea más fácil amplificar la señal) es una parte muy importante de un sistema de comunicación.

El proceso por el cual la conversión de frecuencia se efectúa, radica fundamentalmente en el uso de un dispositivo, llamado conversor o mezclador, el cual varía su impedancia en una forma no lineal con el voltaje que se le aplica. Cuando dos voltajes senoidales de frecuencia  $f_1$  y  $f_2$  son aplicados a tal dispositivo, en la salida obtenemos nuevas frecuencias dadas por  $nf_1 \pm mf_2$  donde  $n$  y  $m$  son enteros.

En el caso en que a un receptor se le aplican dos frecuencias diferentes, una señal de R.F. ( $f_1$ ) y otra - del oscilador local ( $f_2$ ), la diferencia de frecuencia  $f_1 - f_2$  es entonces la salida o frecuencia intermedia.

Si el voltaje del oscilador local es muy grande comparado con el de la señal de R.F., la conversión puede ser lineal y en consecuencia el voltaje a la salida será -- linealmente proporcional al voltaje de entrada.

Un convertidor está definido como un dispositivo que contiene dentro de su estructura una impedancia no lineal, un oscilador, y una red apropiada de conexión, la cual es capaz de entregar una salida que es linealmente --- proporcional a la entrada en amplitud pero diferentes en frecuencia. El término mezclador ha sido aplicado frecuentemen

te a tal dispositivo, pero cuando el oscilador es incluido - como una componente indispensable el dispositivo puede llamarse convertidor.

Es importante hacer notar que el costo de un mezclador importado es muy elevado, sin embargo es posible - construir un mezclador, con un muy alto porcentaje nacional de material ya que se cuenta con los conocimientos para --- hacerlo. Por supuesto que el costo del dispositivo estaria muy por debajo del que se importara. El objetivo de este -- trabajo es dar la pauta a seguir para poder construirlo con la posibilidad de industrializarlo y así desplazar la importación de mezcladores.

## 1.1 GUIAS DE ONDA

En altas frecuencias, las líneas de transmisión y los coaxiales presentan atenuaciones muy elevadas, impidiendo que la transmisión sea eficaz para las longitudes de onda del orden de centímetros, en la región de microondas

Por el motivo anteriormente expuesto se utilizan las guías de onda cuando se trabaja en la región de microondas. Las guías de onda son conductores huecos que pueden tomar varias formas, pero en general se usan las que tienen una sección transversal rectangular o circular.

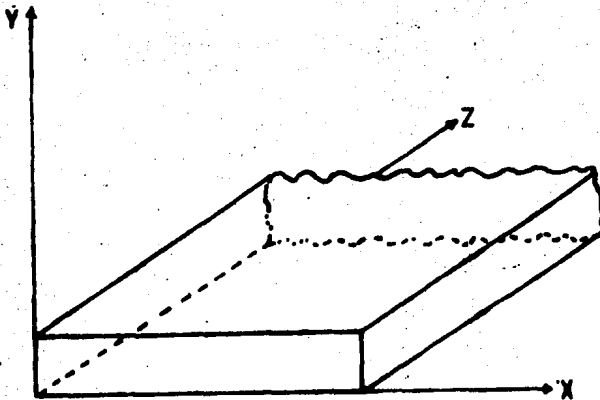


Fig. (1-1) Guía de onda rectangular

Para determinar la configuración del campo - electromagnético dentro de la guía rectangular, se resolverán las ecuaciones de Maxwell, sujetas a las condiciones de frontera en la superficie de los conductores de la guía.

Si suponemos que las paredes que forman la - guía son conductores perfectos se obtienen las condiciones - de frontera.

$$E_{\text{tan}} = 0 \quad ; \quad H_{\text{nor}} = 0$$

Se determinaran las componentes del campo -- magnético (H) y del campo eléctrico (E) en la dirección X e Y utilizando las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de campo.

#### Ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \times H = \bar{J} + \dot{\bar{D}} \quad (1-1)$$

$$\nabla \times E = -\dot{\bar{B}} \quad (1-2)$$

#### Condiciones de campo

$$\bar{D} = \bar{E} \epsilon \quad (1-3)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H} \quad (1-4)$$

$$\bar{J} = \nabla \bar{E} \quad (1-5)$$

Sustituyendo la ecuación (1-3) en (1-1) y la ecuación (1-4) en (1-2) y tomando en cuenta la expresión de una onda armónica para el campo eléctrico y para el campo - magnético, y debido a que la onda viaja por el espacio confi



nado por la gufa en la cual la conductividad (sigma) es ---  
 igual con cero, posteriormente efectuando el producto vectorial para el campo magnético y eléctrico las ecuaciones de -  
 Maxwell resultan.

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J\omega\epsilon \bar{E}_x \quad (1-6)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J\omega\epsilon E_y \quad (1-7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial y} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J\omega\epsilon E_z \quad (1-8)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = - J\omega\mu H_x \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = - J\omega\mu H_y \quad (1-10)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = - J\omega\mu H_z \quad (1-11)$$

De la figura (1-1) se observa que la dirección de propagación de la onda es en Z por lo tanto:

$$H_x = H_{ox} e^{-\gamma z} \quad (1-12)$$

$$H_y = H_{oy} e^{-\gamma z} \quad (1-13)$$

$$E_x = E_{ox} e^{-\gamma z} \quad (1-14)$$

$$E_y = E_{oy} e^{-\gamma z} \quad (1-15)$$

donde  $\gamma$  es la constante de propagación

Derivando con respecto a  $Z$  las ecuaciones -- (1-13), (1-12), (1-15) y (1-14) y sustituyendolas respectivamente en las ecuaciones (1-6), (1-7), (1-9) y (1-10) resulta

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + H_y = J\omega\epsilon E_x \quad (1-16)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} + \gamma H_y = -J\omega\epsilon E_y \quad (1-17)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + \gamma E_y = -J\omega\mu H_x \quad (1-18)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma E_x = J\omega\mu H_y \quad (1-19)$$

De la ecuación (1-16) se despeja  $E_x$  y se sustituye en la ecuación (1-19) y se resuelve para  $H_y$ .

$$H_y = -\frac{J\omega\epsilon}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (1-20)$$

donde  $h^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu\epsilon$

De la ecuación (1-17) se despeja  $E_y$  y se sustituye en la ecuación (1-18) y se resuelve para  $H_x$ .

$$H_x = \frac{J\omega\epsilon}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (1-21)$$

Sustituyendo la ecuación (1-20) en la ecuación (1-19) se obtiene  $E_x$ . Sustituyendo la ecuación (1-21) en la ecuación (1-18) obtenemos  $E_y$ .

$$E_x = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{J\omega\mu}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (1-22)$$

$$E_y = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{j\omega\mu}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (1-23)$$

Las ecuaciones (1-20) a (1-23) dan la relación que existe entre los campos en el interior de la guía. Se observara que si  $H_z$  y  $E_z$  son iguales a cero se obtiene una onda transversal electromagnética (TEM) y todos los campos serían cero dentro de la guía. Por lo tanto para que exista transmisión en guías de onda, debiera existir una componente en la dirección  $z$ ,  $E_z$  o  $H_z$ .

Si  $E_z \neq 0$  y  $H_z = 0$  se tendra el modo transverso magnético. Si  $E_z = 0$  y  $H_z \neq 0$  se tendra el modo transverso eléctrico.

#### 1.10 MODO TRANSVERSO MAGNETICO

En este modo de transmisión  $H_z = 0$  y se determina la componente  $E_z$  de la siguiente forma: Para una guía de ondas rectangular las condiciones de frontera son las siguientes:

$$E_x = E_z = 0 \quad \text{en } y = 0 ; y = b$$

$$E_y = E_z = 0 \quad \text{en } x = 0 ; x = a$$

La constante de propagación se expresara de la siguiente forma:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu (\tau + j\omega\epsilon)} = \alpha + j\beta \quad (1-24)$$

Debido a que las ondas se desplazan en el interior de la guía la conductividad es igual a cero y la ecuación (1-24) resulta:

$$\gamma = J\omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (1-25)$$

ahora de la ecuación de onda

$$\nabla^2 E_z = \gamma^2 E_z \quad (1-26)$$

Sustituyendo la ecuación (1-25) en la ecuación (1-26).

$$\nabla^2 E_z = (J\omega \sqrt{\mu\epsilon})^2 E_z = -\omega^2 \mu\epsilon E_z \quad (1-27)$$

Desarrollando el laplaciano de la ecuación (1-27) y tomando en cuenta la expresión de una onda armónica para el campo eléctrico la ecuación (1-27) resulta.

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + h^2 E_z = 0 \quad (1-28)$$

La ecuación (1-28) es una ecuación diferencial parcial de segundo orden y homogénea cuya solución es la siguiente:

$$E_z = E_0 \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-29)$$

donde:

$$m = 1, 2, 3, \dots$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Sustituyendo la ecuación (1-29) en las ecuaciones (1-20) a (1-23) se obtienen las ecuaciones del modo transversal magnético.

$$H_x = \frac{J\omega\epsilon}{h^2} E_0 \frac{n\pi}{b} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta_z z)} \quad (1-30)$$

$$H_y = \frac{J\omega\epsilon}{h^2} E_0 \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta_z z)} \quad (1-31)$$

$$H_z = 0 \quad (1-32)$$

$$E_x = -\frac{J\beta}{h^2} E_0 \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta_z z)} \quad (1-33)$$

$$E_y = -\frac{J\beta}{h^2} E_0 \frac{n\pi}{b} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta_z z)} \quad (1-34)$$

$$E_z = E_0 \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta_z z)} \quad (1-35)$$

donde:

$$A = \frac{n\pi}{b} \quad (1-36)$$

$$B = \frac{m\pi}{a} \quad (1-37)$$

Debido a que  $m$  y  $n$  varían, a cada valor que se les asigna se le denominan modos de transmisión o de propagación, y generalmente el modo TM se cambia por la notación  $TM_{mn}$ . El modo  $TM_{11}$ , que opera a la frecuencia más baja se le llama modo dominante y se obtiene cuando se le asignan los valores de  $m = n = 1$  y se le conoce como el modo  $TM_{11}$ .

En la ecuación (1-35) se nota que si  $m$  ó  $n$  -- son iguales a cero,  $E_z$  también sera igual a cero y en consecuencia se tendra una onda TEM.

Por definición

$$h^2 = A^2 + B^2 \quad (1-38)$$

$$h^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon \quad (1-39)$$

Considerando las ecuaciones (1-36) a (1-39) - se obtiene la constante de propagación para la gufa en el modo TM.

$$\gamma^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2 \mu \epsilon \quad (1-40)$$

$$\gamma^2 = -\beta^2 \quad (1-41)$$

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \left( \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 \right) \quad (1-42)$$

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon - h^2 \quad (1-43)$$

De la ecuación (1-43) se observa que si  $\omega^2 \mu \epsilon > h^2$ ,  $\beta$  es real y por lo tanto habra propagación. Si  $\omega^2 \mu \epsilon < h^2$ ,  $\beta$  sera imaginaria y en consecuencia no habra propagación. El punto de transición se obtiene cuando:

$$h^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (1-44)$$

De la ecuación (1-44)

$$\omega_c = \sqrt{\frac{1}{\omega \epsilon}} \left( \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 \right)^{1/2}$$

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\mu \epsilon}} \left( \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1-45)$$

A  $f_c$  se le llama frecuencia de corte, y representa la frecuencia mínima que puede propagarse en una guía.

La velocidad de fase ( $v_p$ ) es la velocidad de la onda en las paredes de la guía.

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 - \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2}} \quad (1-46)$$

$$v_p = \frac{f}{\sqrt{f^2 \mu \epsilon - \left( \frac{m}{2a} \right)^2 - \left( \frac{n}{2b} \right)^2}} \quad (1-47)$$

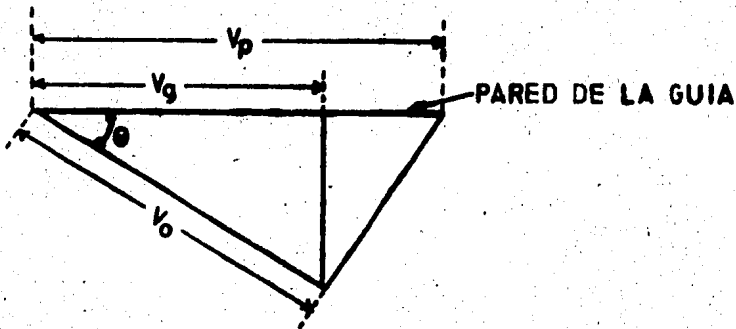


Fig. (1-2) Diagrama de velocidades en una guía de ondas

$v_g$  es la velocidad de la energía en la guía.

$v_o$  es la velocidad del frente de onda en el dieléctrico

De la figura (1-2) se observa que:

$$v_p > v_o$$

pero si  $\omega \gg \omega_c$

$$v_p \approx v_o$$

y además se observa que

$$v_g < v_o$$

$$v_g = v_o \cos \theta \quad (1-48)$$

Las longitudes de onda se definen como:

$$\lambda_o = \frac{v_o}{f}$$

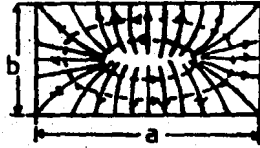
$$\lambda_p = \frac{v_p}{f}$$

$$\lambda_c = \frac{c}{f_c}$$

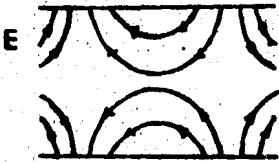
$$\lambda_c = \frac{2}{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (1-49)$$



ONDA T.M.<sub>11</sub>



VISTA DE FRENTE



VISTA LATERAL



VISTA SUPERIOR

Fig. (1-3) Configuración del campo eléctrico y magnético para una guía rectangular para el modo  $TM_{11}$ .

### 1.11 MODO TRANSVERSO ELECTRICO

En este modo de transmisión  $E_z = 0$  y se determina la componente  $H_z$  de la siguiente forma:

de la ecuación de onda

$$\nabla^2 H_z = \gamma^2 H_z \quad (1-50)$$

Sustituyendo la ecuación (1-25) en la ecuación (1-50)

$$\nabla^2 H_z = \omega^2 \mu \epsilon H_z \quad (1-51)$$

Desarrollando el laplaciano de la ecuación (1-51) y tomando en cuenta la expresión de una onda armónica para el campo magnético, la ecuación (1-51) resulta.

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + h^2 H_z = 0 \quad (1-52)$$

La ecuación (1-52) es una ecuación diferencial parcial de segundo orden y homogénea cuya solución es la siguiente.

$$H_z = C_1 C_3 \cos B_x \cos A_y + C_1 C_4 \cos B_x \sin A_y + C_2 C_3 \sin B_x \cos A_y + C_2 C_4 \sin B_x \sin A_y \quad (1-53)$$

Para encontrar el valor de las constantes se aplica el siguiente criterio.

En el modo de propagación transverso eléctrico  $E_z = 0$  y se substituye en las ecuaciones (1-20) a (1-23)

$$H_x = (-\partial/h^2) (\partial H_z/\partial x) \quad (1-54)$$

$$H_y = (-\partial/h^2) (\partial H_z/\partial y) \quad (1-55)$$

$$E_x = (-J\omega\mu/h^2) (\partial H_z/\partial y) \quad (1-56)$$

$$E_y = (J\omega\mu/h^2) (\partial H_z/\partial x) \quad (1-57)$$

Sustituimos la ecuación (1-53) en la ecuación (1-56) y aplicamos las ecuaciones de frontera, resultando.

$$E_x = 0 \quad \text{si} \quad y = 0 \quad ; \quad Y = b$$

$$E_x = \frac{J\omega\mu}{h^2} H_0 \frac{n\pi}{b} \cos B_x \sin \frac{n\pi}{b} y \quad (1-58)$$

$$A = \frac{n}{b} \quad ; \quad \text{Para } n = 1, 2, 3, \dots \text{ y } C_2 = 0$$

Para conocer el valor de B (constante) substituímos la ecuación (1-53) en la ecuación (1-57) y aplicamos las condiciones de frontera.

$$E_y = 0 \quad \text{si} \quad X = 0 \quad ; \quad X = a$$

$$E_y = -\frac{J\omega\mu}{h^2} H_0 \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \quad (1-59)$$

$$B = \frac{m}{a} \quad ; \quad \text{Para } m = 1, 2, 3, \dots \text{ y } C_4 = 0$$

Recordando que  $C_2 = C_4 = 0$  y substituyendo en la ecuación (1-53).

$$H_z = C_1 C_3 \cos B_x \cos A_y \quad (1-60)$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \quad (1-61)$$

Substituyendo la ecuación (1-61) en las ecuaciones (1-54) y (1-55).

$$H_x = \frac{J\beta}{h^2} H_0 \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \quad (1-62)$$

$$H_y = \frac{J\beta}{h^2} H_0 \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \quad (1-63)$$

Finalmente las ecuaciones para el modo transverso eléctrico quedan de la siguiente forma.

$$E_x = \frac{J\omega\mu}{h^2} H_0 \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-64)$$

$$E_y = \frac{-J\omega\mu}{h^2} H_0 \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-65)$$

$$E_z = 0 \quad (1-66)$$

$$H_x = \frac{J\beta}{h^2} H_0 \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-67)$$

$$H_y = (J\beta/h^2) H_0 \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-68)$$

$$H_z = H_0 \cos (m\pi/a) x \cos (n\pi/b) y e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-69)$$

$$A = \frac{n\pi}{b} \quad ; \quad B = \frac{m\pi}{a}$$

El modo dominante  $TE_{mn}$  se obtiene cuando ----  
 $m = 1$  y  $n = 0$ , y las ecuaciones quedan de la siguiente forma

$$TE_{1,0}$$

$$E_x = 0 \quad (1-70)$$

$$E_y = -\frac{J\omega\mu}{h^2} H_0 \frac{\pi}{a} \operatorname{sen} \frac{\pi}{a} x e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-71)$$

$$E_z = 0 \quad (1-72)$$

$$H_x = \frac{J\beta}{h^2} H_0 \frac{\pi}{a} \operatorname{sen} \frac{\pi}{a} x e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-73)$$

$$H_y = 0 \quad (1-74)$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi}{a} x e^{J(\omega t - \beta z)} \quad (1-75)$$

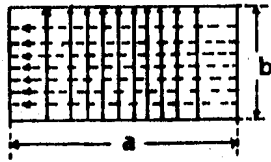
$$\beta = \omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \quad (1-76)$$

$$f_c = \frac{c}{2a} \quad (1-77)$$

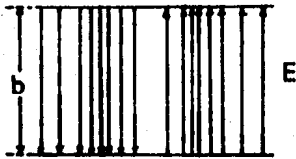
$$\lambda_c = \frac{c}{f_c} = 2a \quad (1-78)$$

$$v_p = \frac{f}{f^2 \mu \epsilon - \left(\frac{1}{2a}\right)^2} \quad (1-79)$$

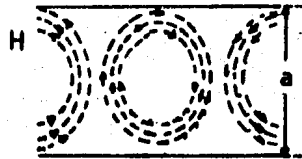
$$V_g = V_0 \cos \theta \quad (1-80)$$



VISTA DE FRENTE



VISTA LATERAL



VISTA SUPERIOR

Fig. (1-4) Configuración del campo eléctrico y magnético de una guía rectangular para el modo  $TE_{10}$

## 1.2 DIODOS

### 1.20 METALES Y SEMICONDUCTORES

La mayoría de conductores sólidos de la electricidad pueden clasificarse como metales o como semiconductores. Como la corriente es una manifestación del movimiento de carga por el interior de un material, será necesario examinar el origen y comportamiento de la carga capaz de moverse a fin de comprender el proceso de conducción de un material. Los ejemplos más comunes de semiconductores son el germanio y el silicio, se diferencian de los metales en varios aspectos. La diferencia más fundamental es que, a nivel microscópico, los semiconductores conducen la corriente eléctrica por medio de dos modos que son independientes del movimiento de los electrones. Aún cuando uno de ellos puede describirse macroscópicamente como circulación de cargas negativas, el otro debe describirse como circulación de cargas positivas. En cambio, los metales sólo conducen por medio de portadores de carga negativa; en un metal no hay portadores móviles de carga positiva.

