

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN REACTOR TIPO SLAN

Jhon Rober Atencio Urieta

Universidad EAFIT
Escuela de Ciencias y Humanidades
Medellín, Colombia
2014

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN REACTOR TIPO SLAN

Jhon Rober Atencio Urieta

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de:

Magister en Física Aplicada

Asesor

Ph. D. Juan Manuel Jaramillo

Universidad EAFIT
Escuela de Ciencias y Humanidades
Medellín, Colombia
2014

AGRADECIMIENTOS

Doy gracias a Dios y mis padres por darme los medios para alcanzar este logro.

A mi asesor Juan Manuel Jaramillo por su apoyo incondicional y su gran aporte en el desarrollo de este trabajo a través de sus conocimientos y sabiduría.

A mi novia por su apoyo incondicional.

A la Universidad EAFIT que me permitió ser parte de tan importante institución.

RESUMEN

En el siguiente trabajo se presenta el diseño y la construcción de una cavidad resonante para la generación de plasma. Se muestran las simulaciones realizadas para obtener la mejor distribución de campo eléctrico y a su vez los criterios de diseño para su construcción. Se muestran también las medidas indirectas realizadas de campo eléctrico a través de mediciones de temperatura en diferentes puntos para validar la intensidad reportada en las simulaciones, así como también medidas con papel fax para corroborar la distribución de dicho campo en toda la cavidad.

CONTENIDO

1	INTRODUCCIÓN	1
2	FUENTE DE MICROONDAS	9
2.1	EL MAGNETRÓN.....	9
3	PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS	12
3.1	GUÍAS DE ONDA.....	12
3.2	DESCOMPOSICION LONGITUDINAL-TRANSVERSAL.....	13
3.3	TRANSFERENCIA DE POTENCIA Y ATENUACIÓN	17
3.4	MODOS TEM, TE Y TM	19
3.4.1	MODO TEM.....	20
3.4.2	MODOS TE	20
3.4.3	MODOS TM	20
3.5	GUÍA DE ONDA RECTANGULAR	21
3.6	BANDA DE OPERACIÓN.....	22
3.7	TRANSFERENCIA DE POTENCIA Y DENSIDAD DE ENERGÍA	24
3.8	ATENUACIÓN DE POTENCIA.....	25
3.9	GUIA WR340.....	27
3.10	SLOT ANTENNAS.....	29
3.11	SLOT EN LAS PAREDES DE LA GUÍA	30
3.12	MÁXIMA TRANSFERENCIA DE POTENCIA EN UNA CAVIDAD DE TIPO SLAN	32
3.13	CALIBRACIÓN DE POTENCIA	33
3.14	GENERACIÓN DE PLASMA A TRAVÉS DE LAS MICROONDAS.....	33
4	SIMULACIONES	36
4.1	MÉTODO DE LOS ELEMENTOS FINITOS	36
4.2	CAVIDAD SLAN	37
4.3	ANÁLISIS DE PÉRDIDAS RESISTIVAS.	43
5	MATERIALES Y METODOS	44
5.1	CAVIDAD SLAN	44
5.2	APLICADOR DE MICROONDAS.....	45
5.3	MEDIDA DE TEMPERATURA	48
5.4	MEDIDA DE CAMPO CON PAPEL TÉRMICO.....	49
6	RESULTADOS Y DISCUSIÓN	50

6.1	DISTRIBUCIÓN DE CAMPO ELÉCTRICO	50
6.2	MEDIDAS DE POTENCIA.....	52
7	CONCLUSIONES	59
8	TRABAJOS FUTUROS	60

Lista de Figuras

Figura 1.1 :	Industrias en las que se emplean procesos de plasma.	1
Figura 1.2:	Campo electromagnético en una cavidad elíptica (tomado de X. J. Li et. el. [10]).....	3
Figura 1.3:	Cavidad resonante Coaxial (tomado de H. Song, et. al. [11])	4
Figura 1.4:	Cavidad coaxial de 5 aberturas (tomada de Fan Liu, et. al. [12]).....	4
Figura 1.5:	Disposición de las aberturas frente al campo electromagnético [12]	4
Figura 1.6:	Aplicador de microondas de la cavidad SLAN [13].....	6
Figura 2.1 :	Diagrama de un magnetrón	10
Figura 2.2:	a) trayectorias cicloides de los electrones, b) líneas de fuerza para el modo de operación π	11
Figura 2.3:	Magnetron de microondas convencional de 1000W.	12
Figura 3.1:	Guías de onda más comunes en transmisión de microondas.....	13
Figura 3.2:	Superficie del conductor.....	19
Figura 3.3:	guía de ondas rectangular de paredes conductoras.....	21
Figura 3.4:	Distribución del campo eléctrico en la guía.	22
Figura 3.5:	Ancho de banda en una guía de onda rectangular.	23
Figura 3.6:	Corrientes en la paredes de la guía.	25
Figura 3.7:	Guía WR340.	27
Figura 3.8:	Coefficiente de atenuación para la guía WR340.....	28
Figura 3.9:	Potencia transmitida para la guía WR340.	28
Figura 3.10:	Distribución de campo eléctrico y magnético	29
Figura 3.11:	Distribución de campo electromagnético.	29
Figura 3.12:	a) un par de antenas complementarias, b) pantallas complementarias generales.	30
Figura 3.13:	Distribución de corrientes para el modo TE10 y tipos de slots.....	31
Figura 3.14:	WR340 con slot central.	32
Figura 3.15:	campo eléctrico para $a = 86,36$; $86,36 - 5mm$; $86,36 - 10 mm$	32
Figura 3.16:	Radio interno 150mm radio externo 322.72; 317.72; 312.72.....	33
Figura 4.1:	a) Mallado para la guía WR340; b) Resultado de la simulación.....	37
Figura 4.2:	Ez y densidad de corriente de superficie cavidad SLAN.	38
Figura 4.3:	SLAN de cuatro ranuras.	39
Figura 4.4:	Distribución de campo eléctrico cavidad SLAN.....	39
Figura 4.5:	Distribución de Campo eléctrico en la cavidad central SLAN.....	40
Figura 4.6:	Cavidad SLAN con ranura continua.....	40
Figura 4.7:	Componente x y y del campo eléctrico en el plano xy.....	41

Figura 4.8: SLAN de ranura continúa.....	41
Figura 4.9: Distribución de campo eléctrico cavidad SLAN tipo ranura continua.....	42
Figura 4.10: Distribución de Campo eléctrico en la cavidad central SLAN tipo ranura continua.....	42
Figura 4.11: Pedidas resistivas de algunos materiales.....	43
Figura 5.1: Cavidad SLAN construida.....	44
Figura 5.2: Partes Inferior y superior de la cavidad SLAN.....	45
Figura 5.3: Componentes del aplicador de microondas, a) circulador, b) sintonizador, c) carga muerta.....	46
Figura 5.4: Lanzador de microondas.....	46
Figura 5.5: Sistema de control.....	47
Figura 5.6: Seudocódigo sistema de control.....	47
Figura 5.7: Montaje final, aplicador-cavidad SLAN.....	48
Figura 5.8 Ubicación de muestras de agua dentro de la cavidad SLAN.....	49
Figura 5.9: Distribución gráfica para la medida con agua.....	49
Figura 6.1: Medida con papel fax a una altura de 10cm medidos a partir de la parte superior de la cavidad.....	50
Figura 6.2: alturas de , a) 5cm, b) 10cm, c) 15cm, d) 20cm.....	51
Figura 6.3: Distribución de campo en la cavidad axial.....	51

Lista de Gráficas

Gráfica 6.1: Variación de la temperatura posición inferior.....	52
Gráfica 6.2: Variación de la temperatura posición superior.....	53
Gráfica 6.3: Variación de la temperatura posición derecha.....	54
Gráfica 6.4: Variación de la temperatura posición izquierda.....	55
Gráfica 6.5: Variación de la temperatura posición central.....	56
Gráfica 6.6: Potencia en las diferentes posiciones y alturas.....	57

Lista de Tablas

Tabla 6.1 : Potencia disipada posición inferior.....	53
Tabla 6.2: Potencia disipada posición superior.....	54
Tabla 6.3: Potencia disipada posición derecha.....	55
Tabla 6.4: Potencia disipada posición izquierda.....	56
Tabla 6.5: Potencia disipada posición central.....	57

1 INTRODUCCIÓN

Los procesos empleando la tecnología de plasma son de vital importancia en un sinnúmero de grandes industrias manufactureras en el mundo como se puede apreciar en la Figura 1.1, siendo la más demandante la industria electrónica y las tecnologías de MEMs (“Microelectromechanical systems”). Los procesos de materiales por plasma se vuelven críticos por ejemplo en la industria aeronáutica, automovilística, biomédica, entre otras, en las cuales se desea mejorar las prestaciones y se hace necesario el desarrollo de nuevos materiales.

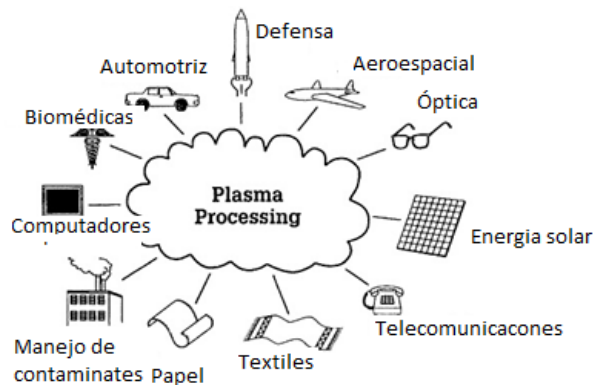


Figura 1.1 : Industrias en las que se emplean procesos de plasma.

La revolución industrial, la cual impulsó un proceso de recubrimiento mediante la técnica de electrodeposición a partir de 1840, desarrolló el método inicialmente para plata, oro y zinc [1]. En 1887 se obtuvieron las primeras capas metálicas finas empleando sistemas de evaporación, en los cuales el metal contenido en un crisol se evaporaba por calentamiento dentro de la cámara de alto vacío formando un recubrimiento. Esta es la base de la técnica denominada de deposición en fase vapor y cuya sigla de su significado en inglés es PVD¹. A finales de 1880 se obtuvieron los primeros recubrimientos producto de la técnica de deposición química en fase vapor y cuya sigla del inglés es CVD². En la técnica CVD el recubrimiento se forma como resultado de reacciones químicas sobre la superficie de un sustrato caliente o inmerso en una atmósfera gaseosa.

Alrededor de 1910 se concibieron las ideas básicas de lo que se conoce como proyección por llama. Inicialmente se empleó en el recubrimiento metálico. En este método se aporta el material a depositar bajo la forma de un polvo metálico a la vena fluida de los gases que producen una llama convencional, haciendo que el polvo alcance altas temperaturas y un estado plástico y sea proyectado contra la superficie a ser recubierta, donde se adhiere y enfría formando un recubrimiento. En 1910 se estableció comercialmente el método de

¹Physical Vapor Deposition.

²Chemical Vapor Deposition.

recubrimiento con metales por proyección, utilizando una llama de oxiacetileno, la que daría lugar a la técnica de proyección por plasma a mediados de la década de 1950 [1] [2].

Después de la segunda guerra mundial se desarrollan los recubrimientos a escala industrial, principalmente empleando la técnica PVD [3] [4]. A partir de 1960, el desarrollo de la microelectrónica y los diferentes procesos de manufactura asociados a ella se convirtieron en el gran motor de reactores de plasma a nivel industrial [5]. Las nuevas técnicas pasaron a denominarse PVD y CVD asistidos por plasma, y de esta forma a las siglas se les adiciono las letras PA, quedando entonces PAPVD y PACVD³.

Se puede ver que el potencial de esta tecnología es necesario para la comunidad científica del país y algunas de las empresas que trabajan en este campo, por este motivo es importante posibilitar procesos empleando una técnica de bajo costo y con alto rendimiento como son los procesos de plasma asistidos por microondas. Dado que el trabajo será enfocado en estos sistemas, el estado del arte seguirá en esta dirección. Sobre todo teniendo en cuenta el tipo de reactor, su complejidad y efectividad para realizar en ellos procesos y la posibilidad de acoplar la tecnología de los microondas caseros a éstos.

Específicamente existen propuestas de guías de onda las cuales se han acoplado al horno microondas convencional casero, pero ellas están dirigidas a la obtención de un determinado material. Brooks et. al. [6] presentan un reactor de plasma inducido por microondas (MIP⁴, de sus siglas en inglés) construido a partir de un horno casero. Los gases de proceso entran en un tubo en U de cuarzo cuyo eje de simetría está a $7\lambda/4$ del magnetrón y se encuentra perpendicular a la guía metálica cuya dimensiones son (310x80x35 mm). A dicha guía se le acopló un sistema de refrigeración para prevenir sobrecalentamiento, además se conecta con este sistema una carga de agua de 500ml al final de la guía con el fin de evitar las reflexiones del campo electromagnético. La muestra está ubicada en el interior del tubo, en la región en donde el campo eléctrico es más intenso (18 cm), es decir, donde se tiene la mejor densidad de plasma. El reactor no permite procesos con piezas cuyo radio sea superior a 10 mm, debido a que el diámetro interno del tubo en U es de 20mm, además en ésta región la muestra siempre estará en presencia de las microondas. Esta propuesta que se muestra funcional, no cumple con el tipo de muestras que se desea trabajar (por encima de los 20mm de diámetro) ni se puede acoplar a un sistema de aceleración de iones.

Otros autores reportan el empleo de reactores por microondas [7] [8] [9] pero ellos no parten del horno casero convencional y se centran en el proceso. Los reactores que presentan son diseñados específicamente para ello, aunque se emplea la misma frecuencia del magnetrón del horno casero. Entre ellos está el reactor propuesto por el grupo de Denzlingen [7] quienes construyeron una cavidad resonante elipsoidal para generar y mantener un plasma con el objetivo de obtener filmes de diamantes. En este reactor el campo electromagnético

³ Plasma Assisted Vapor Deposition or Chemical Vapor Deposition, respectivamente.

⁴ MIP: Microwave Induced Plasma

es generado por medio de un magnetrón de frecuencia 2.45 GHz acoplado a la cavidad resonante. Esta cavidad soporta substratos de mayor tamaño que lo discutido anteriormente y el campo electromagnético se centra en la parte superior e inferior del reactor, como se aprecia en la Figura 1.2.

