

**CAMARAS DE CALENTACION PARA
CALENTAMIENTO DIELECTRICO EN MICROONDAS**

Tesis previa a la obtención del Título
de Ingeniero en la especialización de
Electrónica y Telecomunicaciones de la
Escuela Politécnica Nacional.

JOSE LOZADA GARDUÑAN

Quito, Enero de 1.973

Certifico que este trabajo ha sido
realizado en su totalidad por el
señor José Lozada Cárdenas.



Ing. Mario Cevallos Villacreses
CONSUMIDOR DE LA TESIS

Quito, Enero de 1.973

A MIS PAIRES;

P R O L O G O

Desde épocas remotas, el hombre con su naturaleza investigadora y con el afán de obtener mejoras en su vida, se ha dedicado a la investigación de los fenómenos de la naturaleza.

La Electrónica, uno de los grandes descubrimientos, ha traído consigo muchos beneficios para la humanidad; una pequeña rama de este gran campo es las Microondas, que tienen un sinnúmero de utilidades, una de estas es el calentamiento que producen en materiales dieléctricos sometidos a este proceso convenientemente.

Por sugerencia del Departamento de Electrónica de la Escuela Politécnica Nacional, el presente trabajo, titulado CAMARAS DE CALENTACION PARA CALENTAMIENTO DIELECTRICO EN MICROONDAS, trata de los problemas de diseño, construcción y pruebas experimentales de estas cámaras con su respectivo acoplamiento al generador de microondas.

Deseo expresar mi agradecimiento a la Escuela Politécnica Nacional, a su digno rector señor Ing. Rubén Orellana, al señor Dr. Kanti Hore, a los señores profesores del Departamento de Electrónica

ca, quienes supieron transmitir sus conocimientos en forma desinteresada y en especial al señor Ing. Mario Cevallos, Consultor de Tesis, quien con sus conocimientos y su invaluable ayuda hizo posible desarrollar el presente trabajo.

JOSE LOZADA CARDENAS

Enero, 1.973

INDICE GENERAL

| | Página |
|---|--------|
| PROLOGO | IV |
| Capítulo Primero: EL CALENTAMIENTO | 1 |
| 1.- Calentamiento | 2 |
| 1.1 Calentamiento de dieléctricos utilizando microondas | 3 |
| Capítulo Segundo: ESTUDIO DE GUIAS DE ONDAS CON PAREDES <u>PER</u> PROFUNDAMENTE REFLECTORAS | 6 |
| 2.- Ondas electromagnéticas en una guía de Onda | 7 |
| 2.1 Las ecuaciones de Maxwell | 7 |
| 2.2 Constante dieléctrica compleja | 10 |
| 2.3 Pérdida de potencia en un dieléctrico | 10 |
| 2.4 Profundidad de penetración en un dieléctrico <u>imper</u> fecto | 12 |
| 2.5 Las guías de Onda | 14 |
| 2.5.1 Guías de onda de sección transversal rectangular | 14 |
| 2.5.2 Ondas transverso eléctricas y transverso magnéti- cas | 15 |

| | | |
|--|---|----|
| 2.5.2.1 | Ondas transverso Magnéticas | 16 |
| 2.5.2.2 | Ondas transverso eléctricas | 17 |
| 2.5.2.3 | Constante de atenuación y constante de fase en una guía rectangular con dieléctrico imperfecto | 20 |
| 2.6 | Guía de onda de sección transversal circular | 26 |
| 2.7 | Conclusiones | 29 |
| Capítulo Tercero: <u>ACOPLAMIENTO DE LA CAMARA DE CALENTAMIENTO AL MAGNETRON</u> | | 31 |
| 3.- | Métodos de acoplamiento | 32 |
| 3.1 | Analogía de las guías de Onda con las líneas de transmisión | 32 |
| 3.1.1 | Impedancia característica de una guía de Onda | 32 |
| 3.2 | Dispositivos de acoplamiento | 37 |
| 3.2.1 | Ventanas inductivas y ventanas capacitivas | 38 |
| 3.2.2 | Tornillos | 41 |
| 3.2.3 | Circuitos equivalentes para obstáculos | 43 |
| Capítulo Cuarto: <u>ESTUDIO DE CAVIDADES RESONANTES</u> | | 52 |
| 4.- | Cavidades Resonantes | 53 |
| 4.1 | Cavidades Resonantes Rectangulares | 53 |
| 4.1.1 | Ecuaciones de Maxwell en cavidades rectangulares | 54 |
| 4.1.2 | Energía almacenada en un resonador rectangular | 55 |
| 4.1.3 | Q en una cavidad resonante rectangular | 56 |
| 4.1.4 | Cavidades resonantes cilíndricas | 59 |

| | | |
|--|--|----|
| 4.2 | Acoplamiento de impedancia en una guía de onda | 61 |
| Capítulo Quinto: <u>DISÑO CONSTRUCCION Y PRUEBAS EXPERIMEN</u> | | |
| | <u>TALES</u> | 67 |
| 5.- | Diseño y Experimentación | 68 |
| 5.1 | Medición de VSWR para diferentes dieléctricos | 70 |
| 5.2 | Medición de Q en la cavidad resonante | 82 |
| Capítulo Sexto: <u>CONCLUSIONES</u> | | 91 |
| 6.- | Conclusiones | 92 |

INDICE DE FIGURAS

| Figura | Página |
|---|--------|
| Capítulo Segundo: | |
| 2.1 Guía de Onda de Sección rectangular | 14 |
| 2.2 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{10} | 18 |
| 2.3 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{11} | 19 |
| 2.4 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{21} | 19 |
| 2.5 Configuración del campo electromagnético en una guía circular para TM_{01} | 28 |
| 2.6 Configuración del campo electromagnético en una guía circular para TE_{11} | 29 |
| Capítulo Tercero: | |
| 3.1 Voltaje y corriente en una guía de sección rectangular | 33 |
| 3.2 Guía de onda entre el magnetron y la cámara de calentamiento | 37 |

| | | |
|----------------------|---|----|
| 3.3 | Ventanas capacitivas en guías de onda rectangulares | 38 |
| 3.4 | Ventanas inductivas en guías de onda rectangulares | 40 |
| 3.5 | Tornillos en guías de onda rectangulares | 41 |
| 3.6 | Variación de la susceptancia para obstáculos | 43 |
| 3.7 | Distribución de la corriente en un obstáculo | 43 |
| 3.8 | Distribución de la corriente en el circuito equivalente de un obstáculo | 45 |
| 3.9 | Líneas E, H, I para el modo TE_{10} | 46 |
| 3.10 | Reactancia de una ventana inductiva simétrica en guías rectangulares | 49 |
| 3.11 | Susceptancia de una ventana inductiva asimétrica en guías rectangulares | 50 |
| 3.12 | Susceptancia de ventanas capacitivas en guías rectangulares | 51 |
| Capítulo Cuarto: | | |
| 4.1 | Cavidad resonante de forma rectangular | 53 |
| 4.2 | Condiciones de borde para determinar W_L de una cavidad rectangular | 57 |
| 4.3 | Cavidad resonante de forma cilíndrica | 59 |
| 4.4 | Guía de onda con dos medios dieléctricos diferentes | 61 |
| 4.5 | Acoplador de en una guía rectangular | 63 |
| Capítulo Quinto: | | |
| 5.1 | Diagrama en bloque para medición de VSWR | 73 |

| | | |
|------|---|----|
| 5.2 | Sistema de calentamiento | 76 |
| 5.3 | Vista lateral y vista en planta | 77 |
| 5.4 | Vistas cámara N°2 | 78 |
| 5.5 | Representación esquemática de una carga acoplada tipo binominal | 79 |
| 5.6 | Diagramas en bloque para la medición del Q de una cavidad | 83 |
| 5.7 | Determinación del Q para la carga N/ 1 | 87 |
| 5.8 | Determinación del Q para la carga N° 2 | 88 |
| 5.9 | Determinación del Q para la carga N° 3 | 89 |
| 5.10 | Determinación del Q para la carga N° 4 | 90 |

Capítulo Sexto:

| | | |
|-----|---|----|
| 6.1 | Determinación experimental del campo dentro de la cavidad | 96 |
|-----|---|----|

INDICE DE TABLAS

Tabla

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Frecuencias utilizadas para calentamiento dieléctrico | 4 |
| 5.1 | Voltaje de ruptura en el aire | 70 |
| 5.2 | Coefficientes | 72 |

CAPITULO PRIMERO

EL CALENTAMIENTO

1.- Calentamiento

Muchos materiales que se utilizan en la industria requieren de un calentamiento para poder ser aprovechados por la tecnología moderna y utilizados por el hombre, para este calentamiento se han venido aplicando diferentes métodos, dependiendo estos del tipo de material.

Con la invención de la energía eléctrica se ha logrado clasificar a estos materiales en dos grandes grupos, según puedan o no conducir dicha energía. Esta clasificación ha dado lugar a la existencia de materiales Conductores y materiales Dielectricos. Por ejemplo la Electrotérmica es la ciencia que se ocupa de la utilización del calor producido por la corriente eléctrica dentro de recintos más o menos cerrados que se les conoce como hornos eléctricos, en los cuales se efectúan reacciones químicas a altas temperaturas.

Cuando el material es un conductor se puede producir calentamiento en forma directa en el cuerpo a calentarse,^[1] a su vez cuando la sustancia sometida al proceso de calentamiento es un dieléctrico, se requiere de algún sistema para trasladar la energía calórica desde el generador a esta sustancia.

[1] Los numerales de esta naturaleza indican las referencias tomadas y se encuentran en un listado al final de este trabajo.

Como es obvio todo sistema que transporta energía calórica tiene una eficiencia baja debido a las muchas pérdidas por radiación o conducción, lo que produce una disminución del rendimiento total.

Pensando en la forma de calentar directamente un dieléctrico se ha desarrollado la técnica del calentamiento Dieléctrico, utilizando un campo electromagnético variable en el tiempo.

1.1 Calentamiento de Dieléctricos utilizando Microondas.

Se ha llegado a determinar que cuando a un dieléctrico se lo somete a un campo electromagnético variable en el tiempo, este se calienta por las pérdidas que muestra a ultra altas frecuencias, aumentando estas cuando mayor es la frecuencia de trabajo, y también cuando aumenta la potencia aplicada. [2]

Se ha regulado las frecuencias y sus respectivos anchos de banda para equipos de calentamiento, que al ser diseñados deben tomar las mayores precauciones para evitar flujos de radiación electromagnética, que pueden afectar a las personas que trabajan en dicho equipo, como causar problemas en otros sistemas que utilizan microondas. [3]

13,65 Mc/s \pm 0,05%

27,12 Mc/s \pm 0,06%

40,68 Mc/s \pm 0,05%

461,04 Mc/s \pm 0,20%

2.400 Mc/s \pm 50 Mc/s

5.850 Mc/s \pm 75 Mc/s

Tabla 1.1 Frecuencias utilizadas para calentamiento dieléctrico.

Como se indicó, al aumentar la potencia, se puede conseguir aumento del calentamiento, pero este valor está controlado por la rigidez del material dieléctrico utilizado en las guías de onda, que sirven para transportar la energía electromagnética, esta rigidez depende de las propiedades de los dieléctricos.

En procesos de calentamiento dieléctrico con microondas se utilizan principalmente dos métodos:

- a) Calentamiento por campos propagantes
- b) Calentamiento por campos estacionarios

El presente trabajo tiene como finalidad estudiar y diseñar una cámara para calentamiento en campos estacionarios, que es un circuito resonante para la frecuencia de trabajo. También estudia remos la posibilidad de utilizar una guía de onda como cámara de calefacción.

En los capítulos 2 y 4 realizamos un estudio teórico del campo electromagnético en el interior de guías de onda y cavidades resonantes, en tanto que en el capítulo 5 se diseña y experimenta con las cámaras de calefacción indicadas anteriormente.

Uno de los problemas que se presenta es el acoplamiento del Magnetrón generador de Microondas a la frecuencia de 2,45 GHz y con una potencia de 1KW a la carga (cámara de calefacción), por lo tanto en el capítulo 3 estudiaremos la posibilidad de conseguir acoplamiento utilizando dispositivos apropiados para este fin.

Debe indicarse que el calentamiento por microondas tiene utilidad en el secado de fibras, cocido de alimentos y en la medicina, presentando además otra ventaja de mucha importancia con relación a los otros sistemas, ya que el dieléctrico sometido al campo electromagnético sufre un calentamiento en toda la masa del material al mismo instante y si el campo aplicado tiene una distribución uniforme, el calentamiento será también muy uniforme.

CAPITULO SEGUNDO

**ESTUDIO DE GUIAS DE ONDAS CON
PAREDES PERFECTAMENTE REFLECTORAS**

2.- Ondas electromagnéticas en una guía de onda.

Para producir calentamiento en un dieléctrico, utilizando ondas electromagnéticas, tenemos necesidad de un sistema para transmitir la energía, desde la fuente generadora a la cámara en donde se encuentra el dieléctrico a calentarse. El sistema que se utilizará depende de la frecuencia de trabajo, como en nuestro caso la frecuencia es de 2,45 GHz, se utiliza guías de onda.

Con el objeto de determinar los parámetros que tienen mayor importancia en la producción de calor, analizaremos brevemente la propagación de ondas electromagnéticas en un medio dieléctrico imperfecto.

2.1 Las Ecuaciones de Maxwell. [4]

Puesto que todo fenómeno electromagnético debe satisfacer las ecuaciones de Maxwell, para realizar el análisis de la propagación de ondas en este medio, homogéneo, lineal e isotrópico. Se deben cumplir el conjunto de ecuaciones dadas por (2.1) a (2.4)

$$\nabla \times \vec{H} = \dot{\vec{D}} + \vec{J} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

en donde:

D = densidad de desplazamiento eléctrico

E = intensidad de campo eléctrico

ϵ = permitividad del medio o constante dieléctrica

B = densidad de flujo magnético

μ = permeabilidad del medio

H = intensidad de campo magnético

J = densidad de corriente de conducción

ρ = densidad de carga

Complementan estas ecuaciones las llamadas ecuaciones constitutivas.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.7)$$

Una vez expresadas las ecuaciones de Maxwell, en forma general es de mucha utilidad expresar las mismas para un caso simple pero muy importante, el fenómeno electromagnético en el espacio o más generalmente en un dieléctrico perfecto que no tiene carga y tampoco corriente de conducción.

Las ecuaciones son:

$$\nabla \times \vec{H} = \dot{\vec{D}} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.11)$$

En el caso de que dentro de una guía de onda o de una cavidad resonante (que se tratará más adelante) no se encuentre un dieléctrico perfecto, las condiciones de propagación de las ondas se alteran debido a las características que presente este dieléctrico imperfecto a la propagación de las ondas.

Un medio de esta naturaleza se caracteriza porque su constante dieléctrica es compleja y está determinada por:

$$\epsilon = \epsilon^* = \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \quad (2.12)$$

$$\mu = \mu_0 \quad (2.13)$$

$$\sigma = 0 \quad (2.14)$$

2.2 Constante dieléctrica compleja

Cuando un dieléctrico se encuentra sometido a la acción de un campo eléctrico alterno, presenta diferentes tipos de polarización según los procesos atómicos y/o moleculares que tengan lugar en el mismo; esto da lugar a la definición de dos constantes dieléctricas conocidas como $\epsilon'(\omega)$ y $\epsilon''(\omega)$ estas constantes se encuentran relacionadas como se indica en la ecuación (2.12).

$\epsilon''(\omega)$ se conoce como el factor de pérdidas y

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.15)$$

como la tangente de pérdidas en un dieléctrico que es proporcional a la relación de pérdida de potencia en calor y a la energía almacenada por ciclo, lo que proporciona una forma de determinar las pérdidas en el dieléctrico.

2.3 Pérdida de potencia en un dieléctrico.

La propagación de energía electromagnética a través de un medio determinado se la analiza utilizando el vector de Poynting. En nuestro caso deseamos determinar la parte de energía correspondiente a la pérdida en el dieléctrico, la misma que se exteriorizará por el calentamiento del material.

Partiendo del vector de Poynting:

$$P = \oint_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{d}a \quad (2.16)$$

para el medio dieléctrico que estamos considerando, podemos utilizar el teorema de la divergencia

$$\oint \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{a} = \int_V \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) dV \quad (2.17)$$

y como
$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = \vec{H}^* \cdot \nabla \times \vec{E} - \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H}^* \quad (2.18)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} \times \vec{H}^* = H^* (-j\omega\mu\vec{H}) - \vec{E} [\vec{E}^* (\sigma - j\omega\epsilon)] \quad (2.19)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} \times \vec{H}^* = -j\omega\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{H}^* + j\omega\epsilon' \vec{E} \cdot \vec{E}^* + \omega\epsilon'' \vec{E} \cdot \vec{E}^* \quad (2.20)$$

que integrando con respecto al volumen se tiene

$$\int_V \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) dV = -j\omega\mu_0 \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}^* dV + j\omega\epsilon' \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV + \omega\epsilon'' \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV \quad (2.21)$$

en esta ecuación el primero y segundo término dan una energía oscilante entre el campo magnético y eléctrico respectivamente, y el tercer término da una potencia efectiva que corresponde a las pérdidas en el material.

Partiendo de esta consideración se puede llegar a determinar las pérdidas de potencia por la siguiente fórmula: [5]

$$P_{\text{pérdida}} = 0,556 \times 10^{12} E^2 f \epsilon'' \left[\frac{\text{watt}}{\text{cm}^3} \right] \quad (2.22)$$

Como se puede apreciar en la ecuación (2.22) las pérdidas son proporcionales a la intensidad de campo aplicado, a la frecuencia, y lo que es más importante a la constante dieléctrica

2.4 Profundidad de penetración en un dieléctrico imperfecto.

Es de importancia considerar la profundidad de penetración de las ondas en tales materiales, entendiéndose como profundidad de penetración aquella en la cual una onda electromagnética se atenúa $1/e$ veces del valor inicial, y se la define como

$$\varphi = \frac{1}{\alpha} \quad (2.23)$$

partiendo de la constante de propagación dada por

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.24)$$

en donde:

α = constante de atenuación

β = constante de fase

determinaremos estos dos valores para una onda electromagnética que se propaga en un medio dieléctrico cuya constante compleja está dada por la ecuación (2.12)

Por medio de las ecuaciones (2.1) a (2.4) se determina la constante de propagación dada por:

$$\gamma^2 = -\omega^2 \mu \epsilon \quad (2.25)$$

en donde ϵ debe ser reemplazado por la constante dieléctrica compleja.

Utilizando las ecuaciones (2.15), (2.24) y (2.25) se obtiene:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} \left[\sqrt{1 + jg^2 \sigma} - 1 \right]} \quad (2.26)$$

De igual manera utilizando las ecuaciones indicadas en el párrafo anterior, la constante de fase es:

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} \left[1 + \sqrt{1 + jg^2 \sigma} \right]} \quad (2.27)$$

Por lo tanto la profundidad de penetración está determinada por:

$$\varphi = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} \left[\sqrt{1 + jg^2 \sigma} - 1 \right]}} \quad (2.28)$$

2.5 Las Guías de Onda.

Como se enunció anteriormente, se utiliza guías de onda para el acoplamiento de una cámara de calentamiento o su respectiva fuente de microondas, razón por la que realizaremos un estudio de estas guías, el comportamiento del campo en la guía y el diseño para una determinada frecuencia de trabajo.