Los átomos se pueden considerar como minúsculos sistemas solares formados por un núcleo eléctricamente positivo, rodeado por un conjunto de electrones en un número tal que el átomo resulte eléctricamente neutro.

El número de electrones que se hallan en la órbita externa de cada átomo de un elemento, establece la valencia de éste, el germanio y el silicio tienen cuatro electrones de valencia; en las reacciones químicas sólo intervienen los electrones de valencia.

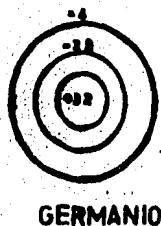
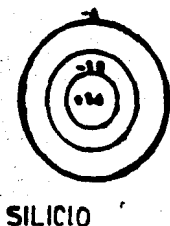


Fig. (1-5)

Cuando los átomos están muy alejados en comparación con los diámetros de las órbitas de sus electrones de valencia, la interacción entre ellos es escasa, y la substancia se presenta en estado gaseoso.

### 1.21 AISLADORES

Los materiales aislantes se caracterizan porque casi todos sus electrones de valencia permanecen fuertemente ligados a sus átomos padres, y como resultado, pocas



son las cargas que pueden moverse a través del material en presencia de un campo eléctrico por lo cual, el aislador es muy pobre conductor de electricidad, y ésto es válido dentro de muy amplios límites de temperatura.

Los electrones de valencia de los átomos de un semiconductor como el silicio, no pueden en su mayor parte, moverse libremente por el interior del semiconductor. En vez de ello, participan en los enlaces covalentes que mantienen unidos los átomos del semiconductor constituyendo una constitución cristalina periódica. En la figura (1-6) puede observarse la forma general de la estructura cristalina de los semiconductores elementales, el germanio y el silicio.

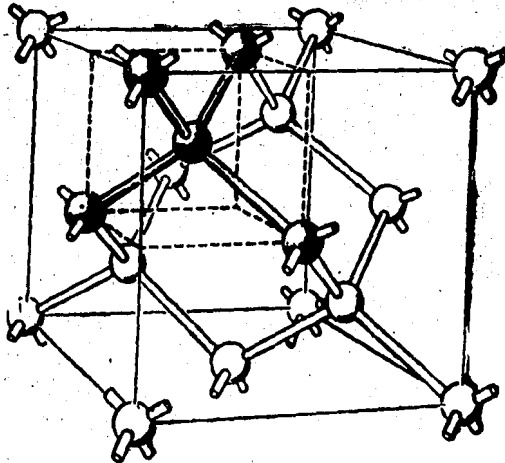
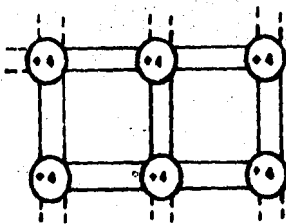


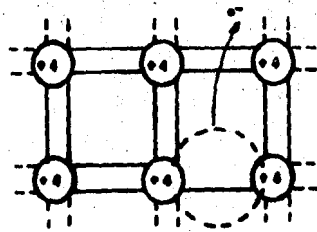
Fig. (1-6) Estructura cristalina del diamante

Se puede representar las características esenciales de esta estructura cristalana en forma bidimensional como se indica en la figura (1-7a). Esta representación, -- conocida con el nombre de modelo bidimensional de enlaces de un semiconductor, describe el caso real tridimensional en -- dos aspectos importantes:

- 1.- Cada átomo esta rodeado de cuatro vecinos equidistantes.
- 2.- Los electrones de valencia, en número de cuatro -- por átomo, son compartidos por igual por los cuatro vecinos más próximos. En consecuencia, cada enlace entre un átomo y uno de sus vecinos más próximos contiene dos electrones.



a) ENLACES COVALENTES COMPLETOS



b) CONSECUENCIA DE LA ROTURA DE UN ENLACE

Fig. (1-7) Modelo bidimensional de enlaces covalentes de un semiconductor.

Un material que tenga la configuración de la figura (1-7a) se comporta como un aislador. La distribución real de los electrones de valencia en un semiconductor difiere en un aspecto importante de la ilustrada en la figura -- (1.7a); al aumentar la temperatura, la energía térmica comunicada a los electrones puede resultar suficiente para que -- al vibrar algunos de éstos se liberen, rompiendo sus ligaduras. Este fenómeno es un proceso de "ionización", que da -- lugar a la aparición de electrones libres, que pueden moverse al azar a través del cristal, dejando tras de sí, átomos ionizados. En la figura (1-7b) se observa este caso. Es -- importante comprender que no es el átomo ionizado el que se mueve, sino que es el estado de ionización el que se transfiere de un átomo a otro.

Los enlaces rotos que existen a temperaturas normales se deben a la vibración térmica aleatoria de los -- electrones de valencia.

La fracción del número total de electrones de valencia que se desprenden de los enlaces covalentes es pe-- queñísima. Por ejemplo, en el germanio a temperatura ambiente existen unos  $10^{13}$  enlaces rotos por centímetro cúbico. -- Como hay unos  $10^{23}$  átomos por centímetro cúbico, tan solo un átomo de entre cada diez mil millones tiene un enlace roto. Estos sucesos, ejercen un gran efecto sobre las propiedades -- eléctricas del semiconductor; haciendo posible la conducción proporcionando portadores de carga.

El material se considera ser conductor, y no aislador, cuando el número de enlaces rotos es del orden de unos  $10^8$  por centímetro cúbico.

Como resultado de los enlaces covalentes rotos existen dos grupos distintos e independientes de portadores de carga que pueden apoyar a las corrientes eléctricas de los semiconductores. Los electrones móviles que se originan cuando escapa un electrón de valencia de un enlace constituyen una clase de portadores de carga. Estos electrones de conducción, que tienen una carga negativa  $q$ , (el símbolo  $q$  representa la magnitud de la carga electrónica;  $q = 1.6 \times 10^{-19}$  C.) pueden viajar por el interior del semiconductor, originando así una corriente.

El otro portador de carga está asociado a los electrones de valencia que se mantienen fijos en enlaces covalentes. Evidentemente, un enlace roto está asociado a una región localizada de carga positiva: en la proximidad del enlace roto existe un exceso de carga iónica positiva sobre la carga electrónica negativa, y el exceso vale  $+q$ . Esta región de carga positiva se denomina hueco porque resulta de un defecto o vacante en la estructura de enlaces. Al combinarse un hueco con un electrón liberan energía en igual cantidad que la que fue necesaria para romper la ligadura. A esta liberación de energía se llama fotón.

## 1.22. IMPUREZAS EN LOS SEMICONDUCTORES

En un semiconductor, los huecos y electrones no suelen estar presentes en cantidades iguales y se debe extender el modelo de manera que pueda explicarse la diferencia entre las concentraciones de electrones y huecos. Estas concentraciones se ven fuertemente alteradas por la presencia de pequeñas cantidades de impurezas, que se agregan al semiconductor cuando se fabrica. Estas impurezas son de las dos clases siguientes:

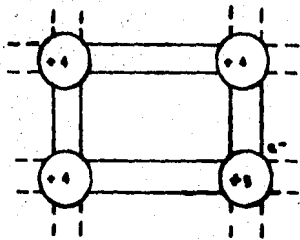
### 1.23. IMPUREZAS DONANTES

Son elementos que tienen cinco electrones de valencia en vez de los cuatro que caracterizan al germanio y al silicio. Las impurezas donantes son el fósforo, el arsénico y el antimonio. Los átomos de estos contaminantes encajan fácilmente en la estructura cristalina del semiconductor anfitrión. Sin embargo, como las impurezas donantes tienen cinco electrones de valencia en vez de cuatro, queda suelto un electrón de valencia, y este electrón sobrante queda muy débilmente unido al átomo de impureza; en el dominio de temperaturas en que suelen funcionar los dispositivos semiconductores, se disocia el electrón sobrante del átomo de impureza y se moverá por el semiconductor como un electrón de conducción más. Es decir, el átomo de impureza se ioniza. - El ion de impureza que contiene una carga  $+5q$ , representa una carga positiva inmóvil. Puede observarse esta situación en la figura (1-8). Lo importante es que la ionización de un átomo de impureza donante da lugar a un electrón de conducción y a una carga iónica positiva inmóvil; y no se rompen enlaces.

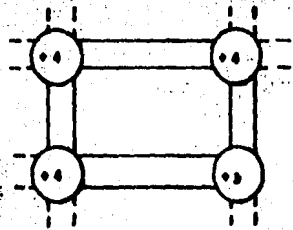
### 1.24. IMPUREZAS ACEPTADORAS

Son elementos que tienen tres electrones de valencia en vez de cuatro, tales como el boro, el indio y el aluminio. Estos átomos tienen un electrón de valencia menos que los necesarios para completar los enlaces covalentes. - Así pues, en la estructura de enlaces habrá un hueco asociado a cada átomo aceptador. Este hueco está débilmente unido al átomo aceptador, con lo que a temperaturas normales se disocia del átomo aceptador y se mueve libremente por el semiconductor. El ion aceptador constituye entonces una carga

negativa local inmóvil, tiene un protón nuclear menos que -- los necesarios para equilibrar la carga negativa de los elec trones de enlace. En la figura (1-8b) se ilustra este caso. Lo esencial es que un átomo ionizado de impureza aceptadora origina un hueco móvil y una carga negativa inmóvil sin romper enlaces covalentes.



a) UN ÁTOMO DONANTE TIENE CINCO ELECTRONES DE VALENCIA



b) UN ÁTOMO ACEPTADOR TIENE TRES ELECTRONES DE VALENCIA

Fig. (1-8) Representación esquemática de impu rezas en el modelo bidimensional - de enlaces covalentes

Quando un semiconductor contiene igual canti- dad de huecos y electrones se denomina intrínseco porque sus

propiedades eléctricas dependen del material semiconductor y no al resultado de la presencia de impurezas. En cambio, si un semiconductor contiene una cantidad importante de átomos donantes, tendrá más electrones que huecos y se le denomina semiconductor del tipo n por ser negativa la carga de los portadores predominantes. Si hubiera una cantidad importante de átomos aceptadores, en vez de donantes habrían más huecos que electrones y se diría que el material es del tipo p por ser positiva la carga de los portadores predominantes.

Los materiales del tipo n y del tipo p se denominan semiconductores extrínsecos porque sus propiedades eléctricas las rigen más las impurezas que el propio semiconductor.

El portador que tenga mayor concentración se denomina portador mayoritario, y el menor, portador minoritario. Por tanto, en un semiconductor extrínseco tipo n los portadores mayoritarios son los electrones y los minoritarios los huecos, en un material tipo p sucede lo contrario.

Otra definición que debe conocerse bien es el término nivel de Fermi. Acero absoluto, el nivel de Fermi representa el mayor contenido de energía posible que puede tener un electrón.

#### 1.25. COMPORTAMIENTO ELECTRICICO DE UNA JUNTURA PN

A la temperatura del cero absoluto, los electrones donados de la región n y los huecos de la región p, permanecen vinculados a sus átomos padres. Si la temperatura aumenta unos  $300^{\circ}$  K, la energía térmica comunicada a la

estructura cristalina es suficiente para que los átomos de las purezas, liberen a todos sus electrones ó lagunas, creando también nuevos pares de electrón-hueco por ruptura de las ligaduras de valencia.

Los portadores liberados pueden moverse en el cristal comenzando así la difusión de huecos hacia la región n y la difusión de electrones hacia la zona p; al emigrar los electrones y los huecos dejan tras de sí iones donadores o acéptores descubiertos, estas cargas descubiertas dejan o crean en la juntura un campo electrostático que se opone al proceso de difusión, hasta llegar a una condición de equilibrio en la que si el campo electrostático aumenta, la difusión neta de portadores es cero, se crea así a cada lado de la juntura una fina capa en la que practicamente no hay portadores, a esta capa se le conoce con el nombre de: Zona de Transición, Zona de Deserción o Zona de Juntura. Como la diferencia de potencial electrostático es una medida de la energía necesaria para llevar un hueco de la región p a la región n ó un electrón de la región n a la región p, esta diferencia de potencial recibe el nombre de potencia de barrera de la juntura.

#### 1.26. DIODO MEZCLADOR

El diodo que se utiliza en el mezclador es el IN2I o el IN23, a continuación se dan algunas características de él.

El circuito equivalente del diodo se representa en la figura (1-10) donde la resistencia  $R_g$  representa la acción no lineal del potencial de barrera,  $C_j$  la capacitancia en el contacto,  $r$  es la resistencia de bulk del semiconductor.



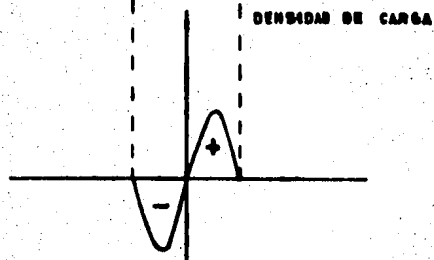
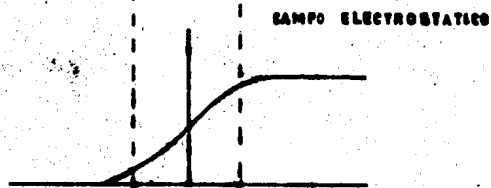
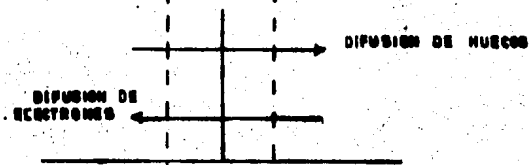
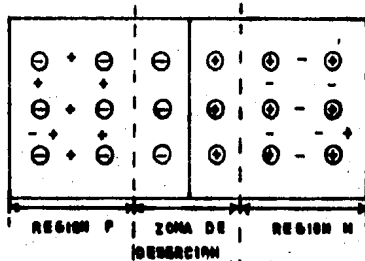
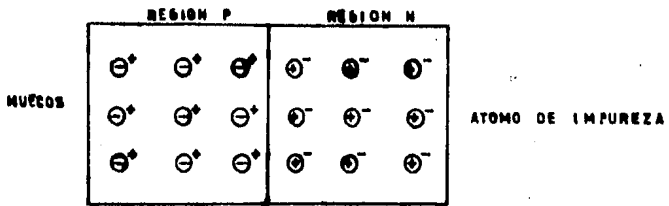


Fig. (1-9) Comportamiento eléctrico de una  
juntura PN

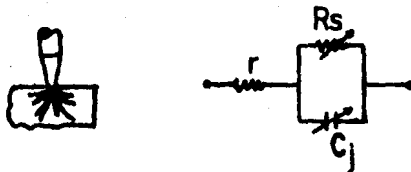


Fig. (1-10)

### 1.27. CARACTERISTICAS DEL DIODO MEZCLADOR

El diodo juega un papel muy importante en el funcionamiento del mezclador. De hecho, el ancho de banda y el funcionamiento del mezclador esta determinado por la calidad de los diodos. Es por lo tanto esencial que los diodos mezcladores sean evaluados antes de usarlos en circuitos mezcladores. La evaluación se hace generalmente midiendo el factor  $n$ ,  $R_s$  y  $f_c$  (frecuencia de corte) del diodo mezclador. El factor  $n$  y  $R_s$  estan definidos p por la caracteristica V-I del diodo polarizado en directa como a continuación se muestra:

$$I = I_0 \exp \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \quad (1-81)$$

donde

- I = Corriente del diodo
- V = Voltaje aplicado
- $I_0$  = Corriente de saturación del diodo
- q = Carga del electrón
- k = Constante de Boltzmann's
- T = Temperatura absoluta
- n = Factor de idealidad del diodo
- $R_s$  = Resistencia del diodo en serie

De la ecuación (1-81) observamos que el factor n y  $R_s$  pueden ser determinados por la característica V-I del diodo.

La frecuencia de corte  $f_c$  de un diodo mezclador esta definido como:

$$f_c = \frac{1}{2 C_j R_s} \quad (1-82)$$

donde

$C_j$  es la capacitancia de la juntura del diodo

La frecuencia de corte dice la última palabra del mezclador para usarlo a frecuencias altas. Es deseable que la frecuencia de corte sea alta para aplicaciones de frecuencia alta. Como se puede observar de la ecuación (2), - para cuando  $f_c$  sea alta,  $C_j$  y  $R_s$  deben ser mínimas. La minimización de  $C_j$  requiere un área pequeña de la juntura del diodo tanto como del uso de una baja concentración de porta-

dores del material semiconductor. Sin embargo, ambas condiciones (área de juntura pequeña y baja concentración del material) incrementa la resistencia en serie del diodo. lo cual nos lleva a una frecuencia de corte más baja (vea ecuación 1-82). Por tanto es necesario alcanzar un compromiso entre las dos condiciones y la frecuencia de corte.