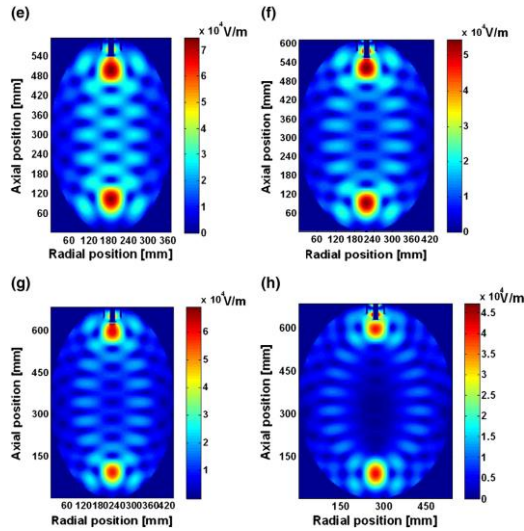


Figura 1.2: Campo electromagnético en una cavidad elíptica (tomado de X. J. Li et. el. [10]).

En la parte inferior del reactor se coloca una campana de borosilicato con entrada de gases y un puerto para hacer presiones negativas (vacío), es en esta región donde el intenso campo eléctrico genera el plasma. Los autores consiguieron un plasma intenso y homogéneo, el cual cumple con los requerimientos de sus procesos. Las simulaciones reportadas por Li [10] indican: primero que hay muchas posibilidades de obtener los mismos resultados, segundo que la cavidad es una cavidad TM_{036} y que el campo máximo que se obtiene es igual a $6 \times 10^4 \text{ V m}^{-1}$. Ellos variaron en la simulación los parámetros geométricos pero mantuvieron la misma forma de la cavidad y concluyeron que la energía del microondas se concentra eficientemente en un punto focal bajo de la cavidad cuando el tamaño de la cavidad es seleccionado apropiadamente y que se puede obtener un reactor más compacto sin alterar los resultados obtenidos en el propuesto inicialmente.

H. Song, et. al. [11] reportan una configuración de cavidad resonante multimodal la cual se compone de una cavidad central y una coaxial en la que se conserva el modo TM_{01} a una frecuencia de 2.45 GHz. En esta cavidad el mayor campo se concentra en el centro de la misma, como se puede apreciar en la Figura 1.3. El modo proveniente de una guía de onda que es el TE_{10} excita el modo TM_{01} dentro de la cavidad.



Figura 1.3: Cavity resonante Coaxial (tomado de H. Song, et. al. [11])

Fan Liu et.al. [12] reportan un estudio un poco más detallado de cómo deben ser las aberturas entre las cavidades axial y central para la transmisión de potencia entre dichas cavidades, conservando la parte de transmisión en el modo TE_{10} . La Figura 1.4 muestra el esquema general, haciendo énfasis en 5 aberturas para la transmisión hacia la cavity central.

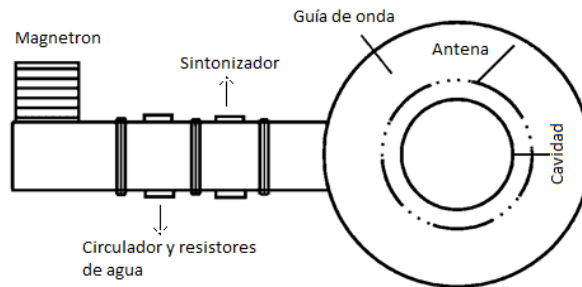


Figura 1.4:Cavity coaxial de 5 aberturas (tomada de Fan Liu, et. al. [12])

Estos autores hacen un análisis de dichas aberturas sobre la distribución del campo electromagnético para que la transmisión sea óptima como se muestra en la Figura 1.5.

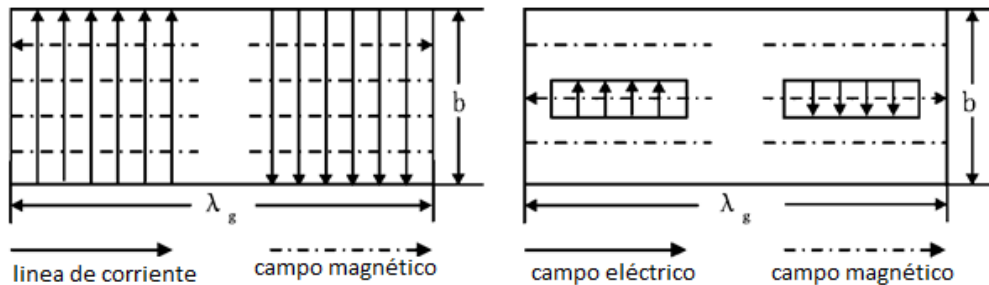


Figura 1.5:Disposición de las aberturas frente al campo electromagnético [12]

Lo que se busca con las antenas es que la energía con alta frecuencia se acople a la cavidad cilíndrica, lo que significa que exista un campo eléctrico intenso a través de la abertura. La imagen de la izquierda de la Figura 1.5 muestra cómo se encuentra el campo electromagnético antes de hacer en la guía en su parte interior una rendija (“slot”), mientras que la imagen derecha después de hacer la rendija. La distribución de corriente en las paredes de la guía está determinada por la componente tangencial del campo magnético y viene dada por la ecuación (1).

$$\vec{J}_s = \vec{n} \times \vec{H}_t \quad (1)$$

Donde \vec{J}_s es la corriente conductiva, \vec{n} es el vector normal unitario a la superficie de la pared de la guía y \vec{H}_t es la componente tangencial de campo magnético cerca a la pared de la guía.

La corriente de desplazamiento es esencialmente la variación del campo eléctrico E, luego, la corriente de desplazamiento sobre la rendija y el correspondiente campo eléctrico fuerte cruzan la rendija como se muestra en la imagen derecha de la Figura 1.5; **Error! No se encuentra el origen de la referencia.** La expresión que rige esta corriente viene dada por la ecuación (2)

$$\vec{J}_D = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = J \epsilon_0 \omega \vec{E} \quad (2)$$

Resolviendo las ecuaciones (1) y(2) se encuentra el campo electromagnético para una única rendija y su forma viene dada por la ecuación(3).

$$\begin{aligned} E_{slot} &= \frac{\pi}{\omega^2 \mu \epsilon_0 a} E_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} z\right) \\ H_{slot} &= \text{Im}(E_z) = \frac{\pi}{\omega \mu a} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} z\right) \end{aligned} \quad (3)$$

Donde \vec{E}_{slot} y \vec{H}_{slot} son los campos electromagnéticos en las respectivas rendijas, λ_g es la longitud de onda de la guía de ondas. Los autores dan como parámetro de diseño de las rendijas la longitud de onda, siendo que el ancho de la rendija debe ser menor que la longitud de onda de la guía, del orden de un 10% menor, y la longitud de la rendija es alrededor de media longitud de onda de la guía anular.

D Korzec, et. al. [13] aplican la metodología de transmisión de potencia hacia la cavidad central con múltiples aberturas pero utilizando una antena de transmisión ajustable para variar la longitud de onda en la guía y así lograr un ajuste máximo entre las aberturas y los lugares donde el campo eléctrico se hace más intenso. La Figura 1.6 muestra la cavidad con su aplicador de microondas, donde se tienen 10 aberturas las cuales quedan en la posición de máxima transferencia de potencia, el número de aberturas queda entonces determinado por el diámetro de la cavidad y por la longitud de onda en la guía.

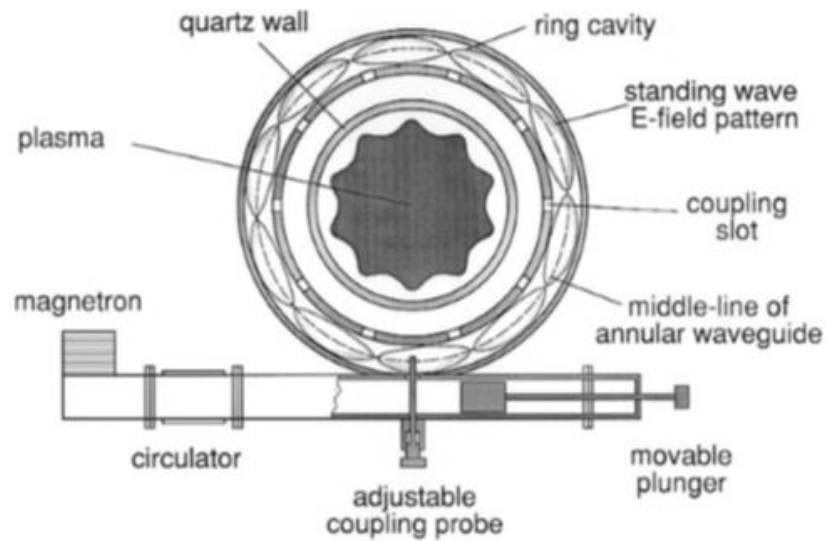


Figura 1.6: Aplicador de microondas de la cavidad SLAN [13]

Con el fin de evitar la construcción de muchas posibles geometrías se empleará la metodología de elementos finitos, que es como convencionalmente la literatura reporta el estudio de estos procesos [14] [15] [16] [17]. La propuesta elegida será verificada experimentalmente al construir la geometría, de acuerdo con los resultados de la simulación. Las medidas del campo y el patrón o la uniformidad de éste se determinarán indirectamente por medio de medidas de temperatura. En el capítulo a seguir se presentará la teoría que soporta este trabajo.

1 MATERIALES Y METODOS

A continuación se presentan los materiales y criterios para la construcción de la cavidad SLAN, así como los componentes de microondas y su fuente de poder y por último los materiales y métodos empleados en las mediciones de temperatura y distribución de campo eléctrico.

1.1 CAVIDAD SLAN

En base a las simulaciones presentadas anteriormente sobre las pérdidas dieléctricas para diferentes materiales se puede observar que la diferencia en la disipación por pérdidas resistivas debido al material es casi insignificante, en vista de ello se escogió el acero astm-304 INOX como material para la construcción de la cavidad dado que ofrece excelentes propiedades para el conformado, se puede usar para aplicaciones de rolado y de corte, tiene buenas características para la soldadura y no requiere recocido tras la soldadura para que se desempeñe bien en una amplia gama de condiciones corrosivas, y un factor muy importante es su relativo bajo costo frente al cobre y el aluminio.

El espesor del material para la construcción de la cavidad fue de 5mm. Este espesor se escogió teniendo en cuenta que sería la cantidad mínima para la cual no hay deformaciones (lo que cambiaría las dimensiones de la guía) luego del trabajo de soldadura.

La Figura 1.1 muestra la cavidad SLAN construida, en ella se puede apreciar en la parte superior un deslizador que permite variar la altura de la cavidad central y a su vez permite obtener una cavidad simétrica o anti simétrica dependiendo de su posición, también se puede ver en la parte derecha de la cavidad el puerto de conexión a la guía WR340 o a cualquier sistema de microondas de 2.45GHz.



Figura 1.1: Cavidad SLAN construida.

La geometría se construyó de tal manera que se pudiera separar en dos partes para mapear la distribución del campo eléctrico en la cavidad axial, como se muestra en la Figura 1.2. En la parte izquierda se observa la parte axial y central de la cavidad y en la parte derecha se observa la tapa superior, que unidas entre sí a través de tornillería de $\frac{1}{4}$ de pulgada forman la cavidad SLAN de ranura continua



Figura 1.2: Partes Inferior y superior de la cavidad SLAN.

1.2 APLICADOR DE MICROONDAS.

El aplicador de microondas consta de:

- a. Un lanzador, que se compone del magnetrón y una guía de aplicación
- b. Un circulador, que desvía las ondas reflejadas en la cavidad hacia una carga de agua
- c. Un sintonizador, que permite graduar la potencia entregada a la cavidad
- d. Una carga muerta, que permite la disipación de las microondas reflejadas desde la cavidad.

La Figura 1.3 muestra estos tres últimos componentes adquiridos comercialmente en la empresa Guoguang Electric Co., Ltd. Chengdu. Este tipo de componentes se encuentran comúnmente como sistemas para microondas de 2.45GHz en base a la guía WR340, y normalmente son fabricados en cobre.



Figura 1.3: Componentes del aplicador de microondas, a) circulator, b) sintonizador, c) carga muerta.

En este trabajo específico, el lanzador se compone de un magnetrón y su fuente, sacados de un microondas casero de la marca LG modelo MS-0746T con una salida nominal en potencia de 700W a una frecuencia de 2,45GHZ, una guía de ondas WR340 fabricada con el mismo material con el que se fabricó la cavidad SLAN y un sistema de control para el encendido y apagado del magnetrón, como se muestra en la Figura 1.4.



Figura 1.4: Lanzador de microondas.

La Figura 1.5 muestra el sistema de control el cual se compone de una tarjeta open source arduino uno equipado con shield de expansión xbee de referencia DFR0088 de la empresa DIGI, un relé de 8amp de referencia NRP13T de la empresa NCR y un relé de estado sólido de 40Amp de referencia SS225DA de la empresa CONCH. El relé de 40 amperios se encarga de controlar el magnetrón y el relé de 8 amperios controla el refrigerador del magnetrón, que básicamente es un cooler conectado a éste. La utilidad de este sistema se basa en el control remoto del encendido y apagado del magnetrón por tiempos determinados.

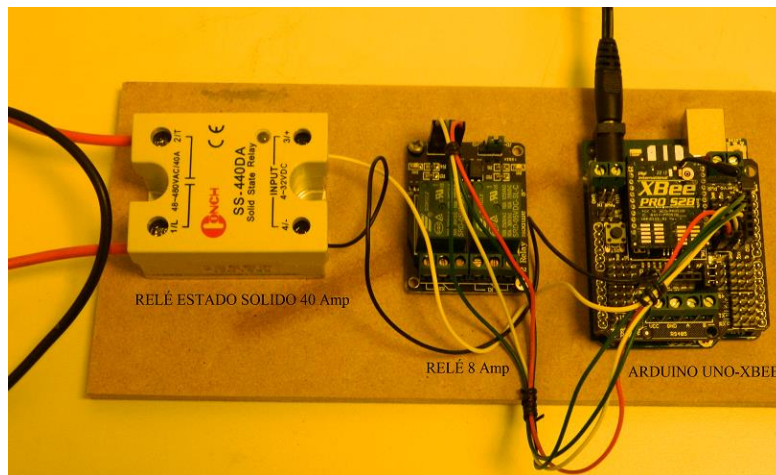


Figura 1.5: Sistema de control.

La Figura 1.6 muestra el seudocódigo para el sistema de control, el cual consiste básicamente en un control en base a comandos con dos estados, activo o inactivo.