2.5.1 Guías de Onda de sección transversal rectangular

Para determinar las configuraciones del Campo electromagnético dentro de una guía de onda rectangular analizaremos la forma como se propaga el campo a lo largo de la guía, considerando que la configuración del campo se distingue por la existencia de dos enteros m y n que puedan tomar cualquier valor.

$$E_{tan} = 0$$

$$H_{norm} = 0$$

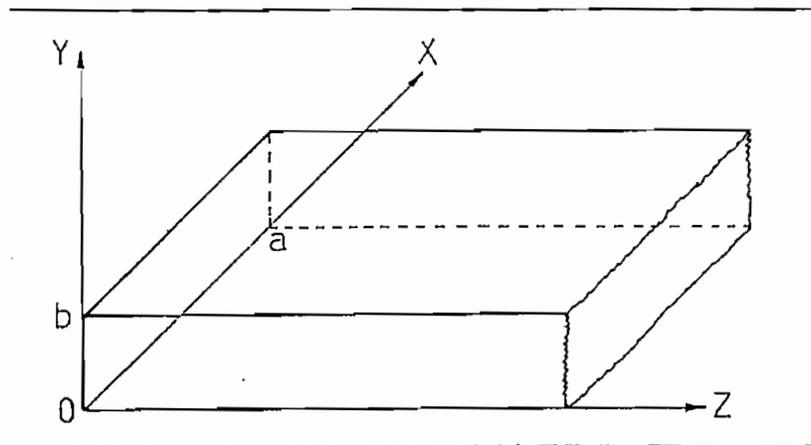


Fig. 2.1 Guía de Onda de sección rectangular

y las ecuaciones de Maxwell tomando en cuenta las condiciones de

borde y que la variación con respecto al eje z es de la forma
puedan ser expresadas como: [6]

$$H_x = -\frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.29)$$

$$H_y = -\frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2.30)$$

$$E_x = -\frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{j\omega\mu}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.31)$$

$$E_y = -\frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{j\omega\mu}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.32)$$

en donde $k^2 = \gamma^2 + \omega^2\mu\epsilon$ (2.33)

2.5.2 Ondas transverso Eléctricas y transverso Magnéticas

Cuando una onda se propaga en una guía, las componentes de campo E_z y H_z pueden estar presentes dando lugar a la clasificación de la propagación en dos tipos, transversales eléctricas y transversales magnéticas.

- a) Cuando existe la componente E_z ($H_z = 0$) tenemos ondas transverso magnéticas.
- b) Cuando existe la componente H_z ($E_z = 0$) se tiene ondas transverso eléctricas.

2.5.2.1 Ondas transverso magnéticas

Partiendo de las ecuaciones (2.29), (2.30), (2.31) y (2.32) se tiene las siguientes expresiones para el campo en el interior de una guía

$$\vec{E}_z = C \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma' z} \quad (2.34)$$

$$\vec{H}_x = \frac{\gamma'}{k^2} C \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma' z} \quad (2.35)$$

$$\vec{H}_y = -\frac{\gamma'}{k^2} C \frac{n\pi}{b} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma' z} \quad (2.36)$$

$$\vec{H}_z = j \frac{\omega \epsilon}{k^2} C \frac{n\pi}{b} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma' z} \quad (2.37)$$

$$\vec{H}_y = -j \frac{\omega \epsilon}{k^2} C \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma' z} \quad (2.38)$$

$$\vec{H}_z = 0 \quad (2.39)$$

en donde la constante C depende solamente de la excitación.

La constante de propagación se la expresa como:

$$\gamma'^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.40)$$

al reemplazar k^2 se tiene

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2\mu\epsilon} \quad (2.41)$$

Los valores de a y b son mostrados en la figura 2.1

2.5.2.2 Ondas transverso eléctricas

En una forma similar al punto 2.5.2.1 expresaremos las ecuaciones para este tipo de ondas, en forma más detallada ya que las utilizaremos para el calentamiento con dieléctricos.

$$H_z = C \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma z} \quad (2.42)$$

$$H_x = \frac{\gamma}{\rho^2} C \frac{m\pi}{a} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma z} \quad (2.43)$$

$$H_y = \frac{\gamma}{\rho^2} C \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma z} \quad (2.44)$$

$$E_x = j \frac{\omega\mu}{\rho^2} C \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x \operatorname{sen} \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma z} \quad (2.45)$$

$$E_y = -j \frac{\omega\mu}{\rho^2} C \frac{m\pi}{a} \operatorname{sen} \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y e^{j\omega t - \gamma z} \quad (2.46)$$

En las figuras 2.2, 2.3, y 2.4 se muestran las configuraciones para los campos electromagnéticos dentro de una guía de onda rectangular para diferentes modos de propagación.

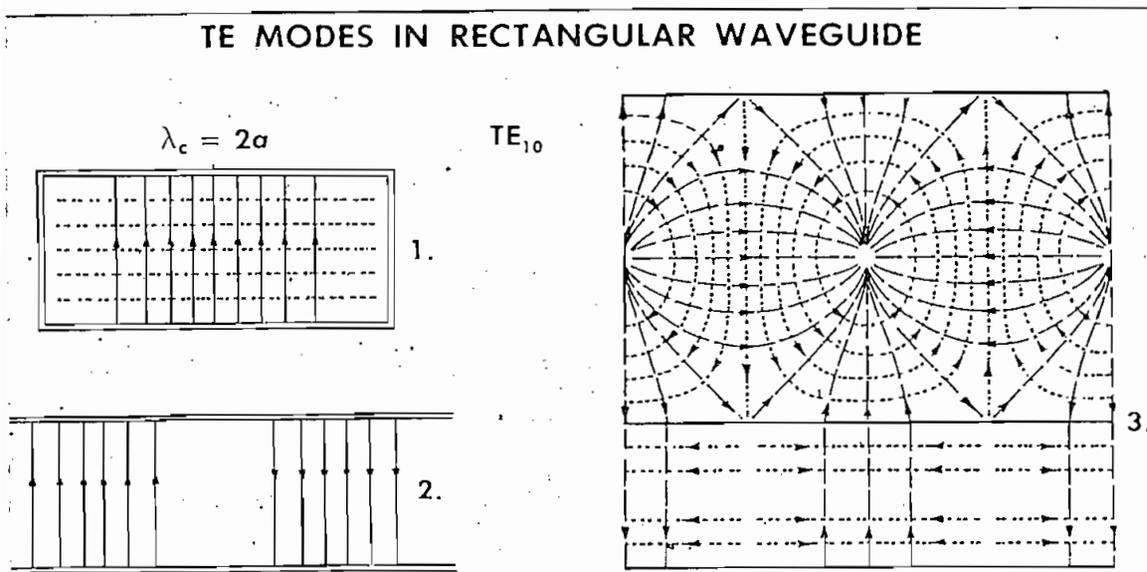


Fig. 2.2 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{10}

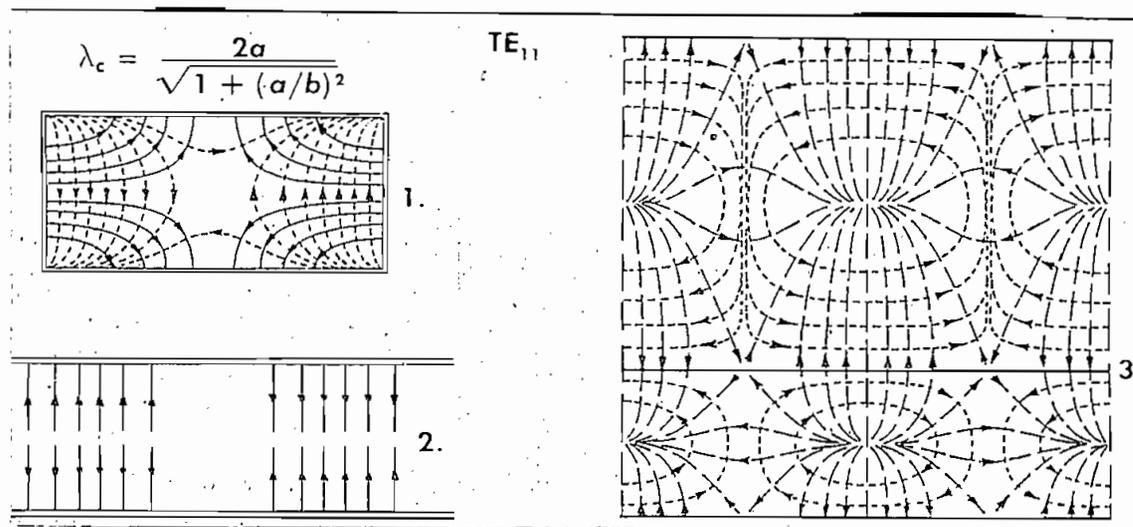


Fig. 2.3 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{11}

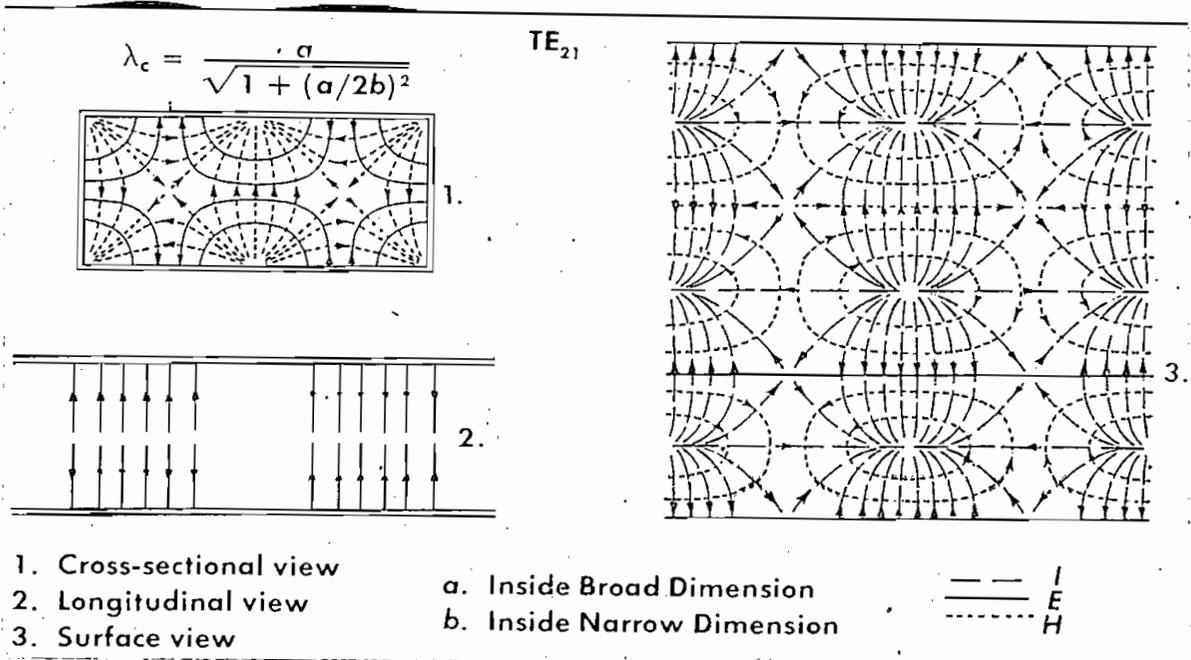


Fig. 2.4 Configuración del campo electromagnético en una guía rectangular para TE_{21}

El modo de propagación que utilizaremos será el TE_{10} por las múltiples ventajas que ofrece para calentamiento dieléctrico, de las ecuaciones (2.42) a (2.46) podemos obtener las ecuaciones de Maxwell para TE_{10}

$$H_z = C \cos \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - \delta z} \quad (2.47)$$

$$H_x = \frac{\delta a}{\pi} C \operatorname{sen} \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - \delta z} \quad (2.48)$$

$$E_y = -j \frac{\omega \mu a}{\pi} C \operatorname{sen} \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - \delta z} \quad (2.49)$$

$$E_x = 0$$

$$H_y = 0$$

Es de mucha importancia en diseño de guías de onda obtener la frecuencia de corte y la longitud de onda de corte para el caso que estamos analizando.

$$f_c = \frac{c}{2a} \quad (2.50)$$

$$\lambda_c = 2a \quad (2.51)$$

Quando en el interior de la guía se tiene el vacío, la longitud de onda de propagación dentro de la guía es:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (2.52)$$

2.5.2.3 Constante de atenuación y constante de fase en una guía rectangular con un dieléctrico imperfecto.

En el presente trabajo utilizaremos una guía de onda como sistema de calentamiento, se tendrá un dieléctrico dentro de la guía por lo cual es necesario analizar la constante de atenuación y de fase.

Partiendo de la constante de propagación dada por la ecuación (2.40), y considerando que la constante dieléctrica compleja se la expresa por:

$$\epsilon'' = \epsilon' - j\epsilon''$$

se tiene:

$$\gamma^2 = R^2 - \omega^2 \mu (\epsilon' - j\epsilon'') \quad (2.53)$$

además

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.54)$$

igualando las ecuaciones (2.53) y (2.54) se determina

$$\alpha^2 - \beta^2 = R^2 - \omega^2 \mu \epsilon' \quad (2.55)$$

$$2\alpha\beta = \omega^2 \mu \epsilon'' \quad (2.56)$$

de aquí podemos determinar una ecuación para la constante de atenuación*
ción dada por:

$$\alpha = \sqrt{\frac{R^2 - \omega^2 \mu \epsilon'}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \left[\frac{tg \delta}{\frac{R^2}{\omega^2 \mu \epsilon'} - 1} \right]^2} \right]} \quad (2.57)$$

* Ver apéndice N. 1

Podemos definir

$$\gamma'^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon' \quad (2.58)$$

por lo tanto la ecuación (2.57) se la puede expresar

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma'^2}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \left[\frac{\text{tg} \delta (k^2 - \gamma'^2)}{\gamma'^2} \right]^2} \right]} \quad (2.59)$$

esta ecuación nos determina la constante de atenuación en función de la frecuencia de trabajo, las dimensiones de la guía, las características del material y lo que es más importante del modo de propagación de las ondas electromagnéticas.

Como ilustración obtendremos la atenuación para brass, con las siguientes características: [7]

$$T = 25^\circ \text{C}$$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \times 10^9} \text{ Faradios/m}$$

$$f = 3 \times 10^9 \text{ Hz}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Henry/m}$$

$$\epsilon_r = 2.5$$

$$a = 8.2 \text{ cm}$$

$$\text{tg} \delta = 500 \times 10^{-4}$$

$$b = 4.1 \text{ cm.}$$

Realizaremos el cálculo para TE_{10}

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

reemplazando $m=1$ y $n=0$ y sustituyendo en la ecuación (2.58)

$$\gamma'^2 = \frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \mu \epsilon'$$

reemplazando los valores y tomando en cuenta que $\epsilon' = \epsilon_0 \epsilon_r$

$$\gamma'^2 = \frac{\pi^2}{66} \cdot 10^4$$

luego por la ecuación (2.59)

$$\alpha = 2,52 \text{ Nipers/m}$$

la profundidad de penetración según la ecuación (2.23)

$$\varphi = 39,5 \text{ cm.}$$

Realizando el cálculo para TE_{11} obtenemos

$$h^2 = \left(\frac{\pi}{8,2 \times 10^{-2}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{4,1 \times 10^{-2}}\right)^2$$

$$h^2 = \frac{5\pi^2}{66} \cdot 10^4$$

luego

$$y^2 \approx - 920 \pi^2$$

reemplazando en la ecuación (2.59) se llega al resultado

$$\alpha \approx 5,22 \text{ Nipers/m}$$

y la profundidad de penetración es

$$\phi = 19,1 \text{ cm.}$$

De la comparación de los resultados obtenidos llegamos a la conclusión que el modo TE_{10} es conveniente para ser utilizado en sistema de calentamiento, ya que los dieléctricos presentan menor atenuación.

Explicamos anteriormente que la constante dieléctrica del material y la dependencia de la temperatura de trabajo, razón por la cual, la fórmula para determinar la atenuación nos da este valor para una cierta temperatura, pero en procesos de calentamiento la temperatura varía con el tiempo ya que el material se encuentra

expuesto al campo electromagnético dando como consecuencia una variación de características. Por esta razón se ha llegado a estudiar otra forma de determinar la constante de atenuación. La fórmula que se ha determinado es la siguiente: [8]

$$\alpha_l = \frac{1}{l} \ln \frac{P_l}{P_0} \quad (2.60)$$

en donde:

l = distancia a partir de un punto $z=0$ en la guía de onda

P_0 = potencia en el punto $z = 0$

P_l = potencia en el punto $z = l$

Para determinar la constante de fase partimos de las ecuaciones (2.54) a (2.57) y de igual manera que para la constante de atenuación llegamos al siguiente resultado:

$$\beta = \sqrt{\frac{\gamma^2 - \omega^2 \mu \epsilon'}{2} \left[\sqrt{1 + \left[\frac{\text{tg} \delta}{\frac{R^2}{\omega^2 \mu \epsilon'} - 1} \right]^2} - 1 \right]} \quad (2.61)$$

que reemplazando γ'^2 dado en la ecuación (2.58)

Ver apéndice N° 1



$$\beta = \sqrt{\frac{\gamma'^2}{2} \left[\sqrt{1 + \left[\frac{\operatorname{tg} d (R^2 - \gamma'^2)}{\gamma'^2} \right]^2} - 1 \right]} \quad (2.62)$$

Esta ecuación nos da la constante de fase, en función de la frecuencia de trabajo, las características del material, las dimensiones de la guía y lo más importante es el modo de propagación de la onda electromagnética.

2.6 Guías de Onda de sección transversal circular.

Este tipo de guía de onda es también utilizado como un medio para transportar energía de una fuente de microondas a una carga, se la puede utilizar para calentamiento, en especial de líquidos. Por esta razón analizaremos en forma breve el campo de la guía.