A continuación se anexa una tabla en donde se puede encontrar algunos datos del diodo.

### 1.3. CAVIDADES RESONANTES

Algunas de las aplicaciones más importantes de los circuitos resonantes se pueden encontrar en: circuitos osciladores, amplificadores entonados, wavemetros para medir frecuencia, etc. y abarcan desde unos cuantos hertz hasta frecuencias de la luz. Un ejemplo de un circuito resonante a frecuencias bajas sería como el que se muestra a continuación.

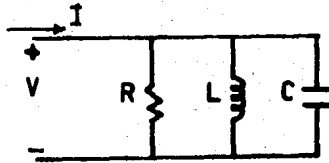


Fig. (1-11) Circuito resonante para baja frecuencia





El circuito de la figura (1-11) es una red en paralelo de parámetros concentrados RLC. Donde R es una resistencia equivalente y representa la pérdida de potencia en el inductor L y en el capacitor C y si se acopla una carga externa también representaría la potencia extraída del circuito resonante. Enseguida se analizarán algunas características de los circuitos resonantes a baja frecuencia.

Cuando el circuito esta en resonancia la impedancia de entrada es real y es igual a la resistencia R, --- además las energías promedio almacenadas en los campos eléctrico y magnético son iguales:

$$W_m = W_e \quad (1-83)$$

La energía promedio variable con el tiempo -- que se almacena en el campo eléctrico en el capacitor es:

$$W_e = (1/4) V V^*C \quad (1-84)$$

Y la energía promedio variable con el tiempo almacenado en el campo magnético alrededor del inductor es:

$$W_m = (1/4\omega^2L) V V^* \quad (1-85)$$

Igualando las ecuaciones se encontrará la frecuencia de resonancia:

$$\omega_0 = 1/ LC \quad (1-86)$$

A continuación se definirá un parámetro importante para todos los sistemas resonantes porque nos especifica el funcionamiento en general de un circuito resonante, es el factor de calidad denotado por  $Q$ . Una definición del factor de calidad sería:

$$Q = \frac{w \text{ (Energía promedio almacenada en el sistema)}}{\text{Pérdida de energía en el sistema}}$$

Para calcular el factor de calidad de la figura (1-11), se debe recordar de que a resonancia  $W_m = W_e$  y, además el valor pico de la energía eléctrica almacenada en el capacitor es  $2W_e$  y esto sucede cuando la energía almacenada en el inductor es cero y viceversa, la energía promedio ( $W$ ) almacenada en el circuito es:

$$W = W_m + W_e = 2 W_m = 2 W_e \quad (1-87)$$

$$W = (1/2) C V V^*$$

La pérdida de potencia es  $\frac{1}{2} G V V^*$  y es la pérdida de energía por segundo, entonces para el circuito de la figura (1-11).

$$Q = \frac{\omega \left( \frac{C V V^*}{2} \right)}{(1/2) G V V^*} = \frac{\omega C}{G} = \omega R C = \frac{R}{\omega L} \quad (1-88)$$

donde;  $w$  es la frecuencia angular

$G = 1/R$ , es la conductancia



Para encontrar una relación que proporcione - una definición alternativa del factor de calidad, nos auxiliaremos de la impedancia de entrada del circuito de la figura (1-11). En la vecindad de resonancia suponemos que:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \quad (1-89)$$

$$Z_{in} = 1/Y_{in}$$

$$Y_{in} = 1/R + j\omega C + 1/j\omega L \quad (1-90)$$

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C} \quad (1-90a)$$

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{j(\omega_0 + \Delta\omega)L} + j(\omega_0 + \Delta\omega)C}$$

Desarrollando  $\frac{1}{j(\omega_0 + \Delta\omega)L}$  y aplicando la ecuación - (1-86).

$$\begin{aligned} \frac{1}{j(\omega_0 + \Delta\omega)L} &= \frac{1}{\frac{jL}{\sqrt{LC}} + j\Delta\omega L} = \frac{1}{jL + j\Delta\omega L \sqrt{LC}} \\ &= \frac{\sqrt{LC}}{jL(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} = \frac{1}{j\omega_0 L(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} \\ &= \frac{1}{j\omega_0 L(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} = \frac{1}{j\omega_0 L} \frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \\ &= \frac{1}{j\omega_0 L(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} = \frac{1}{j\omega_0 L} \frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \end{aligned}$$

Si se considera que  $\Delta\omega/\omega_0$  es muy pequeña, entonces:

$$\frac{1}{1 + \mu} \approx 1 - \mu \dots$$

$$\frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \approx 1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

$$= \frac{1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{J\omega_0 L} = \frac{1}{J(\omega_0 + \Delta\omega)L} \quad (1-91)$$

Sustituyendo la ecuación (1-91) en la ecuación (1-90a).

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{J\omega_0 L} + J\omega_0 C + J\Delta\omega C}$$

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{J\omega_0 L} - \frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{J\omega_0 L} + J\omega_0 C + J\Delta\omega C}$$

$$\text{Dado que } J\omega_0 C + \frac{1}{J\omega_0 L} = 0$$

$$Z_{in} = \frac{1}{\frac{1}{R} - \frac{\Delta\omega}{J\omega_0^2 L} + J\Delta\omega C}$$

$$Z_{in} = \frac{R}{1 + J 2Q(\Delta\omega/\omega_0)}$$

$$Z_{in} = \frac{R}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}} \quad 0^\circ - \gamma \text{ tg } \frac{2Q\Delta\omega}{\omega_0} \quad (1-92)$$

En la figura (1-12) se muestra una gráfica de  $Z_{in}$  en función de  $\Delta\omega/\omega_0$  la cual es una curva típica de resonancia.

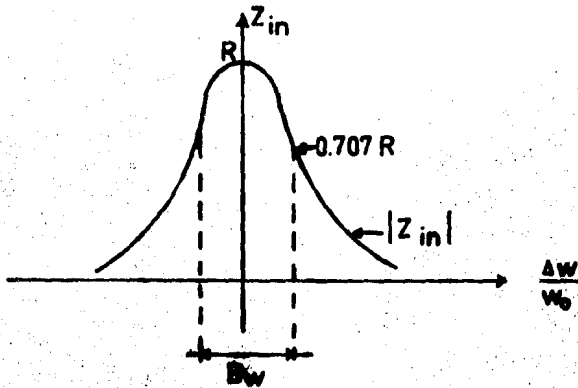


Fig. (1-12) Curva típica de resonancia

Cuando ha decaído la impedancia de entrada a 0.707 de su valor máximo, su ángulo de fase es  $45^\circ$  si  $\omega < \omega_0$  y  $-45^\circ$  si  $\omega > \omega_0$ .

de la ecuación (1-92)

$$\text{Si } 4Q^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2 = 1$$

$$Z_{in} = R/\sqrt{2} = 0.707 R \text{ entonces}$$

$$2Q (\Delta\omega/\omega_0) = 1 \text{ y}$$

$$Q = \omega_0 / 2\Delta\omega = 1/B\omega \quad (1-93)$$

donde  $B\omega$  es el ancho de banda fraccional entre los puntos de valor 0.707 R.

Cuando la resistencia de la figura (1-11) representa únicamente las pérdidas en el circuito resonante, - el factor de calidad definido por la ecuación (1-88) se le llama factor de calidad descargado.

Cuando se acopla una carga externa al circuito resonante, este efecto de carga puede representarse por una resistencia adicional  $R_L$  en paralelo con  $R_L$  a resistencia total es ahora menor, y por tanto la nueva  $Q$  es también pequeña. A esta  $Q$  se le llama la  $Q$  cargada  $Q_L$ .

$$Q_L = \frac{R \ R_L}{\omega L (R + R_L)} \quad (1-94)$$

Cuando el circuito resonante no tenga pérdidas ( $R = 0$ ) y solo este presente la carga externa, a esta  $Q$  se le llama externa y se denota por  $Q_e$ .

$$Q_e = R_L / \omega L \quad (1-95)$$

El empleo de estas definiciones muestran que:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q} \quad (1-96)$$

Otro parámetro de importancia es el factor de amortiguamiento  $\delta$ . Este parámetro mide el valor al cual -- las oscilaciones decaerían si la fuente de excitación fuera quitada, y también nos da la medida de que tan rápido la amplitud de oscilación en el circuito resonante puede necesitar la aplicación de una fuente excitadora. Y el factor de amortiguamiento está definido como:

$$\delta = \frac{\omega}{2Q} \quad (1-97)$$

En sistemas de microondas se emplean como resonadores, secciones de líneas de transmisión y envolturas metálicas llamadas cavidades, en vez de los circuitos de parámetros concentrados. Esto se debe a que los circuitos de parámetros concentrados tienen muchas pérdidas de radiación a frecuencias de microondas.

La figura (1-13) muestra una cavidad rectangular de altura  $b$ , ancho  $a$ , y longitud  $d$ .

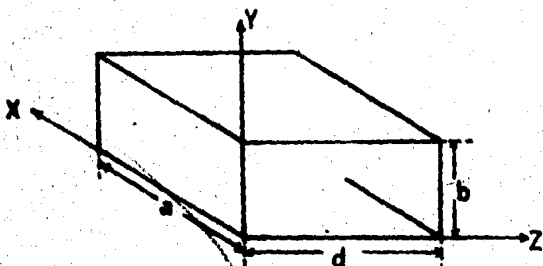


Fig. (1-13) Cavidad Rectangular

La figura (1-13) se puede considerar como una sección de guía de onda rectangular terminada en un circuito corto  $Z = d$ . Si  $d$ , es igual a múltiplos de media longitud de onda de la guía, el patrón de ondas estacionarias resultante sera tal que las componentes "X" e "Y" del campo eléctrico son cero a  $Z = 0$ , y en consecuencia, un circuito corto puede colocarse en  $Z = 0$  como se muestra en la figura (1-14).

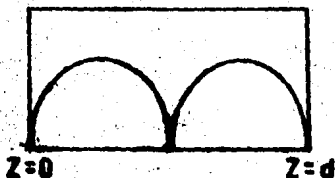


Fig. (1-14) Sección de guía de onda rectangular terminada en c.c. en  $Z = d$ .

La solución al campo de la cavidad rectangular se puede obtener directamente de las soluciones de una guía de onda correspondientes. La constante de propagación para el modo  $TE_{mn}$  ó  $TM_{mn}$  está dada por:

$$\beta_{mn}^2 = \omega_{mn}^2 / v^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (1-98)$$

$$\beta_{mn}^2 = k_x^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (1-99)$$

se requiere:

$$\beta_{mod} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{2} L\lambda = \pi L \quad (1-100)$$

donde,  $l$  es un entero con el fin de que la cavidad tenga de largo múltiplos de media longitud de onda de la guía; así -- cuando  $d$  se ha especificado  $\beta_{mn}$  estará dada por:

$$\beta_{mn} = \frac{L\pi}{d} \quad (1-101)$$

donde  $L = 1, 2, 3, \dots$

Sin embargo esta relación es consistente con la expresión ya conocida solamente para ciertos valores discretos de  $k_x$ , solo si  $k_x = k_{mnL}$  esta dada por:

$$k_{mnL} = \left[ \beta_{mn}^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (1-102)$$

Estos valores particulares de  $k_x$  dan las frecuencias resonantes de la cavidad.

$$k_{mnL} = \left[ \left(\frac{L\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (1-103)$$

$$f_{mnL} = c k_{mnL} / 2\pi \quad (1-104)$$

$$f_{mnl} = C \left( \frac{\ell}{2d} \right)^2 + \left( \frac{m}{2a} \right)^2 + \left( \frac{n}{2b} \right)^2 \quad (1-105)$$

$$f_{mnl} = C \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{\ell\pi}{d} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (1-106)$$

donde  $C$  es la velocidad de la luz.

Notese que hay un número infinito triple de frecuencias resonantes correspondientes a diferentes distribuciones del campo. También observe que hay más de una solución de campo para una frecuencia resonante dada. Para ilustrar el método de solución para los campos en una cavidad rectangular y la evaluación del  $Q$  descargado, se tratará en detalle al modo  $TE_{101}$ .

Si  $b < a < d$ , éste será el modo con la frecuencia de resonancia más baja y corresponde al modo  $TE_{10}$  en una guía de onda rectangular. Los subíndices de modo  $mnl$  indican el número de medias variaciones senoidales en el patrón de onda estacionaria a lo largo de los ejes "X", "Y" y "Z" respectivamente.

Empleando la solución de campo para el modo  $TE_{10}$  se tiene:

$$H_x = \frac{J\beta_{10}\pi}{k_z^2 a} (A^+ e^{-j\beta_{10}z} - A^- e^{j\beta_{10}z}) \sin \frac{\pi x}{a}$$

$$H_y = 0$$

$$H_z = (A^+ e^{-j\beta_{10}z} + A^- e^{j\beta_{10}z}) G_{0z} \frac{\pi x}{a}$$



$$E_x = 0$$

$$E_y = \left( -j \frac{Z_0}{k_0} \frac{\pi}{a} \right) (A^+ e^{-j\beta_{10}Z} + A^- e^{j\beta_{10}Z}) \sin \frac{\pi x}{a}$$

$$E_z = 0$$

Donde  $A^+$  y  $A^-$  son constantes de amplitud para los modos propagándose en las direcciones  $+Z$  y  $-Z$  respectivamente. Para hacer  $E_y = 0$  en  $Z = 0$  y  $Z = d$  se requiere que  $A^- = -A^+$ , así que:

$$A^- e^{-j\beta_{10}Z} + A^- e^{j\beta_{10}Z} = A^+ e^{-j\beta_{10}Z} - A^+ e^{j\beta_{10}Z}$$

$$= A^+ (e^{-j\beta_{10}Z} - e^{j\beta_{10}Z})$$

$$= -A^+ (e^{j\beta_{10}Z} - e^{-j\beta_{10}Z}) = 2jA^+ \sin \beta_{10}Z$$

escogiendo a  $\beta_{10} = \frac{\pi}{d}$  para  $l = 1$  el correspondiente valor de  $k_0 = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$  es así:

$$\omega\sqrt{\mu\epsilon} = k_0 = k_{101} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \quad 1/2$$

$$= \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \beta_{10}^2 \quad 1/2$$

y esto determina la frecuencia de resonancia.

La solución para los campos pueden expresarse de la siguiente manera:

$$E_y = \frac{-2JA^+ \text{sen } \beta_{10} z (-jk_0 z_0 a)}{\pi} \text{sen } \frac{\pi x}{a}$$

$$E_y = \frac{-2A^+ k_{101} z_0 a}{\pi} \text{sen } \frac{\pi x}{a} \text{sen } \frac{\pi}{d} z \quad (1-107)$$

$$H_y = \frac{2JA^+ a}{d} \text{sen } \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi}{d} z \quad (1-108)$$

$$H_z = -2JA^+ \cos \frac{\pi}{a} x \text{sen } \frac{\pi}{d} z \quad (1-109)$$

Notese que el campo magnético esta  $\pm 90^\circ$  fuera de fase con relación al campo eléctrico. Este es siempre el caso en una cavidad sin pérdidas y corresponde a la corriente y el voltaje que estan  $\pm 90^\circ$  fuera de fase uno con respecto al otro en un circuito LC sin pérdidas.

A resonancia las energías promedio-tiempo magnética y eléctrica almacenadas en la cavidad son iguales. La energía eléctrica promedio almacenada estará dada p por

$$W_e = \frac{\epsilon_0}{4} \int_0^a \int_0^b \int_0^d E_y E_y^* dx dy dz \quad (1-110)$$

$$W_e = \frac{\epsilon_0}{4\pi^2} a^3 b d k^2 \frac{z^2}{v} |A^+|^2 \quad (1-111)$$

$$W_m = \frac{\mu_0}{4} \int_0^a \int_0^b \int_0^d (H_x H_x^* + H_z H_z^*) dx dy dz = W_e \quad (1-112)$$

Con el fin de determinar el factor de calidad de la cavidad, las pérdidas originadas por la conductividad finita de las paredes de la cavidad deben calcularse, para pequeñas pérdidas las corrientes superficiales son esencialmente aquéllas asociadas con las soluciones del campo libre de pérdidas (1-106) y (1-107), así la corriente superficial esta dada por:

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H} \quad (1-113)$$

donde  $\hat{n}$  es un vector unitario normal a la superficie y --- dirigido dentro de la cavidad. Entonces la pérdida de potencia en las paredes está dada por:

$$P_L = \frac{R_s}{2} \oint_{\text{Paredes de la guía}} \vec{J}_s \cdot \vec{J}_s^* dl = \frac{R_s}{2} \oint_{\text{Paredes de la guía}} \vec{H} \cdot \vec{H}^* dl$$

$$P_L = \frac{R_s}{2} \int_{\text{Paredes de la guía}} |\vec{H}_{\text{Tangencial}}|^2 dl \quad (1-114)$$

Donde  $R_s = 1/\sigma\delta$  es la parte resistiva de la

impedancia superficial que presenta la pared conductora que tiene una conductividad  $\sigma$ , y para la cual la profundidad de penetración es  $\delta = \left(\frac{2}{\omega\mu\sigma}\right)^{1/2}$ .

En la ecuación (1-114)  $H_{\text{tangencial}}$  es el campo magnético tangencial en la superficie de las paredes de la cavidad sustituyendo las ecuaciones (1-108) y (1-109) en (1-114) nos resulta:

$$P_L = |A^+|^2 R_S \frac{2a^3b + 2d^3b + ad^3 + da^3}{d^2}$$

Empleando la ecuación (1-93) encontramos que el factor de calidad esta dado por:

$$Q = \frac{\omega W}{P_L} = \frac{2\omega W}{P_L} = \frac{2\omega\epsilon_0 a^3 b d k_{101}^2 Z_0^4 |A^+|^2 d^2}{4\pi^2 (2a^3b + 2d^3b + ad^3 + da^3) |A^+|^2 R_S}$$

$$Q = \frac{\omega\epsilon_0 k_{101}^2 Z_0^4 a^3 d^3 b}{2\pi^2 R_S (2a^3b + 2d^3b + ad^3 + da^3)}$$

$$Q = \frac{(k_{101} a d)^3 b Z_0}{2\pi^2 R_S (2a^3b + 2d^3b + ad^3 + da^3)} \quad (1-115)$$

## 1.4. DETECCION DE POTENCIA EN MICROONDAS

### 1.41. INTRODUCCION

En todos los experimentos de microondas es necesario detectar la potencia de la señal.

Para detectar las señales de microondas es necesario convertir la potencia de la señal, directa o indirectamente, en alguna forma de energía visible. Entre los dispositivos indicadores tenemos los siguientes.