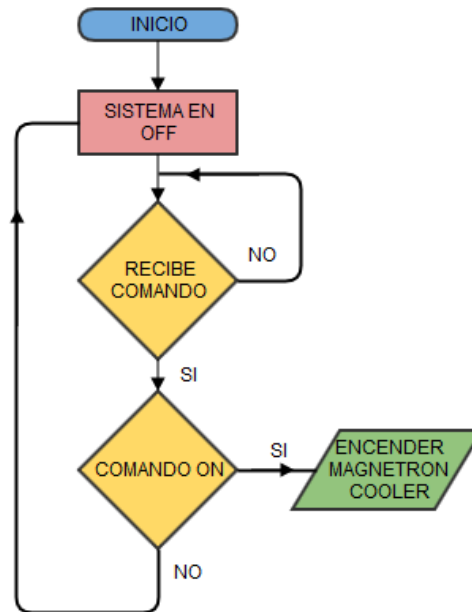


Figura 1.6: Seudocódigo sistema de control.

La Figura 1.7 muestra el ensamble final del sistema. Cabe notar que las partes fueron unidas entre sí con tornillería de acero inoxidable de ¼ de pulgada.

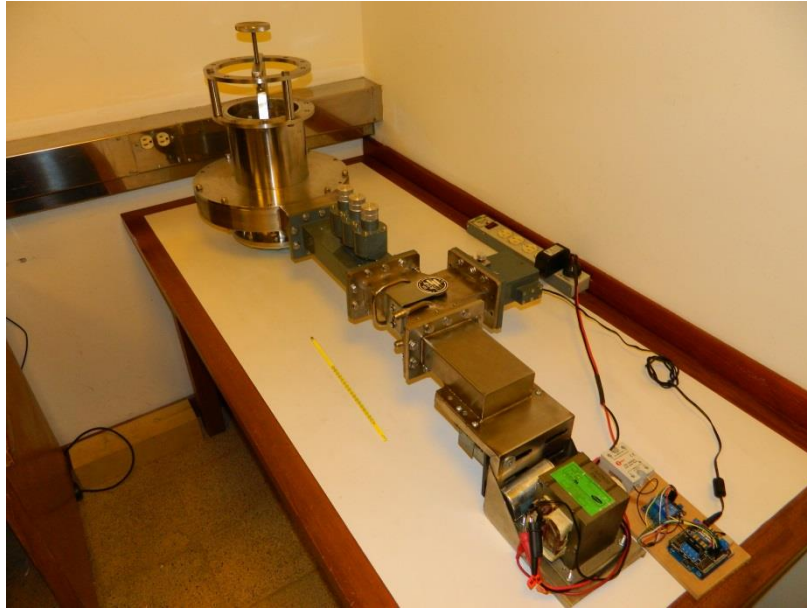


Figura 1.7: Montaje final, aplicador-cavidad SLAN.

1.3 MEDIDA DE TEMPERATURA

Todas las medidas de temperatura se realizaron sobre diferentes volúmenes de agua destilada en recipientes de plástico de tipo recolector de muestras, con un termómetro de mercurio de la marca B&C Germany de referencia 0200241320, con rango de medición -10 $+110$ $^{\circ}\text{C}$ y 1°C de resolución. El procedimiento para dicha medida fue el siguiente: se metieron varios recipientes con agua destilada en ubicaciones específicas dentro de la cavidad. En cada ubicación geométrica se colocaron dentro de la cavidad resonante del SALN, cuatro recipientes en cruz y cerca de las paredes de la cavidad y uno en el centro de la misma, como se muestra en la Figura 1.8. En la Figura 1.9 se muestra gráficamente la distribución de los recipientes, donde se puede ver la separación de éstos con la pared en 10mm. Esta configuración geométrica se mantuvo en todas las medidas y lo que se hizo fue variar la altura en 5, 10, 15 y 20 cm teniendo como referencia la parte superior de la cavidad. En cada medida el volumen de agua contenido en los cinco recipientes fue el mismo y equivale a 16ml. Para cada ubicación de los recipientes y una medida específica se mantuvo el sistema encendido durante 10, 20, 30, 40 y 50 segundos. Luego del tiempo de proceso o exposición a la radiación y apagado del magnetrón, inmediatamente se llevó a cabo la medida de temperatura para no perder mucha precisión debido al intercambio de calor con el medio. Para medir la disipación de potencia por la muestra de agua se usaron los siguientes parámetros: calor específico del recipiente $c_c[\text{J}/\text{Kg}^{\circ}\text{C}] = 1880$ y calor específico del agua $c_w[\text{J}/\text{Kg}^{\circ}\text{C}] = 4181,3$.

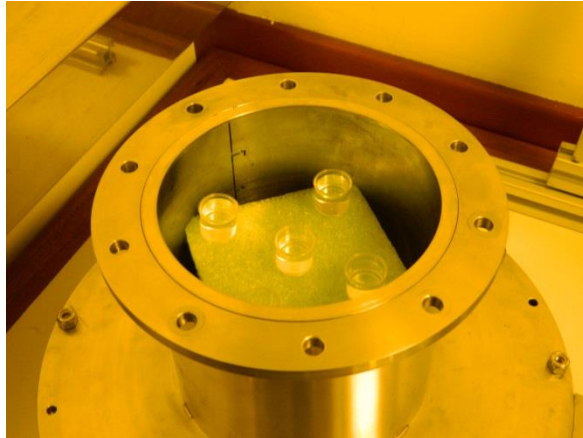


Figura 1.8 Ubicación de muestras de agua dentro de la cavidad SLAN.

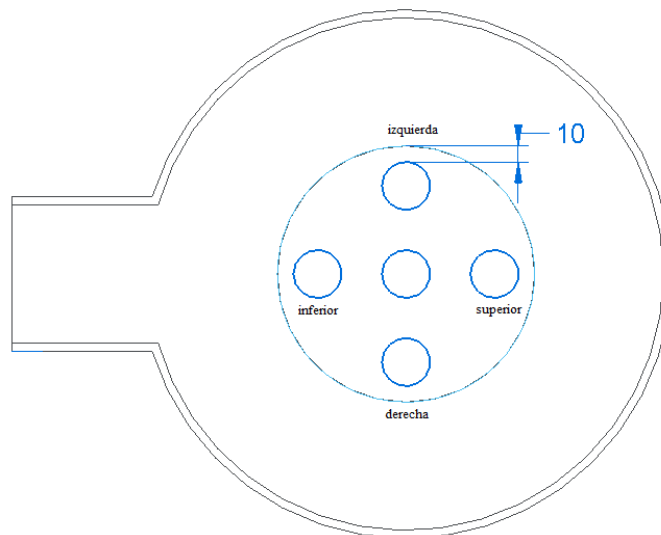


Figura 1.9: Distribución gráfica para la medida con agua.

1.4 MEDIDA DE CAMPO CON PAPEL TÉRMICO

Para medir la distribución del campo eléctrico se usó papel térmico o también llamado papel fax humedecido con agua destilada con un tiempo de exposición de 10 segundos. Estas medidas se hicieron en diferentes puntos de la siguiente forma: se toma papel circular de diámetro 10cm y se ubica a 5, 10, y 15 centímetros medidos a partir de la parte superior de la cavidad. Para medir en la región circular se toma la parte inferior que se muestra en la Figura 1.2 y se ubica un anillo de papel cartón formado por una cinta de 5cm de ancho y 80 cm de largo.

2 FUENTE DE MICROONDAS

En este capítulo se presentarán las bases teóricas que sustentan este trabajo, teniendo en cuenta que el equipo que se quiere desarrollar tiene como finalidad hacer plasma a partir de la generación de microondas. Como fuente de microondas se utiliza el magnetrón de un horno microondas convencional cuya potencia puede variar desde los 400W a los 10KW a una frecuencia de 2.45Hz.

Inicialmente se presentará la teoría sobre el magnetrón, a seguir se discutirá la teoría sobre la propagación de ondas electromagnéticas en guías, especialmente en la guía cuadrada, luego se presentará la teoría sobre aberturas como antenas y finalmente se discutirá cómo se genera el plasma a través de las microondas.

2.1 EL MAGNETRÓN

Según su estructura interna se puede considerar que hay tres tipos de magnetrones. El primero se denomina de ánodo segmentado y proporciona una frecuencia de operación bastante inferior a la de microondas. El segundo tipo es el denominado de frecuencia ciclotrónica que si bien funciona en el rango de frecuencias de microondas su potencia de salida es muy pequeña (aproximadamente 1W a 3GHz) y su eficiencia muy baja (10%). El tercer tipo se denomina de onda progresiva y su operación se basa en la interacción de los electrones propagándose con una velocidad lineal en un campo electromagnético, éste último es el más interesante y es al que se refiere cuando se emplea el término genérico de magnetrón. La Figura 2.1 muestra el esquema general de un magnetrón cilíndrico, donde se aprecian varias cavidades conectadas entre sí por pequeñas aberturas como consecuencia de la configuración de campos los electrones emitidos desde el cátodo al ánodo se mueven en trayectorias curvas. Si el campo magnético es lo suficientemente intenso los electrones no llegarán al ánodo sino que regresarán al cátodo y por consiguiente la corriente en el ánodo es nula.

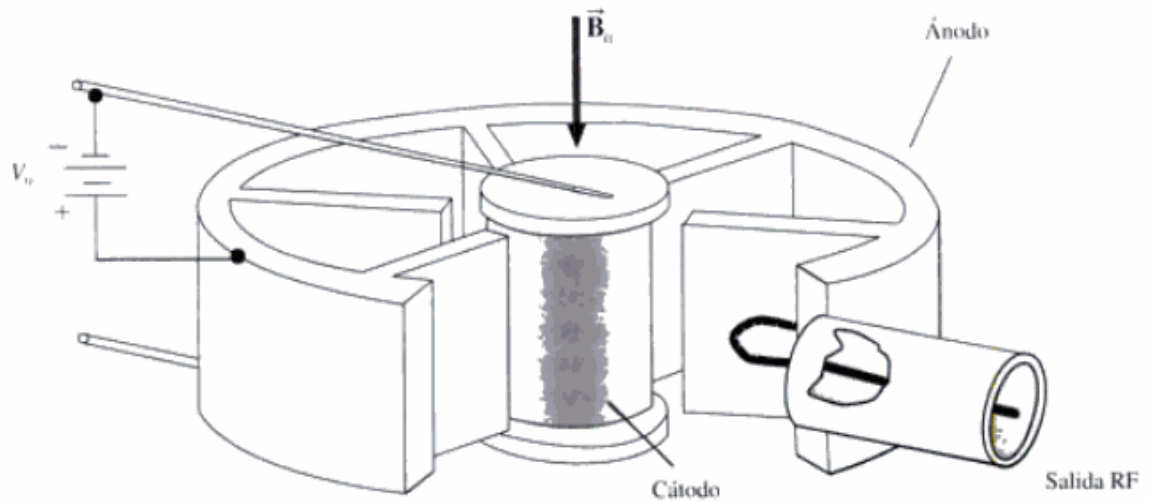


Figura 2.1 : Diagrama de un magnetrón

El voltaje V_a se establece entre el cátodo y el ánodo y el campo magnético B_a se aplica a lo largo del eje de simetría del cilindro. Cuando los valores del voltaje DC y la densidad de flujo magnético B_a son los adecuados, los electrones siguen trayectorias cicloides en el espacio comprendido entre el ánodo y el cátodo tal y como se muestra en la Figura 2.2a.

La posibilidad de que un electrón se aproxime al ánodo y vuelva al cátodo, depende de los valores relativos de B_a y V_a . Esta condición es la denominada condición de corte del magnetrón. Si R es el radio de la trayectoria cicloidal y v la velocidad tangencial e igualando las fuerzas que actúan sobre el electrón, se puede obtener la frecuencia ciclotrónica del movimiento circular del electrón, la cual viene dada por la expresión (1) .

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{eB}{m} \quad (1)$$

Y el periodo para una revolución completa se puede expresar como

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (2)$$

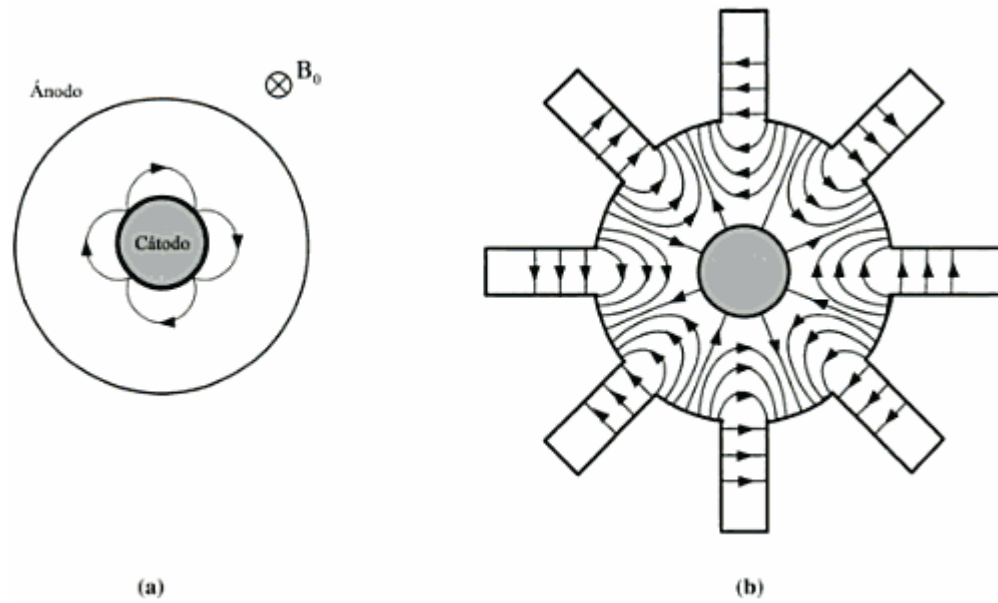


Figura 2.2: a) trayectorias cicloides de los electrones, b) líneas de fuerza para el modo de operación π

Al ser la estructura cerrada sobre si misma solamente serán posibles las oscilaciones si el cambio total de fase alrededor de la estructura es un múltiplo entero de 2π radianes. Por consiguiente, si hay N cavidades en la estructura del ánodo, el cambio de fase entre dos cavidades adyacentes será

$$\varphi_n = \frac{2\pi n}{N} \quad (3)$$

siendo n un número entero que determina el modo de oscilación. Para que se produzcan las oscilaciones en la estructura, el voltaje DC del ánodo tiene que ser tal que la velocidad media de los electrones se corresponda con la velocidad de fase en la estructura. Los magnetrones funcionan normalmente en el modo π (modo fundamental) es decir $\varphi_n = \pi$, las línea de fuerza correspondientes a este modo se muestran en la Figura 2.2b. Se observa que en el modo π la excitación es mayor fundamentalmente en las cavidades y que las fases son opuestas en cavidades contiguas. El cambio sucesivo del campo en cavidades contiguas se puede considerar como una onda viajando a lo largo de la superficie de la estructura de cavidades. Para que haya una transferencia de energía desde los electrones al campo éstos tienen que ser frenados por el campo cuando estos pasan de una a otra cavidad del ánodo. La extracción de energía del magnetrón se realiza típicamente con una sonda coaxial en forma de “loop” o bien a través de una guía de onda.