Partamos de las ecuaciones de Maxwell en coordenadas cilíndricas. [9]

$$\frac{\partial H_z}{\rho \partial \phi} + \gamma H_\phi = j \omega \epsilon E_\rho \quad (2.63)$$

$$-\gamma H_\rho - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = j \omega \epsilon E_\phi \quad (2.64)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial (\rho H_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\partial \phi} \right) = j \omega \epsilon E_z \quad (2.65)$$

$$\frac{\partial E_z}{\rho \partial \phi} + \gamma E_\phi = -j \omega \mu H_\rho \quad (2.66)$$

$$-\gamma E_{\rho} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -j\omega\mu H_{\phi} \quad (2.67)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial(\rho E_{\phi})}{\partial \rho} - \frac{\partial E_{\rho}}{\partial \phi} \right) = -j\omega\mu H_z \quad (2.68)$$

Se asume que la variación en la dirección z es del tipo $e^{-\gamma z}$ y la variación con respecto al tiempo es $e^{j\omega t}$

Que pueden ser expresadas:

$$\rho^2 H_{\rho} = j \frac{\omega \epsilon}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (2.69)$$

$$\rho^2 H_{\phi} = -j\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \rho} - \frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \quad (2.70)$$

$$\rho^2 E_{\rho} = -\gamma \frac{\partial E_z}{\partial \rho} - j \frac{\omega \mu}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \quad (2.71)$$

$$\rho^2 E_{\phi} = -\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (2.72)$$

en donde de una manera similar que para las guías de sección rectan
gular.

$$\rho^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.73)$$

Los valores de E_z y H_z se los puede encontrar utilizando la e
cuación de ondas en coordenadas cilíndricas, que se la puede redu-

cir a una ecuación de Bessel, dando como resultado:

$$E_z = J_n(\rho A) (A_n \cos n\phi + \beta_n \operatorname{sen} n\phi) e^{\gamma z} \quad (2.74)$$

$$H_z = J_n(\rho A) (C_n \cos n\phi + D_n \operatorname{sen} n\phi) e^{\delta z} \quad (2.75)$$

Las ecuaciones para TE y TM se los puede encontrar reemplazando (2.74) y (2.75) en las ecuaciones (2.69) a (2.72)

Acompañamos algunos gráficos del campo eléctrico y magnético en algunas guías de onda para diferentes tipos de TE y TM

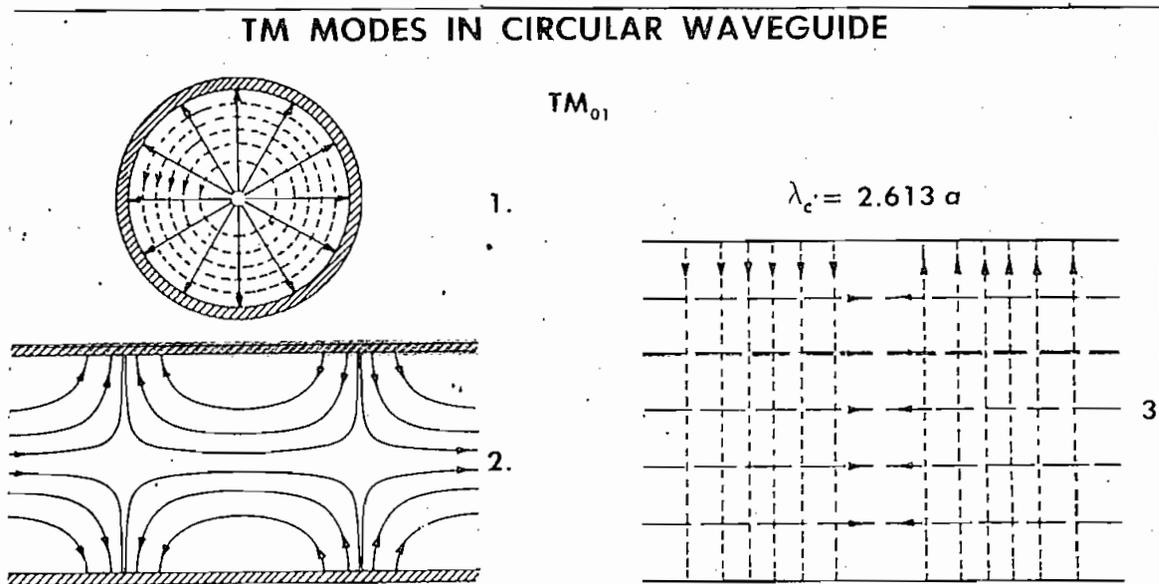


Fig. 2.5 Configuración del campo electromagnético en una guía circular para TM₀₁

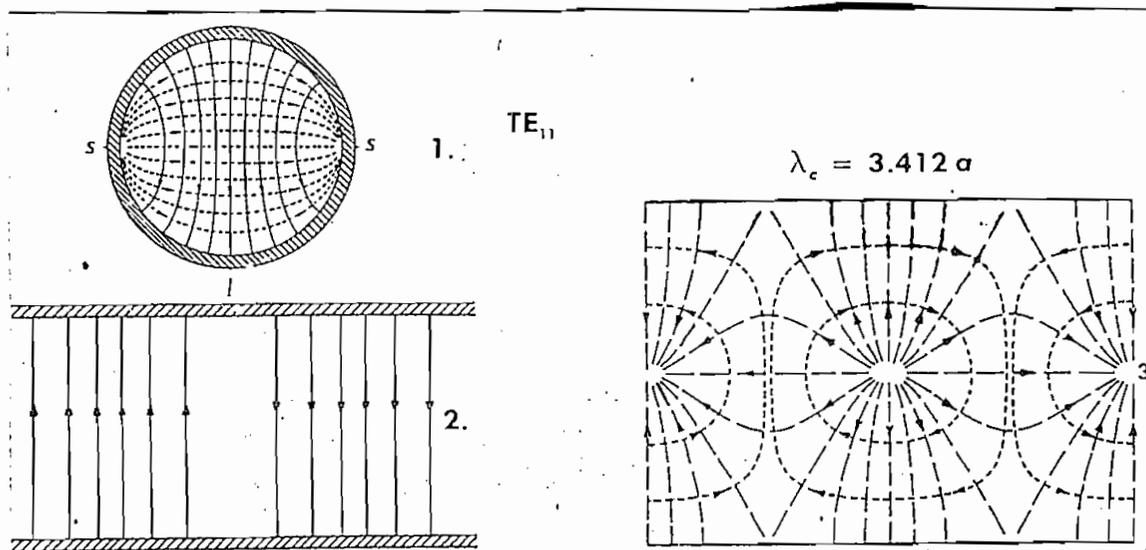


Fig. 2.6 Configuración del campo electromagnético en una guía circular para TE_{11}

Es más conveniente utilizar el modo TE_{11} para el calentamiento ya que a este se lo conoce como el modo dominante y presenta muchas ventajas para este tipo de trabajo. Aunque no utilizaremos para las pruebas experimentales este tipo de guía por ser más difíciles de construcción.

2.7 Conclusiones.

Durante este capítulo hemos desarrollado en forma breve la teoría de guías de onda cuando en su interior se encuentra el vacío y cuando se encuentra un dieléctrico imperfecto. Llegando a determinar fórmulas para la constante de propagación y la constante de fase, útiles en procesos de calentamiento.

Cabe anotar, ya que es de mucha importancia la utilización de

la constante dieléctrica compleja que ha sido la base para la determinación de las fórmulas mencionadas anteriormente.

Luego analizamos la propagación de ondas electromagnéticas en dieléctricos que se encuentran dentro de guías de onda rectangulares, llegando a determinar fórmulas para la atenuación y la constante de fase en función de las características del material, de las dimensiones de la guía de onda y lo más importante del modo de propagación, utilizando también un ejemplo comparativo para escoger al modo TE_{10} como el mejor para calentamiento dieléctrico.

CAPITULO TERCERO

**ACOPLAMIENTO DE LA CAMARA
DE CALENTAMIENTO AL MAGNETRON**

3.- Métodos de acoplamiento

En el capítulo anterior analizamos el comportamiento de las ondas electromagnéticas que se propagan a lo largo de una guía de onda, que tiene en su interior un dieléctrico perfecto o un imperfecto. En el presente capítulo analizaremos dispositivos que nos permitan acoplar una cámara al generador de microondas. Estos dispositivos requieren de una guía de onda en donde actúan introduciendo susceptancias capacitivas, inductivas o las dos en un circuito.

Con esta finalidad se utilizan tres medios conocidos como ventanas inductivas, ventanas capacitivas y tornillos.

3.1 Analogía de las guías de onda con las líneas de transmisión.

Como sabemos las líneas tienen dos importantes parámetros que permiten analizarlas en una forma más o menos sencilla, estos son, el factor de propagación y la impedancia característica.

Básicamente una guía de onda es una línea de transmisión cuando en esta se propaga en modo simple y puede ser analizada como estas, por su similitud.

Debemos tomar en cuenta que en una línea de transmisión el factor de propagación es independiente de la frecuencia de trabajo, lo que no sucede en guías de onda, que este sí es dependiente de la frecuencia como se indica en el capítulo segundo. Pero esta dependencia no afecta o trae dificultades en la aplicación de la teoría.

3.1.1 Impedancia característica de una guía de onda.

En líneas de transmisión se define la impedancia característica como la relación de voltaje a corriente, esta misma forma se puede utilizar en guías de onda cuando se encuentra una definición aceptable para el voltaje y la corriente.

Si partimos de las ecuaciones de Maxwell dadas en (2.47), (2.48) y (2.49) para una onda TE_{10} y con ayuda del vector de Poynting dado por la ecuación:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^a \int_0^b \vec{E}_x \cdot \vec{H} \, dx \, dy \quad (3.1)$$

reemplazando las ecuaciones de Maxwell se llega

$$P = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b \vec{E}_y \cdot \vec{H}_x^* \, dx \, dy \quad (3.2)$$

para una guía rectangular como se muestra en la figura 3.1

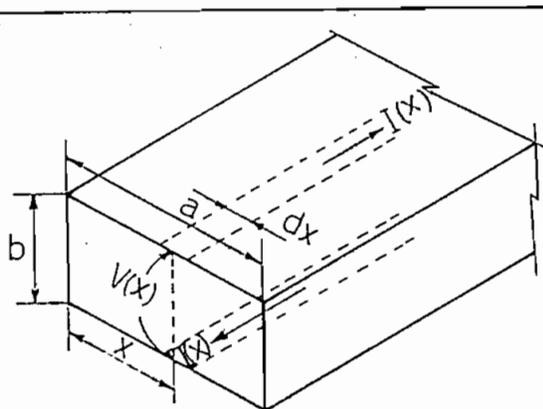


Fig. 3.1 Voltaje y corriente en una guía de sección rectangular.

como H_x es constante a lo largo de un camino vertical entre la pared inferior y superior, la ecuación (3.2) se la expresa como:

$$P = \frac{1}{2} \int_0^a H_x dx \int_0^b E_y dy \quad (3.3)$$

en donde $\int_0^b E_y dy$ se la interpreta como la diferencia de potencial entre dos franjas paralelas (ver fig. 3.1) y por lo tanto podemos escribir

$$V(x) = \int_0^b E_y dy \quad (3.4)$$

y el término $H_x dx$ se lo puede considerar como el valor de cresta de la corriente que fluye por la franja dx , por lo tanto

$$I_x = H_x \quad (3.5)$$

Como señalamos anteriormente, estos valores de voltaje y corriente son valores de cresta, de los cuales en similitud con las líneas de transmisión se determina el valor eficaz.

$$V = \frac{V(x)}{\sqrt{2}} \quad (3.6)$$

$$I = \frac{I(x)}{\sqrt{2}} \quad (3.7)$$

Ahora, partiendo de lo encontrado anteriormente y de las ecuaciones de Maxwell (2.48) y (2.49) determinemos la impedancia característica de una guía de onda que se encuentra dada por:

$$Z_0 = \frac{V}{I} \quad (3.8)$$

$$Z_0 = 377 \frac{\pi}{1} \frac{b}{a} \frac{\sqrt{\mu_r}}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (3.9)$$

Esta ecuación nos da la impedancia característica para el modo TE_{10} en una guía de onda rectangular y nos permite por lo tanto normalizar cualquier impedancia y hacer uso de facilidades en el cálculo de acoplamientos utilizados en líneas de transmisión.

Para una guía de onda que se encuentra interrumpida por un obstáculo o que se encuentra terminada en una impedancia diferente de la característica, se presenta una onda incidente y una reflejada y podemos definir por V_i y V_r a las amplitudes de los voltajes respectivos. El voltaje y la corriente total dentro de la guía de onda será: ^[10]

$$V = V_i e^{-j\beta g z} + V_r e^{j\beta g z} \quad (3.10)$$

$$I = \frac{1}{Z_0} (V_i e^{-j\beta g z} - V_r e^{j\beta g z}) \quad (3.11)$$

El coeficiente de reflexión relación de voltaje reflejado a voltaje incidente lo utilizaremos como medida del acoplamiento del sistema, las ecuaciones (3.10) y (3.11) se las puede expresar por

$$V = V_i (1 + \rho) \quad (3.12)$$

$$I = \frac{V_i}{Z_0} (1 + \rho) \quad (3.13)$$

Otro concepto de mucha utilidad que utilizaremos más adelante es el de la relación de ondas estacionarias

$$S = \frac{|V_{max}|}{|V_{min}|} \quad (3.14)$$

que se relaciona con el coeficiente de reflexión por la siguiente ecuación

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (3.15)$$

Por lo tanto de lo deducido anteriormente, podemos tratar nuestro problema como impedancias concentradas unidas por una línea de transmisión, en la forma indicada en la fig. 3.2; la guía utilizada tiene una impedancia característica dada por (3.9)

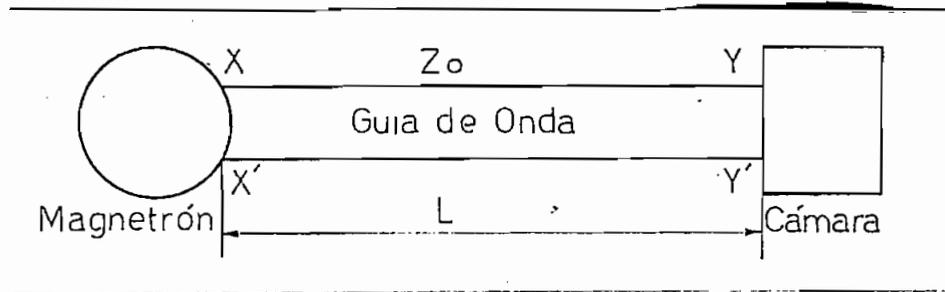


Fig. 3.2 Guía de onda entre el magnetrón y la cámara de calentamiento.

luego, la impedancia que tenemos en el punto XX' ; si en el punto YY' se tiene una impedancia $Z_{yy'}$ diferente de la impedancia característica es:

$$\frac{Z_{xx'}}{Z_0} = \frac{Z_{yy'}/Z_0 + j \operatorname{tg} \beta_g L}{1 + j (Z_{yy'}/Z_0) \operatorname{tg} \beta_g L} \quad (3.16)$$

en donde β_g es la constante de fase en la guía y L la longitud, debemos anotar que para el modo dominante la atenuación del campo es despreciable ($\alpha = 0$)

3.2 Dispositivos de acoplamiento

Según la ecuación (3.16) la impedancia que se presenta al magnetrón $Z_{xx'}$ diferente de la impedancia característica Z_0 da lugar a la existencia de ondas estacionarias a lo largo de la guía.

Según la ecuación (3.15), para que la relación de ondas estacionarias sea unitaria, el coeficiente de reflexión debe tener un valor de cero, para lo cual utilizaremos dispositivos de acopla-

miento conocidos como ventanas inductivas, ventanas capacitivas o tornillos, que introducen susceptancias que nos ayudarán a obtener el acoplamiento deseado.

3.2.1 Ventanas inductivas y ventanas capacitivas

Se diferencian en la dirección de abertura, las capacitivas tienen la abertura perpendicular al campo eléctrico E y las inductivas paralelas a dicho campo.

En ambos casos la construcción puede ser utilizando un obstáculo o dos obstáculos, como se muestra en las figuras 3.3 y 3.4 con sus respectivos circuitos equivalentes.

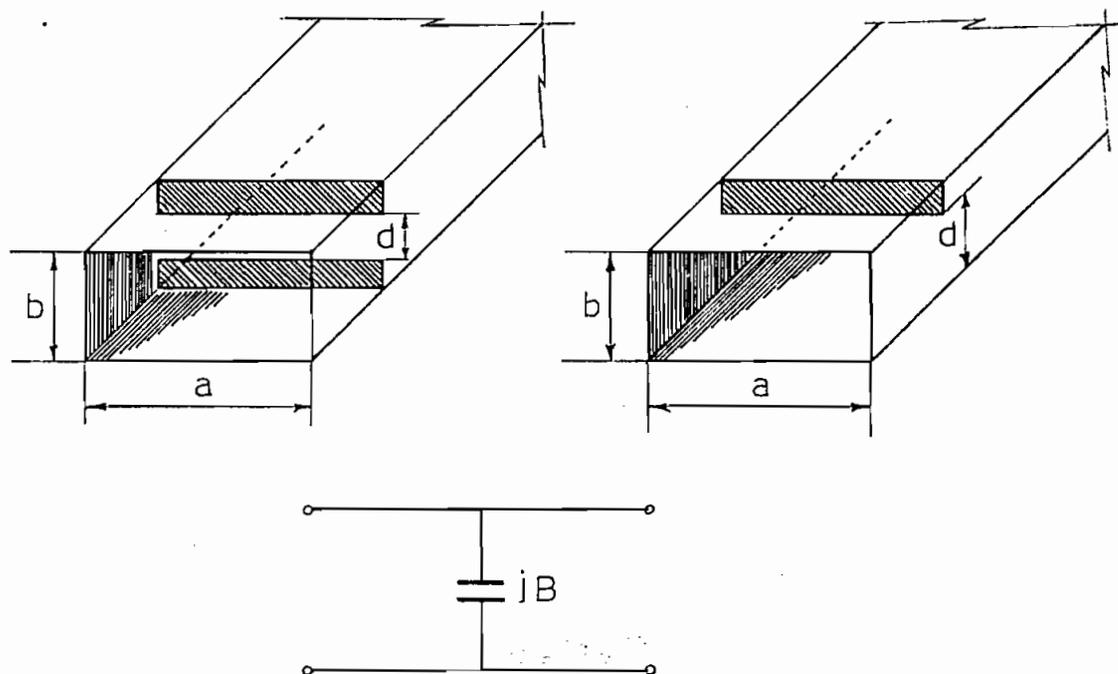


Fig. 3.3 Ventanas capacitivas en guías de onda rectangulares.

Se ha encontrado este circuito equivalente, considerando la corriente y el campo eléctrico dentro de la guía; obteniéndose fórmulas aproximadas para determinar la susceptancia que en el caso de ventanas capacitivas son: [11]

$$\frac{\beta}{Y_0} = \frac{4b}{\lambda_g} \ln \operatorname{esc} \frac{\pi d}{2b} \quad \text{ventana simétrica} \quad (3.17)$$

$$\frac{\beta}{Y_0} = \frac{8b}{\lambda_g} \ln \operatorname{esc} \frac{\pi d}{2b} \quad \text{ventana asimétrica} \quad (3.18)$$

se considera que el espesor de la ventana es despreciable en comparación con la longitud de onda dentro de la guía, siendo este el caso de la frecuencia de trabajo. Además como una ayuda, al final de este capítulo, acompañamos curvas de la susceptancia en función de la penetración para ventanas.