- 1.- Indicadores termoelectricos - termistores
- 2.- Rectificadores electricos - varios tipos de elementos no lineales, tales como los diodos, rectificadores de cristal, Klystrons etc.

El primero de los dispositivos de detección, los dispositivos termoelectricos, involucran principios los cuales son comunes a todo el espectro electromagnetico y son utilizados en mediciones absolutas.

Los métodos electricos hacen posible convertir las señales de microondas a dc o baja frecuencia, los cuales pueden ser medidos por métodos convencionales. Tales elementos no lineales pueden ser usados también como rectificadores o convertidores de frecuencia. Los detectores del tipo de rectificador son relativamente los más importantes - por su simplicidad, versatilidad, sensibilidad y disponibilidad.

## 1.42. RECTIFICADORES DE CRISTAL

Apesar de que en el rectificador de cristal - la sensibilidad varía con la temperatura tiene muchas aplicaciones en mediciones prácticas. La sección transversal de un rectificador típico se muestra en la figura (1-15).

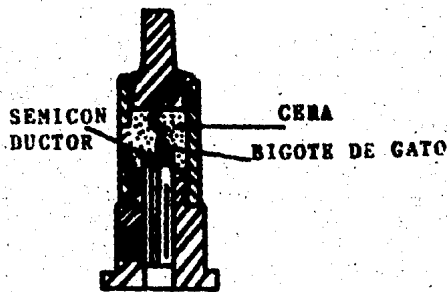


Fig. (1-15)

Este consiste de un alambre muy delgado, (llamado bigote de gato) tocando el semiconductor disponible. El alambre de tungsteno es cuidadosamente alesnado y llevado dentro haciendo contacto con el semiconductor: controlando la presión contra el semiconductor, el área de contacto es ajustada a el valor deseado. Esta área de contacto determina la resistencia de la barrera entre el metal y el semiconductor y su capacidad, también la habilidad de manejar potencia. El área de contacto se hace pequeña o grande dependiendo del uso que se le dará al cristal. Los alrededores -

del alambre es relleno con cera para prevenir la penetra--  
ción de la humedad y proveer estabilidad mecánica.

La característica estática representativa de un detector de cristal se muestra en la figura (1-16). La característica no lineal hace posible usar el detector de -- cristal como un detector de bajo nivel o como un convertidor de frecuencia. Cuando se usa como un convertidor de frecuen-- cia, una señal que se obtiene de un oscilador local es sumi-- nistrada al cristal sumándola a la señal, y la corriente que fluye a la salida es una mezcla de ambas señales. Una de -- las componentes resultantes es la diferencia de frecuencia - de ambas señales, cuya amplitud es estrictamente proporcio-- nal al voltaje de la señal tanto como el nivel del oscilador local es mucho más grande que el nivel de la señal. Para el detector de bajo nivel, una señal es introducida dentro del cristal causando la rectificación de la corriente.

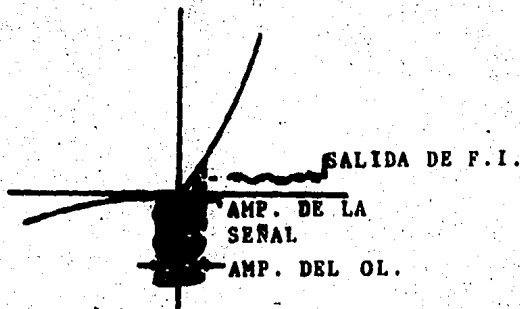


Fig. (1-16)

### 1.43. LOS CRISTALES COMO CONVERTIDORES

Un detector de cristal puede ser usado como un convertidor heterodino o como mezclador suministrándole un oscilador local. El voltaje de salida de un convertidor heterodino es estrictamente proporcional a su señal de entrada tanto como la señal es mucha más pequeña que el voltaje suministrado por el oscilador local. Los rectificadores de cristal pueden ser usados para convertir señales de microondas a bajas frecuencias, donde métodos convencionales pueden ser aplicados para la detección final y medición. Las ventajas de un sistema convertidor son la respuesta lineal y la sensibilidad es mucho más grande de la que puede ser obtenida con un detector de ley cuadrada.

Un sistema heterodino de detección mostrado en la siguiente figura.

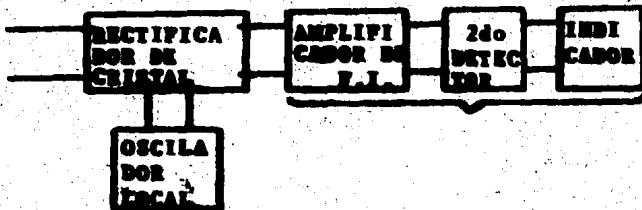


Fig. (1-17)



consiste de los siguientes elementos principales. Un rectificador de cristal al cual llega la señal y también la del oscilador local simultáneamente. El oscilador local necesita suministrar solo unos pocos miliwatts de potencia; su frecuencia debe diferir de la frecuencia de la señal por la frecuencia intermedia deseada, quizá en la vecindad de unos pocos megahertz. La diferencia de frecuencia resultante es -- introducida en el amplificador de FI el cual puede tomar la forma de cualquier radio receptor convencional de baja frecuencia. La diferencia de frecuencia es detectada por un segundo detector, y finalmente medida por un indicador apropiado.

Los parámetros importantes de un rectificador de cristal cuando se usa como conversor son: eficiencia de la conversión, ruido, impedancia de R.F., e impedancia de -- F.I.

**Eficiencia de la Conversión.** -- La eficiencia de la conversión está definida como la razón de la potencia entregada por la red de F.I. a la potencia absorbida por el convertidor a la frecuencia de la señal. El comportamiento del convertidor puede ser entendido cualitativamente con la suma de la característica de dc como se muestra en la figura (1-16).

Una señal de nivel alto del oscilador local y una señal de nivel bajo son superpuestas y aplicadas al cristal. En respuesta a esto, corriente rectificada fluirá a -- través del cristal y también a través de un filtro paso bajas permitiendo pasar solo la componente de dc y la diferencia de frecuencia aparecera en la salida. Entonces, la se--

señal de salida mostrada en la figura (1-16) no contiene componentes de frecuencia alta. La magnitud de la componente de la diferencia de frecuencia depende solo de la pendiente de la característica en el pico de la señal del oscilador -- local.

**Ruido Térmico.**- Se ha encontrado que los -  
rectificadores de cristal, cuando son excitados por una se-  
ñal de un oscilador local produce ruido en exceso debido a  
la agitación térmica. Este ruido es a menudo medido en tér-  
minos de una cantidad llamada ruido térmico. Esta definido  
como la razón de la potencia del ruido disponible en un --  
cristal al ruido que debería estar disponible en una resis-  
tencia a la temperatura de un cuarto, el valor de 1 la re--  
sistencia es igual a la resistencia del convertidor vista -  
desde las terminales de F.I.

**Impedancias de R.F./ y F.I.**- La impedancia  
del convertidor vista desde las terminales de la señal de -  
microondas es llamada la impedancia de R.F. La impedancia  
del convertidor vista desde las terminales de F.I. es llama-  
da la impedancia de F.I.

## 2.1. PROPIEDADES DE LAS IMPEDANCIAS NO LINEALES

Supongase que tenemos un elemento resistivo - no lineal de tal característica que la relación entre voltaje y corriente a través de él pueda expresarse en la forma de una curva univaluada, como se muestra a continuación.

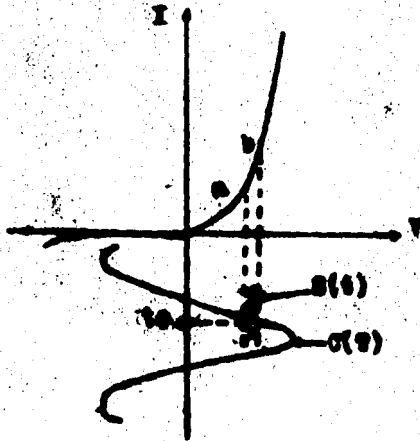


Fig. (2-1) Característica de resistencia no lineal

En la figura (2-1) se observa una curva  $C(t)$  que representa el voltaje del oscilador, generalmente este voltaje es una onda senoidal. Además una señal de bajo nivel esta presente, denotada por  $S(t)$ . El voltaje del oscilador se puede representar en la forma de una serie de Fourier y la señal se considera que consiste de un número de componentes senoidales comprendidas dentro de una banda finita de frecuencias.

Utilizando el lenguaje matemático la relación corriente-voltaje de la curva en la figura (2-1) puede escribirse de la forma siguiente:

$$I = F(V) \quad (2-1)$$

Con el voltaje del oscilador representado por  $C(t)$  y el de la señal por  $S(t)$ , esto nos da:

$$I = F(C(t) + S(t)) \quad (2-2)$$

En la figura (2-1) se observa que el nivel de voltaje del oscilador es mucho más grande que el de la señal. Resultando que la ecuación (2-2) se puede expandir en series de Taylor, y representarse en la forma siguiente:

$$I = F\{C(t)\} F'\{C(t)\} S(t) + \frac{1}{2} F''\{C(t)\} S^2(t) + \dots \quad (2-1)$$

Para las señales pequeñas que se encuentran en los mezcladores solo se necesita considerar los primeros dos términos de la serie de Taylor. El primero de los términos representa las corrientes que fluyen como resultado del oscilador. Las corrientes que resultan de la señal están separadas en frecuencia de aquellas producidas por el oscilador.

$$i = F\{C(t)\} + F'\{C(t)\} S(t) \dots \quad (2-4)$$

Quando se considera la señal, el dispositivo no lineal se comporta igual que una conductancia lineal  $F'(C(t))$  y tiene, la propiedad de variar con el tiempo de acuerdo con el efecto del oscilador. Por ejemplo, en la figura (2-1) un punto característico sobre la curva, corresponde al tiempo  $t_0$  del ciclo del oscilador. El voltaje de la señal barre un pequeño segmento  $a - b$  sobre la curva característica, y para éste barrido la conductancia de la señal está dada por la pendiente de la característica  $V - i$  en el punto correspondiente a  $t_0$ . Esta pendiente es  $F'(V)$ , para  $V$  es necesario substituir el voltaje del oscilador al tiempo  $t_0$ .

En aplicaciones prácticas  $C(t)$  y  $F'(C(t))$  son funciones periódicas, pueden por tanto ser desarrolladas en una serie de Fourier, y los coeficientes dependerán de las características no lineales y de la forma de onda.

De acuerdo con lo anterior escribimos el voltaje del oscilador en la forma de una serie de Fourier.

$$F\{C(t)\} = \sum_{-\infty}^{\infty} B_n e^{jnbt} \quad (2-5)$$

Podemos definir a la conductancia como  $g(t)$  y va a estar dada por una segunda serie de Fourier.

$$g(t) = F' \left\{ C(t) \right\} = \sum_{-\infty}^{\infty} Y_n e^{Jnbt} \quad (2-6)$$

donde

$$Y_n = \frac{1}{T} \int_{-1/2}^{1/2} F' \left\{ C(t) \right\} e^{-Jnbt} dt$$

$T$  es el período de la fundamental

Por inversión de la ecuación (2-6) se puede expresar la impedancia del dispositivo no lineal, en la forma de una serie de Fourier.

$$r(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} Z_n e^{Jnbt} \quad (2-7)$$

Las ecuaciones (2-6) y (2-7) expresan la ley de Ohm en dos formas  $i = gv$  y  $v = ri$ .

Una de las características de las ecuaciones (2-6) y (2-7) es que los coeficientes de Fourier son números reales cuando la entrada del oscilador es una función par, e imaginarios puros cuando el voltaje del oscilador es una función impar. Cuando el voltaje del oscilador es una función par e impar, los coeficientes de Fourier son complejos, de tal forma que  $Y_{-n}$  es el complejo conjugado de  $Y_{+n}$ .

Tomando estas relaciones como base, el efecto se encuentra mandando sobre el mezclador una señal general-

zada de la forma:

$$S(t) = \sum_p v_p e^{Jpt} \quad (2-8)$$

la sumatoria se toma sobre las frecuencias incluidas en la señal que se envía. Así de (2-4), (2-5), (2-6) y (2-8).

$$I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{Jnbt} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y_n e^{Jnbt} \sum_p v_p e^{Jpt} \quad (2-9)$$

la corriente resultante se puede escribir en la forma general.

$$I = \sum_q i_q e^{Jqt} \quad (2-10)$$

la sumatoria se toma sobre todos los valores de  $q$  que corresponden a las frecuencias resultantes del miembro del lado derecho de la ecuación (2-9). Substituimos la ecuación (2-10) en (2-9) y se obtiene:

$$\sum_q i_q e^{Jqt} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{Jnbt} + \sum_p \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y_n v_p e^{J(nb+p)t} \quad (2-11)$$

Esto es cierto para todos los valores del tiempo, por tanto la suma de todos los términos que incluyen la misma frecuencia del lado derecho deben ser igual al término de la misma frecuencia del lado izquierdo. Esto permite que la ecuación (2-11) sea dividida en un número infinito de ecuaciones, una para cada frecuencia involucrada. Las ecuaciones que contienen a la señal se expresan en la siguiente ecuación.

$$\sum_q i_q e^{Jqt} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_p Y_n v_p e^{J(nb+p)t} \quad (2-12)$$

donde

$$q = nb + p \quad (2-13)$$

Separamos las ecuaciones, y suponemos que la señal de entrada está dada por el valor especial de:

$$P = b + s \quad (2-14)$$

Se pueden escribir las ecuaciones resultantes en la forma de un arreglo con un número infinito de términos

Rara vez se necesita trabajar con un número tan grande de ecuaciones. Cuando no hay potencia liberada o absorbida por el circuito externo a una frecuencia, dada, se deduce que, la corriente y el voltaje son iguales a cero, o que son ortogonales. Si son ortogonales habrá una terminación puramente reactiva, esto se puede evitar en aplicaciones prácticas, en donde las terminaciones incluyen impedancias solo a frecuencias de entrada y de salida específicas, que son cero o infinitas a otras frecuencias. Por tanto, el conjunto de ecuaciones expresadas por (2-15) se reducen a un número finito igual al número de frecuencias a las cuales la energía es, liberada al mezclador ó absorbida del mezclador por un circuito externo. Este número es igual al número de frecuencias a las cuales la impedancia es diferente de cero o infinita.

Si se supone que tenemos 3 frecuencias,  $b + s$ ,  $s$  y  $-b + s$ , tenemos que:



	...	$v_{-3b+s}$	$v_{-2b+s}$	$v_{-b+s}$	$v_s$	$v_{b+s}$	$v_{2b+s}$	...
$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$	$\cdot$
$\cdot$ $L_{-2b+s}$	$\cdot$	$y_1$	$y_0$	$y_{-1}$	$y_{-2}$	$y_{-3}$	$y_{-4}$	$\cdot$
$\cdot$ $L_{-b+s}$	$\cdot$	$y_2$	$y_1$	$y_0$	$y_{-1}$	$y_{-2}$	$y_{-3}$	$\cdot$
$\cdot$ $L_s$	$\cdot$	$y_3$	$y_2$	$y_1$	$y_0$	$y_{-1}$	$y_{-2}$	$\cdot$
$\cdot$ $L_{b+s}$	$\cdot$	$y_4$	$y_3$	$y_2$	$y_1$	$y_0$	$y_{-1}$	$\cdot$
$\cdot$ $L_{2b+s}$	$\cdot$	$y_5$	$y_4$	$y_3$	$y_2$	$y_1$	$y_0$	$\cdot$

(2-15)

	$v_{-b+s}$	$v_s$	$v_{b+s}$
$\cdot$ $L_{-b+s}$	$y_0$	$y_{-1}$	$y_{-2}$
$\cdot$ $L_s$	$y_1$	$y_0$	$y_{-1}$
$\cdot$ $L_{b+s}$	$y_2$	$y_1$	$y_0$

(2-16)

Este arreglo comienza a parecerse al de una red lineal pasiva. La diferencia consiste en que el arreglo (2-16) no es simétrico alrededor de la diagonal principal. Siempre que el oscilador imprima al mezclador un voltaje que sea una función par, todos los coeficientes de "y" son rea-

les, para este caso,  $y_n = y_{-n} = g_n$  y (2-16) toma la siguiente forma:

	$v_{-b+s}$	$v_s$	$v_{b+s}$
$i_{-b+s}$	$g_0$	$g_1$	$g_2$
$i_s$	$g_1$	$g_0$	$g_1$
$i_{b+s}$	$g_2$	$g_1$	$g_0$

(2-17)

La expresión anterior es semejante a un arreglo que caracteriza a una red lineal pasiva, y muestra que, en lo que se refiere a una medición externa, el elemento resistivo no lineal se comporta igual que una red pasiva con 3 terminales que están en una correspondencia 1 a 1 con las frecuencias,  $b+s$ ,  $s$  y  $-b+s$ , a las cuales existe transferencia de energía hacia el mezclador ó desde el mezclador. El diagrama a bloques muestra los 3 pares de terminales e ilustra las direcciones de corriente y voltaje.

Suponiendo que la frecuencia a la cual la impedancia externa es cero, en  $-b+s$  entonces la ecuación (2-17) se reduce a:

	$v_s$	$v_{b+s}$
$i_s$	$g_0$	$g_1$
$i_{b+s}$	$g_1$	$g_0$

(2-18)

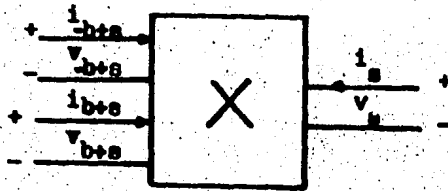


Fig. (2-2) Representación de un mezclador como una red lineal de 6 polos

Esta es la forma que se aplica a los casos -- donde la frecuencia de la señal de entrada es  $b+s$  y a la salida obtenemos la frecuencia intermedia  $s$ , y las impedancias en el circuito externo a todas las otras frecuencias -- son cero.

## 2.2. PRINCIPIOS DE LA TEORIA DE REDES

Para hacer un resumen de la teoría de redes lineales, considerense las redes de cuatro polos que a continuación se muestran:

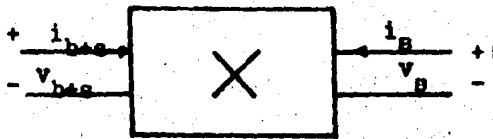


Fig. (2-3) Representación de un mezclador como una red lineal de 4 polos.