La Figura 2.3 muestra un magnetrón de un microondas convencional de 1000W de potencia el cual será usado como fuente de microondas en este trabajo.



Figura 2.3: Magnetrón de microondas convencional de 1000W.

3 PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS

En el siguiente apartado se analizará la propagación de los campos electromagnéticos confinados en una guía de onda de sección transversal arbitraria para luego estudiar el caso particular de las guías de onda rectangular.

3.1 GUÍAS DE ONDA

Son tuberías metálicas huecas de sección transversal arbitraria que permiten transmitir las ondas electromagnéticas de forma confinada entre dos puntos distintos, por ejemplo entre un generador y una antena. Se utilizan a frecuencias de microondas entre 300MHz y 300GHz y constituyen una alternativa a las líneas de transmisión siendo insustituibles en aplicaciones que requieren altos niveles de potencia. La Figura 3.1 muestra algunas de las guías más comunes en transmisión de microondas.

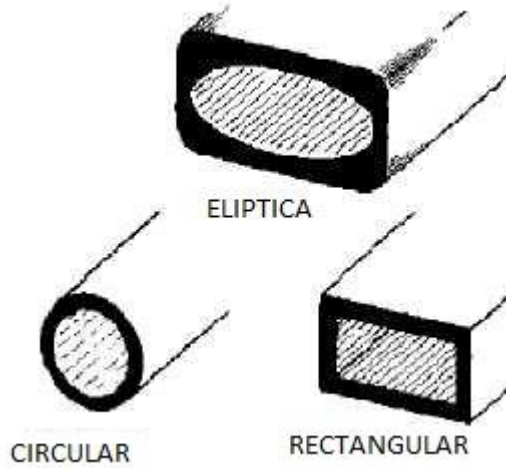


Figura 3.1: Guías de onda más comunes en transmisión de microondas.

3.2 DESCOMPOSICION LONGITUDINAL-TRANSVERSAL

Considere una guía de onda sin pérdidas (las paredes son conductores ideales) de sección transversal arbitraria y rellena de aire (conductividad despreciable, permitividad ϵ_0 y permeabilidad μ_0). Se quiere encontrar una solución a las ecuaciones de Maxwell en el interior de la guía con condiciones de frontera dadas por las paredes de ésta. Para esto se puede suponer que los campos eléctrico y magnético en la dirección de propagación (eje z) toman la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z, t) &= \mathbf{E}(x, y)e^{j\omega t - j\beta z} \\ \mathbf{H}(x, y, z, t) &= \mathbf{H}(x, y)e^{j\omega t - j\beta z} \end{aligned} \quad (4)$$

donde β es la constante de propagación a lo largo del eje de la guía y la correspondiente longitud de onda, λ_g , viene dada por $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$. La relación entre ω y β depende del tipo de guía de onda y del tipo de modo de propagación. Como los campos están confinados en las direcciones transversales (dirección x y y) éstos no pueden ser uniformes (excepto en guías de onda con sección transversal muy simple), luego, no tendrán una dependencia muy trivial en las coordenadas transversales x y y .

Las amplitudes fasoriales $\mathbf{E}(x, y)$ y $\mathbf{H}(x, y)$ admiten una separación en sus componentes transversal y longitudinal de la siguiente forma:

$$\mathbf{E}(x, y) = \underbrace{\hat{x}E_x(x, y) + \hat{y}E_y(x, y)}_{\text{transversal}} + \underbrace{\hat{z}E_z(x, y)}_{\text{longitudinal}} = \mathbf{E}_T(x, y) + \hat{z}E_z(x, y) \quad (5)$$

De forma similar también se puede descomponer el operador gradiente como sigue:

$$\nabla = \underbrace{\hat{x}\partial_x + \hat{y}\partial_y}_{\text{transversal}} + \underbrace{\hat{z}\partial_z}_{\text{longitudinal}} = \nabla_T + \hat{z}\partial_z = \nabla_T - j\beta\hat{z} \quad (6)$$

Donde se ha reemplazado ∂_z por $-j\beta\hat{z}$. Suponiendo la dependencia en la coordenada z e introduciendo estas descomposiciones en las ecuaciones de maxwell para el espacio libre se tiene:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}(\nabla_T - j\beta\hat{z}) \times (\mathbf{E}_T + \hat{z}E_z) = -j\omega\mu(\mathbf{H}_T + \hat{z}H_z) \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\varepsilon\mathbf{E} \rightarrow (\nabla_T - j\beta\hat{z}) \times (\mathbf{H}_T + \hat{z}H_z) = j\omega\varepsilon(\mathbf{E}_T + \hat{z}E_z) \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0(\nabla_T - j\beta\hat{z}) \cdot (\mathbf{E}_T + \hat{z}E_z) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0(\nabla_T - j\beta\hat{z}) \cdot (\mathbf{H}_T + \hat{z}H_z) = 0\end{aligned}\quad (7)$$

Note que $\hat{z} \cdot \hat{z} = 1$, $\hat{z} \times \hat{z} = 0$, $\hat{z} \cdot \mathbf{E}_T = 0$, $\hat{z} \cdot \nabla_T E_z = 0$ y que $\hat{z} \times \mathbf{E}_T$ y $\hat{z} \times \nabla_T E_z$ son transversales, mientras $\nabla_T \times \mathbf{E}_T$ es longitudinal. Teniendo en cuenta esto se puede escribir:

$$\begin{aligned}\hat{z} \times \mathbf{E}_T &= \hat{z} \times (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) = \hat{y}E_x - \hat{x}E_y \\ \nabla_T \times \mathbf{E}_T &= (\hat{x}\partial_x + \hat{y}\partial_y) \times (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) = \hat{z}(\partial_x E_y - \partial_y E_x)\end{aligned}$$

Usando estas propiedades y separando las ecuaciones (7) en sus partes transversal y longitudinal se encuentra el equivalente de las ecuaciones de maxwell:

$$\begin{aligned}\nabla_T E_z \times \hat{z} - j\beta\hat{z} \times \mathbf{E}_T &= -j\omega\mu\mathbf{H}_T \\ \nabla_T H_z \times \hat{z} - j\beta\hat{z} \times \mathbf{H}_T &= j\omega\varepsilon\mathbf{E}_T \\ \nabla_T \times \mathbf{E}_T + j\omega\mu\hat{z}H_z &= 0 \\ \nabla_T \times \mathbf{H}_T - j\omega\varepsilon\hat{z}E_z &= 0 \\ \nabla_T \cdot \mathbf{E}_T - j\beta E_z &= 0 \\ \nabla_T \cdot \mathbf{H}_T - j\beta H_z &= 0\end{aligned}\quad (8)$$

Dependiendo de si una o ninguna de las componentes longitudinales son cero se pueden clasificar las soluciones en transversal eléctrica y magnética (TEM), transversal eléctrica (TE), transversal magnética (TM) e híbridas a saber:

$$\begin{aligned}E_z = 0, H_z = 0 & \text{ modo TEM} \\ E_z = 0, H_z \neq 0 & \text{ modo TE} \\ E_z \neq 0, H_z = 0 & \text{ modo TM} \\ E_z \neq 0, H_z \neq 0 & \text{ modo Híbrido}\end{aligned}\quad (9)$$

En el caso en el cual E_z y H_z no son cero es posible expresar las componentes transversales \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T en términos de las componentes longitudinales E_z y H_z , usando la identidad vectorial $\hat{z} \times (\hat{z} \times \mathbf{H}_T) = \hat{z} \cdot (\hat{z} \cdot \mathbf{H}_T) - \mathbf{H}_T \cdot (\hat{z} \cdot \hat{z}) = -\mathbf{H}_T$ y similarmente $\hat{z} \times (\nabla_T H_z \times \hat{z}) = \hat{z} \cdot (\hat{z} \cdot \mathbf{H}_T) = \nabla_T H_z$, y usando las ecuaciones (8) obtenemos:

$$\nabla_T H_z + j\beta\mathbf{H}_T = j\omega\varepsilon\hat{z} \times \mathbf{E}_T$$

Así las dos primeras ecuaciones de (8) pueden ser pensadas como un sistema de dos ecuaciones y dos incógnitas en las variables $\hat{z} \times \mathbf{E}_T$ y \mathbf{H}_T , que son:

$$\begin{aligned}\beta\hat{z} \times \mathbf{E}_T - \omega\mu\mathbf{H}_T &= j\hat{z} \times (\nabla_T E_z) \\ \omega\varepsilon\hat{z} \times \mathbf{E}_T - \beta\mathbf{H}_T &= j\nabla_T H_z\end{aligned}\quad (10)$$

La solución de este sistema es de la forma:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} \hat{\mathbf{z}} \times (\nabla_T E_z) - \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \nabla_T H_z \\ \mathbf{H}_T &= -\frac{j\omega\epsilon}{k_c^2} \hat{\mathbf{z}} \times (\nabla_T E_z) - \frac{j\beta}{k_c^2} \nabla_T H_z\end{aligned}\quad (11)$$

Donde k_c se define como el número de onda de corte y está dado por:

$$k_c^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 = k^2 - \beta^2 \quad (12)$$

La cantidad $k = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ representa el número de onda de una onda plana propagándose en un medio con propiedades ϵ, μ . Aunque k_c^2 representa la diferencia $\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2$, las condiciones de frontera pueden hacer que tome valores negativos, positivos o cero y además ésta cantidad también caracteriza los modos de propagación, por ejemplo en una guía de onda dieléctrica k_c^2 es positivo dentro de la guía y negativo fuera de ésta. Se define también la frecuencia de corte y la longitud de onda de corte como:

$$\omega_c = ck_c, \quad \lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} \quad (13)$$

Se puede expresar β en términos de ω y ω_c o ω en términos de β y ω_c . Tomando la parte positiva de la raíz en la ecuación (12) se tiene:

$$\beta = \frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad \text{y} \quad \omega = \sqrt{\omega_c^2 + \beta^2 c^2} \quad (14)$$

A menudo (14) se suele expresar en términos de las longitudes de onda $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c}{\omega}$, $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$ y $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$. Se deduce entonces, a partir de $k^2 = k_c^2 + \beta^2$ que:

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{1}{\lambda_g^2} \quad \rightarrow \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}}} \quad (15)$$

Es de notar que λ se relaciona con la longitud de onda del espacio libre dada por $\lambda_0 = \frac{2\pi c_0}{\omega} = \frac{c_0}{f}$ a través del índice de refracción del medio dieléctrico, $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$. Es conveniente en este punto introducir las impedancias transversales para los modos TE y TM definidas de la siguiente forma:

$$\boxed{\eta_{TE} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \eta \frac{\omega}{\beta c}, \quad \eta_{TM} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = \eta \frac{\beta c}{\omega}} \quad (16)$$

Donde la impedancia del medio está dada por $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ de modo que $\frac{\eta}{c} = \mu$ y $\eta c = \frac{1}{\mu}$. De acuerdo con esta definición, se tienen algunas propiedades:

$$\eta_{TE}\eta_{TM} = \eta^2, \quad \frac{\eta_{TE}}{\eta_{TM}} = \frac{\omega^2}{\beta^2 c^2} \quad (17)$$

Dado que $\frac{\beta c}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$, se encuentra que:

$$\eta_{TE} = \frac{\eta}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}, \quad \eta_{TM} = \eta \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (18)$$

Con estas definiciones se pueden reescribir las ecuaciones (11) como sigue:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} (\hat{\mathbf{z}} \times (\nabla_T E_z) + \eta_{TE} \nabla_T H_z) \\ \mathbf{H}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} \left(\frac{1}{\eta_{TM}} \hat{\mathbf{z}} \times (\nabla_T E_z) + \nabla_T H_z \right) \end{aligned} \quad (19)$$

Usando el resultado $\hat{\mathbf{z}} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T) = -\mathbf{E}_T$ y resolviendo para \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T se encuentra que los campos transversales vienen dados por:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} (\nabla_T E_z - \eta_{TE} \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_T H_z) \\ \mathbf{H}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} \left(\nabla_T H_z + \frac{1}{\eta_{TM}} \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_T E_z \right) \end{aligned} \quad (20)$$

Una forma alternativa pero muy útil es formar las siguientes combinaciones lineales que son equivalentes a las ecuaciones anteriores:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_T - \frac{1}{\eta_{TM}} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T &= \frac{j}{\beta} \nabla_T H_z \\ \mathbf{E}_T - \eta_{TE} \mathbf{H}_T \times \hat{\mathbf{z}} &= \frac{j}{\beta} \nabla_T E_z \end{aligned} \quad (21)$$

De las ecuaciones de Maxwell ya se tienen las expresiones para \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T y haciendo uso de las expresiones anteriores se puede expresar las restantes cuatro formas de las ecuaciones de Maxwell como sigue:

$$\begin{aligned}
\nabla_T \times \mathbf{E}_T + j\omega\mu\hat{\mathbf{z}}H_z &= \frac{j\omega\mu}{k_c^2}\hat{\mathbf{z}}(\nabla_T^2 H_z + k_c^2 H_z) \\
\nabla_T \times \mathbf{H}_T - j\omega\varepsilon\hat{\mathbf{z}}E_z &= \frac{j\omega\varepsilon}{k_c^2}\hat{\mathbf{z}}(\nabla_T^2 E_z + k_c^2 E_z) \\
\nabla_T \cdot \mathbf{E}_T - j\beta E_z &= -\frac{j\beta}{k_c^2}(\nabla_T^2 E_z + k_c^2 E_z) \\
\nabla_T \cdot \mathbf{H}_T - j\beta H_z &= -\frac{j\beta}{k_c^2}(\nabla_T^2 H_z + k_c^2 H_z)
\end{aligned} \tag{22}$$

Donde ∇_T^2 es el operador laplaciano en dos dimensiones dado por:

$$\nabla_T^2 = \nabla_T \cdot \nabla_T = \partial_x^2 + \partial_y^2 \tag{23}$$

Para satisfacer las ecuaciones (22) es necesario que los campos $E_z(x,y)$ y $H_z(x,y)$ satisfagan también las ecuaciones de Helmholtz en dos dimensiones:

$$\begin{aligned}
\nabla_T^2 E_z + k_c^2 E_z &= 0 \\
\nabla_T^2 H_z + k_c^2 H_z &= 0
\end{aligned} \tag{24}$$

Estas ecuaciones son resueltas sujetas a las condiciones de frontera de las diferentes estructuras de guiado. Cuando se encuentran los campos E_z y H_z se pueden conocer los campos \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T de las ecuaciones(22). Resultando así una completa solución a las ecuaciones de Maxwell para la estructura de guiado, para obtener la expresión total de los campos en las variables x, y, z, y t, basta con multiplicar las soluciones anteriores por el factor $e^{j\omega t - j\beta z}$.