Para ventanas inductivas también se ha encontrado fórmulas para obtener la susceptancia con una relativa aproximación, estas son:

$$\frac{\beta}{Y_0} = \frac{\lambda_g}{a} \operatorname{ctg}^2 \left[\frac{\pi d}{2a} \right] \quad \text{ventana simétrica} \quad (3.19)$$

$$\frac{\beta}{Y_0} = \frac{\lambda_g}{a} \left[1 + \operatorname{esc}^2 \frac{\pi d}{2a} \right] \operatorname{ctg}^2 \frac{\pi d}{2a} \quad \text{ventana asimétrica} \quad (3.20)$$

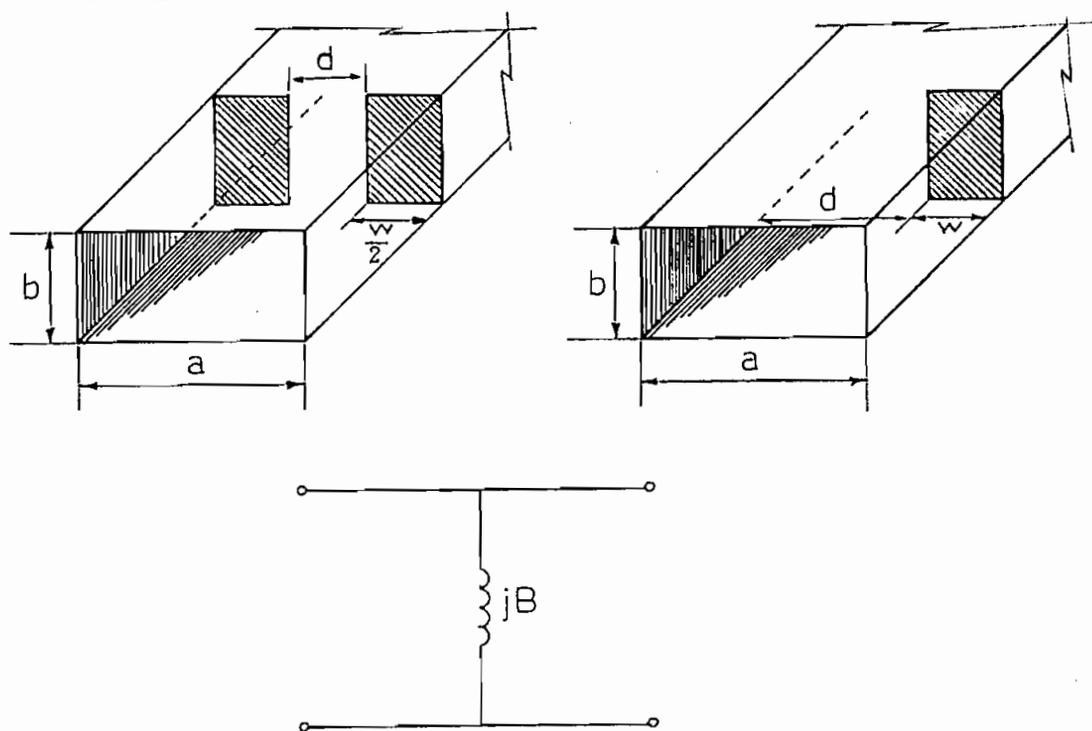


Fig. 3.4 Ventanas inductivas en guías de onda rectangulares.

La utilización de estos dos medios de acoplamiento para nuestro problema requieren de una construcción especial que permita introducir más o menos la ventana según los requerimientos necesarios para el acoplamiento; y lo que es más se necesita un desplazamiento a lo largo del eje longitudinal. Por estas causas y sabiendo que la impedancia que presenta el dieléctrico en la cámara es desconocido utilizaremos tornillos que presentan ventajas adicionales a las de las ventanas.

3.2.2 Tornillos

En el numeral 3.2.1 analizamos las ventanas como un medio utilizado en acoplamientos, también señalamos las desventajas que presentan por la dificultad de construcción, estos problemas son salvados utilizando tornillos o postes en las guías de onda como se muestra en la figura 3.5 con su respectivo circuito equivalente [12]

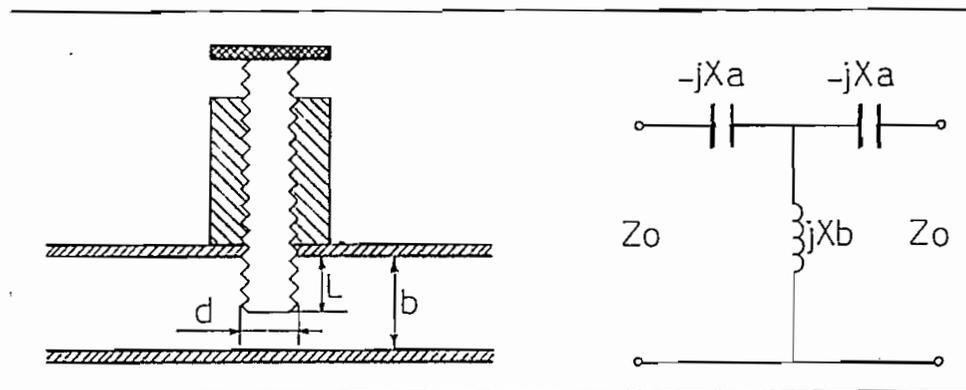
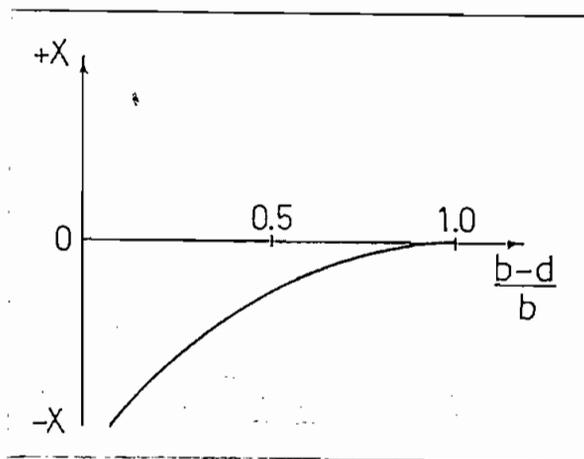


Fig. 3.5 Tornillos en guías de onda rectangulares

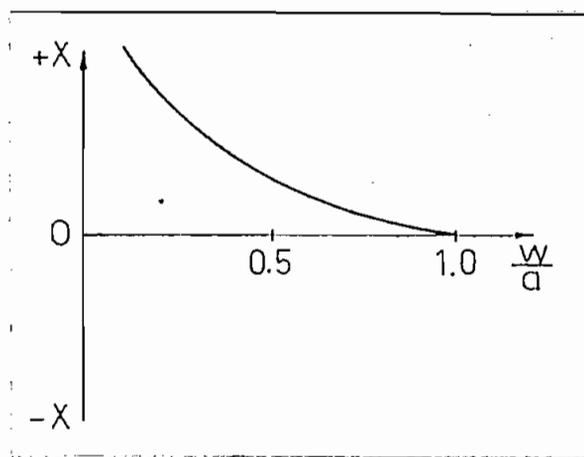
Existe otra ventaja adicional al utilizar tornillos para el acoplamiento, ya que el valor de la susceptancia varía de capacitiva a inductiva según la profundidad de penetración como se muestra en la Fig. 3.6

Además se puede utilizar un solo tornillo para el acoplamiento y si este no es suficiente se puede intercalar dos o más tornillos separados $\frac{1}{2} \lambda_g$ o $\frac{1}{4} \lambda_g$; la única desventaja que presenta es que se

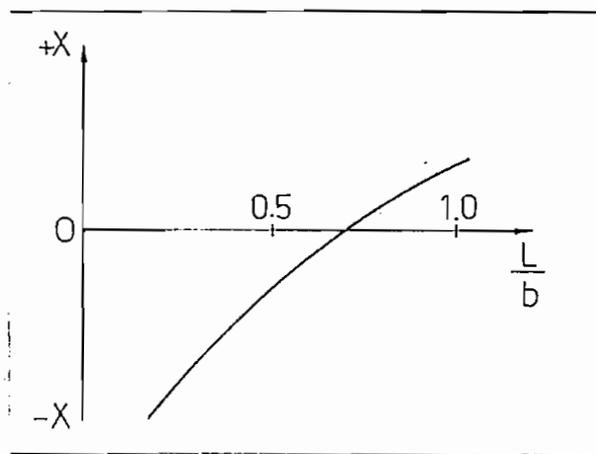
requiere accionar los tornillos como si fueran stubs en guías coaxiales.



Ventanas capacitivas



Ventanas inductivas



tozillos

Fig. 3.6 Variación de la susceptancia para obstáculos

3.2.3. Circuito equivalente para obstáculos.

En el punto 3.1.1 definimos un voltaje y una corriente para una guía de onda rectangular. En forma adicional encontraremos el voltaje y la corriente cuando en la guía tenemos un obstáculo como se muestra en la figura 3.7

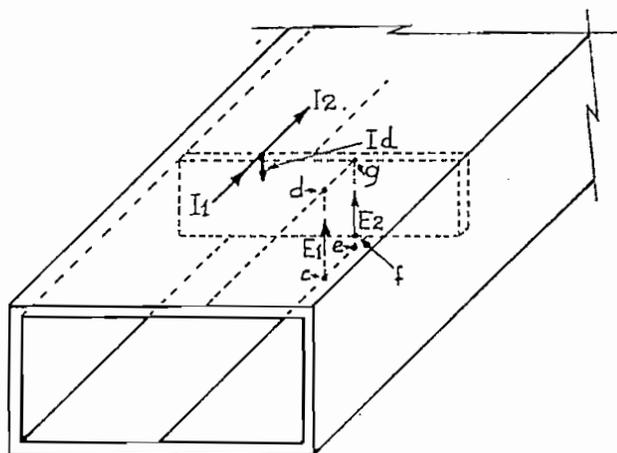


Fig. 3.7 Distribución de la corriente en un obstáculo.

Si suponemos la existencia de un campo eléctrico E en una guía de onda rectangular como se muestra en la figura 3.7, y este campo eléctrico es E_1 en el camino ab y E_2 en el camino edf y además la distancia ae es muy pequeña. Por las condiciones de borde para un conductor perfecto el campo eléctrico es cero sobre la lámina que forma el obstáculo.

Utilizando la ecuación (3.4) que nos determina el voltaje dentro de una guía, podemos escribir:

$$\int_a^b E_1 d\ell = \int_e^f E_2 d\ell \quad (3.21)$$

pero como el campo eléctrico es cero en la porción df del camino y como por otro lado la ecuación (3.21) debe cumplirse, podemos escribir:

$$\int_a^b E_1 d\ell = \int_e^d E_2 d\ell$$

Por esta causa, al disminuir el camino de integración en la porción df debe aumentar la densidad de flujo eléctrico existente entre el borde del obstáculo y la cara opuesta, de igual manera la densidad de corriente de desplazamiento $j\omega E_2$ en la abertura aumen

ta, razón por la cual la penetración del obstáculo debe ser limitada por el voltaje de ruptura del dieléctrico.

La corriente es discontinua en el plano de la ventana y debido a la corriente de desplazamiento se produce una I_d de igual magnitud y con una dirección como se indica en la figura 3.7, por lo tanto la corriente

$$I_1 = I_2 + I_d \quad (3.22)$$

El circuito equivalente es:

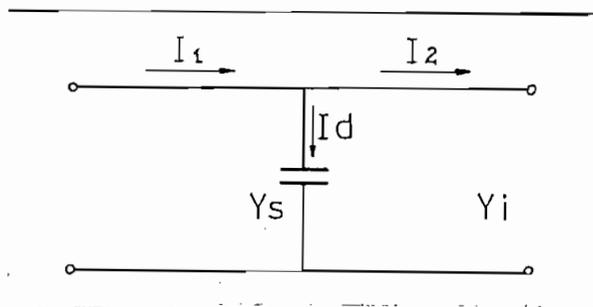


Fig. 3.8 Distribución de corriente en el circuito equivalente de un obstáculo.

de aquí encontramos que la relación de ondas estacionarias en un punto entre la ventana y el generador depende de la relación de las corrientes I_d e I_1 .

Otra consideración de mucha importancia en el análisis de aco-

plamientos es el voltaje de ruptura o voltaje existente entre el obstáculo y la cara inferior de la guía de onda.

Para el caso TE_{10} la distribución del campo eléctrico, campo magnético y densidad de corriente es como se muestra en la figura

3.9

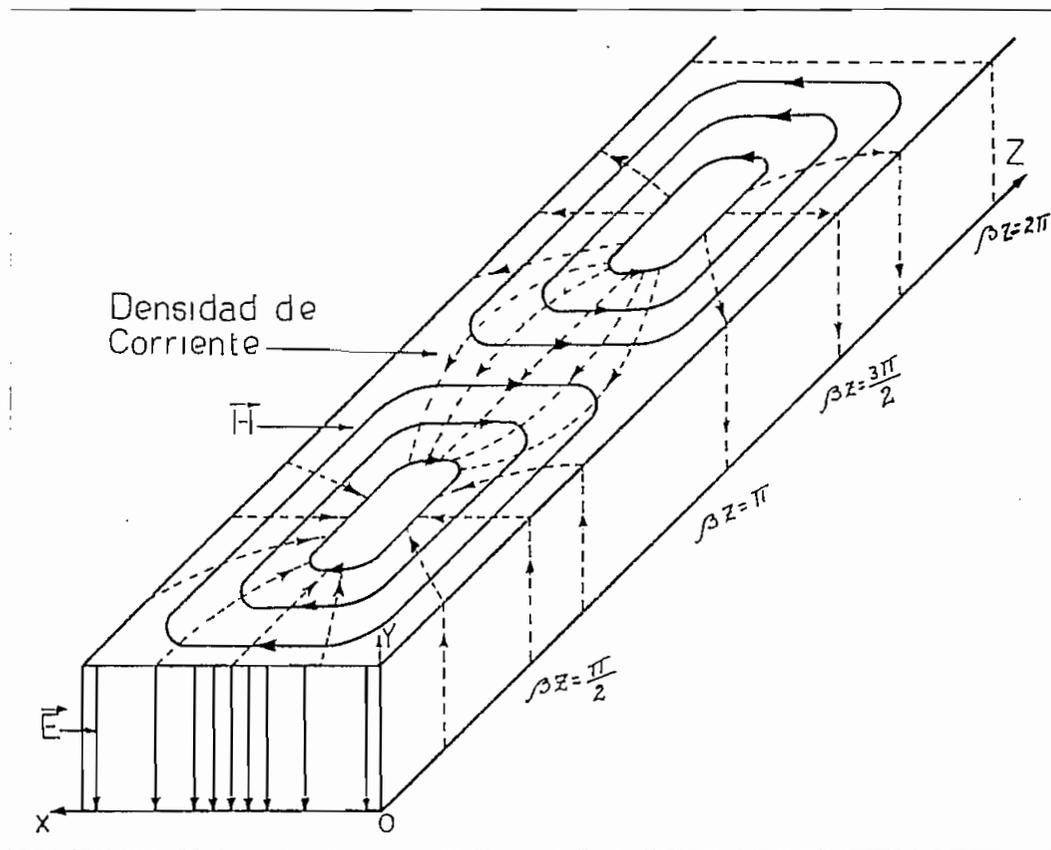


Fig. 3.9 Líneas \vec{E} , \vec{H} , \vec{I} para el modo TE_{10}

en donde se puede apreciar que la mayor densidad y el valor más alto de campo eléctrico está en el centro del lado a de la guía de

onda por tanto el lugar de mayor peligro en la guía de onda es esta parte central, pero además presenta ventajas adicionales. Por ejemplo, al colocar un obstáculo en este sitio (tornillos) se puede conseguir una mayor variación del campo y por lo tanto un mayor margen en el valor de la susceptancia.

Partiendo de la ecuación (3.1) podemos encontrar la potencia existente en la sección transversal; $z = 0$ (Fig. 3.9)

$$P = \int_S \operatorname{Re} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{a} \quad \text{watts} \quad (3.23)$$

si reemplazamos los vectores E y H por la suma de sus componentes obtenemos para el modo transversal eléctrico (TE_{10}):

$$P = \int_S (E_y H_z^* \hat{i} - E_y H_x^* \hat{k}) \cdot d\vec{a} = - \int_S E_y H_x^* da \quad (3.24)$$

en donde reemplazando los valores de E_y y H_x se obtiene la potencia efectiva dada por:

$$P_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \frac{E_{y \text{ max}}}{\omega \mu} \frac{b a}{2} \quad (3.25)$$

despejando la intensidad de campo eléctrico tenemos:

$$H_{\text{max}} = \sqrt{\frac{P_{\text{eff}} \cdot \lambda_g}{6,63 \times 10^{-4} \text{ a. b. } \lambda_0}} \quad (3.26)$$

Con este valor de la intensidad del campo magnético podemos en
 contrar la profundidad que debe penetrar el obstáculo de acoplamiento
 (tornillos) en la guía de onda.

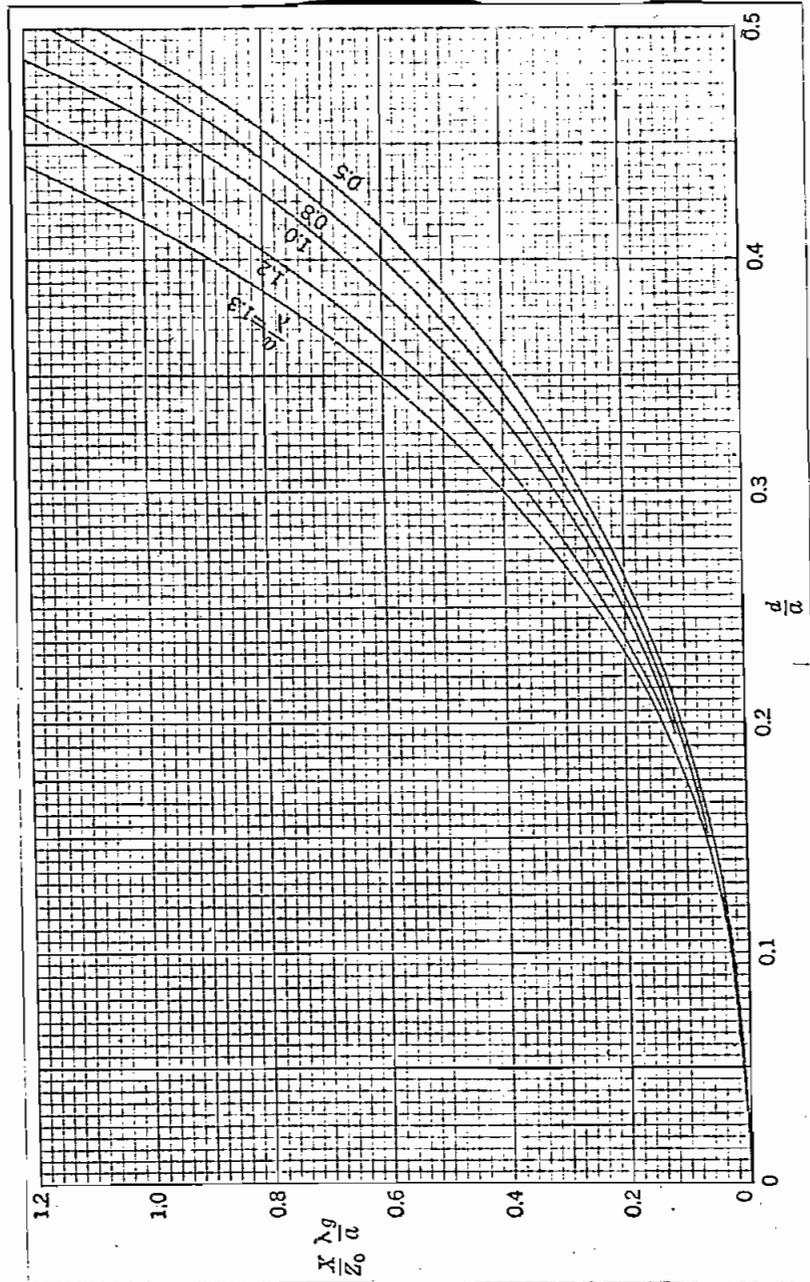


Fig. 3.10 Reactancia de una ventana inductiva simétrica en guías rectangulares.