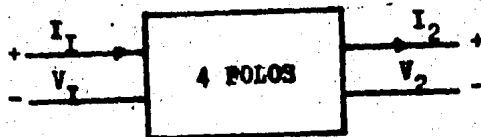


Fig. (2-4) Relaciones de corriente-voltaje para coeficientes  $\alpha$ .

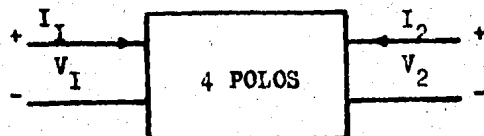


Fig. (2-5) Relaciones de corriente-voltaje para coeficientes  $\beta$ .

La diferencia entre las dos figuras consiste solo en la dirección de la corriente  $i_2$ . En la figura (2-4) generalmente se utiliza para cuando esta excitado solamente un extremo, y el otro extremo terminado en una impedancia de carga. La figura (2-5) generalmente se utiliza para análisis cuando las terminales estan conectadas a fuentes de fuerzas electromotrices,  $E_1$  y  $E_2$ . En general la transmisión de energía de izquierda a derecha puede ser diferente de derecha a izquierda, pero, viene a ser la misma para redes pasivas.

Hay dos ecuaciones que describen las relaciones entre las corrientes y voltajes con las terminales de las figuras (2-4) ó (2-5). Para la figura (2-4) son las ---

siguientes:

$$V_1 = a_{11} V_2 + a_{12} I_2$$

$$I_1 = a_{21} V_2 + a_{22} I_2$$

para una mejor visualización

	$V_2$	$I_2$
$V_1$	$a_{11}$	$a_{12}$
$I_1$	$a_{21}$	$a_{22}$

(2-19)

los coeficientes alfa dependen solamente de la estructura de la red. El determinante:

$$\Delta_a = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}$$

(2-10)

tiene el valor de la unidad cuando la red es pasiva, y esta propiedad nos indica que la transmisión de energía en ambas direcciones es igual. De (2-19) resolvemos para  $I_1$  e  $I_2$ , el resultado es:

$$I_1 = (a_{22}/a_{12}) V_1 - (\Delta_a/a_{12}) V_2$$

$$- I_2 = - (1/a_{12}) V_1 - (a_{11}/a_{12}) V_2$$

Para la figura (2-5) las ecuaciones son las siguientes:

$$I_1 = \beta_{11} V_1 + \beta_{12} V_2$$

$$I_2 = \beta_{21} V_1 + \beta_{22} V_2$$

	$V_1$	$V_2$	
$I_1$	$\beta_{11}$	$\beta_{12}$	
$I_2$	$\beta_{21}$	$\beta_{22}$	(2-21)

Si tomamos en cuenta el hecho de que  $I_2$  en la figura (2-5), es igual a  $-I_2$  en la figura (2-4), tenemos -- que:

$$\beta_{11} = \alpha_{22}/\alpha_{12} \quad \beta_{12} = \Delta\alpha/\alpha_{12} \quad (2-22)$$

$$\beta_{21} = -1/\alpha_{12} \quad \beta_{22} = \alpha_{11}/\alpha_{12}$$

y las relaciones de conversión son:

$$\alpha_{11} = \beta_{22}/\beta_{21} \quad \alpha_{12} = -1/\beta_{21} \quad (2-23)$$

$$\alpha_{21} = -\Delta\beta/\beta_{21} \quad \alpha_{22} = -\beta_{11}/\beta_{21}$$

donde

$$\Delta\beta = \begin{vmatrix} \beta_{11} & \beta_{12} \\ \beta_{21} & \beta_{22} \end{vmatrix} \quad (2-24)$$

Lo más importante es que 4 parámetros independientes, ya sea  $\alpha$ 's ó  $\beta$ 's son suficientes para especificar el funcionamiento de cualquier estructura lineal, ya sea -- activa o pasiva. Cuando la estructura es pasiva, solo 3 de los coeficientes son independientes, y en consecuencia uno puede eliminarse. Para el caso de redes pasivas.

$$A_{\alpha} = 1 \quad (2-25)$$

$$\beta_{12} = \beta_{21} \quad (2-26)$$

El funcionamiento de los sistemas lineales se puede expresar por otros conjuntos de 4 parámetros en lugar de las  $\alpha$ 's ó  $\beta$ 's.

En ingeniería de comunicaciones es costumbre usar los parámetros imagen. Estos parámetros pueden emplearse en la red lineal ahora en consideración. Se definen las admitancias imagen  $Y_1$  e  $Y_{11}$ , estas admitancias vistas en ambas direcciones son iguales. Puesto que en la red lineal la pérdida de transmisión puede ser diferente en las dos -- direcciones, se deben emplear dos constantes imagen de transferencia, definidas a continuación.

La constante imagen de transferencia  $\theta_1$ , de -- entrada a salida es un medio del logaritmo natural de la razón de los volts ampers que fluyen hacia las terminales 1 y salen de las terminales 2. La constante imagen de transferencia  $\theta_2$ , de salida a entrada es un medio del logaritmo -- natural de la razón de los volts ampers que fluyen hacia las terminales 2 y salen de las terminales 1.



Los parámetros  $Y_1$ ,  $Y_{11}$ ,  $\theta_1$  y  $\theta_2$  son los que se usan en la mayoría del análisis de redes, y particularmente en aplicaciones experimentales y de diseño. Para encontrarlos en función de los coeficientes  $\alpha$ , sustituimos  $V_2 = I_2 Z_R$  en (2-19), donde  $Z_R$  es una impedancia a través de la salida. La impedancia viendo hacia las terminales de entrada es entonces:

$$Z_a = V_1/I_1 = (\alpha_{11} Z_R + \alpha_{12})/(\alpha_{21} Z_R + \alpha_{22}) \quad (2-27)$$

Similarmente la impedancia  $Z_b$  viendo hacia las terminales es de salida es:

$$Z_b = (\alpha_{11} Z_S + \alpha_{12})/(\alpha_{22} Z_S + \alpha_{21}) \quad (2-27a)$$

donde  $Z_S$  es una impedancia a través de la entrada. Para encontrar las impedancias imagen hacemos  $Z_S = Z_1$  y  $Z_R = Z_{11}$  y se resuelven las ecuaciones (2-27) y (2-27a). El resultado es:

$$Z_1 = \sqrt{\alpha_{11} \alpha_{12} / \alpha_{21} \alpha_{22}} \quad (2-28)$$

$$Z_{11} = \sqrt{\alpha_{22} / \alpha_{12} / \alpha_{21} \alpha_{11}} \quad (2-28a)$$

Con las terminales de salida en corto en la ecuación (2-27) se observa que  $Z_a$  asume el valor de:

$$Z_{1S} = \alpha_{12} / \alpha_{22}$$

y con las terminales de salida en circuito abierto:

$$Z_{10} = \alpha_{11}/\alpha_{21}$$

la ecuación (2-28) puede escribirse como:

$$Z_1 = \sqrt{Z_{1S} Z_{10}} \quad (2-29)$$

De una manera similar obtenemos:

$$Z_{11} = \sqrt{Z_{1S} Z_{20}} \quad (2-29a)$$

Para encontrar la constante imagen de transferencia  $\theta_1$ , de (2-19) y (2-27), y se encuentra la razón  $V_1 I_1 / V_2 I_2$  cuando la estructura esta terminada en su impedancia - imagen. De esta forma:

$$1L_2 = e^{2\theta_1} = \frac{V_1 I_1}{V_2 I_2} = \frac{I_1^2 Z_1}{I_2^2 Z_{11}} = \left( \frac{\alpha_{11} \alpha_{22}}{\alpha_{12} \alpha_{21}} \right)^2 \quad (2-30)$$

de una manera similar para la transmisión de salida a entrada, se tiene:

$$e^{2\theta_1} = \Delta_a^2 e^{2\theta_2} \quad (2-31)$$

En lugar de usar a  $\theta_1$  y a  $\theta_2$ , es conveniente tratar con las otras dos variables, es decir:

$$\theta = (\theta_1 + \theta_2) / 2 \quad (2-32)$$

$$\phi = (\theta_1 - \theta_2) / 2 \quad (2-33)$$

y se deduce que:

$$\tan h\theta = \sqrt{Z_{1S}/Z_{10}} = \sqrt{Z_{2S}/Z_{20}} \quad (2-34)$$

y

$$e^{\theta_1 - \theta_2} = \Delta_{\alpha} \quad (2-35)$$

La impedancia de salida  $Z_b$  y la de entrada en función de  $\tanh\theta$  quedarían de la siguiente forma:

$$Z_a = Z_1(Z_R/Z_{11} + \tan h\theta) / (1 + Z_R \tan h\theta/Z_{11}) \quad (2-36)$$

$$Z_b = Z_{11}(Z_S/Z_1 + \tan h\theta) / (1 + Z_S \tan h\theta/Z_1) \quad (2-36a)$$

y las admitancias quedarían de la siguiente forma:

$$y_a = y_1(y_R/y_{11} + \tan h\theta) / (1 + y_R \tan h\theta/y_{11}) \quad (2-37)$$

$$y_b = y_{11}(y_S/y_1 + \tan h\theta) / (1 + 1/y_1 \tan h\theta) \quad (2-37a)$$

En términos de los coeficientes de  $\beta$  y con -- referencia a la figura (2-5), los parámetros imagen son:

$$\tan h\theta = \sqrt{1 - \beta_{12}\beta_{21}/\beta_{11}\beta_{22}} \quad (2-38)$$

$$Y_1 = \beta_{11} \tan h\theta \quad (2-39)$$

$$y_{11} = \beta_{22} \tan h\theta \quad (2-40)$$

El objetivo de aplicar las fórmulas anteriores al análisis de mezcladores es para encontrar las impedancias o admitancias imagen y las constantes imagen de transferencia de la red que contiene al mezclador, y así se sabrá cuando las impedancias imagen forman las impedancias terminales para el circuito del mezclador.

Cuando las 4 constantes de imagen han sido encontradas, el funcionamiento del mezclador en cualquier circuito lineal puede ser encontrado.

## 2.3 COMBINACION DE LAS ECUACIONES DEL MEZCLADOR CON LA TEORIA DE REDES LINEALES

### 2.31. ADMITANCIA A FRECUENCIA DE LA SEÑAL Y FRECUENCIA INTERMEDIA

El funcionamiento del mezclador se expresa sin reactancia incluida entre sus terminales disponibles con una impedancia externa igual a cero. Las ecuaciones del mezclador están dadas por (2-18). De estas pueden ser encontradas las impedancias a corto circuito y a circuito abierto. Ahora se deducirá de (2-18), las admitancias en circuito abierto y en circuito corto, con.

$$I_{b+s} = -V_{b+s} y_{b+s}$$

donde  $y_{b+s}$  es una admitancia general conectada a las terminales del mezclador.

$$V_s = L_s (g_s + Y_{b+s}) / (g_s (g_s + Y_{b+s}) - g_1^2)$$

ó por la admitancia a las terminales s

$$Y_a = (g_0 (g_0 + Y_{b+s}) - g_1^2) / (g_0 + Y_{b+s})$$

La admitancia en circuito corto se obtiene cuando  $Y_{b+s}$  es muy grande.

$$Y_{2s} = g_0 \quad (2-43)$$

La admitancia en circuito abierto se obtiene cuando  $Y_{b+s}$  es muy pequeña.

$$Y_{2o} = g_0 (1 - g_1^2/g_0^2) \quad (2-44)$$

De (2-43), (2-44) y (2-34) se obtiene

$$\tan h\theta = \sqrt{Y_{2o}/Y_{2s}} = \sqrt{1 - (g_1^2/g_0^2)} \quad (2-45)$$

El determinante de los coeficientes de las ecuaciones del mezclador (2-18) es simétrico, por tanto el mezclador con impedancia externa a la frecuencia de la señal y a la frecuencia intermedia se comporta igual que una red pasiva con la misma transmisión en las dos direcciones. --- Resultando que la pérdida en cualquier dirección esta dada por:

$$L = e^{2\theta} = \frac{1 + \tan h\theta}{1 - \tan h\theta} = \frac{1 + \sqrt{1 - g_1^2/g_0^2}}{1 - \sqrt{1 - g_1^2/g_0^2}} \quad (2-46)$$

En el caso límite cuando  $g_1 = g_0$ , este tiene la propiedad de que la pérdida puede ser la unidad. Considere

rando las admitancias quedarían de la siguiente forma:

$$Y_{11} = \sqrt{Y_{2S} Y_{20}} = g_0 \sqrt{1 - g_1^2/g_0^2} \quad (2-47)$$

Puesto que es simétrico, el determinante de los coeficientes de la ecuación (2-18) se deduce que la admitancia imagen a frecuencia alta es la misma que para la frecuencia intermedia entonces esta dada por (2-47).

### 2.32. ADMITANCIA A FRECUENCIA DE LA SEÑAL, FRECUENCIA INTERMEDIA Y FRECUENCIA IMAGEN

Las ecuaciones fundamentales del mezclador están dadas en (2-17), para el caso puramente resistivo donde el voltaje del oscilador es una función par del tiempo. El determinante de (2-17) es simétrico, por tanto la transmisión desde las terminales de frecuencia  $b+s$  a las  $s$  es la misma que la transmisión de las terminales  $s$  a las  $t$  terminales  $b+s$ .

Si se conecta una impedancia externa a las terminales  $-b+s$ , este problema no difiere mucho del anterior, y solo se encontrarán las admitancias que se ven dentro de las terminales  $s$  cuando las terminales  $b+s$  estuvieran primero abiertas y después cortocircuitadas. Puesto que en la práctica la frecuencia  $-b+s$  es generalmente muy próxima a la frecuencia  $b+s$ , y se supone que las impedancias externas a estas dos frecuencias son iguales una de otra, y nosotros estamos tratando con resistencias puras, por tanto la admitancia a la frecuencia  $-b+s$  es aproximadamente la misma que  $b+s$ . Para este caso se observa que si el mezclador es excitado de las terminales  $s$ , del arreglo (2-17) el voltaje  $v_{b+s}$  y el voltaje  $v_{-b+s}$  serían iguales. Entonces --

las primeras y últimas columnas del arreglo (2-17) pueden -- ser sumadas, y se desprecia la primera fila dandonos:

	$v_s$	$v_{b+s}$	
$L_s$	$g_0$	$2g_1$	
$L_{b+s}$	$g_1$	$g_0 + g_2$	(2-48)

Determinante de (2-48) no es simétrico, entonces si se encontrara de (2-48) la transmisión de s a b+s, de la simetría de (2-17) se deduce que la transmisión de b+s a s sería la misma. De (2-48) los valores de las admitancias a circuito abierto y circuito corto que ven las terminales s se escriben a continuación:

$$Y_{2s} = g_1 \left[ 1 - \frac{2g_1^2}{g_0(g_0 + g_2)} \right]$$

$$Y_{2B} = g_0$$

$$Y_{11} = \sqrt{Y_{2s} Y_{2B}} = g_1 \sqrt{1 - \frac{2g_1^2}{g_0(g_0 + g_2)}} \quad (2-49)$$

$$\tan h\theta = \sqrt{1 - \frac{2g_1^2}{g_0(g_0 + g_2)}} \quad (2-50)$$

Del arreglo de (2-48) y la ecuación (2-41) se obtiene la pérdida desde s a b+s.

$$L_{s \rightarrow b+s} = (2g_1/g_0) (1 + \tan h\theta / 1 - \tan h\theta) = 2e^{2\theta}$$

si se substituye el valor de  $\tan h\theta$ , y puesto que la pérdida en ambas direcciones es la misma por la simetría de (2-17).

$$b+s L_s = 2 \frac{1 + \sqrt{1 - 2g_1^2/g_0 (g_0 + g_2)}}{1 - \sqrt{1 - 2g_1^2/g_0 (g_0 + g_2)}} \quad (2-51)$$

De la ecuación (2-39) se obtiene la admitancia imagen en las terminales de frecuencia alta a  $b+s$  y  $-b+s$

$$Y_1 = (g_0 + g_2) \sqrt{1 - 2g_1^2/g_0 (g_0 + g_2)} \quad (2-52)$$

### 2.33. COMPARACION DE LOS CASOS DE BANDA LATERAL UNICA Y DOBLE BANDA LATERAL

Al caso de la admitancia a frecuencia de la señal y frecuencia intermedia se le llamará banda lateral única. Y al caso de la admitancia a frecuencia de la señal, frecuencia intermedia e imagen se le llamará doble banda lateral.

Se hará una comparación de las expresiones (2-49), (2-52) y (2-51) para las dos admitancias imagen y la pérdida respectivamente, con las expresiones correspondientes, (2-47) para ambas admitancias imagen y (2-46) para la pérdida, para el caso de doble banda lateral y banda lateral única respectivamente. Además de la presencia de un factor 2 en la pérdida de doble banda lateral, existe otra diferencia en las expresiones correspondientes para la pérdida y la admitancia imagen y son que la cantidad  $g_1^2/g_0^2$  en el caso de banda lateral única es reemplazada por  $2g_1^2/g_0 (g_0 + g_2)$  en el caso de doble banda lateral y que, para la misma pérdida la admitancia imagen a frecuencia alta en el caso de doble banda lateral es mayor que la admitancia imagen a frecuencia intermedia, mientras que en el caso de banda lateral única son las mismas.



En el caso de banda lateral única la pérdida de transmisión podría aproximarse a la unidad, cuando  $g_1$  sea igual a  $g_0$ . En el caso de doble banda lateral, la pérdida sería de 2, y esto sucede cuando  $g_2 = g_1 = g_0$ .

Cuando  $g_2$  es muy pequeño en comparación con  $g_0$  y  $g_1$ , la pérdida es menor en el caso de doble banda lateral.

#### 2.4. EFECTO DE REACTANCIA PARASITA Y RESISTENCIA

A altas frecuencias se supone que existe entre las terminales disponibles de un mezclador una resistencia no lineal, una inductancia y una capacitancia a través del elemento no lineal. Todos contribuyen para modificar el funcionamiento del mezclador. En la figura (2-6) se muestra un concepto muy elemental de lo que podría ser un mezclador a diodo.



Fig. (2-6) Diagrama elemental de un mezclador

A frecuencias bajas, el análisis se puede -- aplicar a una curva  $V - I$  como la mostrada en la figura --- (2-1).

A frecuencias altas, las propiedades no lineales pueden existir para la resistencia  $R_1$ , pero estas no pueden medirse directamente ni se puede evaluar el efecto de -- los elementos parásitos  $C$  y  $L_2$  de la discusión a la cual se ha precedido.