3.3 TRANSFERENCIA DE POTENCIA Y ATENUACIÓN

Con las soluciones de campo a la mano se puede determinar la cantidad de potencia transmitida a lo largo de la guía como también las pérdidas. El total de la potencia transportada por los campos a lo largo de la dirección de propagación es obtenida integrando la componente z del vector d poynting a través del área de sección transversal de la guía:

$$P_T = \int \mathcal{P}_z ds, \quad \text{donde } \mathcal{P}_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} \tag{25}$$

Es fácil verificar que únicamente las componentes transversales de los campos contribuyen al flujo de potencia, entonces \mathcal{P}_z puede ser escrito de la siguiente forma:

$$\mathcal{P}_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}_T \times \mathbf{E}_T^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} \tag{26}$$

Para guías de onda con paredes conductoras las pérdidas son debidas principalmente a las pérdidas óhmicas en las paredes conductoras y en el medio dieléctrico al interior de la guía, en el cual se propagan los campos. En las guías de onda dieléctricas, estas se deben principalmente a la absorción y pérdidas por imperfecciones. Las pérdidas por transmisión pueden ser calculadas reemplazando la constante de propagación β por su representación

compleja $\beta_c = \beta - j\alpha$, donde α es la constante de atenuación. La dependencia en z de todas las componentes de los campos puede ser reemplazada por:

$$e^{-j\beta z} \rightarrow e^{-(\alpha+j\beta)z} = e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad (27)$$

La cantidad α es la suma de los factores de atenuación provenientes de distintos mecanismos. Por ejemplo si α_d y α_c son las atenuaciones debidas a las pérdidas óhmicas en el dieléctrico y en las paredes conductoras, entonces

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_c \quad (28)$$

Las pérdidas óhmicas en el dieléctrico pueden ser caracterizadas a través de la tangente de pérdidas $\tan \delta$ ó por su conductividad σ_d . Las dos cantidades están relacionados por $\sigma_d = \omega \epsilon \tan \delta$. La constante dieléctrica efectiva del medio está dada por $\epsilon(\omega) = \epsilon - j \frac{\sigma_d}{\omega} = \epsilon(1 - j \tan \delta)$, y el correspondiente valor complejo para la constante de propagación β_c se obtiene reemplazando:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_c^2} \rightarrow \beta_c = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon(\omega) - k_c^2} \quad (29)$$

Para dieléctricos con muy poca conductividad podemos hacer la siguiente aproximación:

$$\beta_c = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon (1 - j \frac{\sigma_d}{\omega \epsilon}) - k_c^2} = \sqrt{\beta^2 - j \omega \mu \sigma_d} = \beta \sqrt{1 - j \frac{\omega \mu \sigma_d}{\beta^2}} \cong \beta - \frac{1}{2} \sigma_d \frac{\omega \mu}{\beta}$$

Teniendo en cuenta la definición $\eta_{TE} = \frac{\omega \mu}{\beta}$, se obtiene la expresión para la constante de atenuación:

$\alpha_d = \frac{1}{2} \sigma_d \eta_{TE} = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\beta c^2} \tan \delta = \frac{\omega \tan \delta}{2c \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$	(perdida dieléctrica) (30)
---	----------------------------

Las pérdidas en las paredes conductoras son un poco más complicadas de calcular, y la forma de hacerlo es: primero se calculan los campos suponiendo que el conductor es perfecto, o sea sin pérdidas, se calcula el campo magnético en la superficie del conductor y la corriente inducida

$\mathbf{J}_s = \hat{n} \times \mathbf{H}$, donde \hat{n} es un vector normal a la superficie del conductor, como se muestra en la Figura 3.2

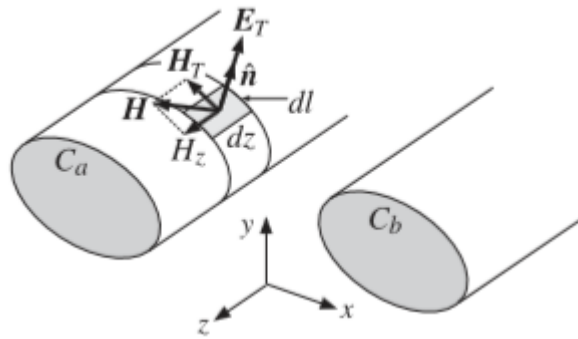


Figura 3.2: Superficie del conductor.

Tomando un pequeño elemento de área $dA = dl dz$ se tiene:

$$\frac{dP_{perdida}}{dA} = \frac{dP_{perdida}}{dl dz} = \frac{1}{2} R_s |J_s|^2 \quad (31)$$

Donde R_s es la resistencia de superficie en el conductor

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}} = \eta \sqrt{\frac{\omega \epsilon}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma \delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (\text{profundidad de penetración}) \quad (32)$$

Integrando la ecuación (31) se obtiene la potencia pérdida por unidad de longitud en la dirección z en las paredes de conductor

$$P_l = \frac{dP_{perdida}}{dA} = \oint_{c_a} \frac{1}{2} R_s |J_s|^2 dl + \oint_{c_b} \frac{1}{2} R_s |J_s|^2 dl \quad (33)$$

Donde c_a y c_b indican las periferias del conductor, finalmente entonces el coeficiente de atenuación queda de la siguiente forma:

$$\alpha_c = \frac{P_l}{2P_T} \quad (\text{pérdidas en el conductor}) \quad (34)$$

3.4 MODOS TEM, TE Y TM

En general las soluciones descritas anteriormente para los campos electromagnéticos son soluciones híbridas con las componentes del campos eléctrico y magnético en la dirección z diferentes de cero. A seguir se presentará la forma de estas ecuaciones en los casos TEM, TE y TM. Una propiedad común en estos modos es que las componentes transversales de los campos eléctrico y magnético están relacionadas de acuerdo con la siguiente expresión,

$$\mathbf{H}_T = \frac{1}{\eta_T} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T \quad (35)$$

Donde η_T es la impedancia transversal del modo en particular que se esté propagando, es decir: η , η_{TE} , η_{TM} en los casos TEM, TE y TM, respectivamente. El vector de poynting toma la siguiente forma para estos tres casos:

$$\mathcal{P}_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}_T \times \mathbf{E}_T^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} = \frac{1}{2\eta_T} |\mathbf{E}_T|^2 = \frac{1}{2} \eta_T |\mathbf{H}_T|^2 \quad (36)$$

3.4.1 MODO TEM

En los modos TEM los componentes E_z y H_z se hacen cero y el campo es netamente transversal, esto implica que $\eta_{TE} = \eta_{TM} = \eta$ y $\omega = \beta c$, así el campo eléctrico y magnético satisfacen las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_T &= \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T \\ \nabla_T \times \mathbf{E}_T &= \mathbf{0} \\ \nabla_T \cdot \mathbf{E}_T &= 0 \end{aligned} \quad (37)$$

Que son las ecuaciones equivalentes a un problema electrostático y el vector de poynting toma la forma:

$$\mathcal{P}_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}_T \times \mathbf{E}_T^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} = \frac{1}{2\eta} |\mathbf{E}_T|^2 = \frac{1}{2} \eta |\mathbf{H}_T|^2 \quad (38)$$

3.4.2 MODOS TE

Este modo se caracteriza por que $E_z = 0$ y $H_z \neq 0$, entonces todas las componentes de los campos son obtenidas de las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \nabla_T^2 H_z + k_c^2 H_z &= 0 \\ \mathbf{H}_T &= -\frac{j\beta}{k_c^2} \nabla_T H_z \\ \mathbf{E}_T &= \eta_{TE} \mathbf{H}_T \times \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (39)$$

La relación entre \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T es la misma que la de una onda plana uniforme propagándose a lo largo de la dirección z excepto por la impedancia de la onda que es reemplazada por η_{TE} . En este caso el vector de poynting toma la forma:

$$\mathcal{P}_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}_T \times \mathbf{E}_T^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} = \frac{1}{2\eta_{TE}} |\mathbf{E}_T|^2 = \frac{1}{2} \eta_{TE} |\mathbf{H}_T|^2 = \frac{1}{2} \eta_{TE} \frac{\beta^2}{k_c^4} |\nabla_T H_z|^2 \quad (40)$$

3.4.3 MODOS TM

En estos modos $H_z = 0$ y $E_z \neq 0$ y las componentes de los campos están caracterizados por las siguientes ecuaciones:

$$\nabla_T^2 E_z + k_c^2 E_z = 0 \quad (41)$$

$$\mathbf{E}_T = -\frac{j\beta}{k_c^2} \nabla_T E_z$$

$$\mathbf{H}_T = \frac{1}{\eta_{TM}} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T$$

De nuevo la relación entre \mathbf{E}_T y \mathbf{H}_T es idéntica a la de una onda plana uniforme propagándose en la dirección z , pero la impedancia de la onda es ahora η_{TM} , el vector de Poynting toma la forma:

$$P_z = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}_T \times \mathbf{E}_T^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} = \frac{1}{2\eta_{TM}} |\mathbf{E}_T|^2 = \frac{1}{2\eta_{TM}} \frac{\beta^2}{k_c^4} |\nabla_T E_z|^2 \quad (42)$$

3.5 GUÍA DE ONDA RECTANGULAR

A seguir se discute en detalle el caso de las guías de onda rectangular de paredes conductoras, como se muestra en la Figura 3.3.

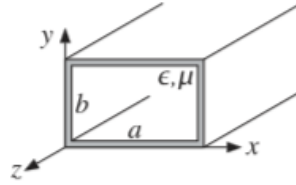


Figura 3.3: guía de ondas rectangular de paredes conductoras.

Sin perder generalidad se asume que las longitudes a y b satisfacen la siguiente relación: $a \leq b$. Este tipo de guía generalmente está llena de aire pero se asumirá en general cualquier medio de propagación con características μ, ϵ .

El modo más simple pero dominante es el modo TE_{10} y únicamente depende de la coordenada x , en cuyo caso la ecuación de Helmholtz se reduce a:

$$\partial_x^2 H_z(x) + k_c^2 H_z(x) = 0$$

La solución más general a esta ecuación es una combinación de $\cos k_c x$ y $\sin k_c x$. Sin embargo únicamente el primero podría satisfacer las condiciones de frontera, de esta forma la solución es:

$$\begin{aligned} H_z(x) &= H_0 \cos k_c x & H_z(x) &= H_0 \cos k_c x e^{j\omega t - j\beta z} \\ H_x(x) &= H_1 \sin k_c x & \rightarrow H_x(x) &= H_1 \sin k_c x e^{j\omega t - j\beta z} \\ E_y(x) &= E_0 \sin k_c x & E_y(x) &= E_0 \sin k_c x e^{j\omega t - j\beta z} \end{aligned} \quad (43)$$

Donde H_0 es una constante de valor complejo,

$$H_1 = \frac{j\beta}{k_c} H_0 \quad (44)$$

$$E_0 = -\eta_{TE} H_1 = -\eta_{TE} \frac{j\beta}{k_c} H_0 = -j\eta \frac{\omega}{\omega_c} H_0$$

Suponiendo paredes perfectamente conductoras las condiciones de frontera requieren que no haya ninguna componente tangencial en dichas paredes, como el campo eléctrico está en la dirección y , éste es normal a los lados superior e inferior de la guía, pero paralelo a los lados laterales. De acuerdo con esto se tiene que en el lado izquierdo $x = 0$, luego $E_y(x) = 0$, por que $E_0 \sin k_c(0) = 0$; en el lado derecho en $x = a$ la condición de frontera requiere que:

$$E_y(a) = E_0 \sin k_c a = 0 \rightarrow \sin k_c a = 0$$

Lo que exige que $k_c a$ sea múltiplo entero de π :

$$k_c a = n\pi \rightarrow k_c = \frac{n\pi}{a} \quad (45)$$

Estos son los llamados modos TE_{n0} . Las correspondientes frecuencias de corte $\omega_c = ck_c$ y $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$ y la longitud de onda de corte $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} = \frac{c}{f_c}$ son:

$$\boxed{\omega_c = \frac{cn\pi}{a}, f_c = \frac{cn}{2a}, \lambda_c = \frac{2a}{n}} \quad (\text{modos } TE_{n0}) \quad (46)$$

La Figura 3.4 muestra la distribución del campo eléctrico de este modo como una función de x , $E_y(x) = E_0 \sin \frac{\pi x}{a}$

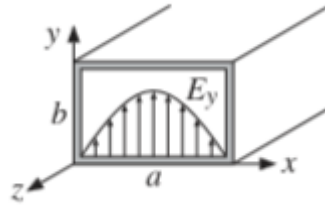


Figura 3.4: Distribución del campo eléctrico en la guía.

3.6 BANDA DE OPERACIÓN

Todos los sistemas de guiado operan en un rango de frecuencias que aseguran que únicamente los modos más bajos se propaguen. Si se tuvieran varios modos propagándose, la energía sería guiada en cada uno de estos modos y el sistema de recolección de la señal tendría que ser muy complejo.

Un modo con frecuencia de corte ω_c , se propagara únicamente si la frecuencia $\omega \geq \omega_c$ ó $\lambda \leq \lambda_c$. Si $\omega < \omega_c$ la onda se atenúa exponencialmente a lo largo de la dirección de la guía, esto es visto desde la relación entre ω y β

$$\omega^2 = \omega_c^2 + \beta^2 c^2 \quad \rightarrow \quad \beta^2 = \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{c^2}$$

Si $\omega \geq \omega_c$, el número de onda β es un valor real y la onda entonces se propagará a través de la guía, pero si $\omega < \omega_c$ entonces β es imaginario o sea $\beta = -j\alpha$ y la onda se atenuará en la dirección de propagación, con una profundidad de penetración $\delta = \frac{1}{\alpha}$:

$$e^{-j\beta z} = e^{-\alpha z}$$

Si la frecuencia ω es mayor que la frecuencia de corte de varios modos entonces, todos estos modos se propagarán por la guía, de otra forma, si ω es menor que todas las frecuencias de corte de estos modos, entonces ninguno se propagará.