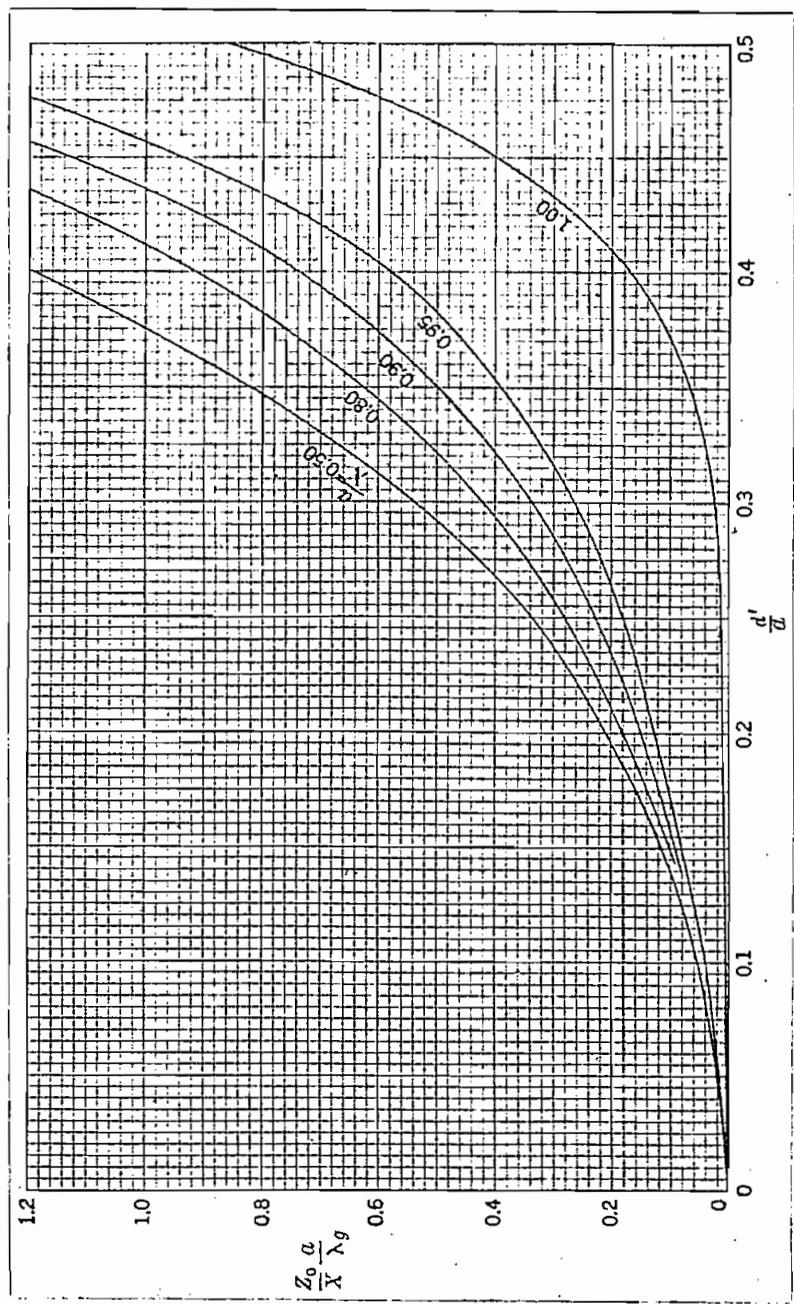


Fig. 5.11 Susceptancia de una ventana inductiva asimétrica en guías rectangulares [13]

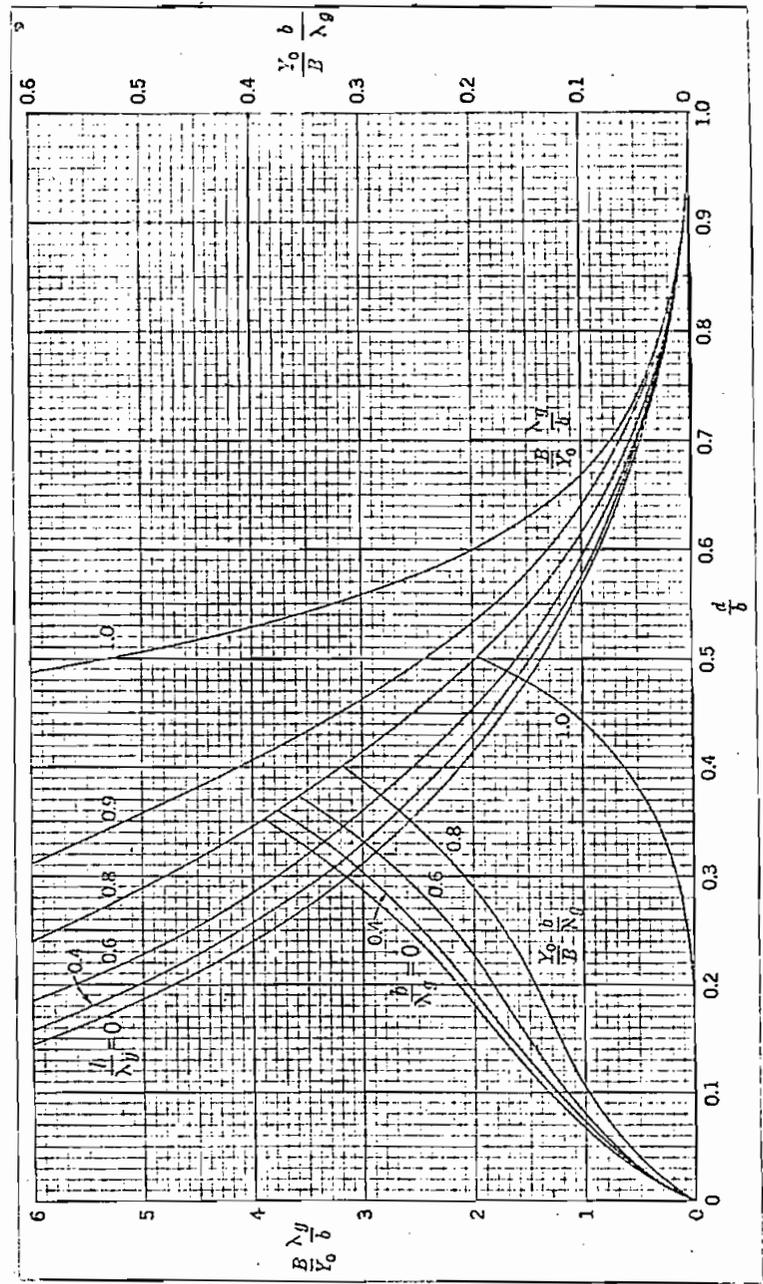


Fig. 3.12 Susceptancia de ventanas capacitivas en guías rectangulares.

CAPITULO CUARTO

ESTUDIO DE CAVIDADES RESONANTES

4.- Cavidades resonantes.

En el capítulo segundo analizamos la configuración del campo electromagnético en el interior de una guía, en el presente capítulo y por ser de interés para el diseño de una cámara de calefacción estudiaremos el campo en el interior de una cavidad resonante.

Se debe indicar que dentro de una cavidad resonante se tiene un campo estacionario.

4.1 Cavidades resonantes rectangulares.

Si una guía de onda que tiene paredes perfectamente conductoras, es cerrada en sus extremos, se tiene una cavidad resonante, la distancia a lo largo del eje x debe ser un múltiplo entero de medias longitudes de onda.

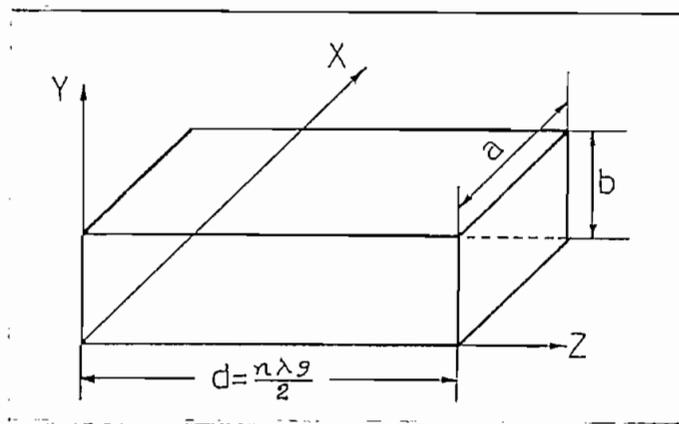


Fig. 4.1 Cavidad resonante de forma rectangular

Teóricamente la forma de la cavidad resonante puede ser cual-

quiera, sin embargo las más utilizadas y por su mayor facilidad de construcción son las de sección rectangular.

4.1.1 Ecuaciones de Maxwell en cavidades rectangulares

Es de mucha importancia encontrar la configuración del campo dentro de la cavidad, así como la frecuencia de resonancia con la cual podremos determinar las dimensiones apropiadas.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell para ondas TE dadas por (2.42) a (2.46) obtenemos las ecuaciones para \vec{E}_{TEmp} [14]

$$H_z = C \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (4.1)$$

$$E_x = -\frac{C}{\rho^2} \left(\frac{p\pi}{d}\right) \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (4.2)$$

$$E_y = -\frac{C}{\rho^2} \left(\frac{p\pi}{d}\right) \left(\frac{n\pi}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (4.3)$$

$$E_z = \frac{j\omega\mu}{\rho^2} C \left(\frac{n\pi}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (4.4)$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu}{\rho^2} C \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (4.5)$$

en donde $\rho = -2jA'$

de igual manera y partiendo de las ecuaciones dadas en (2.34) a (2.39) obtenemos las ecuaciones para \vec{E}_{TMmp}

$$E_x = D \operatorname{sen} \left(\frac{m\pi}{a} \right) x \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi}{b} \right) y \cos \left(\frac{p\pi}{d} \right) z \quad (4.6)$$

$$E_x = -\frac{D}{f^2} \left(\frac{p\pi}{d} \right) \left(\frac{m\pi}{a} \right) \cos \left(\frac{m\pi}{a} \right) x \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi}{b} \right) y \operatorname{sen} \left(\frac{p\pi}{d} \right) z \quad (4.7)$$

$$E_y = -\frac{D}{f^2} \left(\frac{p\pi}{d} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right) \operatorname{sen} \left(\frac{m\pi}{a} \right) x \cos \left(\frac{n\pi}{b} \right) y \operatorname{sen} \left(\frac{p\pi}{d} \right) z \quad (4.8)$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon}{f^2} \triangleright \left(\frac{n\pi}{b} \right) \operatorname{sen} \left(\frac{m\pi}{a} \right) x \cos \left(\frac{n\pi}{b} \right) y \cos \left(\frac{p\pi}{d} \right) z \quad (4.9)$$

$$H_y = -\frac{j\omega\epsilon}{f^2} \triangleright \left(\frac{m\pi}{a} \right) \cos \left(\frac{m\pi}{a} \right) x \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi}{b} \right) y \cos \left(\frac{p\pi}{d} \right) z \quad (4.10)$$

y la frecuencia de resonancia está dada por la fórmula

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d} \right)^2} \quad (4.11)$$

Debemos indicar que tanto para el modo TE_{mnp} y TM_{mnp} de igual orden la frecuencia de resonancia es la misma, por lo tanto los dos modos pueden existir al mismo tiempo y lo que es más, un infinito número de modos pueden existir, dependiendo estos de los valores de m , n y p .

4.1.2 Energía almacenada en un resonador rectangular

El valor total de energía almacenada en el campo eléctrico o magnético en un resonador se encuentra determinada por la integral de volumen, de la siguiente manera:

$$W_{EH} = \frac{\epsilon}{2} \int_z |E|^2 dz \quad (4.12)$$

$$W_{BH} = \frac{\mu}{2} \int_z |H|^2 dz \quad (4.13)$$

Partiendo de estas ecuaciones y de las de Maxwell dadas en (4.1) a (4.5) la energía almacenada en el resonador es:

$$W_{SE} = \frac{\epsilon}{2} \left[\frac{\omega^2 \mu^2 C^2}{k^2} \right] \left[\frac{abd}{8} \right] \quad (4.14)$$

$$W_{SH} = W_{SE}$$

en donde

$$k^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (4.15)$$

Se puede ver que la energía almacenada en el resonador es una función directa de la frecuencia de resonancia, de la constante dieléctrica y de las dimensiones de la guía y a su vez inversamente proporcional al modo de resonancia en el interior de la cavidad.

Por lo tanto para modos altos la energía almacenada es baja.

4.1.3 Q en una cavidad resonante rectangular^[15]

Se define el Q de una cavidad resonante como la relación de la energía máxima almacenada a la potencia perdida en la cavidad o sea:

$$Q = \omega \frac{\text{energía máxima almacenada}}{\text{pérdida de potencia}}$$

La energía almacenada en una cavidad resonante se determina por la ecuación (4.14); encontraremos ahora la pérdida de potencia en las paredes de la cavidad rectangular:

Si se define como W_L las pérdidas de potencia en las paredes de la cavidad, se tiene:

$$W_L = \frac{R_s}{2} \iint |H_t|^2 ds \quad (4.16)$$

en donde

R_s = resistividad en la superficie

H_t = componente tangencial del campo magnético

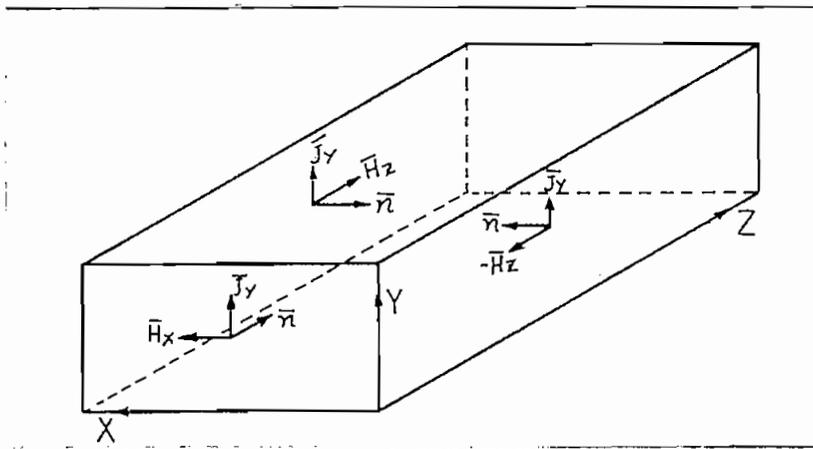


Fig. 4.2 Condiciones de borde para determinar W_L de una cavidad rectangular.

Por medio de las siguientes condiciones de borde y las ecuaciones de Maxwell:

$$\text{Lado frontal } J_y = H_x / z=0$$

$$\text{Lado posterior } J_y = -H_x / z=d$$

$$\text{Lado izquierdo } J_y = H_x / x=a$$

$$\text{Lado derecho } J_y = -H_x / x=0$$

$$\text{Lado superior } J_x = H_z / y=b$$

$$\text{Lado inferior } J_x = -H_z / y=0$$

$$J_z = -H_x / y=b$$

$$J_z = H_x / y=0$$

$$W_L = \frac{R_s c^2}{h^4} \left[\left(\frac{p\pi}{d} \right)^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \frac{ab}{4} + h^4 \frac{bd}{4} + \left(\frac{p\pi}{d} \right)^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \frac{ad}{4} + h^4 \frac{ad}{4} \right] \quad (4.17)$$

por lo tanto

$$Q = \frac{\frac{\epsilon}{2} \left[\omega^2 \mu^2 \right] \frac{abd}{8}}{\frac{R_s}{h^2} \left[\left(\frac{p\pi}{d} \right)^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \frac{ab}{4} + h^4 \frac{bd}{4} + \left(\frac{p\pi}{d} \right)^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \frac{ad}{4} + h^4 \frac{ad}{4} \right]} \quad (4.18)$$

Del análisis de la ecuación (4.18) podemos apreciar que el Q de una cavidad depende del modo dentro de la cavidad, y de las dimensiones de la cavidad resonante.

Cuando más alto es el modo del campo electromagnético dentro de la cavidad resonante es menor el valor de Q, al igual sucede

cuando las dimensiones son más grandes.

4.1.4 Cavidades resonantes cilíndricas.

El campo electromagnético en una guía de onda cilíndrica lo analizamos en el capítulo II, dicha guía de onda al ser cerrada en sus extremos, forma una cavidad resonante.

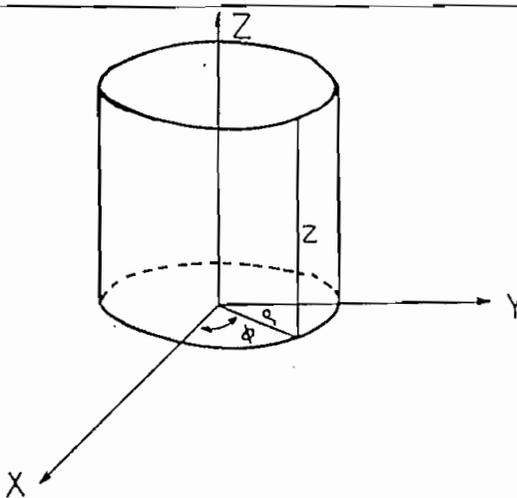


Fig. 4.5 Cavidad resonante de forma cilíndrica.

La frecuencia de resonancia está determinada por:

$$\lambda_r = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{k_a}{a}\right)^2}} \quad (4.19)$$

en donde h_n son las raíces que se obtiene de $J_n(h_n) = 0$ en el mo-

de TE y $J'_n(ha) = 0$ para el modo TE

Las ecuaciones de Maxwell para el modo TE_{np} [16] son:

$$H_z = C J_n(\rho R) \cos n\phi \operatorname{sen}\left(\frac{p\pi}{d}\right) z \quad (4.20)$$

$$H_\rho = \frac{C}{\rho} \left(\frac{p\pi}{d}\right) J'_n(\rho R) \cos n\phi \cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) z \quad (4.21)$$

$$H_\phi = \frac{\delta' n}{\rho R^2} C J_n(\rho R) \operatorname{sen} n\phi \operatorname{sen}\left(\frac{p\pi}{d}\right) z \quad (4.22)$$

$$E_\rho = \frac{j\omega\mu n}{\rho R^2} C J_n(\rho R) \operatorname{sen} n\phi \operatorname{sen}\left(\frac{p\pi}{d}\right) z \quad (4.23)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega\mu}{R^2} C \left(\frac{p\pi}{d}\right) J'_n(\rho R) \cos n\phi \cos\left(\frac{p\pi}{d}\right) z \quad (4.24)$$

De igual manera se puede determinar las ecuaciones para el modo TE_{np} [17] y a su vez partiendo de estas ecuaciones determinar el Q para un resonador cilíndrico.