Se debe regresar al punto de partida para completar la interpretación correcta del efecto de estos elementos parásitos.

Para hacer esto se supone que cualquiera que sea la estructura interna del dispositivo entre las terminales disponibles, esto se puede representar por una resistencia no lineal y efectuar una transformación a las terminales por medio del dispositivo de la figura (2-7).

En la figura (2-7) la resistencia no lineal - esta representada en  $X$ .

En la figura anterior solo se muestran 3 pares de terminales, y estas son unidas directamente a la red que representa la resistencia no lineal. Entre ellas y las terminales disponibles, para cada frecuencia involucrada -- existen cuatro polos pasivos lineales los cuales representan a las varias frecuencias el efecto de impedancia parásitas - como se muestran en la figura (2-6).

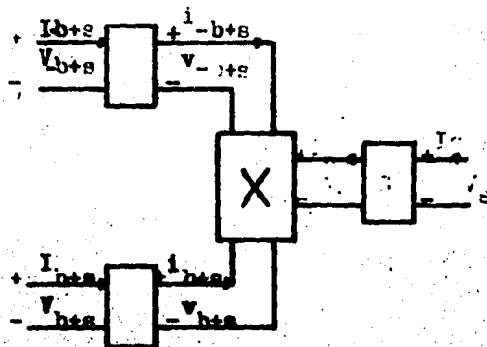


Fig. (2-7) Impedancias parásitas incluidas por conectar el cuadripolo a resistencias no lineales.

### Combinación de Cuatro Polos

Para introducir estos cuatro polos en la ecuación (2-12), se considera que cada uno de los cuatro polos se pueden tratar de acuerdo con la figura (2-4). En la figura (2-7) la corriente y el voltaje en las terminales disponibles están indicadas por letras mayúsculas y las que existen en el elemento no lineal se indican por letras minúsculas. Las relaciones entre las dos son las ecuaciones expresadas por (2-19). Con el fin de especificar las diferentes frecuencias las cuales estarán implicadas con la inserción de estas ecuaciones de cuatro polos en la ecuación (2-12), los

coeficientes generales en la ecuación (2-19) serán reemplazados por un conjunto, nominalmente  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\sigma$ , y  $\delta$ , entonces la ecuación (2-19) viene a ser:

	V	I
v	$\alpha$	$\beta$
i	$\sigma$	$\delta$

$$\alpha\delta - \sigma\beta = 1$$

En lugar de la ecuación (2-12) tenemos:

$$\Sigma (\gamma_q V_q + \delta_q I_q) e^{Jqt} = \Sigma \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_n (\alpha_p V_p + \beta_p I_p) e^{J(nb+p)t} \quad (2-53)$$

donde  $q = nb + p$

La separación de (2-53) en ecuaciones individuales nos conduce a un conjunto el cual está representado por (2-15). El álgebra involucrada es extensa y sólo será bosquejada. El proceso consiste en seleccionar una frecuencia dada para  $q$  después se encuentran las combinaciones de  $nb + p$  las cuales resultan de esta frecuencia, y  $n$  puede tener valores enteros desde  $-\infty$  a  $\infty$ , incluyendo el cero. -- Por ejemplo, con  $q = s$  tenemos:

$$\begin{aligned} \gamma_s V_s + \delta_s I_s = & \dots + y_2 (\alpha_{-2b+s} V_{-2b+s} + \beta_{-2b+s} I_{-2b+s}) \\ & + y_1 (\alpha_{-b+s} V_{-b+s} + \beta_{-b+s} I_{-b+s}) \\ & + y_0 (\alpha_s V_s + \beta_s I_s) \end{aligned} \quad (2-54)$$

$$+ y_{-1} (\alpha_{b+s} V_{b+s} + \beta_{b+s} I_{b+s})$$

$$+ y_{-2} (\alpha_{2b+s} V_{2b+s} + \beta_{2b+s} I_{2b+s})$$

+.....

Habr  ecuaciones análogas cuando  $q = b+s$ , --  
 $- 2b+s$ ,  $b+s$ ,  $2b+s$ , etc. En este conjunto infinito de ecua-  
ciones podemos separar las que corresponden a frecuencias a  
las cuales la energía se transmite a través de las termina-  
les disponibles a 6 desde la red. A otra frecuencia  $V$  es  
cero y  $I$  es cero, o est n en cuadratura. Si consideramos --  
las tres frecuencias  $-b+s$ ,  $s$  y  $b+s$  que serán involucra-  
das en la transferencia de energía, estamos partiendo con --  
tres ecuaciones las cuales corresponden respectivamente al  
efecto de los 3 cuadr polos pasivos en la figura (2-7), una  
para cada una de las 3 frecuencias de interés. El resultado  
es:

	$V_{-b+s}$	$V_s$	$V_{b+s}$	
$I_{-b+s}$	$Y_{11}$	$Y_{12}$	$Y_{13}$	
$I_s$	$Y_{21}$	$Y_{22}$	$Y_{23}$	(2-55)
$I_{b+s}$	$Y_{31}$	$Y_{32}$	$Y_{33}$	

donde las  $Y$ 's son funciones complicadas calculadas de la --  
siguiente manera:

$$\Delta a = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}$$

$$\Delta a = \begin{vmatrix} y_0 \beta_{-b+s} - \delta_{-b+s} & y_{-1} \beta_s & y_{-1} \beta_{b+s} \\ y_1 \beta_{-b+s} & y_0 \beta_s - \delta_s & y_{-1} \beta_{b+s} \\ y_2 \beta_{-b+s} & y_1 \beta_s & y_0 \beta_{b+s} - \delta_{b+s} \end{vmatrix} \quad (2-56)$$

y si  $A_{ij}$  es menor de  $a_{ij}$

también si

$$\Delta b = \begin{vmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{vmatrix}$$

$$\begin{array}{|l}
 y_0^{\alpha-b+s} - \alpha - b+s \quad y_{-1}^{\alpha_s} \quad y_{-2}^{\alpha_{b+s}} \\
 y_1^{\alpha-b+s} \quad y_0^{\alpha_s - \alpha_s} \quad y_{-1}^{\alpha_{b+s}} \\
 y_2^{\alpha-b+s} \quad y_1^{\alpha_s} \quad y_0^{\alpha_{b+s} - \alpha_{b+s}}
 \end{array} \quad (2-57)$$

entonces:

$$Y_{11} = (-b_{11}A_{11} + b_{21}A_{21} - b_{31}A_{31}) \div \Delta a$$

$$Y_{12} = (-b_{12}A_{11} + b_{22}A_{21} - b_{32}A_{31}) \div \Delta a$$

$$Y_{13} = (-b_{13}A_{11} + b_{23}A_{21} - b_{33}A_{31}) \div \Delta a$$

$$Y_{21} = (b_{11}A_{12} - b_{21}A_{22} + b_{31}A_{32}) \div \Delta a$$

$$Y_{22} = (b_{12}A_{12} - b_{22}A_{22} + b_{32}A_{32}) \div \Delta a \quad (2-58)$$

$$Y_{23} = (b_{13}A_{12} - b_{23}A_{22} + b_{33}A_{32}) \div \Delta a$$

$$Y_{31} = (-b_{11}A_{13} + b_{21}A_{23} - b_{31}A_{33}) \div \Delta a$$

$$Y_{32} = (-b_{12}A_{13} + b_{22}A_{23} - b_{32}A_{33}) \div \Delta a$$

$$Y_{33} = (-b_{13}A_{13} + b_{23}A_{23} - b_{33}A_{33}) \div \Delta a$$

Los resultados para (2-58) se encuentran en la tabla 1.

T A B L A 1

Valores de los coeficientes generales en (2-55).

Si escribimos (-) en lugar de (-b + s) y (+) en lugar de (b + s).

entonces

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \beta_s \beta_- \beta_+ \left\{ y_0 (y_0^2 - 2y_1 y_{-1} - y_2 y_{-2}) + y_{-1}^2 y_2 + y_1^2 y_{-2} \right\} \\ &\quad - \beta_s (\beta_- \delta_+ + \beta_+ \delta_-) (y_0^2 - y_1 y_{-1}) - \beta_- \beta_+ \delta_s (y_0^2 - y_2 y_{-2}) \\ &\quad - (\beta_- \delta_s \delta_+ + \beta_+ \delta_s \delta_- + \beta_s \delta_- \delta_+) y_0 - \delta_s \delta_- \delta_+ \\ Y_{11} \Delta\alpha &= -\alpha_- \beta_s \beta_+ \left\{ y_0 (y_0^2 - 2y_1 y_{-1} - y_2 y_{-2}) + y_1^2 y_{-2} + y_{-2}^2 y_2 \right\} \\ &\quad + \alpha_- \beta_s \delta_+ (y_0^2 - y_1 y_{-1}) + \alpha_- \beta_+ \delta_s (y_0^2 - y_2 y_{-2}) \\ &\quad - \alpha_- \delta_s \delta_+ y_0 + \left\{ (\alpha_- \delta_- - 1) / \beta_- \right\} \left\{ \beta_s \beta_+ (y_0^2 - y_1 y_{-1}) \right. \\ &\quad \left. - (\beta_s \delta_+ + \beta_+ \delta_s) y_0 + \delta_s \delta_+ \right\} \end{aligned}$$



$$Y_{12} \Delta a = s_+(y_2 y_{-1} - y_1 y_{-2}) - \delta_+ y_{-1}$$

$$Y_{13} \Delta a = s_S(y_2 y_{-1} - y_{-1}^2) - \delta_S y_{-2}$$

$$Y_{21} \Delta a = s_+(y_0 y_1 - y_{-1} y_2) - \delta_+ y_1$$

$$Y_{22} \Delta a = -\alpha_S s_- s_+ \left\{ y_0 (y_0^2 - 2y_1 y_{-1} - y_2 y_{-2}) + y_{-1}^2 y_2 + y_1^2 y_{-2} \right\} \\ + \alpha_S \beta_- \delta_+ (y_0^2 - y_1 y_{-1}) + \alpha_S \beta_+ \delta_- (y_0^2 - y_1 y_{-1}) \\ - \alpha_S \delta_- \delta_+ y_0 \left\{ (\alpha_S \delta_S - 1) / \beta_S \right\} \left\{ \beta_- \beta_+ (y_0^2 - y_2 y_{-2}) \right. \\ \left. - (\beta_- \delta_+ + \beta_+ \delta_-) y_0 + \delta_- \delta_+ \right\}$$

$$Y_{23} \Delta a = \beta_- (y_0 y_{-1} - y_1 y_{-2}) - \delta_- y_{-1}$$

$$Y_{31} \Delta a = \beta_S (y_0 y_2 - y_1^2) - \delta_S y_2$$

$$Y_{32} \Delta a = \beta_- (y_0 y_1 - y_{-1} y_2) - \delta_- y_1$$

$$Y_{33} \Delta a = -\alpha_+ \beta_S \beta_- \left\{ y_0 (y_0^2 - 2y_1 y_{-1} - y_2 y_{-2}) + y_{-1}^2 y_2 + y_1^2 y_{-2} \right\} \\ + \alpha_+ \beta_S \delta_- (y_0^2 - y_1 y_{-1}) + \alpha_+ \beta_- \delta_S (y_0^2 - y_2 y_{-2}) \\ - \alpha_+ \delta_S \delta_- y_0 + \left\{ (\alpha_+ \delta_+ - 1) / \beta_+ \right\} \left\{ \beta_S \beta_- (y_0^2 - y_1 y_{-1}) \right. \\ \left. - (\beta_S \delta_- + \beta_- \delta_S) y_0 + \delta_S \delta_- \right\}$$

cuando

Las impedancias parásitas tienen los mismos - valores a b+s y b-s,  $Y_{12}$ ,  $Y_{32}$ ,  $Y_{21}$ ,  $Y_{23}$  son conjugados complejos.

La frecuencia s es baja los coeficientes  $\alpha_s$ ,  $\beta_s$  y  $\delta_s$  son reales, entonces  $\Delta a$  es real;  $Y_{22}$  es real,  $Y_{11}$ ,  $Y_{33}$ ,  $Y_{13}$  y  $Y_{31}$  son conjugados complejos.

El voltaje del oscilador es una función par, todas las Y's son reales, y tenemos:

$$Y_{12} = Y_{21}$$

$$Y_{13} = Y_{31} = G_{13}$$

$$Y_{23} = Y_{32}$$

entonces, el arreglo (2-55) se reduce a:

	$V_{-b+s}$	$V_s$	$V_{b+s}$	
$I_{-b+s}$	$Y_{11}$	$Y_{12}$	$G_{13}$	
$I_s$	$Y_{12}$	$G_{22}$	$\bar{Y}_{12}$	(2-59)
$I_{b+s}$	$G_{13}$	$Y_{12}$	$Y_{11}$	

donde la barra sobre una cantidad indica su complejo conjugado.

Cuando el determinante de (2-59) es simétrico cerca de la diagonal principal, entonces el mezclador se comporta como una red pasiva y la pérdida en una señal que va de las terminales  $s$  a las terminales  $b+s$  es la misma pérdida que va en la dirección inversa, este hecho nos servirá -- para encontrar la pérdida de  $b+s$  a  $s$ , y la pérdida de  $s$  a  $-b+s$  sera relativamente fácil encontrarla.

## 2.5 CALCULO DE LA PERDIDA

Se parte de la relación (2-55) en la cual no hay ninguna restricción. El problema específico consiste en encontrar el parámetro imagen de una red general de la forma de (2-55), cuando la señal de entrada se aplica a las terminales de alta frecuencia  $b+s$  mientras que la carga de salida se coloca a través de las terminales de la frecuencia intermedia  $s$ . Algunas veces las terminales  $-b+s$  son unidades a la carga, esto sucede porque las frecuencias  $b+s$  y  $b-s$  son frecuentemente muy próximas y la admitancia a  $b-s$  es prácticamente la misma a  $b+s$  y en consecuencia la admitancia a  $-b+s$  es el conjugado complejo de la de  $b+s$ .

Para el análisis se considera que las terminales  $s$  y  $b+s$  constituyen las cuatro terminales de un cuadrupolo general. Además se supone que en las terminales  $-b+s$  se conecta una admitancia pasiva general  $Y_T$ .

Así de la figura (2-7) se observa que:

$$I_{-b+s} = - V_{-b+s} Y_T \quad (2-62)$$

De (2-62) se despeja  $V_{-b+s}$  y se sustituye en (2-55) resultando, un conjunto de ecuaciones de 4 polos:

	$V_s$	$V_{b+s}$
$I_s$	$Y_{22} - \frac{Y_{12} Y_{21}}{Y_{11} + Y_t}$	$Y_{23} - \frac{Y_{13} Y_{21}}{Y_{11} + Y_t}$
$I_{b+s}$	$Y_{32} - \frac{Y_{12} Y_{31}}{Y_{11} + Y_t}$	$Y_{33} - \frac{Y_{13} Y_{31}}{Y_{11} + Y_t}$

(2-63)

donde  $A_{ij}$  representa el menor de  $V_{ij}$

Las admitancias (de circuito abierto y circuito corto) viendo en las terminales b+s son:

$$Y_{abierto} = \frac{A_{22} + Y_{33} Y_t}{Y_{11} + Y_t} - \frac{A_{32} + Y_{23} Y_t}{Y_{11} + Y_t} \cdot \frac{A_{23} + Y_{32} Y_t}{A_{33} + Y_{22} Y_t} \quad (2-64)$$

$$Y_{corto} = \frac{A_{22} + Y_{33} Y_t}{Y_{11} + Y_t} \quad (2-65)$$

La admitancia imagen a las terminales b+s es entonces:

$$Y_{11} = Y_{abierto} + Y_{corto}$$

y se vería que es suficiente aquí substituir (2-64) y (2-65) Este procedimiento es, en efecto, correcto y da una respuesta usual siempre que  $Y_T$  se conozca. Para la mayoría de los mezcladores,  $Y_T$  se conoce solo indirectamente, dado que para el caso donde  $b+s$  y  $b-s$  están cercanos, es el conjugado - complejo de  $Y_{11}$  en si mismo, el cual esta aún por calcularse

Por lo tanto, el siguiente paso lógico sería substituir el conjugado  $Y_{11}$  por  $Y_T$  en (2-64) y (2-65) y resolver a (2-66) para  $Y_{11}$ . Pero, ésta aproximación directa - conduce a graves dificultades y por tanto es conveniente -- usar otro método.

En referencia a las relaciones dadas en la - parte de principios de la teoría de redes lineales, puede - averiguarse de (2-63) que la razón de la pérdida en una señal que va desde las terminales  $b+s$  a las terminales  $s$  a la pérdida en una señal que va en la dirección opuesta ésta dada por:

$$\frac{L(b+s) a s}{L_s a(b+s)} = \left( \frac{Y_{11} Y_{22} - Y_{12} Y_{21} + Y_{12} Y_T}{Y_{11} Y_{22} - Y_{21} Y_{12} + Y_{22} Y_T} \right) \quad (2-63)$$

Cuando el voltaje del oscilador es una fun -- ción par la razón de las pérdidas en (2-67) es la unidad.

## 2.6. TEOREMA DE BARTLETT

Como un siguiente paso, se utiliza el teorema de bisección de Bartlett. En este teorema se supone que las

terminales de alta frecuencia del mezclador bajo investigación son conectadas a las terminales de alta frecuencia de un segundo mezclador, exactamente similar. El diagrama de la figura (2-8) muestra el mezclador que se está considerando.

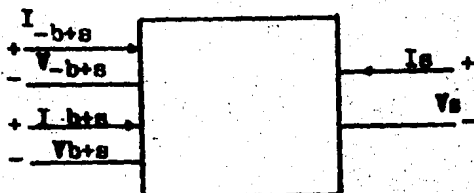


Fig. (2-8) Arreglo de 6 polos derivado de la figura (2-7)

y la figura (2-9) muestra como los 2 mezcladores C y C' sería conectados juntos.

En este arreglo es evidente de la simetría -- que la transmisión del sistema será la misma, sin embargo -- será excitado de las terminales s o de las terminales s'. -- El plan de ataque es ver si el arreglo de la figura (2-9) --

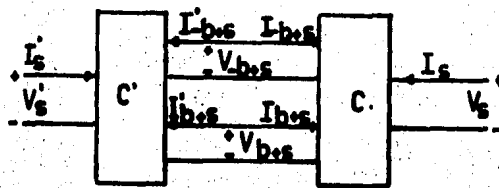


Fig. (2-9) Arreglo para la aplicación del teorema de Bartlett

hace posible encontrar la pérdida de transmisión en una señal que va de las terminales s a las terminales b+s, y asimismo las admitancias imagen a b+s y -b+s. Si es así, entonces la pérdida que va de b+s a s puede ser encontrada, ya sea de (2-67) puesto que  $Y_T$  entonces se conocerá, o de (2-64) y (2-65) usando las relaciones dadas en la parte de la teoría de redes lineales.