Si se tiene un rango de frecuencias de corte $\omega_{c1} < \omega_{c2} < \omega_{c3} < \dots$; entonces, para asegurar un solo modo de propagación el rango de frecuencias se restringe a $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$, así solamente el primer modo se propagará, este intervalo define la *banda de operación de la guía*.

En una guía de ondas rectangular las frecuencias de corte más bajas son $f_{10} = \frac{c}{2a}$, $f_{20} = \frac{c}{a} = 2f_{10}$ y $f_{01} = \frac{c}{2b}$, como suponemos que $b \leq a$ entonces $f_{10} \leq f_{01}$.

Si $b \leq \frac{a}{2}$ entonces $\frac{1}{a} \leq \frac{1}{2b}$ y de esta forma $f_{20} \leq f_{01}$ o sea que las frecuencias de corte más bajas son f_{10} y f_{20} . Por otra parte si $\frac{a}{2} \leq b \leq a$ entonces $f_{01} \leq f_{20}$ y las dos frecuencias de corte más bajas son f_{10} y f_{01} (excepto cuando $b = a$ en cuyo caso $f_{01} = f_{10}$ y las frecuencias de corte más bajas son f_{10} y f_{20} .) Los dos casos cuando $b \leq \frac{a}{2}$ y $b \geq \frac{a}{2}$ se muestran en la Figura 3.5.

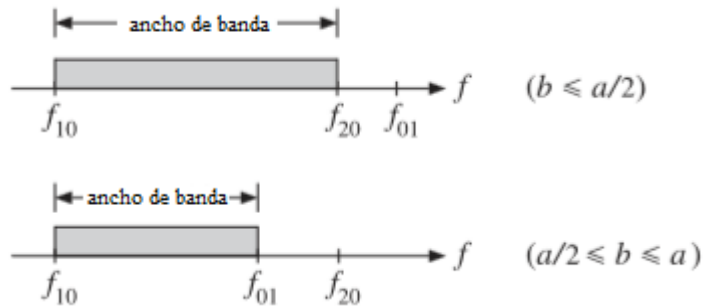


Figura 3.5: Ancho de banda en una guía de onda rectangular.

Es evidente que para lograr un mayor rango de frecuencias para el modo TE_{01} las dimensiones de la guía deben satisfacer la condición $b \leq \frac{a}{2}$ de tal forma que el ancho de banda queda definido por el intervalo $[f_c, 2f_c]$, donde $f_c = f_{10} = \frac{c}{a}$ en términos de la longitud de onda $\lambda = \frac{c}{f}$ el rango operativo de longitudes de onda se convierte en:

$$0.5 \leq \frac{a}{\lambda} \leq 1 \quad \text{ó} \quad a \leq \lambda \leq 2a.$$

3.7 TRANSFERENCIA DE POTENCIA Y DENSIDAD DE ENERGÍA

A seguir se calculará la potencia promedio transmitida en el modo TE_{01} , y la densidad de energía de los campos. Se debe tener en cuenta que las componentes de los campos que no son cero son:

$$H_z(x) = H_0 \cos k_c x, H_x(x) = H_1 \sin k_c x, E_y(x) = E_0 \sin k_c x \quad (47)$$

Donde

$$H_1 = \frac{j\beta}{k_c} H_0, E_1 = -\eta_{TE} H_1 = -j\eta \frac{\omega}{\omega_c} H_0 \quad (48)$$

El vector de Poynting es obtenido del resultado general en (40)

$$\mathcal{P}_z = \frac{1}{2\eta_{TE}} |\mathbf{E}_T|^2 = \frac{1}{2\eta_{TE}} |E_y(x)|^2 = \frac{1}{2\eta_{TE}} |E_0|^2 \sin^2 k_c x \quad (49)$$

La potencia transmitida se obtiene integrando el vector de Poynting a través de la sección de área transversal de la guía:

$$\mathcal{P}_T = \int_0^a \int_0^b \frac{1}{2\eta_{TE}} |E_0|^2 \sin^2 k_c x \, dx \, dy \quad (50)$$

Nótese que la integral definida,

$$\int_0^a \sin^2 k_c x \, dx = \int_0^a \sin^2 \left(\frac{\pi x}{a} \right) dx = \frac{a}{2} \quad (51)$$

Y usando $\eta_{TE} = \frac{\eta\omega}{\beta c} = \eta \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$ se obtiene:

$$\mathcal{P}_T = \frac{1}{4\eta_{TE}} |E_0|^2 ab = \frac{1}{4\eta} |E_0|^2 ab \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (52)$$

También se calcula la distribución de energía electromagnética a lo largo de la guía encontrando la densidad de energía promedio. Las densidades de energía de los campos eléctrico y magnético con:

$$\begin{aligned} w_e &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \right) = \frac{1}{4} \epsilon |E_y|^2 \\ w_m &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} \mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* \right) = \frac{1}{4} \mu (|H_x|^2 + |H_z|^2) \end{aligned} \quad (53)$$

Insertando las expresiones para los campos se encuentra que:

$$w_e = \frac{1}{4} \epsilon |E_0|^2 \sin^2 k_c x, w_m = \frac{1}{4} \mu (|H_1|^2 \sin^2 k_c x + |H_0|^2 \cos^2 k_c x) \quad (54)$$

Estas cantidades representan la energía por unidad de volumen, entonces si se integra a través de la sección de área transversal de la guía, se obtiene la distribución de energía por unidad de longitud a lo largo de la dirección de propagación z

$$w'_e = \int_0^a \int_0^b W_e(x, y) dx dy = \int_0^a \int_0^b \frac{1}{4} |E_0|^2 \sin^2 k_c x dx dy = \frac{1}{8} \epsilon |E_0|^2 ab$$

$$w'_m = \int_0^a \int_0^b \frac{1}{4} \mu (|H_1|^2 \sin^2 k_c x + |H_2|^2 \cos^2 k_c x) = \frac{1}{8} \mu (|H_1|^2 + |H_2|^2) ab$$
(55)

Aunque estas expresiones lucen diferentes son actualmente iguales, de hecho usando la propiedad $\frac{\beta^2}{k_c^2} + 1 = \frac{\beta^2 + k_c^2}{k_c^2} = \frac{k^2}{k_c^2} = \frac{\omega^2}{\omega_c^2}$ y las relaciones entre las constantes se tiene:

$$\mu (|H_1|^2 + |H_2|^2) = \mu (|H_0|^2 \frac{\beta^2}{k_c^2} + |H_0|^2) = \mu |H_0|^2 \frac{\omega^2}{\omega_c^2} = \frac{\mu}{\eta} |E_0|^2 = \epsilon |E_0|^2$$

La densidad total de energía por unidad de longitud en la dirección de propagación queda de la forma:

$$w' = w'_e + w'_m = 2w'_e = \frac{1}{4} \epsilon |E_0|^2 ab$$

(56)

3.8 ATENUACIÓN DE POTENCIA

El coeficiente de atenuación debido a las pérdidas óhmicas de las paredes conductoras, se determinará siguiendo el procedimiento esbozado anteriormente. Las pérdidas debidas al material dieléctrico pueden ser calculadas con la ecuación (pérdida dieléctrica) (30). Las corrientes de superficie inducidas al interior de las paredes de la guía están dadas por $\mathbf{J}_s = \hat{n} \times \mathbf{H}$, donde el vector unitario \hat{n} es $\pm \hat{x}$ y $\pm \hat{y}$ en la izquierda/derecha, arriba/debajo de las paredes respectivamente.

Las corrientes de superficie y el campo magnético tangencial se muestran en la Figura 3.6

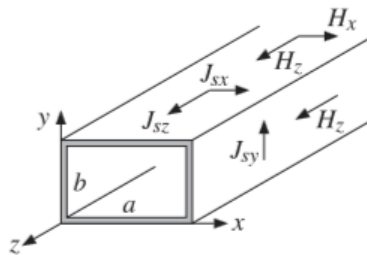


Figura 3.6: Corrientes en la paredes de la guía.

En particular arriba y abajo en las paredes se tiene:

$$\mathbf{J}_s = \pm \hat{y} \times \mathbf{H} = \pm \hat{y} \times (\hat{x}H_x + \hat{z}H_z) = \pm (-\hat{z}H_x + \hat{x}H_z) = \pm (-\hat{z}H_1 \sin k_c x + \hat{x}H_0 \cos k_c x)$$

Similarmente en la izquierda y la derecha de las paredes:

$$\mathbf{J}_s = \pm \hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{H} = \pm \hat{\mathbf{x}} \times (\hat{\mathbf{x}}H_x + \hat{\mathbf{z}}H_z) = \mp \hat{\mathbf{y}}H_z = \mp \hat{\mathbf{y}}H_0 \cos k_c x$$

En $x = 0$ y $x = a$, $\mathbf{J}_s = \mp \hat{\mathbf{y}}(\pm H_0) = \hat{\mathbf{y}}H_0$, así las magnitudes de las corrientes de superficie en las cuatro paredes son:

$$|\mathbf{J}_s|^2 = \begin{cases} |H_0|^2 & \text{Izquierda y derecha de las paredes} \\ |H_0|^2 \cos^2 k_c x + |H_1|^2 \sin^2 k_c x & \text{Arriba y abajo de las paredes} \end{cases}$$

La pérdida de potencia por unidad de longitud en la dirección z se obtiene integrando $|\mathbf{J}_s|^2$ en las cuatro paredes, esto es:

$$\begin{aligned} P'_{perd} &= 2 \frac{1}{2} R_s \int_0^a |\mathbf{J}_s|^2 dx + 2 \frac{1}{2} R_s \int_0^b |\mathbf{J}_s|^2 dy \\ P'_{perd} &= R_s \int_0^a (|H_0|^2 \cos^2 k_c x + |H_1|^2 \sin^2 k_c x) dx + R_s \int_0^b |H_0|^2 dy \\ P'_{perd} &= R_s \frac{a}{2} (|H_0|^2 + |H_1|^2) + R_s b |H_0|^2 = R_s \frac{a}{2} (|H_0|^2 + |H_1|^2 + \frac{2b}{a} |H_0|^2) \end{aligned}$$

Usando $|H_0|^2 + |H_1|^2 = \frac{|E_0|^2}{\eta^2}$ y $|H_0|^2 = (\frac{|E_0|^2}{\eta^2}) \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$ se encuentra:

$$P'_{perd} = \frac{R_s a |E_0|^2}{2\eta^2} \left(1 + \frac{2b}{a} \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)$$

La constante de atenuación se calcula a partir de la ecuación (pérdidas en el conductor) (34)

$$\alpha_c = \frac{P'_{perd}}{2P_T} = \frac{\frac{R_s a |E_0|^2}{2\eta^2} \left(1 + \frac{2b}{a} \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}{\frac{1}{4\eta} |E_0|^2 ab \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$$

Lo cual se simplifica a:

$$\alpha_c = \frac{R_s}{\eta b} \frac{\left(1 + \frac{2b}{a} \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}} \quad (57)$$

Esta ecuación está dada en unidades de nepers/m, el valor en dB se obtiene con $\alpha_{dB} = 8.686 \alpha_c$. Para un radio dado de $\frac{a}{b}$, α_c incrementa con el decremento de b . Las principales ventajas y desventajas son que como la frecuencia incrementa, las dimensiones de la guía deben decrecer para mantener la banda de operación $[f_c, 2f_c]$, pero entonces la atenuación incrementa y la potencia de transmisión disminuye debido a que es proporcional al área de la guía.

3.9 GUIA WR340

Una de las estructuras de guiado que interesa conocer es la guía WR340 dado que es empleada en muchos de los sistemas para aplicación de microondas que trabajan a 2.45GHz. Esta guía opera en el rango de 2.20-3.30GHz, con 86.36mm de ancho y 43.18mm de alto para las medidas interiores con una tolerancia de 0.17mm. La Figura 3.7 muestra la estructura interna de la guía y sus dimensiones en milímetros.

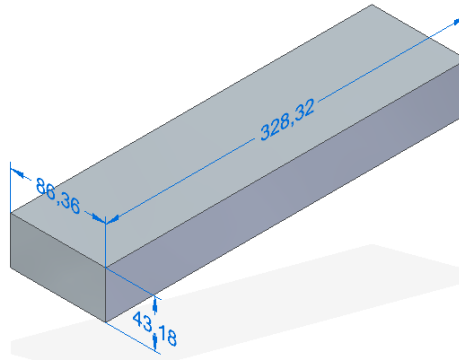


Figura 3.7: Guía WR340.

Para el modo TE_{10} la frecuencia de corte $f_c = \frac{c}{2a}$, teniendo en cuenta que $c = 299.792.458 \frac{m}{s}$, y $a = 0.08636m$, la frecuencia de corte es igual a:

$$f_c = 1.736GHz.$$

Considere una estructura comercial con material de aluminio AL (6063) cuya conductividad $\sigma = 3.32 \times 10^8 S/m$, y teniendo en cuenta que $\mu = \mu_r \mu_0$ (para una guía cuyo dieléctrico es el aire entonces $\mu \approx \mu_0 \approx 4\pi \times 10^{-7} TmA^{-1}$ y $\epsilon \approx 8.4542 \times 10^{-12} F/m$) y suponiendo el máximo voltaje de ruptura $E_0 = 1.5MV/m$, lo que da un factor de seguridad de 2 sobre el voltaje de ruptura del aire que es de 3MV/m. Usando la ecuación (52) y la ecuación (57), se obtienen las gráficas para la potencia transmitida y el coeficiente de atenuación para diferentes valores de frecuencias como se puede apreciar en la Figura 3.8 y en la Figura 3.9

Coefficiente de Atenuación

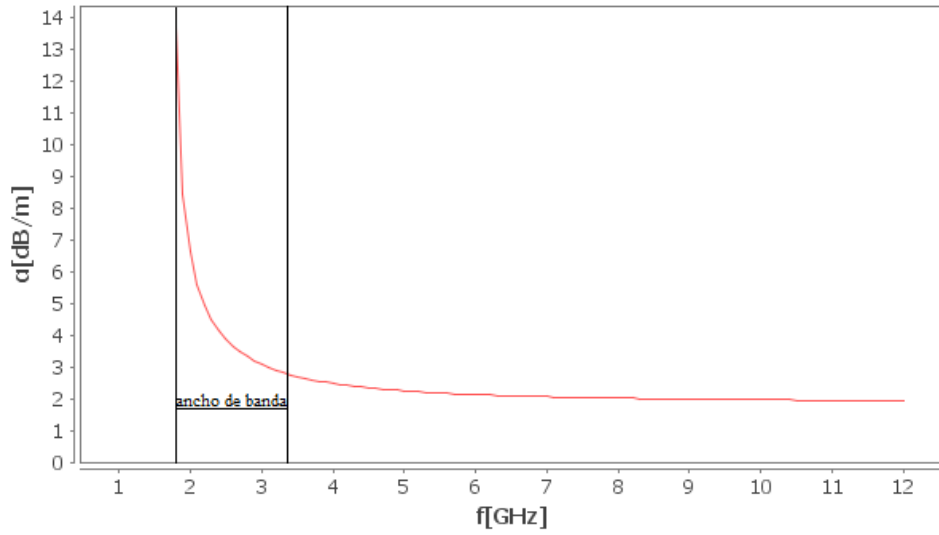


Figura 3.8: Coeficiente de atenuación para la guía WR340.