De igual manera que para un resonador rectangular el Q en un resonador cilíndrico se encuentra definido por la relación de energía almacenada a la pérdida de energía. Se ha llegado a determinar algunas fórmulas para modos importantes, tales como:

$$Q_{TE_{010}} = \frac{\pi \eta}{\lambda_r R_s} \left[\frac{ad}{2a+d} \right] \quad (4.25)$$

$$Q_{TE_{011}} = \frac{\pi \eta}{\lambda_r R_s} \frac{a \left[J_{01}^2 + \left(\frac{\pi a}{d} \right)^2 \right]}{J_{01}^2 + 2\pi^2 \left(\frac{a}{d} \right)^3} ; J_{01} = 3,83 \quad (4.26)$$

estas fórmulas demuestran que el Q es directamente proporcional a la frecuencia e inversamente proporcional a R_s . (resistencia superficial)

4.2 Acoplamiento de impedancia en una guía de onda,

En el capítulo I indicamos la posibilidad de calentar un dieléctrico en un campo propagante, por lo cual utilizaremos una guía de onda como cámara de calefacción. (ver fig. 4.4)

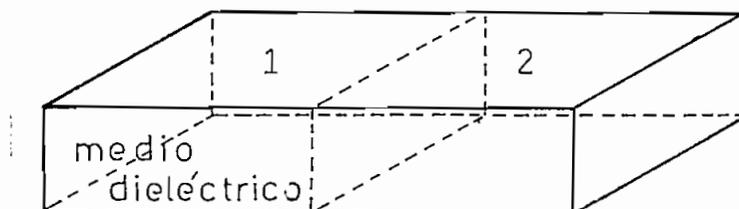


Fig. 4.4 Guía de onda con dos medios dieléctricos diferentes. ^[18]

La onda electromagnética se propaga por dos medios dieléctricos, existiendo un plano de separación A. Si se considera las siguientes características:

- δ_1 constante de propagación en el medio 1
 γ_2 constante de propagación en el medio 2
 Z_1 impedancia de la onda en el medio 1
 Z_2 impedancia de la onda en el medio 2

y si asumimos que la señal que se propaga está en el modo dominante, podemos hacer una similitud con las líneas de transmisión encontrando que el coeficiente de reflexión es igual

$$\rho_r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4.27)$$

y el coeficiente de transmisión

$$\rho_T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (4.28)$$

Como las impedancias Z_1 y Z_2 son diferentes, es necesario acoplar dichas impedancias, esto se consigue introduciendo un trozo de dieléctrico de $\lambda/4$ de longitud entre los dos medios, tal que produzca una impedancia que sea la media cuadrática de las impedancias que se desean acoplar.

Este acoplamiento sirve para una sola frecuencia y es muy necesario cuando se requiere transmitir toda la energía al dieléctrico 2.

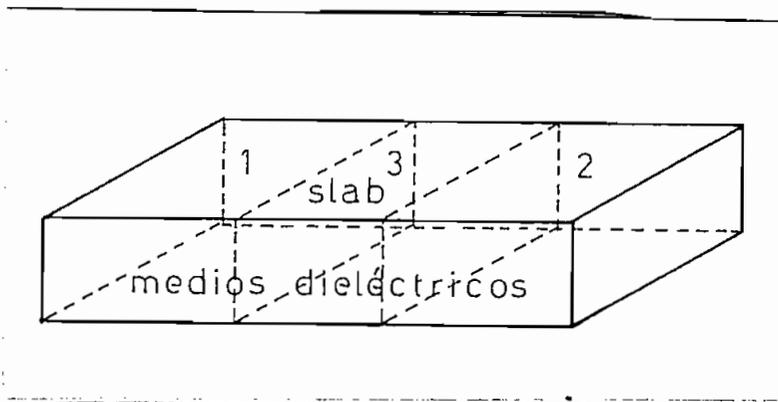


Fig. 4.5 Acoplador de $\lambda_g/4$ en una guía rectangular.

La impedancia que debe presentar la guía con este dieléctrico es entonces:

$$Z_3 = \sqrt{Z_1 \cdot Z_2} \quad (4.29)$$

Debe indicarse que durante el presente trabajo el medio 1 es el aire y el medio 2 será el material sometido a calentamiento.

La longitud de onda en el medio 1 está dado por la ecuación (2.52) y para el medio 2 y 3 así:

$$\lambda_{g\epsilon_r'} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r'} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2}} \quad (4.30)$$

Para encontrar las características del medio 3 que servirá de acoplador, es necesario encontrar las impedancias para el medio 1 y 2. La impedancia del medio 1 (aire) está dada por la ecuación (3.9), en cambio la impedancia característica del medio 2 es:

$$Z_{02} = 377 \frac{\pi}{2} \frac{b}{a} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (4.31)$$

por lo tanto

$$Z_{03} = \sqrt{Z_{01} \cdot Z_{02}} \quad (4.32)$$

Como ejemplo calcularemos cuando el dieléctrico 2 es cera de abejas, cuyas características son:

$$\epsilon_r = 2,35$$

$$f_g d = 50 \times 10^{-4}$$

El dieléctrico 1 es aire, por lo tanto:

$$Z_{01} = 523 \Omega$$

para la cera de abeja:

$$Z_{02} = 340 \ \Omega$$

Por medio de la ecuación (4.32)

$$Z_{03} = 426 \ \Omega$$

con este valor podemos determinar las características del material que nos servirá de acoplador.

$$Z_{03} = \frac{Z_{01}}{\sqrt{\epsilon'_{r3}}}$$

entonces

$$\epsilon'_{r3} = 1,15$$

Un dieléctrico que tiene aproximadamente esta característica es la balsa cuyo $\epsilon'_r = 1,22$ para esta frecuencia de trabajo.

Debemos tomar en cuenta la atenuación que presenta el dieléctrico de acoplamiento y la atenuación de la cera de abeja para la parte experimental, calcularemos estos valores.

Por medio de la ecuación (2.59) tenemos:

$$\alpha_b = 3,46 \text{ db/m}$$

y

$$\lambda_{g/4} = 6,71 \text{ cm}$$

Para la cera de abeja tenemos:

$$\alpha_{cA} = 2,24 \text{ db/m}$$

De los resultados obtenidos se puede comprobar que cuando mayor es la $\text{tg} \delta$, mayor es la atenuación.

CAPITULO QUINTO

DISEÑO, CONSTRUCCION Y PRUEBAS EXPERIMENTALES

5.- Diseño y Experimentación

En los capítulos anteriores se analizó la configuración de los campos electromagnéticos dentro de guías de Onda y cavidades resonantes, en el presente capítulo, utilizando lo desarrollado, diseñaremos una cavidad resonante que servirá para calentar dieléctricos, así como también una guía de onda que servirá para transportar la energía del generador a la carga.

El modo de propagación a utilizarse será el TE_{10} en guías de onda de sección rectangular, construidas con metal amarillo.

Se utilizará las de sección rectangular por ser las de más fácil construcción.

La frecuencia de trabajo es de 2.45 GHz, por lo tanto la frecuencia de corte para nuestra guía es:

$$f_c = 0,75 \times 2,45 \times 10^9 \text{ Hz}$$

$$f_c = 1,837 \times 10^9 \text{ Hz}$$

Es común utilizar una frecuencia de corte 25% más baja que la de trabajo, este valor se ha encontrado como el más eficiente, tomando en consideración la propagación de la onda electromagnética y la construcción mecánica de la guía. Por lo tanto el lado a será:

$$a = \frac{c}{2fc} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/seg.}}{2 \times 1,837 \times 10^9 \text{ Hz}}$$

$$a = 8,2 \text{ cm}$$

Se utiliza generalmente una relación $\frac{a}{b} \doteq 2$ para dimensionar el lado más pequeño de la guía, pero en nuestro caso por la alta potencia de transmisión (1KW) es necesario tomar en cuenta la gradiente de potencial que es aproximadamente 30.000 Volt./m

Utilizando la ecuación (3.26) encontramos que la máxima intensidad de campo en el interior de la guía es:

$$E_{y\text{max}} = 260 \text{ Volt/cm}$$

Por lo tanto podemos aceptar la relación $\frac{a}{b} = 2$ para dimensionar el lado b de la guía; o sea:

$$b = \frac{a}{2} = 4,1 \text{ cm}$$

En el sistema de acoplamiento se encuentra que los tornillos presentaban las mayores ventajas para nuestro sistema, razón por la cual debemos encontrar la penetración máxima permisible. Haciendo uso de las pruebas realizadas en el Departamento de Alta Tensión de la Escuela Politécnica Nacional, que han dado los si-

güientes resultados para la descarga entre una punta y una placa (ver tabla 5.1) la penetración máxima que utilizaremos será de 2,5 cm para obtener un buen rango de protección [19]

| Distancia (mm) | Voltaje (Volt) |
|----------------|-----------------|
| 2,5 | 7.400 |
| 5,0 | 7.800 |
| 7,5 | 8.000 |
| 10,0 | 8.900 |
| 15,0 | 10.600 |
| 20,0 | 12.600 |
| 25,0 | 15.000 |
| 30,0 | 18.000 |
| 35,0 | 19.500 |
| 40,0 | 21.500 |

Tabla 5.1 Voltaje de ruptura en el aire

Utilizando la ecuación (4.11) diseñamos también una cavidad resonante para la frecuencia de 2.45 GHz (Ver Fig. 5.2 - 5.3 - 5.4) obteniendo la forma de excitación para el modo TE_{133}

5.1 Medición de VSWR para diferentes dieléctricos

En el caso de utilizar una guía de onda en un proceso de calentamiento, la longitud de la guía depende del dieléctrico a calentar se y por lo tanto del proceso en el cual se utilizará.

Se encontró a manera de ejemplo en el capítulo Cuarto la atenuación que presenta la cera de abeja.

Del valor obtenido $\alpha = 2,24$ db/m para lograr atenuar toda la potencia (1Kw = 60 dbm) sería necesario una guía extremadamente larga, de difícil construcción mecánica, que presenta las características de una línea de longitud infinita acoplada al generador.

Para estos casos se utilizan guías en forma de serpentin, [20] Además para este tipo, podemos utilizar acopladores dieléctricos de $1/4$ de longitud de onda (ver capítulo Cuarto).

Para experimentación construimos una guía de onda de 30 cm de longitud, con la cual realizaremos medidas de VSWR, un valor de mucha importancia cuando se desea acoplar la carga a un generador. El circuito se muestra en la fig. 5.1

El equipo que utilizamos estaba construido por:

Un generador de Microondas de 2,45 GHz (Magnetron)

Una línea ramurada de 50 cm

Un oscilador local de UHF

Un amplificador de frecuencia intermedia

Un mezclador, y

La guía de Onda de Acoplamiento

Para comprobación diseñamos una carga acoplada, la misma que presenta [21] una impedancia igual a la impedancia característica de la guía con aire como dieléctrico.

Existen diferentes métodos para diseñar este tipo de carga, uno de ellos, y que lo utilizaremos es el método binomial, tiene la ventaja que en el centro de la carga los pasos son más grandes que en los extremos (ver Fig. 5.5)

Los coeficientes son una expansión del binomio $(1 + a)^{n-1}$ en donde a es una constante y pueden ser expresadas como:

$$1; n-1; \frac{(n-1)(n-2)}{1 \cdot 2}; \frac{(n-1)(n-2)(n-3)}{1 \cdot 2 \cdot 3} \dots n-1; 1$$

algunos casos particulares se da en la tabla 5.2

| n | Coficiente | n | Coficiente |
|---|------------|---|-------------|
| 1 | 1 | 4 | 1,3,3,1 |
| 2 | 1,1 | 5 | 1,4,6,4,1 |
| 3 | 1,2,1 | 6 | 1,5,10,10,1 |

Tabla 5.2 Coficientes

Para nuestro caso utilizaremos $n = 6$ en una distancia de 18cm

Realizando las mediciones con el circuito de la figura 5.1 se determina un $\Delta db = 3.8$ en el instrumento que corresponde a un VSWR = 1.549; para realizar esta reducción utilizamos la fórmula [22]

$$VSWR = \text{antilog} \frac{\Delta db}{20}$$

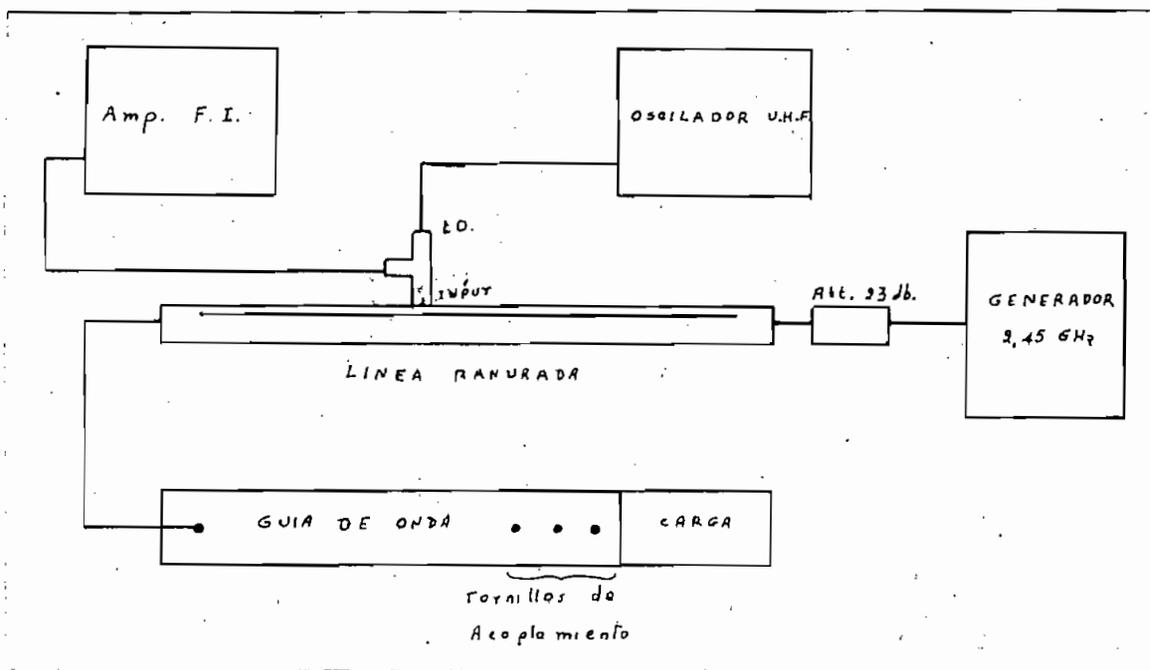


Fig. 5.1 Diagrama en bloque para medición de VSWR

Los resultados de las mediciones con las otras cargas son:

Carga N° 1

Madera de balsa

P e n e t r a c i ó n

| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | Δ db | VSWR _s |
|---------------|---------------|---------------|-------------|-------------------|
| 5 mm | | | 19,4 | 9.333 |
| | 5 mm | | 19,4 | 9.333 |
| | | 5 mm | 19,4 | 9.333 |
| 15 mm | 5 mm | | 17,7 | 7.674 |
| 20 mm | 2 mm | | 10,7 | 3.428 |
| 20,2 mm | 20 mm | | 4,0 | 1.585 |

Sin utilizar los tornillos se tiene:

$$\Delta db = 19,4 \text{ que corresponde } VSWR = 9,553$$

Carga N° 2

Agua

Penetración

| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | Δdb | VSWR. |
|---------------|---------------|---------------|-------------|-------|
| 20 mm | 20 mm | | 8,6 | 2.692 |
| 21 mm | 20 mm | | 3,2 | 1.445 |

Sin utilizar los tornillos para acoplamiento:

$$\Delta db = 18,4 \text{ db que corresponden } VSWR = 8,318$$

Carga N. 3

Queso deshidratado

Penetración

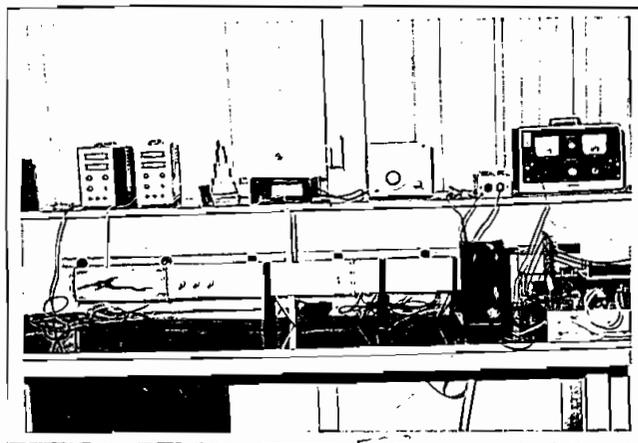
| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | Δdb | VSWR. |
|---------------|---------------|---------------|-------------|-------|
| 15 mm | 10 mm | 10 mm | 17,7 | 7.674 |
| 20 mm | 15 mm | | 16,0 | 6.310 |
| 20 mm | 20 mm | | 14,0 | 5.012 |
| 21 mm | 22,5 mm | | 6,8 | 2.188 |
| 20,5 mm | 23,5 mm | | 4,2 | 1.622 |

El valor obtenido para VSWR con la carga acoplada no puede ser muy próximo a la unidad debido al desacoplamiento existente en las transiciones de la guía de onda a coaxial y viceversa, utilizado para las mediciones, por lo tanto suponemos que este valor es un buen acoplamiento de la carga al generador.

Los valores de VSWR para las otras cargas se encuentran acopladas cuando este valor está próximo al encontrado con la carga de acoplamiento. Observando los resultados para los tres dieléctricos esto se cumple.

Se debe tomar en cuenta al realizar las mediciones que el valor del primer mínimo en la línea ranurada debe encontrarse siempre en el mismo lugar para obtener una buena lectura.