Se pueden escribir ecuaciones de la forma de (2-55) para cada uno de los 2 mezcladores C y C', donde ellos se unen. La figura (2-9) muestra que:

$$I'_{-b+s} = -I_{-b+s}$$

(2-68)

$$I'_{b+s} = -I_{b+s}$$

El conjunto de 2 ecuaciones puede establecerse para abreviarse como un solo arreglo, así:

	$V_{-b+s}$	$V_s$	$V'_s$	$V_{b+s}$	
$I_{-b+s}$	Y	Y	O	Y	
$-I_{-b+s}$	Y	O	Y	Y	
$I_s$	Y	Y	O	Y	(2-69)
$I'_s$	Y	O	Y	Y	
$I_{b+s}$	Y	Y	O	Y	
$-I_{b+s}$	Y	O	Y	Y	

En el arreglo (2-69) tenemos 4 voltajes y 4 corrientes, eliminaremos 2 voltajes y 2 corrientes dejando solo 2 ecuaciones de las 6 que se tenían. Así si  $V'_s$ ,  $I'_s$ ,  $V_{-b+s}$  e  $I_{-b+s}$  se eliminan, las 2 ecuaciones resultantes que incluyen a  $V_s$ ,  $I_s$ ,  $I_{b+s}$  y  $V_{b+s}$ , darán información acerca de la transmisión de s a b+s. Ellas también darán información de la transmisión de b+s a s, solo bajo condiciones de la fi



gura (2-9), que no permite al circuito ser abierto y excitar a las terminales b+s sin destruir la relación (2-68) de la cual (2-69) se derivó. Para eliminar a  $V'_s$ ,  $I'_s$ ,  $V_{-b+s}$  e  $I_{-b+s}$  regresaremos a (2-69).

Por la resta de la segunda de la primera de estas ecuaciones resulta:

$$Y_{12} (V_s - V'_s) = 2 I_{-b+s} \quad (2-70)$$

igualmente, de la tercera y cuarta

$$Y_{22} (V_s - V'_s) = I_s - I'_s \quad (2-71)$$

y de la quinta y sexta

$$Y_{32} (V_s - V'_s) = 2 I_{b+s} \quad (2-72)$$

de estas 3 ecuaciones obtenemos

$$V'_s = V_s - 2 I_{b+s} / Y_{32}$$

$$I'_s = I_s - 2 I_{b+s} \cdot Y_{22} / Y_{32} \quad (2-73)$$

$$I_{-b+s} = I_{b+s} Y_{12} / Y_{32}$$

Si sumamos la primera y segunda ecuación de (2-69) y sustituimos en (2-73)

$$V_{-b+s} = (Y_{12} / Y_{11} \cdot Y_{32}) I_{b+s} - (Y_{12} / Y_{11}) V_s - (Y_{11} / Y_{11}) V_{b+s} \quad (2-74)$$

Finalmente, la substitución de (2-73) y (2-74) en la tercera y quinta ecuación de (2-69) se obtienen las 2 ecuaciones en  $V_s$ ,  $I_s$ ,  $V_{b+s}$  e  $I_{b+s}$ . En términos de la menor de  $A_{ij}$  de (2-55) ellas pueden escribirse en la forma:

	$V_s$	$V_{b+s}$	
$I_s$	$Y_{22}$	$\frac{Y_{21} A_{21} + Y_{23} A_{13}}{A_{23}}$	(2-75)
$I_{b+s}$	$Y_{32}$	$\frac{Y_{31} A_{21}}{A_{23}}$	

Estas son las ecuaciones buscadas. Ellas darán la transmisión de las terminales s a las terminales b+s, y debido a la terminación con impedancia imagen, no es posible la reflexión de energía y el producto  $V_i a_{b+s}$  en la figura (2-9) es la misma que resultaría cuando ambas terminales b+s y -b+s están terminadas en su impedancia imagen en vez de conectarse a la red de imagen del mezclador C'.

Por otra parte, (2-75) no dará la correcta transmisión de b+s a s porque las ecuaciones solo se aplican a la configuración completa de la figura (2-9) la cual no tiene terminales disponibles a b+s. Lo que ellas proporcionan es la razón de energía en las terminales b+s de C, a la energía que sale en las terminales s cuando el sistema está excitado por un generador en las terminales s'.

El propósito del sistema de la figura (2-9) - es encontrar la admitancia imagen en vez de la pérdida. En la figura (2-9), la razón  $I_{b+s}/V_{b+s}$  da la admitancia vista en las terminales b+s. Cuando esta razón se toma bajo las condiciones de que el generador esta en s' y cuando s -- esta terminada con una impedancia iguala la del generador, - por tanto se deduce de la simetría de la figura que la razón  $I_{b+s}/V_{b+s}$  da una admitancia la cual es la misma cuando se - ve desde la terminal b+s hacia la terminal s'. Esto satisface los requerimientos de una admitancia imagen.

De (2-75) y (2-40) la admitancia se obtiene:

$$\begin{aligned}
 Y_{11}(b+s) &= \sqrt{\frac{B_{12}}{B_{11}}} \Delta\beta \\
 &= \frac{Y_{12} A_{22}}{A_{21}} \sqrt{1 - \frac{Y_{21} A_{21} + Y_{22} A_{22}}{Y_{22} A_{22}}} \quad (2-76)
 \end{aligned}$$

y la admitancia imagen a las terminales s se expresa a -- continuación:

$$Y_{1s} = \sqrt{\frac{B_{11}}{B_{22}}} \Delta\beta = Y_{22} \sqrt{1 - \frac{Y_{21} A_{21} + Y_{22} A_{22}}{Y_{22} A_{22}}} \quad (2-77)$$

y la pérdida de s a b+s es:

$$S_{b+s} = e^{2\theta} (Y_{21} A_{21} + Y_{22} A_{22}) / Y_{22} A_{22} \quad (2-78)$$

donde

$$\tan h\theta = \sqrt{1 - (Y_{21} A_{21} + Y_{22} A_{22}) / Y_{22} A_{22}} \quad (2-79)$$

Con lo anterior, tenemos la pérdida desde las terminales  $s$  a las terminales  $b+s$  y la admitancia imagen a  $b+s$ . De acuerdo a (2-67) la pérdida de  $b+s$  a  $s$  puede encontrarse si la admitancia  $Y_T$  a las terminales  $-b+s$  se conoce. Podemos observar de (2-69) y (2-55) que  $b+s$  y  $-b+s$  están intercambiadas si son hechos los siguientes intercambios

$$Y_{11} \quad Y \quad Y_{33} \quad Y_{13} \quad Y \quad Y_{31} \quad (2-80)$$

$$Y_{12} \quad Y \quad Y_{32} \quad Y_{21} \quad Y \quad Y_{23}$$

Entonces, de (2-76) la admitancia imagen para  $-b+s$  puede escribirse como:

$$Y_{11}(-b+s) = \frac{Y_{12}A_{22}}{A_{21}} \sqrt{1 - \frac{Y_{21}A_{21} + Y_{22}A_{22}}{Y_{22}A_{22}}} \quad (2-81)$$

La pregunta que debemos hacer es si (2-81) dará un valor para  $Y_T$  en (2-67). Con referencia a la tabla 1 para valores pequeños de  $s$ , viene a ser evidente que las relaciones dadas por (2-80) son las que satisfacen la condición para la admitancia a la frecuencia  $b-s$  que es la misma para  $b+s$ , así que la admitancia imagen (2-81) es el conjugado complejo de la dada por (2-76).

Esto significa que el arreglo de la figura (2-9) satisface la condición de laboratorio donde la admitancia a alta frecuencia a  $b+s$  es un circuito de banda ancha que da esencialmente la misma admitancia a la frecuencia  $b-s$  y, entonces su conjugado a  $-b+s$ .

El resultado de sustituir (2-81) y (2-78) en (2-67) da la pérdida, la cual es:

$$b + s L_s = \left( \frac{Y_{21}A_{21} + Y_{23}A_{23}}{Y_{32}A_{23}} e^{2\theta} \right) \quad (2-82)$$

$$\cdot \left( \frac{A_{21}A_{23} + Y_{12}Y_{12}A_{22} \tan h\theta}{A_{21}A_{32} + Y_{23}Y_{12}A_{22} \tan h\theta} \right)$$

Se ve que es la fórmula más general para la pérdida del mezclador. Su uso cae en las interpretaciones cuantitativas que puedan ser derivadas de ella, y no en su aplicabilidad a cálculos numéricos. Primeramente, dice que la forma formal de la relación de pérdida general es similar a (2-51) para el caso puramente resistivo, pero contiene un factor adicional representado por el segundo factor en paréntesis en (2-82). Además el coeficiente del término que incluye a  $e^{2\theta}$  en el primer paréntesis no es en general igual al factor numérico 2 como en (2-51). Para aplicaciones de medición y diseño, estas diferencias son de especial importancia, y se hará el intento para puntualizar su significado amplio, sin embargo, se tratará una discusión detallada de muchas ramificaciones a lo cual ellas nos conducen.

Para este propósito, la atenuación será concentrada sobre el caso especial donde la frecuencia intermedia es baja y nos lleva a las condiciones (2-50). En este evento, el segundo factor en los paréntesis en (2-82) viene a ser la unidad, y el valor de  $\tan h\theta$ , dado por el radical:

$$\sqrt{1 - (Y_{21}A_{21} + Y_{23}A_{23})/Y_{22}A_{22}} \quad (2-83)$$

viene a ser real. El coeficiente:

$$\beta_{12}/\beta_{21} = (Y_{21}A_{21} + Y_{23}A_{23})/Y_{32}A_{23} \quad (2-84)$$

entonces representa la razón de la pérdida real de un mezclador de doble banda lateral a el valor obtenido por mediciones de circuito abierto y corto. En el caso puramente resistivo esta razón fue de 2.

Bajo las restricciones que conducen a (2-59) la razón puede escribirse:

$$\frac{\beta_{12}}{\beta_{21}} = 1 + (Y_{12}A_{12}/\bar{Y}_{12}\bar{A}_{12})$$

la cual tiene la forma:

$$\frac{\beta_{12}}{\beta_{21}} = 1 + (a + jb)/(a - jb) = 2a/(a - jb) \quad (2-85)$$

donde  $a$  y  $b$  representan la parte real e imaginaria respectivamente de  $Y_{12}A_{12}$ . La magnitud de esta razón es:

$$\left| \frac{\beta_{12}}{\beta_{21}} \right| = 2 (a / \sqrt{a^2 + b^2}) \quad (2-86)$$

y muestra que la razón es menor que 2 siempre que  $Y_{12}A_{12}$  tenga una componente imaginaria.

Lo importante de este resultado es el hecho de que cualquier intento de medir la pérdida haciendo las mediciones de admitancia (o cualquier otra) restringidas a un par de terminales, esta unido al incluir el factor  $\beta_{12}/\beta_{21}$ . Cuando esta razón se conoce, como es el caso resistivo entonces la medición de la pérdida es completa. Cuando no -

es conocida entonces se requieren mediciones 6 información adicional.

En el caso de algunos mezcladores usados en la práctica, la parte imaginaria de  $Y_{12}A_{12}$  puede algunas veces diferir de cero, además se puede demostrar que la suma de una red reactiva tal como una línea de transmisión unida a las terminales de alta frecuencia, y representada por la red  $N$  y  $N'$  en la figura (2-10), no es suficiente para asegurar que puede hacerse cero para todo el sistema.

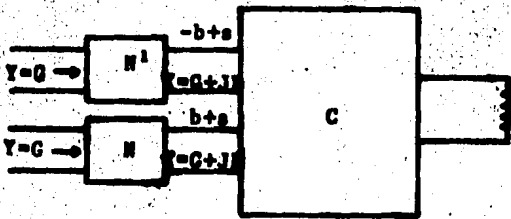


Fig. (2-10) Suma de redes puramente reactivas para entonar un mezclador

Debe concluirse, entonces, que mientras que - las mediciones a las terminales de la frecuencia intermedia son suficientes para dar el valor de  $\tan \theta$ , éstas no son suficientes para dar la pérdida real, la cual puede ser menor que la predicha por la fórmula (2-51) de este modo nosotros tenemos que escribir:

$$b + jL_s < 2e^{2\theta}$$



## CAPITULO III

### CONSIDERACIONES DE CONSTRUCCION.

En este capítulo se harán consideraciones para la construcción del mezclador.

Debido a que en la guía de onda que se utiliza se está trabajando en el modo de transmisión  $TE_{10}$ , donde el campo eléctrico en la dirección Y es máxima en el centro de la guía de onda, por lo tanto el diodo mezclador debería colocarse en el centro de la guía, pero si se observa en el dibujo que se muestra está desplazado a un extremo de la -- guía de onda. La razón es porque al poner el diodo en el interior de la guía varían los campos magnético y eléctrico, entonces se desplaza el diodo del centro de la guía de onda, para acoplar el diodo a la guía, al hacer esto estamos provocando un valor de la conductancia y en consecuencia se logra el acoplamiento. Además se tienen dos obstáculos en el centro de la guía que son iris y sintonizadores de tornillos -- deslizables, y nos sirven también para ajustar el acoplamiento entre el diodo mezclador y la guía de onda. Las separaciones de los obstáculos y las dimensiones de la guía se --- muestran en el dibujo que a continuación se observa:

Vista Lateral

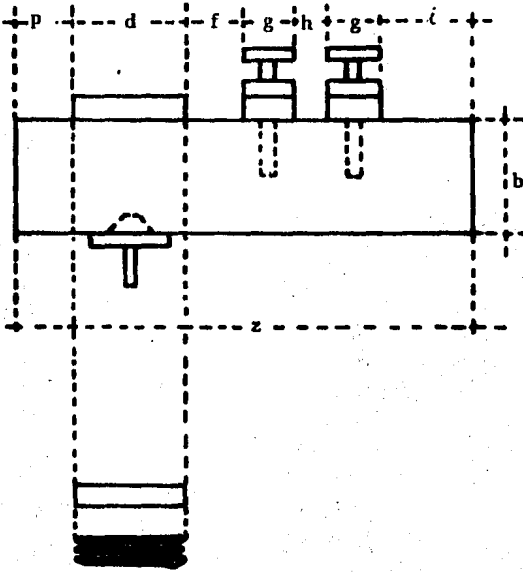


Fig. (3-1)

Vista Superior

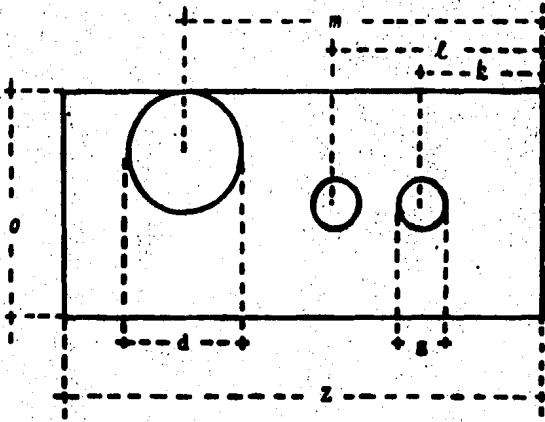


Fig. (3-2)

Vista de Frente

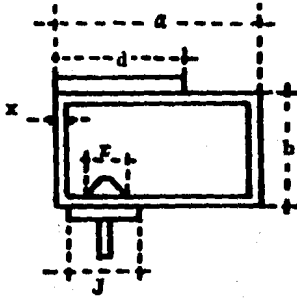


Fig. (3-3)

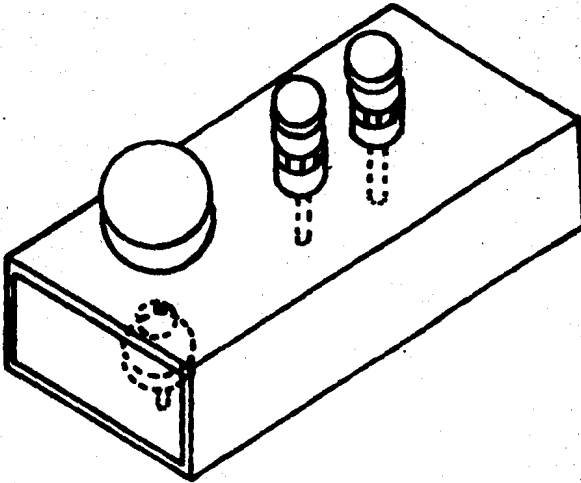


Fig. (3-4)

a	=	38.4
b	=	19.3
d	=	21.1
f	=	10.6
g	=	9.5
h	=	6.8
i	=	17.4
j	=	14.2
k	=	22.5
l	=	38.2
m	=	65.5
p	=	11.1
r	=	7.6
z	=	84.7
x	=	1.7

Todas las mediciones están en mm.

#### 4.1. PROCEDIMIENTO PARA EL AJUSTE DE UN FILTRO DE MICROONDAS

A continuación se describirá el procedimiento para ajustar un filtro de microondas, cuyo objetivo es ajustarlo a una frecuencia central, en el rango de 5925 a 7750 MHz. el motivo de esta restricción se debe, a que los generadores de señales con que se cuentan en el laboratorio tienen ese rango, y con un ancho de banda mayor de 10 MHz, pero menor de 20 MHz.

Cuando en el interior de una guía de ondas se colocan obstáculos, estos varían la distribución de los campos eléctricos y magnéticos. Para analizar la distribución de éstos campos, se sabe que la guía de ondas es una línea de transmisión, y por tanto, se requiere encontrar una analogía entre las intensidades de campo eléctrico y campo magnético con las tensiones y corrientes en una línea de transmisión equivalente. Con esta analogía se pueden dibujar circuitos equivalentes y son útiles para resolver problemas --- electromagnéticos.

La importancia de las guías de onda cuando se colocan obstáculos en el interior de ellas, es que tienen características de filtros, en este caso paso altas. Aprovechando esta propiedad, se ajustará un filtro de microondas, que es una guía de ondas, cuyos obstáculos son iris y sintonizadores de tornillos deslizantes.

El equipo que se emplea es el siguiente:

- 1 Generador de barrido (5.9 a 12. GHz)
- 1 Filtro de microondas con detector y cuatro cavidades resonantes
- 1 Osciloscopio
- 1 Sonda de pruebas
- 1 Frecuencímetro

La forma de conectar el equipo se muestra a continuación.