Potencia Transmitida

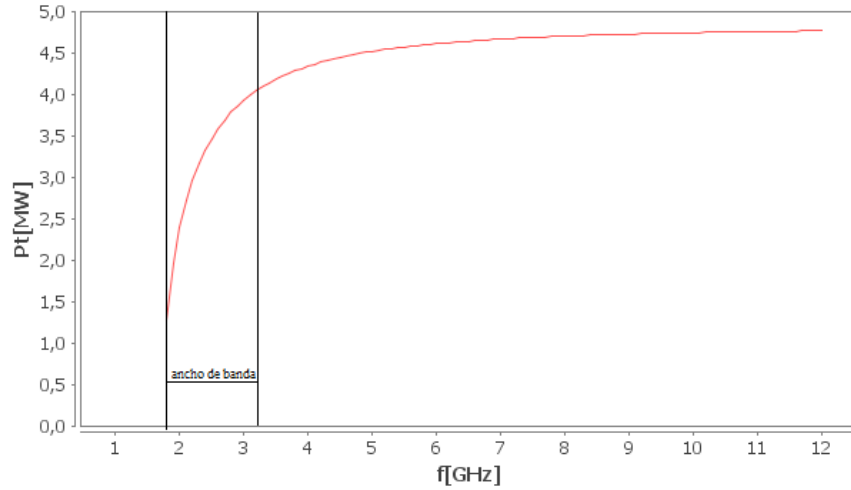


Figura 3.9: Potencia transmitida para la guía WR340.

Como el factor $\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$ hace parte del denominador de α_c y del numerador de P_T . La constante de atenuación se hace muy grande cerca a la frecuencia de corte y la potencia transmitida tiende a cero. La Figura 3.10 muestra las distribuciones de campo eléctrico y magnético por separado, y la Figura 3.11 muestra la distribución del campo electromagnético.

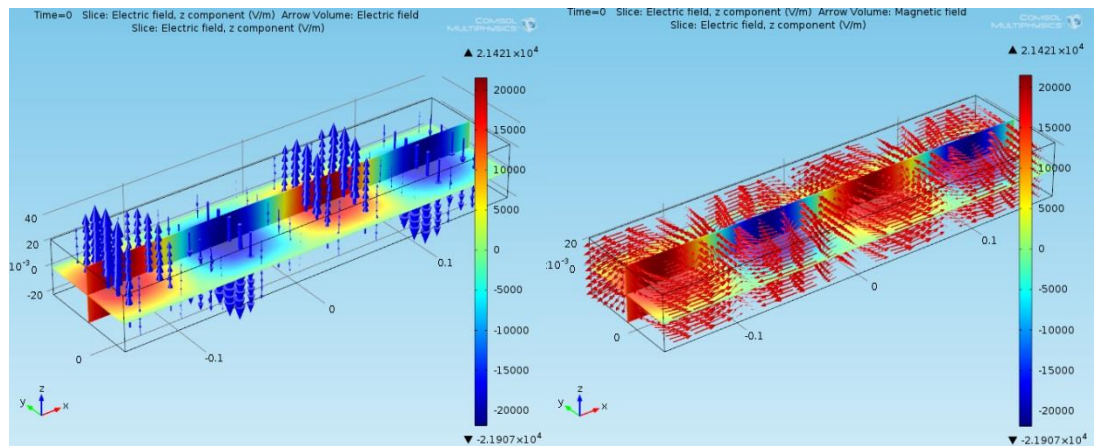


Figura 3.10: Distribución de campo eléctrico y magnético

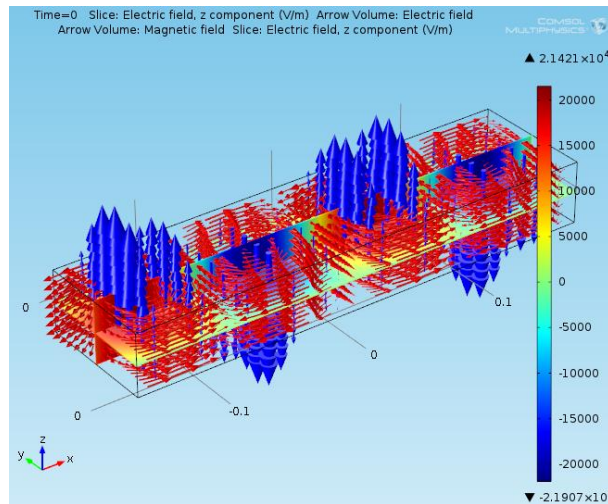


Figura 3.11: Distribución de campo electromagnético.

3.10 SLOT ANTENNAS

Aberturas, “Slot,” como antenas son uno de los tipos más básicos de radiadores de energía electromagnética. Un slot en un plano infinito conductor alimentado por una tensión conectado a dos puntos opuestos en el centro del slot como se muestra en la Figura 3.12 representa uno de los más simples tipos de antenas.

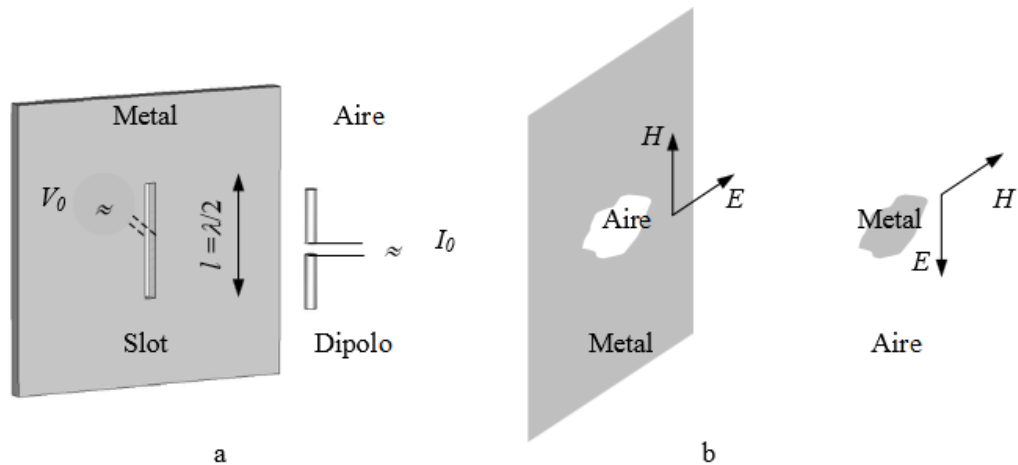


Figura 3.12: a) un par de antenas complementarias, b) pantallas complementarias generales.

Calculando el campo lejano de ese tipo de antenas se puede demostrar que estos campos son los mismos que el de otro tipo de radiador conocido como antena dipolo, excepto que el campo eléctrico y magnético son intercambiados, entonces estos dos tipos de antenas son un ejemplo de complementariedad. Este principio de dualidad en la teoría electromagnética es el resultado de la simetría de las ecuaciones de Maxwell.

Este principio de dualidad conduce a la siguiente relación entre las impedancias de las dos antenas:

$$Z_{dipolo} \cdot Z_{slot} = \frac{Z_c}{4} \quad (58)$$

Donde Z_c es la impedancia de la onda. De esta relación es fácil conocer la impedancia de la antena conociendo la impedancia de la antena complementaria.

3.11 SLOT EN LAS PAREDES DE LA GUÍA

Un slot en la pared de una guía de onda corta y perturba las corrientes que fluyen al interior de las paredes de la guía, el cual causa la radiación de la energía electromagnética de la guía. Esto puede ser explicado de la siguiente relación derivada de la ley de conservación de la carga de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{J}_c = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{D} \quad (59)$$

De esta relación es obvio que una interrupción de las corrientes al interior de las paredes de la guía genera un campo eléctrico inducido el cual tiene el carácter de una corriente de desplazamiento y este puede ser considerado como un campo de radiación. Fuertes interrupciones de corrientes causan fuertes campos de radiación en el slot.

La distribución de corrientes al interior de las paredes de la guía juega un papel importante en una guía de onda ranurada. Un patrón de flujo de corriente para el modo TE_{10} se muestra en la Figura 3.13.

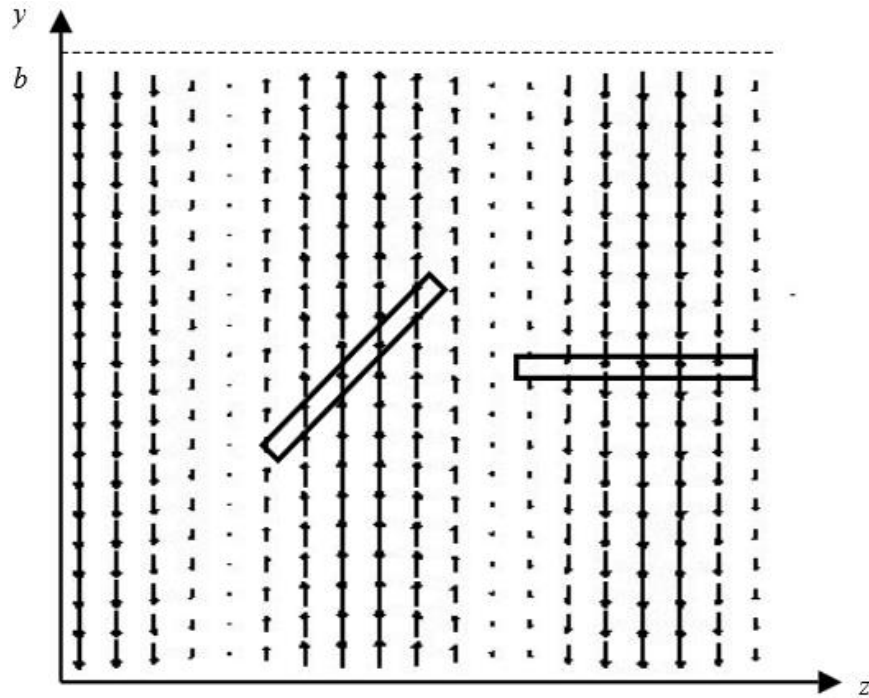


Figura 3.13: Distribución de corrientes para el modo TE_{10} y tipos de slots.

En estas geometrías las distribuciones de corrientes de superficie vienen dadas por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
 J_{sy} &= -H_0 e^{-jk_z z} |_{x=0} \\
 J_{sy} &= -H_0 e^{-jk_z z} |_{x=a} \\
 J_{sx} &= -H_0 \cos \frac{\pi x}{a} e^{-jk_z z} \\
 J_{sz} &= -jk_z \frac{\pi}{a} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-jk_z z}
 \end{aligned} \tag{60}$$

Las corrientes de superficie cerca a los bordes de las paredes de la guía ($x = 0$ o $x = a$) tienen únicamente componentes paralelas al eje transversal x . Sin embargo cerca a la parte central de la pared ($x = \frac{a}{2}$) las corrientes tienen únicamente una componente longitudinal en la dirección z . Por lo tanto, los slots longitudinales a lo largo de la línea de la pared de la guía no perturban corrientes, representando un espacio no irradiado. Por otra parte, muy cerca de la línea central solo los slots transversales actúan como irradiadores de energía electromagnética.

La Figura 3.14 muestra la distribución de campo eléctrico para la guía WR340 con slot situado al interior de la guía de forma rectangular y en forma de región circular.

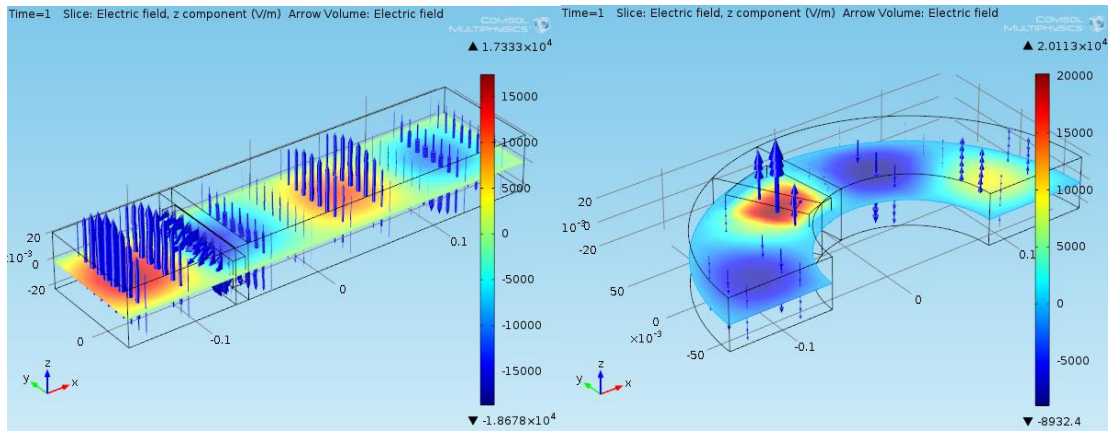


Figura 3.14: WR340 con slot central.

3.12 MÁXIMA TRANSFERENCIA DE POTENCIA EN UNA CAVIDAD DE TIPO SLAN

Como se vio anteriormente, la máxima transmisión de potencia se presenta en las cercanías de la segunda frecuencia de corte para el primer modo de propagación manteniendo la relación $a = 2b$, para maximizar el ancho de banda. Pero si se rompe esa relación y se hace $a < 2b$ entonces $f_{c2} = f_{01} = \frac{c}{2b}$ en consecuencia se disminuye el ancho de banda, pero para una frecuencia de trabajo dada, por decir 2.45GHz, se aumenta en potencia. La Figura 3.15 muestra tal comportamiento para la guía de ondas WR340.