Acompañamos una foto del sistema en operación:



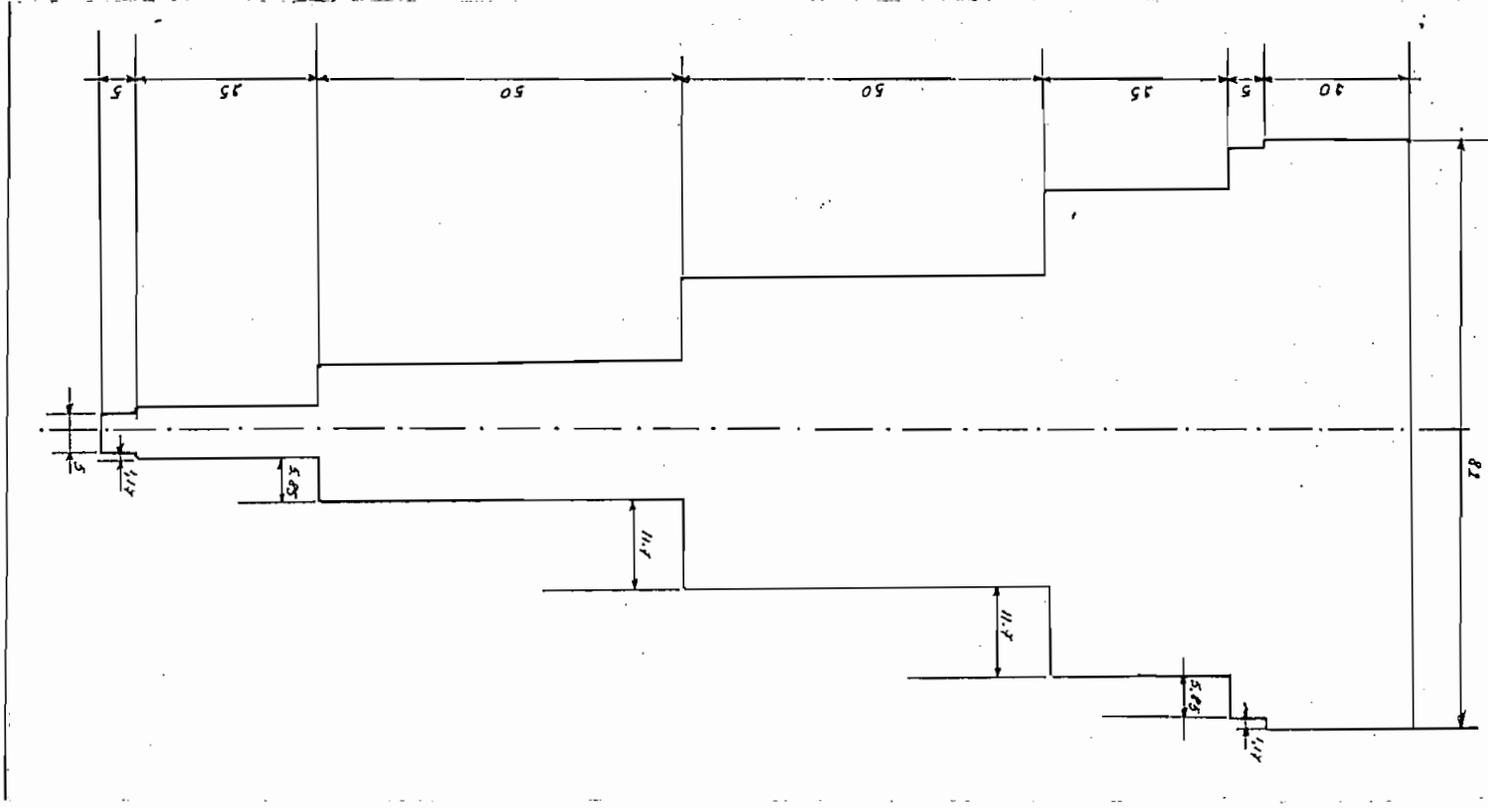


Fig. 5.5 Representación esquemática de una carga acoplada tipo bi-nominal.

Podemos realizar la misma prueba cambiando la guía de onda por la cámara de calefacción que analizamos en el espítalo cuarto.

Esta prueba la realizamos para tres dieléctricos diferentes y utilizamos el mismo circuito.

Los resultados obtenidos son:

Carga N° 1

Agua

P e n e t r a c i ó n

| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | Δdb | VSWR. |
|---------------|---------------|---------------|-------------|-------|
| 15 mm | | | 9 | 2.818 |
| 20 mm | | | 7,8 | 2.455 |
| 20 mm | | 15 mm | 6,6 | 2.138 |
| 20 mm | 16 mm | 22 mm | 4,2 | 1.622 |
| 20 mm | 16 mm | 22.5 mm | 3,8 | 1.549 |

Sin utilizar los tornillos de acoplamiento

$\Delta db = 11,2$ que equivale a VSWR = 3.631

Carga N° 2

Madera de balsa

| P e n e t r a c i ó n | | | | |
|-----------------------|---------------|---------------|-----|-------|
| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | db | VSWR. |
| 15 mm | | | 8.4 | 2.630 |
| 15 mm | 15 mm | | 5.5 | 1.884 |
| 15 mm | 17.5 mm | | 3.8 | 1.549 |
| 15 mm | 19 mm | | 3.2 | 1.445 |

Sin utilizar tornillos de acoplamiento

$$\Delta db = 11 db \text{ que equivale a } VSWR = 3.548$$

Carga N° 3

Queso deshidratado

| P e n e t r a c i ó n | | | | |
|-----------------------|---------------|---------------|-------------|-------|
| Tornillo N° 1 | Tornillo N° 2 | Tornillo N° 3 | Δdb | VSWR. |
| 15 mm | | | 15.2 | 5.754 |
| 15 mm | 15 mm | 10 mm | 12.5 | 4.217 |
| 16 mm | 20 mm | 10 mm | 8.2 | 2.570 |
| 17.5 mm | 20 mm | | 3.0 | 1.413 |

Sin utilizar tornillos de acoplamiento

$$\Delta db = 17,8 \text{ que equivale a } VSWR = 7,762$$

Podemos concluir que con un sistema de 3 tornillos separados se puede conseguir un buen acoplamiento entre el generador y la carga, sin importar el tipo de carga que se utilice.

5.2 Mediciones de Q en la cavidad resonante.

Utilizando la ecuación (4.18) encontramos el valor de Q para la cavidad resonante diseñada para el modo TE_{133} , cuyas dimensiones están dadas en la figura 5.4 y en el interior se encuentra aire.

$$Q = 1920$$

Se tiene un valor de Q en este rango por los valores altos del modo, dentro de la cavidad.

Cabe indicar que los valores que se toma para calcular la resistencia superficial es para bronce, cuyas características son:

$$\sigma = 1.57 \times 10^7 \text{ mho/metro}$$

$$\mu = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Henry/metro}$$

$$\phi = 0.1270 / \sqrt{f} \text{ metros}$$

Se puede también definir el Q de la siguiente manera:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

en donde f_0 es la frecuencia central de resonancia y Δf es el an-

cho de banda, 3 db más bajo en nivel, con relación al nivel de f_0 , utilizando esto, y por medio del circuito de la figura 5.6

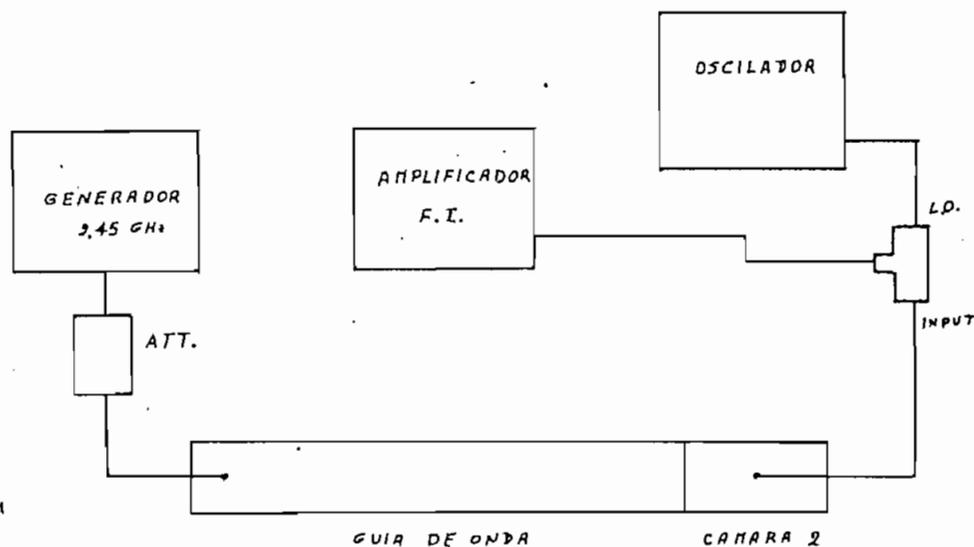
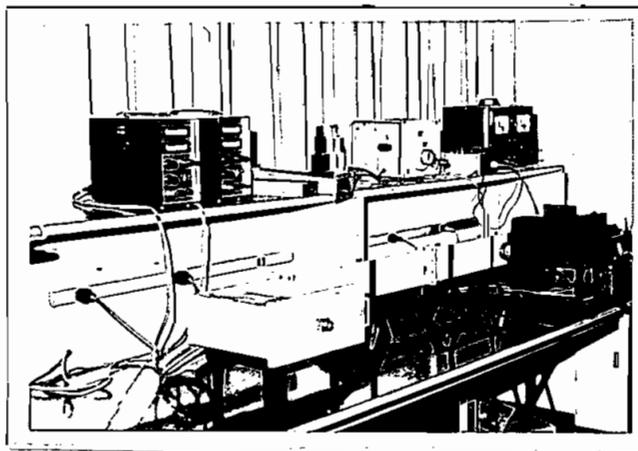


Fig. 5.6 Diagramas en bloque para la medición del Q de una cavidad determinamos experimentalmente las curvas de resonancia para la cavidad cuando en el interior se encuentra aire, y tres dieléctricos diferentes, (ver Fig. 5.7, 5.8, 5.9 y 5.10)

Debemos indicar además que para realizar esta medición fué necesario introducir una punta de prueba, como se muestra en la figura 5.6, por medio de esta punta de prueba, tomamos una muestra de la señal. Acompañamos una foto del sistema en operación



Los valores obtenidos son:

Carga N° 1

Aire en el interior

| frecuencia (MHz) | db |
|------------------|------|
| 2.340 | 19,2 |
| 2.370 | 12,5 |
| 2.400 | 3 |
| 2.430 | 21,5 |
| 2.460 | 9,4 |
| 2.490 | 0 |

Q = 126.

Carga N° 2

Madera de Balsa

| Frecuencia (MHz) | db |
|------------------|------|
| 2.250 | 0 |
| 2.310 | 9,4 |
| 2.340 | 20,2 |
| 2.370 | 15 |
| 2.400 | 2,5 |
| 2.430 | 0 |

$$Q = 85$$

Carga N° 3

Agua

| frecuencia (MHz) | db |
|------------------|------|
| 2.280 | 0 |
| 2.310 | 4,4 |
| 2.340 | 14,5 |
| 2.370 | 9,5 |
| 2.400 | 7,8 |
| 2.430 | 5,2 |
| 2.460 | 8,0 |
| 2.490 | 6,6 |
| 2.520 | 4,6 |

$$Q = 78$$

Carga N° 4

Queso

| frecuencia (MHz) | db |
|------------------|------|
| 2.400 | 0 |
| 2.440 | 3,5 |
| 2.480 | 3,3 |
| 2.520 | 12,2 |
| 2.560 | 11,4 |
| 2.600 | 5 |
| 2.640 | 2 |

$$Q = 33,6$$

Del análisis de los resultados podemos concluir que la frecuencia central de resonancia de la cavidad cambia para diferentes dieléctricos en el interior, al igual que el valor de Q, esto, explicase por la generación de modos altos dentro de la cavidad, y en forma aparente cambia las dimensiones de la cavidad, al cambiar la longitud de onda de la señal.