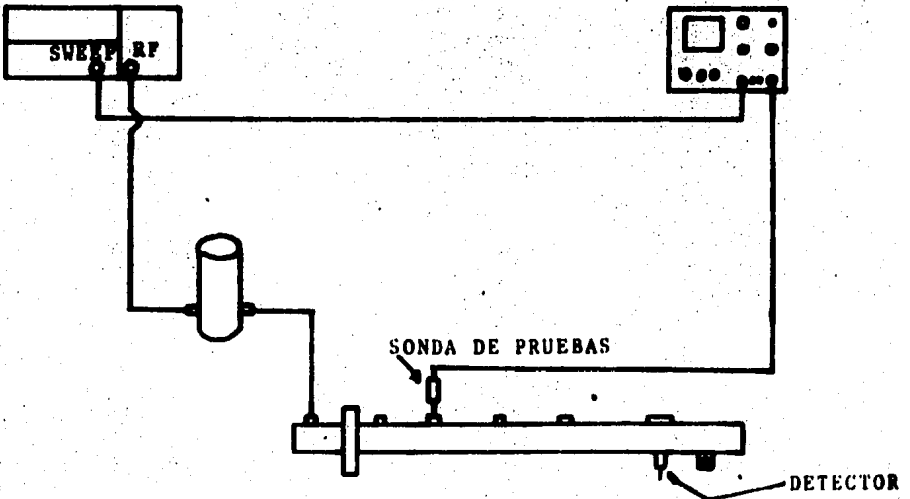
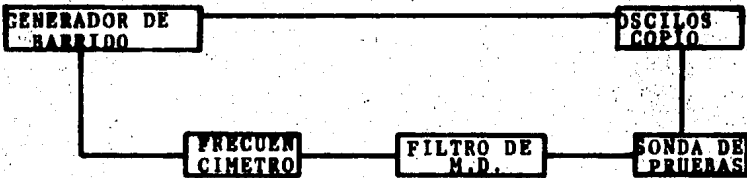


Fig. (4-1)

Del generador de barrido se obtiene una señal triangular de 10 volts de pico a pico y un período de 16 --mseg; esta señal se genera en el oscilador y el barrido que se obtiene, a continuación se muestra

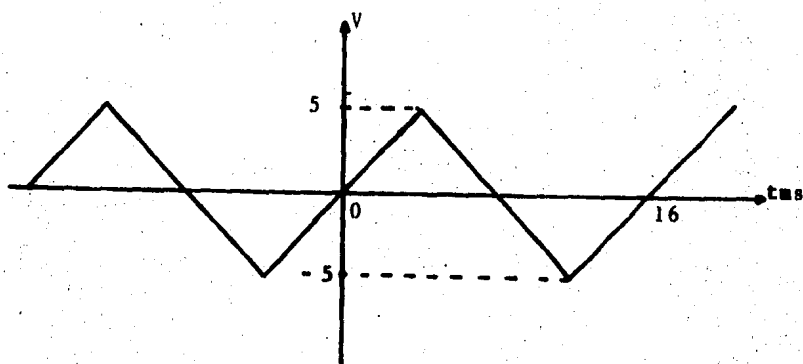


Fig. (4-2)

Esta señal se conecta al amplificador vertical del osciloscopio. Posteriormente la sonda de prueba, - (que esta conectada al amplificador horizontal del osciloscopio) se coloca en el lugar del segundo tornillo del filtro y se debe observar un pulso en el osciloscopio, como el que se muestra a continuación.



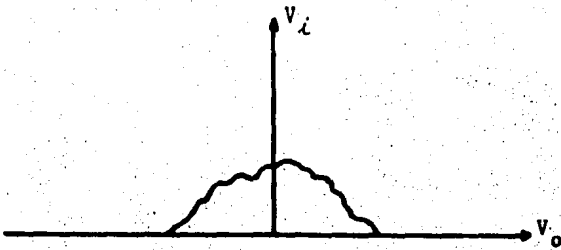


Fig. (4-3).

Esta señal se debe aplanar moviendo el primer tornillo del filtro y además se debe lograr máxima amplitud de la señal. Una vez que se ha logrado lo anterior, se instala el segundo tornillo en su lugar, y se repite esta misma operación, esta vez colocando la sonda en vez del tercer tornillo y se mueve el segundo tornillo, para que la señal sea plana y tenga máxima amplitud. Y así sucesivamente hasta llegar al cuarto tornillo, una vez puesto en su lugar, se quita la sonda del amplificador horizontal del osciloscopio y se conecta el detector.

Ahora se ajusta el filtro moviendo los cuatro tornillos hasta obtener una señal plana y de máxima amplitud

Para saber cual es la frecuencia central, la frecuencia en altas y en bajas y por lo tanto conocer el ancho de banda del filtro, se procede de la siguiente manera:

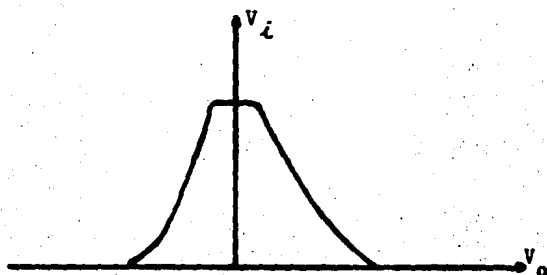


Fig. (4-4)

Forma de conectar el osciloscopio al detector



Fig. (4-5)

De la perilla de marca en el generador de barrido se coloca una marca a la mitad de la señal y girando el frecuencímetro observaremos que la señal baja, y cuando -

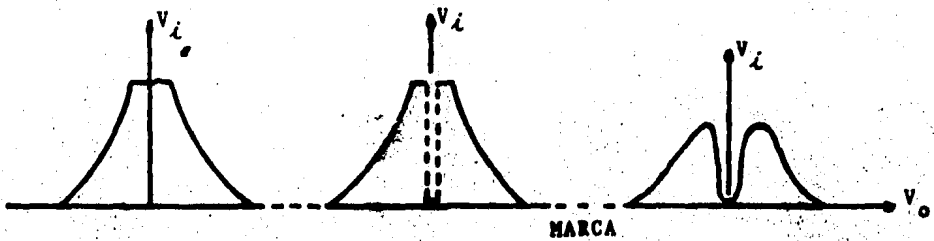
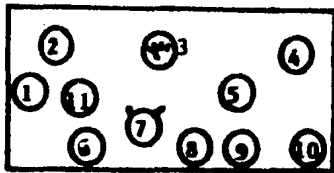


Fig. (4-6)

coincide con la marca esa será la frecuencia central del filtro, para conocer la frecuencia en bajas, se coloca una marca a la mitad de la amplitud de la señal, (esta marca se pone en el extremo izquierdo de la señal) y girando el frecuencímetro se podrá saber cual es la frecuencia en bajas. Para conocer la frecuencia en altas, se coloca una marca a la mitad de la señal, (en el extremo derecho de la señal) y con el frecuencímetro se lee la frecuencia y entonces se puede conocer el ancho de banda del filtro, haciendo la suma algebraica de la frecuencia en altas menos la frecuencia en bajas. Al ajustar el filtro se obtuvo una frecuencia central de 6.81 GHz y un ancho de banda de 12 MHz.

#### 4.2. CALIBRACION DEL GENERADOR DE SEÑALES MODELO 623B SHF



- |                         |                       |
|-------------------------|-----------------------|
| 1.- Repeller            | 7.- Calibrate-operate |
| 2.- Tuning              | 8.- Out               |
| 3.- Medidor de potencia | 9.- Sweep             |
| 4.- Atenuador           | 10.- Xtal             |
| 5.- Trimmer             | 11.- FN-CW,EXT        |
| 6.- IN                  |                       |

Fig. (4-7)

Debido a que el generador de señales puede -- operar en 3 modos diferentes tales como:

Modulación en frecuencia (FM)

Onda continua (CW)

Exterior

Nosotros lo utilizaremos solamente en CW. A continuación se describe la forma de calibrarlo.

- 1 .- Se conecta el cable de energía a la línea de alimentación, con el voltaje y frecuencia especificados (125/60). Esperar 5 minutos para que la unidad se caliente con esto se logra estabilizar la operación.
- 2 .- Gire el dial del atenuador en sentido contrario de las manecillas del reloj, hasta el máximo.
- 3 .- Ponga el control calibrate-operate a calibrate.
- 4 .- Aproximadamente ponga los diales tuning y repeller a la frecuencia deseada.
- 5 .- Ponga el control FM-CW-EXT a la posición CW.
- 6 .- Ajuste la aguja del medidor de potencia a cero por medio del control cero.
- 7 .- Gire el dial del atenuador en sentido horario hasta observar que la aguja del medidor suba. Ajuste el control del trimmer y repeller hasta observar máxima potencia en el medidor. Reajuste el atenuador si fuera necesario, para mantener la aguja del medidor de potencia en cero dbm.
- 8 .- Revise que el medidor de potencia este en cero, girando el dial del atenuador en sentido antihorario hasta el máximo.
- 9 .- Gire el control del atenuador en sentido horario hasta que el medidor de potencia indique cero dbm.
- 10.- Ajuste el curso en el atenuador para que la línea de referencia del curso coincida con el cero del medidor.

de potencia con el dial del atenuador.

- 11.- Ponga el control calibre a operate.
- 12.- Ajuste el atenuador para obtener el nivel de potencia deseado.

La lectura del dial en el atenuador en la línea de referencia del curso indica la potencia de la onda continua, en dbm.

#### 4.3. MEZCLA

Una vez que se ha ajustado el filtro, y se ha calibrado el generador modelo 623B, entonces se puede comenzar a hacer la mezcla.

La mezcla consiste en introducir 2 señales al mezclador por medio del filtro que se ajustó anteriormente, una señal es la de radiofrecuencia (RF) y otra la que se esta generando en el oscilador local (OL) y a la salida del mezclador se obtienen 4 señales y son las siguientes.

La de RF, la del oscilador local, la suma y la resta de ambas señales (RF, OL, RF + OL, RF - OL).

Puesto que estamos trabajando en el rango de microondas y se cuenta con un analizador de espectros, que tiene un rango de 0 - 100 MHz. entonces la señal de RF, OL y RF + OL no se pueden observar en el analizador de espectros, y la única señal que se puede observar es la resta de las señales RF y OL. Por ejemplo si RF fuera de 6.9 GHz y

la del OL de 6.8 GHz, haciendo la resta nos quedaría que:

$$FI \text{ (Frecuencia intemedia)} = RF - OL$$

$$FI = 6.9 - 6.8 = 100 \text{ MHz}$$

entonces el espectro de la señal de FI de 100 MHz si se puede observar en el analizador porque está en el rango. Debido a que podemos variar la frecuencia de los generadores entonces la resta puede ser desde 0 hasta 100 MHz. Basados en el análisis anterior podemos hacer que la diferencia sea menor de 100 MHz.

El equipo que se necesita para hacer la mezcla es el siguiente:

- 1 Generador de señales modelo 623B SHF rango de 5925-7750 MHz.
- 1 Generador de señales modelo 86245A RF (5.9 - 12.4 - GHz).
- 1 Filtro con detector
- 1 Analizador de espectro (0 - 100 MHz) modelo 8553B sección RF.

El generador de señales 623B SHF, hará las veces de la señal de RF, o sea que viaja en el espacio y llega hasta la antena y que contiene la información. El generador 86245A, hará las veces del oscilador local. La forma de conectarlo se muestra en el siguiente diagrama a bloques.

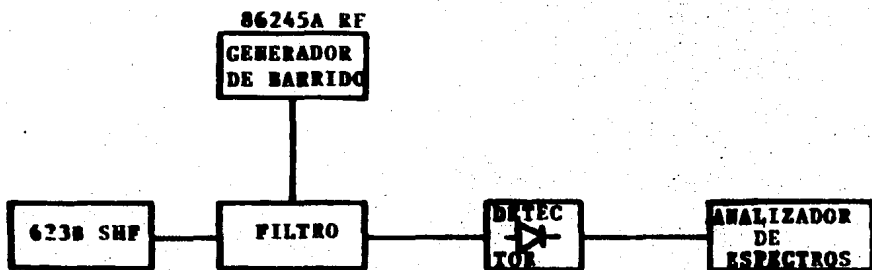


Fig. (4-8)

Lo que resta por hacer es variar la frecuencia del generador de barrido (oscilador local) de tal forma que la resta de la señal de RF y la señal del OL sea menor de 100 MHz. El resultado se puede observar en el analizador de espectro puesto que el instrumento esta barriendo de 0 - 100 MHz. Los resultados obtenidos se escriben a continuación. En la pantalla del analizador se deben observar espigas. Se tomaron medidas de la amplitud de la espiga cada 10 MHz.

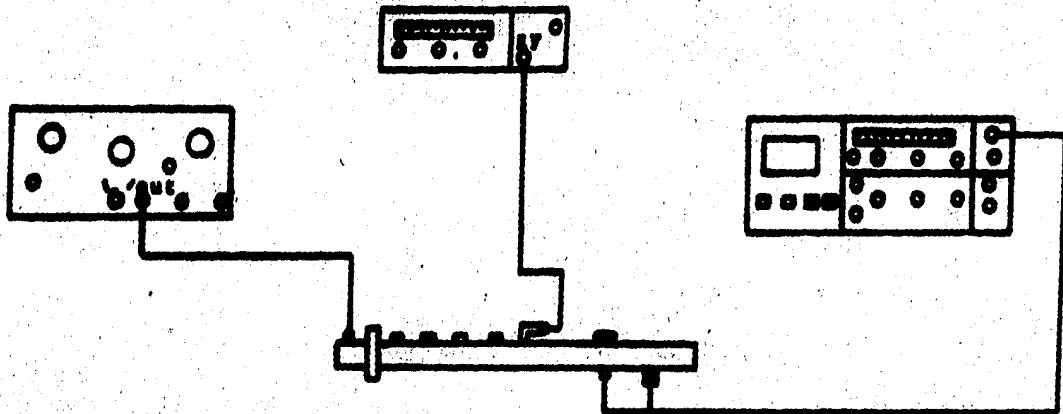


Frecuencia (MHz)	Amplitud (dbm)
10	- 68
20	- 75
30	- 75
40	- 68
50	- 65
60	- 65
70	- 65
80	- 66
90	- 65
100	- 65

Cuando se tiene el pulso a 70 MHz las armónicas son:

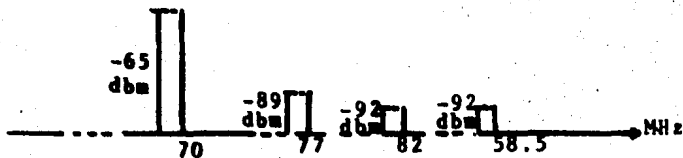
Frecuencia (MHz)	Amplitud (dbm)
77	- 89
82	- 92
88.5	- 92

Una vez que se ha obtenido una señal a 70 MHz como resultado de la mezcla, ya se ha logrado bajar la frecuencia (RF) que originalmente se tenía y en consecuencia ya se puede procesar la señal, de tal manera que podemos escuchar, o ver y escuchar la información que contiene la señal.



118

Fig. (4-9)



Fundamental y Armonicas

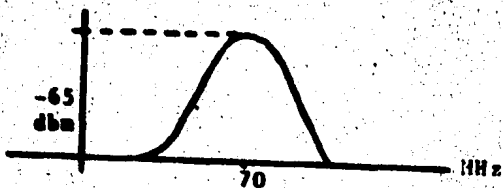


Fig. (4-10)

## CAPITULO V

### ANALISIS ECONOMICO.

En este capítulo se da una lista del material que se utiliza para la fabricación del mezclador y además el precio de cada artículo y posteriormente se compara con el precio de un mezclador importado. Es importante hacer notar que un perfil rectangular de aluminio con las especificaciones de frecuencia y de fabricación nacional, hace las veces de la guía de onda.

Diodo mezclador	\$ 550.00
IN218	
Guía de onda	84.00
4 Tornillos	<u>400.00</u>
Total	\$ 1,034.00

El precio de un mezclador importado es de:

\$ 1200.00 dolares

Como se podra observar, existe una gran diferencia en el precio del mezclador importado y del que se podría fabricar. En el país siguiendo las especificaciones.

Los precios de este trabajo corresponden al mes de diciembre de 1984.

## CONCLUSIONES.

El uso de un mezclador de microondas en los sistemas de comunicaciones es de extrema importancia puesto que con él es factible tener la información de R.F. en una F.I. más baja y con esto logramos procesar la señal más fácilmente. El problema consiste en que a frecuencias altas hay muchas pérdidas, por ejemplo: si se tiene una frecuencia de 6.8 GHz su longitud de onda es de 4.4 cm y esta longitud de onda es comparable con el tamaño de los semiconductores por tanto, estos se convierten en antenas y en consecuencia se tienen pérdidas por dispersión de energía y aquí es donde radica la importancia del mezclador de microondas en donde por medio de él se puede obtener una frecuencia más baja.

Dada la situación económica por la que aún atraviesa el país, las importaciones tuvieron que ser suspendidas es por eso que nos vimos forzados a producir lo que no se podría importar. Esta tesis tiene por objetivo fabricar un mezclador con un muy alto porcentaje nacional, de tecnología y material utilizando los recursos de que disponemos. Además el costo del mezclador sería mucho muy bajo en comparación con el que se importa.

## BIBLIOGRAFIA.

- 1.- Edward C. Jordan y Keith G. Balmain  
Ondas Electromagnéticas y Sistemas Radiantes  
Ed. Paraninfo Madrid
- 2.- María José Salmerón  
Líneas de Transmisión, Guías de Onda y Fibras Ópticas  
Ed. Trillas 1981
- 3.- Manual de Semiconductores D.A.T.A
- 4.- Millman-Halkias  
Integrated Electronics  
Ed. Mc Graw Hill
- 5.- Gray, P.E., and C.L. Searle  
Electronic Principles: Physics, Models, and Circuits  
Ed. John Wiley & Sons Inc.
- 6.- Lloyd T. Yuan  
Design and Performance Analysis of an Octave Bandwidth  
Waveguide Mixer  
IEEE Vol. 25, no. 12, pp. 1048-1054 1977
- 7.- Microwave Measurements  
Edward L. Ginzton  
Ed. Mc Graw Hill
- 8.- The Performance and Measurements  
of Mixers in Terms of Linear Network Theory  
L.C. Peterson  
I.R.E.