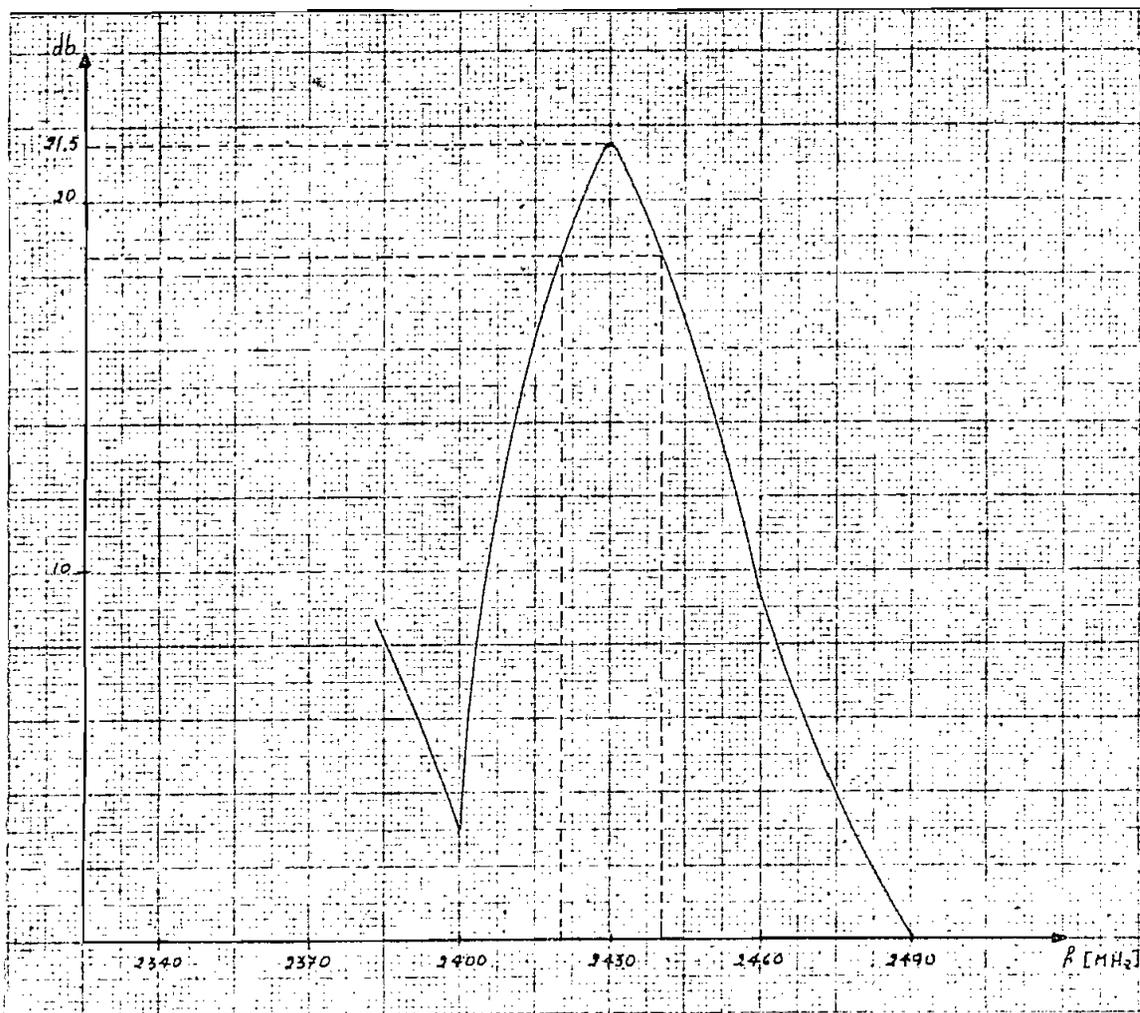


Fig. 5.7 Determinación del Q para la carga N° 1

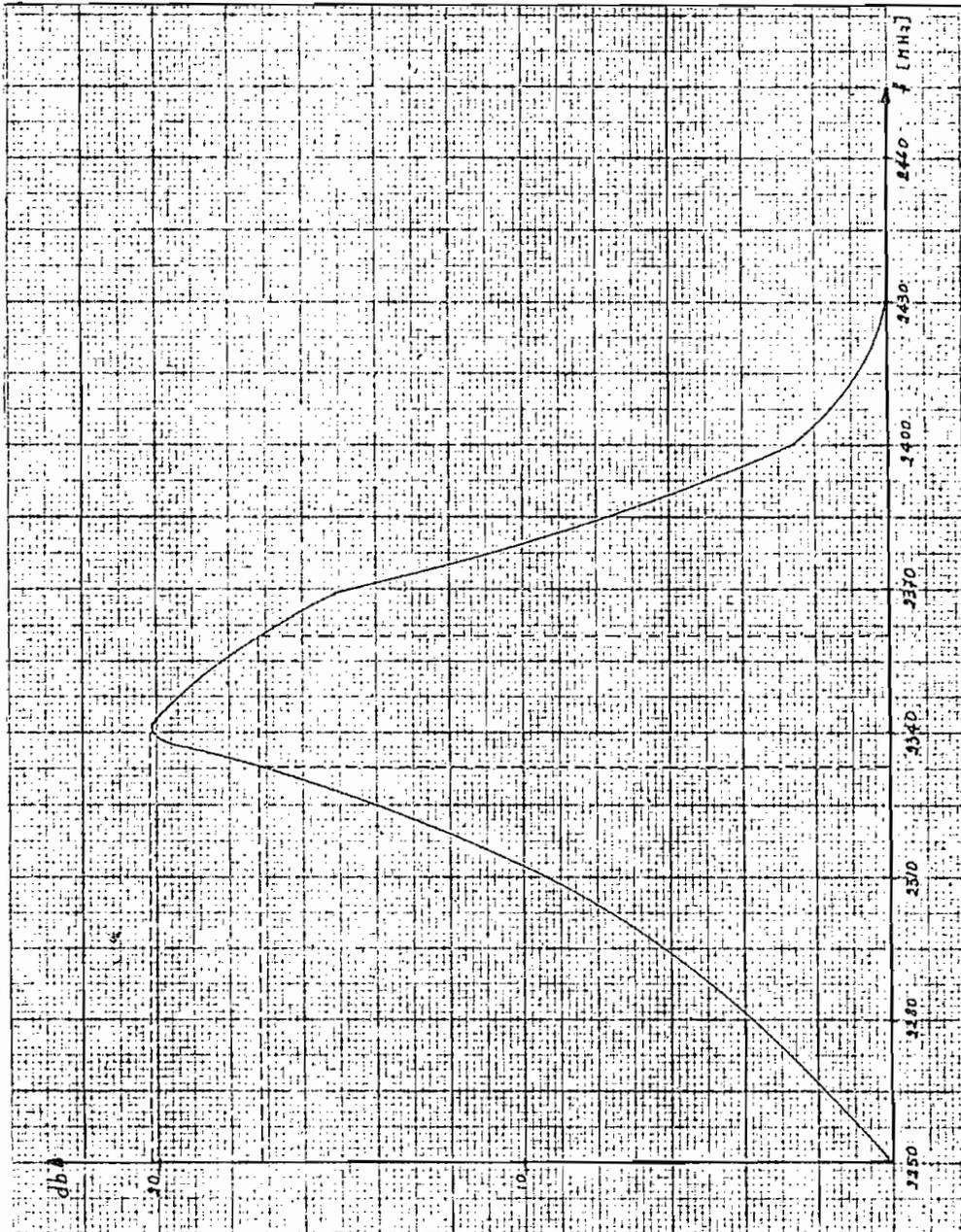


Fig. 5.8 Determinación del Q para la carga N° 2

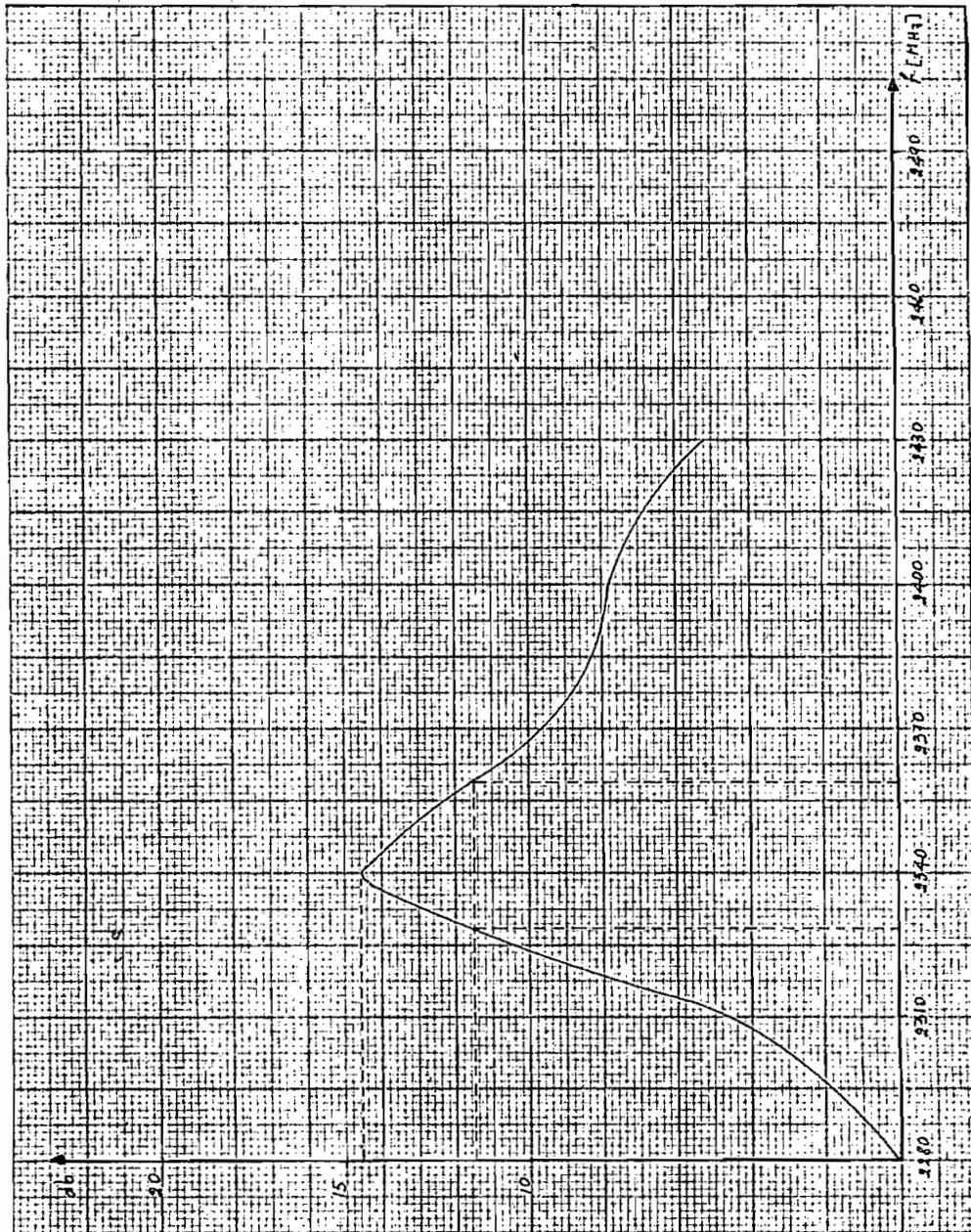


Fig. 5.9 Determinación del Q para la carga N° 3

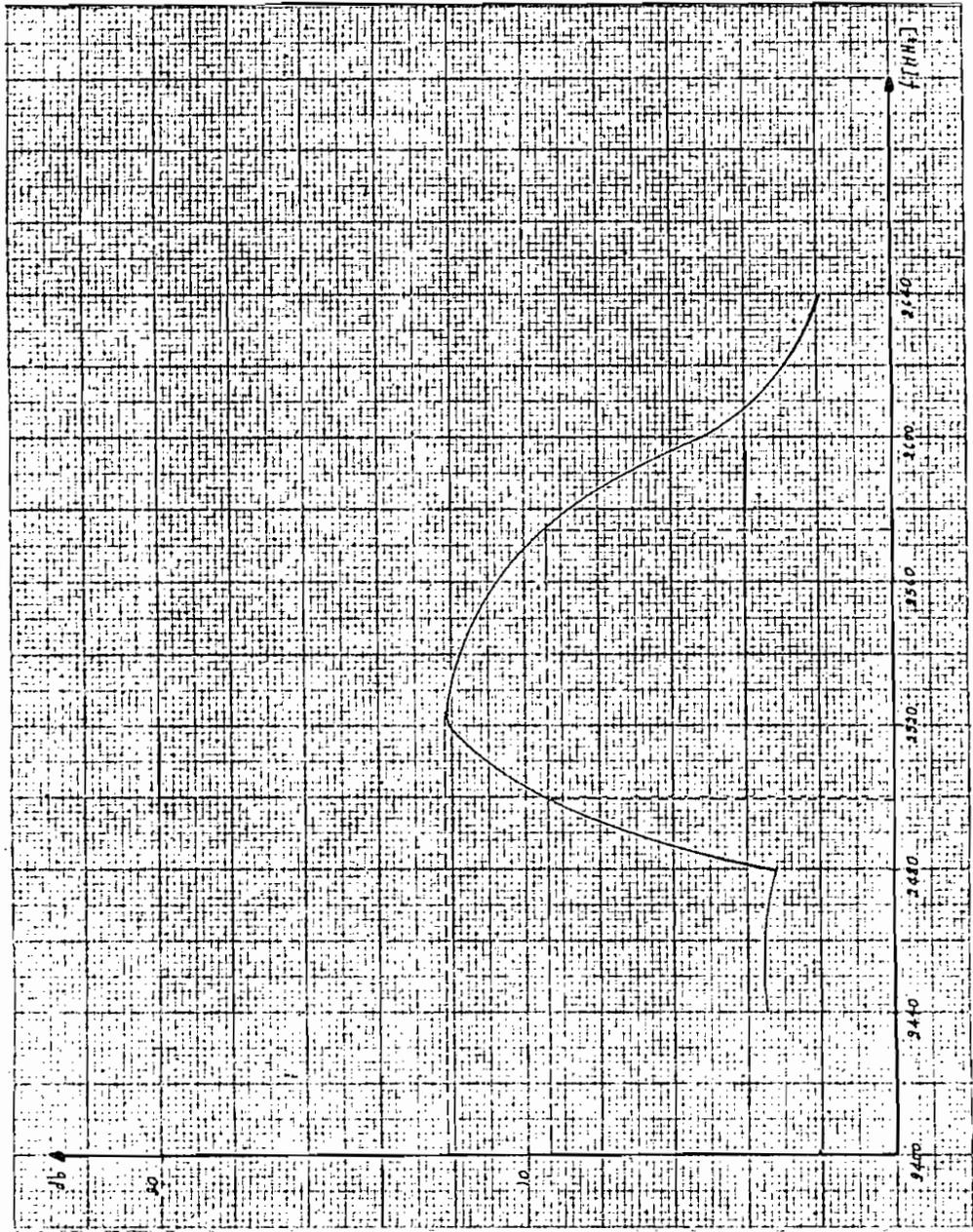


Fig. 5.10 Determinación del Q para la carga N° 4

CAPITULO SEXTO

CONCLUSIONES

6.- Conclusiones

Del análisis realizado en el capítulo tercero sobre la utilización de tornillos como medios de acoplamiento y de los resultados obtenidos experimentalmente, llegamos a la conclusión de que cualquier carga sometida a calentamiento puede ser acoplada al generador, obteniéndose un mínimo de señal reflejada.

Para realizar las mediciones no fué posible utilizar el Magnetron con toda su potencia, debido a que los equipos de prueba no admiten potencias muy altas (60 dbm), para obviar este problema se obtuvo una muestra de la señal de 2.45 GHz utilizando una punta de prueba; o sea realizamos una transición de guía de onda a cable coaxial. La penetración de esta punta es según la necesidad de obtener mayor o menor señal en la guía de onda.

Surge además el problema de la variación de la carga con cada dieléctrico sometido a este proceso y aún más, al calentarse un dieléctrico, la impedancia que presenta varía con el tiempo de calentamiento, por lo tanto los tornillos de acoplamiento deben ser manipulados constantemente para obtener una máxima transferencia de potencia.

Para demostrar el funcionamiento de los tornillos de acoplamiento, pensamos en la necesidad de determinar el valor de la relación de ondas estacionarias para dos tipos de cámaras con diferentes dieléctricos en su interior, el método que utilizamos fué

el de mezclar la muestra de la señal obtenida con una señal generada en un oscilador local, y realizar la lectura en un amplificador de frecuencia intermedia.

La falta del oscilador en el rango de 2.450 MHz trajo como consecuencia la necesidad de trabajar con una armónica para obtener la frecuencia intermedia.

Al realizar esta lectura, existe un error debido principalmente a los siguientes factores:

- a) Trabajar utilizando una armónica en el oscilador local
- b) Transmisión de guía de Onda a cable coaxial como se explica en el capítulo quinto.
- c) Construcción mecánica de la guía de Onda y de las cámaras
- d) Dificultad de conseguir superficies bien pulidas en las paredes de la guía y de la cámara.

Los resultados obtenidos en las mediciones nos demuestran el buen funcionamiento del sistema.

Estas mediciones fueron realizadas con una baja potencia, por las causas explicadas anteriormente, pero al conectar el generador de 1 Kw y manipular los tornillos el sistema de acoplamiento funcionó para cualquier carga.

Con la cámara de calentamiento diseñada en el capítulo cuarto que se muestra en la figura 5.4 se realizaron las mediciones del Q con diferentes dieléctricos en el interior. Si comparamos estos

resultados con el obtenido teóricamente ($Q = 1920$), este valor baja considerablemente comprendiéndose esta disminución debido a diferentes factores que enumeraremos a continuación:

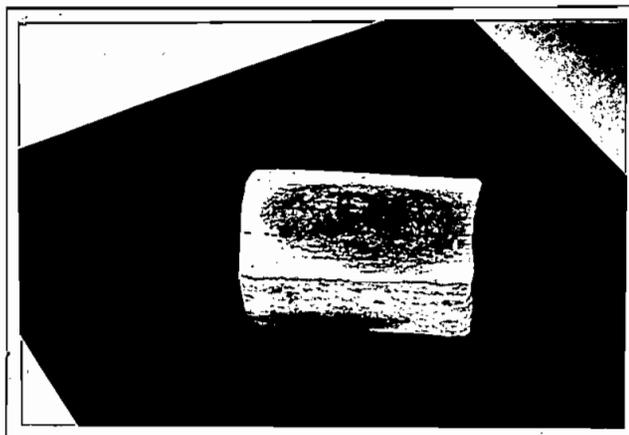
- a) El material utilizado es metal amarillo
- b) Existe problemas mecánicos para conseguir las dimensiones exactas para resonancia en la frecuencia de trabajo
- c) La resistencia superficial del metal amarillo aumenta por no estar perfectamente pulida la superficie
- d) La construcción mecánica de la puerta no presenta un contacto perfecto a lo largo de la cavidad
- e) Para realizar las mediciones fué necesario introducir una punta de prueba que causaba distorsión en el campo electro magnético y además pérdidas y reflexiones.
- f) El equipo de prueba no fué el adecuado, como se explicará más adelante

Para realizar esta medición fué necesario utilizar el método de heterodinaje o sea la mezcla de dos señales para obtener la diferencia que en este caso debía ser ± 30 MHz que pueden ser detectados en un amplificador de Frecuencia Intermedia.

Surgía el problema de la falta de osciladores para el rango de 2.450 MHz, razón por la cual fué imprescindible trabajar utilizando armónicas, esto da un error adicional a las lecturas realizadas.

Del análisis de las curvas de resonancia a más de una disminución del valor del Q se puede notar un desplazamiento de la frecuencia central, saliendo fuera de sintonía la cavidad. Esto sucede con determinados dieléctricos como agua queso, además se puede notar, que al aumentar la cantidad de dieléctrico la frecuencia central se desplaza más, saliendo de sintonía la cavidad.

Se puede comprobar lo antes dicho, al someter a calentamiento (Potencia de 1 Kw) diferentes cantidades de madera de balsa, que cuando esta era pequeña en volumen llegaba en poco tiempo a la combustión en la parte interna como se muestra en la foto.



lo que no sucedía cuando la cantidad de madera era mucho mayor, llegando a calentar y secar.

No fué posible realizar mediciones de variación de temperatura en función del tiempo, por la carencia de un termómetro apropiado para este fin, que de lecturas instantáneas introduciendo una termocu

pla o un detector de temperatura.

Por último para finalizar tratamos de obtener la configuración del campo dentro de la cavidad, para lo cual utilizamos pedazos de madera de balsa que situados en las caras laterales y en la parte inferior de la cavidad, determinan los puntos de máxima intensidad del campo por la combustión que se produce con mayor rapidez en esas regiones; como se muestra en la figura 6.1

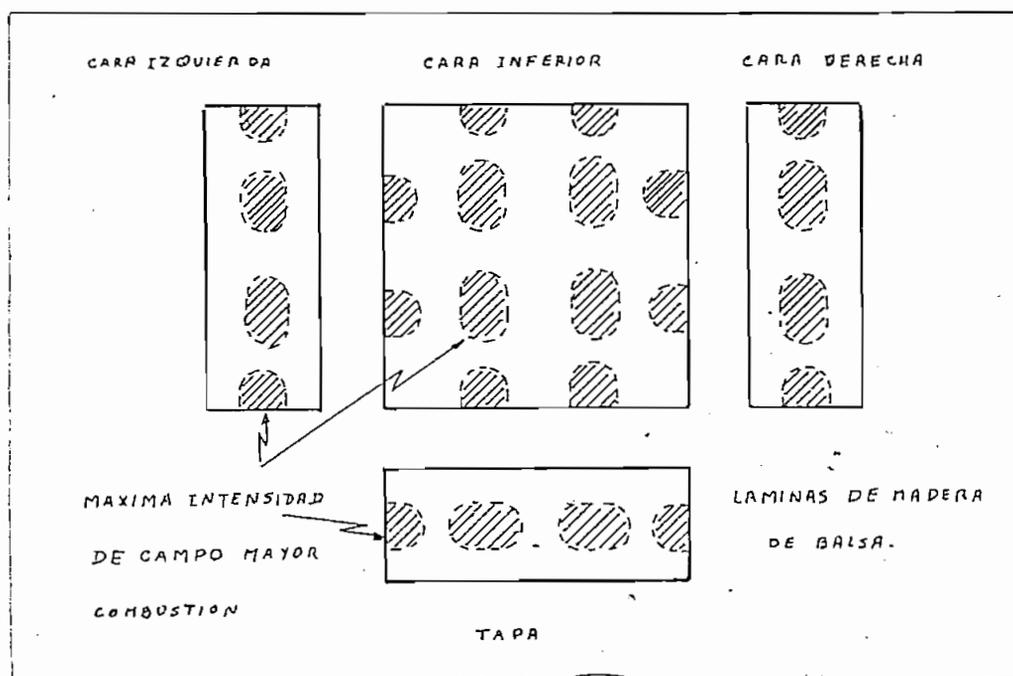


Fig. 6.1 Determinación experimental del campo dentro de la cavidad

Para conseguir una distribución uniforme del campo electromagnético es necesario utilizar dispositivos tales como una placa móvil frente a la ventana de acoplamiento entre la guía de onda y la

cámara de calentamiento.

Creo con esto haber cumplido con el propósito de diseñar, cons
truir y realizar pruebas experimentales con cámaras de calentamien-
to para dieléctricos y recomiendo que para industrializar el siste-
ma se requiere de una automatización, utilizando realimentaciones
que varíen determinados parámetros del generador o que cambien mecá-
nicamente las dimensiones de la cavidad resonante para obtener el
mejor rendimiento.

APENDICE N° 1

Determinación de las constantes de atenuación y de fase cuando existe un dieléctrico diferente del aire dentro de la guía de sección rectangular

Partiendo de las ecuaciones:

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

$$\delta^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon^*$$

$$\delta = \alpha + j\beta$$

obtenemos: $\alpha^2 - \beta^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon'$ (1)

$$2\alpha\beta = \omega^2 \mu \epsilon''$$
 (2)

despejando β y reemplazando en la otra ecuación obtenemos:

$$\alpha^2 - \frac{\omega^4 \mu^2 \epsilon''^2}{4\alpha^2} = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon'$$

luego se determina la ecuación de cuarto grado

$$4\alpha^2 - 4\omega^2 (k^2 - \omega^2 \mu \epsilon') - \omega^2 \mu^2 \epsilon''^2 = 0$$

de la resolución de esta ecuación y reemplazando

$$\gamma'^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon'$$

se obtiene

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma'^2}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \left[\frac{\text{tgd}(k^2 - \gamma'^2)}{\gamma'^2} \right]^2} \right]}$$

de igual manera podemos obtener el valor de β partiendo de las ecuaciones (1) y (2) llegando a determinar la ecuación

$$4\beta^2 + 4\omega^2 (k^2 - \omega^2 \mu \epsilon') - \omega^2 \mu^2 \epsilon''^2 = 0$$

de cuya resolución obtenemos:

$$\beta = \sqrt{\frac{\gamma'^2}{2} \left[\sqrt{1 + \left[\frac{\text{tgd}(k^2 - \gamma'^2)}{\gamma'^2} \right]^2} - 1 \right]}$$

R E F E R E N C I A S

| | OBRA | AUTOR | Página |
|----|---|--------------------------------------|--------|
| 1 | Tesis de Grado | Ing. Mario Gevallos 1968 | 3 |
| 2 | Heating with Microwaves | | |
| | Philips Technical Library | Fuschner H. | 99 |
| 3 | Idem | Idem | 2 |
| 4 | Electromagnetic waves and Radiating System | Keith G. Balmain Edward G. Jordan | 103 |
| 5 | Tesis de Grado | Ing. Mario Gevallos 1968 | 60 |
| 6 | Electromagnetic waves and Radiating System | Keith G. Balmain Edward G. Jordan | 244 |
| 7 | Tesis de Grado | Ing. Mario Gevallos | 69 |
| 8 | Heating with Microwaves | | |
| | philips Technical Library | Fuschner H. | 109 |
| 9 | Electromagnetic waves and Radiating System | Keith G. Balmain Edwar G. Jordan | 257 |
| 10 | Microwave Circuits | Atwater | 95 |
| 11 | Microwave Electronics | John G. Slater | 334 |
| | D Van Nestrand Co. | | |
| 12 | Microwave Transmission Circuits | George L. Ragan | 499 |
| | General Electric Research L. | | |

| | | | |
|----|--|----------------------------|-----|
| | | | 101 |
| 13 | Waveguide Handbook Dover Publications | W. Marcuvitz | 226 |
| 14 | Fields and Waves in Commu- nication Electronics | Romo Whinnery Van Duzer | 547 |
| 15 | idem | idem | 543 |
| 16 | Publicación Departamento de Electrónica 1.970 | Dr. Kanti Hore | 18 |
| 17 | idem | idem | 20 |
| 18 | idem | idem | 2 |
| 19 | Laboratorio de Alta Ten- sión E. P. N. | Ensayo N° 4 | |
| 20 | Tesis de Grado | Ing. Mario Cevallos 1962 | 101 |
| 21 | Principles and Applications of waveind Transmission D. Van Nostrand Co. Inc.1956 | George C. Southworth | 269 |
| 22 | Operation Intructions Precision Slotted Line | General Radio Company | 11 |

B I B L I O G R A F I A

RAMO WEINBERG, And VAN DUZER.- Fields and Waves in Communication Electronics - Wiley - 1.965.

HOWARD G. JORDAN - KEITH G. BALMAIN.- Electromagnetic Waves and Radiating Systems - Prentice Hall, Inc. - 1.950

JOHN C. SLATER.- Microwave Electronics - D. Van Nostrand Company Inc.

MAX SUCHER and JEROME FOX.- Microwave Measurements Polytechnic Institute of Brooklyn 1.963

H. MAROUVITZ.- Waveguide Handbook - Dover Publications, Inc. 1.951

JOHN R. REITZ.- Fundamentos de la Teoría Electromagnética - Centro Regional de Ayuda Técnica- México 1.967.

GEORGE L. RAGAN.- Microwave Transmission Circuits McGraw Hill 1948

GENERAL RADIO COMPANY.- Operating Instructions Precision Slotted Line 1.968.