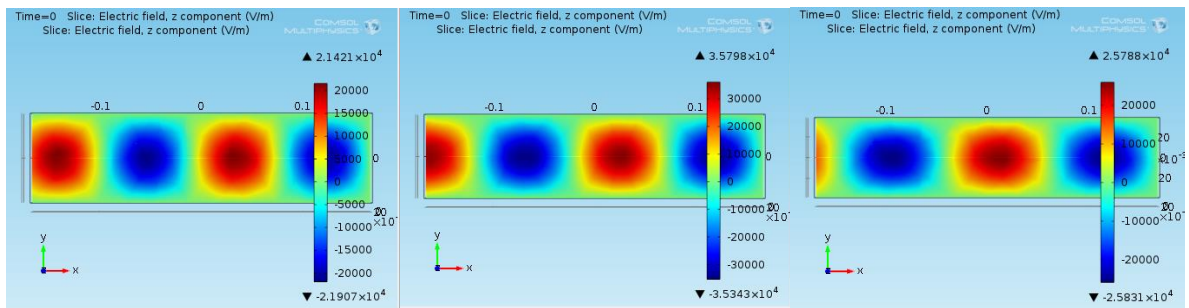


Figura 3.15: campo eléctrico para $a = 86,36$; $86,36 - 5mm$; $86,36 - 10 mm$.

El mismo procedimiento se aplica para la cavidad SLAN dado que opera a una sola frecuencia., En esta interesa obtener el máximo de potencia. La Figura 3.16 muestra claramente este comportamiento.

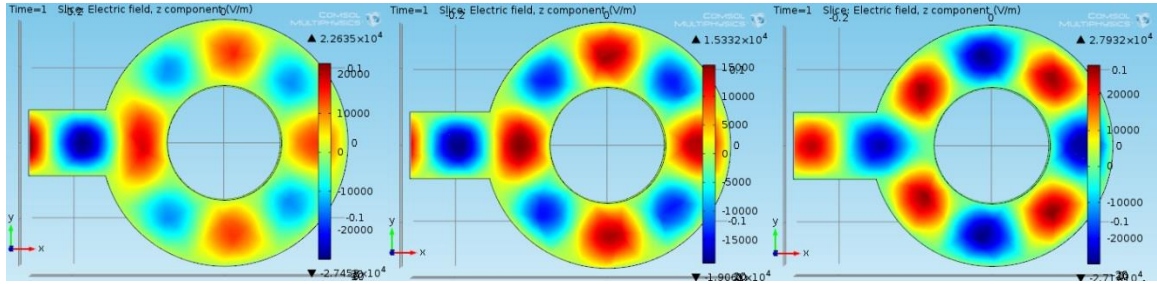


Figura 3.16: Radio interno 150mm radio externo 322.72; 317.72; 312.72.

3.13 CALIBRACIÓN DE POTENCIA

Para medir la potencia de las microondas se utiliza el método calorimétrico, el cual se basa en la conversión completa de energía entrante de microondas en forma de calor. La potencia de microondas se calcula a partir del calor de la carga de agua, a medida que absorbe potencia de microondas. La potencia absorbida por la carga de agua, se calcula a partir de la siguiente ecuación:

$$P_{mw} = \frac{(m_w c_w + m_c c_c)(T_f - T_i)}{t}$$

Dónde m_w es la masa de la carga de agua, c_w es el calor específico del agua, m_c es la masa del recipiente de agua, c_c es el calor específico del recipiente de agua, T_f es la temperatura final del agua, T_i es la temperatura inicial de la misma y t es el tiempo de exposición de la carga de agua en las microondas.

3.14 GENERACIÓN DE PLASMA A TRAVÉS DE LAS MICROONDAS

Cuando los electrones libres comienzan a oscilar con las oscilaciones del campo eléctrico las colisiones con los átomos neutros que componen el gas se tornan más violentas, entonces estas colisiones comienzan a calentar el gas, debido a la gran movilidad de los electrones con respecto a los iones el proceso de calentamiento se debe principalmente a dichos electrones y dado que los iones más pesados no pueden responder al rápido cambio del campo eléctrico la probabilidad de ionización aumenta.

La intensidad de campo eléctrico típico para una onda de frecuencia 2.45GHz es aproximadamente $E_0 \approx 30V/cm$. Se va a considerar primero la situación en la cual los electrones no chocan con los iones del gas mientras se le aplica un campo eléctrico oscilante de la siguiente forma:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-j\omega t} \hat{\mathbf{z}} \quad (61)$$

Donde E_0 es una constante con las mismas dimensiones de \mathbf{E} , entonces aplicando la segunda ley de Newton tenemos:

$$m_e \ddot{\mathbf{z}} = -e\mathbf{E} \quad (62)$$

Donde e es la carga del electrón, de esta forma se tiene:

$$\ddot{\mathbf{z}} = -\frac{e}{m_e} E_0 e^{-j\omega t} \hat{\mathbf{z}} \quad (63)$$

Integrando esta ecuación se encuentra la velocidad del electrón:

$$\dot{\mathbf{z}} = \frac{e}{m_e j\omega} E_0 e^{-j\omega t} \hat{\mathbf{z}} \quad (64)$$

E integrando de nuevo se obtiene la ecuación de la posición:

$$\mathbf{z} = \frac{e}{m_e \omega^2} E_0 e^{-j\omega t} \hat{\mathbf{z}} \quad (65)$$

La posición del electrón es entonces una función del tiempo y puede ser escrita de la siguiente forma escalar:

$$x(t) = x_0 e^{-j\omega t} \quad (66)$$

La máxima distancia que recorre el electrón debido al campo eléctrico es entonces x_0 y está dada por:

$$x_0 = \frac{e}{m_e \omega^2} E_0 \quad (67)$$

Para esta situación de análisis en la cual no existen colisiones $\frac{v}{\omega} \ll 1$ donde v es la frecuencia de colisión elástica entre los gases, la energía cinética del electrón toma la forma:

$$w_e = \frac{m_e V_e^2}{2} \quad (68)$$

donde V_e es la rapidez del electrón. Si los valores de una radiación de 2.45GHz y una intensidad de campo eléctrico de 30V/cm son sustituidos en la anterior ecuación y convirtiendo a unidades SI la máxima distancia que el electrón recorrería sería aproximadamente menor a 10^{-3}cm y la máxima energía que el electrón ganaría en un ciclo sería de 0.03eV, y esta cantidad de energía no sería suficiente para ionizar los átomos neutros. Así que si el encendido del plasma se hace a bajas presiones no se debe hacer ninguna manipulación para incrementar la probabilidad de ionización.

Considérese ahora el caso en el que existen colisiones o sea se tienen mayores presiones que en el caso anterior, en este caso la potencia promedio por unidad de volumen entregada por el campo eléctrico externo está dada por la ecuación:

$$\bar{P} = \frac{n_e e^2 E_0^2}{2m_e} \left(\frac{m_a}{v^2 + \omega^2} \right) \quad (69)$$

Donde m_a es la masa de los átomos que colisionan con los electrones, la frecuencia de colisión elástica es aproximadamente del orden de 10^9 y 10^{11} colisiones por segundo en condiciones de descarga luminiscente para gases. En esta situación es más factible la ionización de los gases. La densidad de electrones viene dada por n_e , E_0 es el campo, ω es la frecuencia angular de los electrones y v es la frecuencia del campo eléctrico. Por otra parte los electrones ganan energía adicional desde el campo eléctrico externo con cada

colisión con los átomos, luego de una colisión con un átomo el electrón invierte su dirección y si en ese instante de tiempo el campo eléctrico cambia de dirección el electrón gana energía para ionizar el átomo.

Luego de que el plasma es encendido se mantiene por la absorción de la energía electromagnética y el intercambio de calor del plasma térmico es proporcionado por el enfriamiento convectivo en el flujo de gas.

Con este capítulo se tiene toda la teoría para entender cómo funciona el tema de la transmisión de los campos electromagnéticos confinados y la transición y atenuación de potencia así como también un método de calibración en cuanto a la absorción de dicha potencia y por último la interacción de esta en la generación del plasma, lo que conlleva al siguiente capítulo de simulaciones en donde se busca obtener la máxima transferencia de potencia en una cavidad resonante.

4 SIMULACIONES

En esta sección se presentan las simulaciones realizadas para obtener el criterio de diseño del reactor en el cual se busca optimizar el campo eléctrico. Luego de comparar los resultados de las diferentes simulaciones se construirá el reactor. Esta sección inicia con una breve descripción del método utilizado para realizar dichas simulaciones luego se hará una descripción del software a utilizar y finalmente se presentarán las simulaciones mismas sobre las cavidades tipo SLAN.

4.1 MÉTODO DE LOS ELEMENTOS FINITOS

El método de los elementos finitos (MEF en español o FEM en inglés) es un método numérico general para la aproximación de soluciones de ecuaciones diferenciales parciales muy utilizado en diversos problemas de ingeniería y física. El MEF está pensado para ser usado en computadoras y permite resolver ecuaciones diferenciales asociadas a un problema físico sobre geometrías complicadas, también se usa en el diseño y mejora de productos y aplicaciones industriales, así como en la simulación de sistemas físicos y biológicos complejos. La variedad de problemas a los que puede aplicarse ha crecido enormemente, siendo el requisito básico que las ecuaciones constitutivas y ecuaciones de evolución temporal del problema a considerar sean conocidas de antemano.

El MEF permite obtener una solución numérica aproximada sobre un cuerpo, estructura o dominio (medio continuo), sobre el que están definidas ciertas ecuaciones diferenciales en forma débil o integral que caracterizan el comportamiento físico del problema, dividiéndolo en un número elevado de subdominios no intersectantes entre sí denominados «elementos finitos». El conjunto de elementos finitos forma una partición del dominio también denominada discretización. Dentro de cada elemento se distinguen una serie de puntos representativos llamados «nodos». Dos nodos son adyacentes si pertenecen al mismo elemento finito, además, un nodo sobre la frontera de un elemento finito puede pertenecer a varios elementos. El conjunto de nodos considerando sus relaciones de adyacencia se llama «malla».

Los cálculos se realizan sobre una malla de puntos (llamados nodos), que sirven a su vez de base para discretización del dominio en elementos finitos. La generación de la malla se realiza usualmente con programas especiales llamados generadores de mallas, en una etapa previa a los cálculos que se denomina pre-proceso. De acuerdo con estas relaciones de adyacencia o conectividad se relaciona el valor de un conjunto de variables incógnitas definidas en cada nodo y denominadas grados de libertad. El conjunto de relaciones entre el valor de una determinada variable entre los nodos se puede escribir en forma de sistema de ecuaciones lineales. La matriz de dicho sistema de ecuaciones se llama matriz de rigidez del sistema. El número de ecuaciones de dicho sistema es proporcional al número de nodos. La Figura 4.1a muestra el mallado en 3D para una guía WR-340 en donde se divide el dominio continuo en pequeños subdominios, y la Figura 4.1b representa la solución final luego de resolver las ecuaciones de interés en cada subdominio. Cabe notar que en este caso

dichas ecuaciones son las ecuaciones de MAXWELL las que rigen el comportamiento del campo eléctrico confinado en la guía.

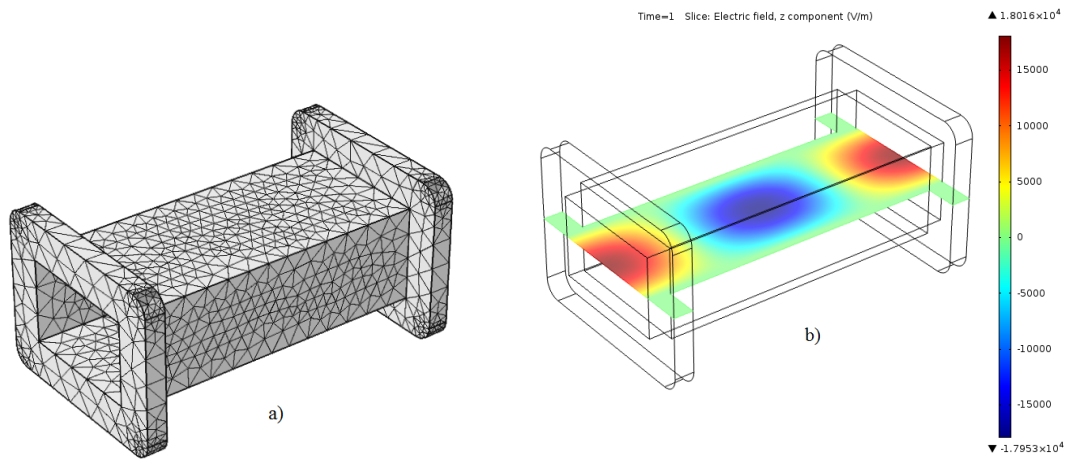


Figura 4.1: a) Mallado para la guía WR340; b) Resultado de la simulación.

Esta simulación fue realizada con el paquete de transferencia de calor del software COMSOL Multiphysics versión 4.3b, el cual también se utilizó para todas las simulaciones que en este capítulo se van a presentar. Este paquete, básicamente es un software de análisis y resolución por elementos finitos para varias aplicaciones físicas y de ingeniería, especialmente fenómenos acoplados, o multifísicos.

4.2 CAVIDAD SLAN

Como se mencionó en el capítulo anterior este tipo de cavidad se compone de una cavidad central y una cavidad axial las cuales se comunican entre sí a través de pequeñas ranuras llamadas “SLOT” y de ahí toma su nombre en inglés “SLOT ANTENNAS (SLAN)”. Como parámetros de entrada para el diseño se fijó un área de trabajo circular con un diámetro de 150mm debido a que ésta es el área máxima en la que se puede crear el plasma, teniendo en cuenta que en la ciudad es fácil encontrar cilindros de vidrio en borosilicato con esta dimensión. Siguiendo el procedimiento antes mencionado para la transmisión de potencia en una cavidad de este tipo se encuentra que el diámetro externo para la cavidad axial debe ser de 310mm.

La Figura 4.2 muestra la distribución del campo eléctrico en la cavidad axial y la distribución de la densidad de corriente de superficie en dicha cavidad, como se puede ver la intensidad máxima se logra en los puntos más rojos con una magnitud de campo de 34.5KV/m igualando su parte negativa en los puntos más azules con una distribución simétrica de 4 máximos y 4 mínimos, en este punto podemos decir que se trata del modo TE_{10} propagándose a través de la cavidad axial.

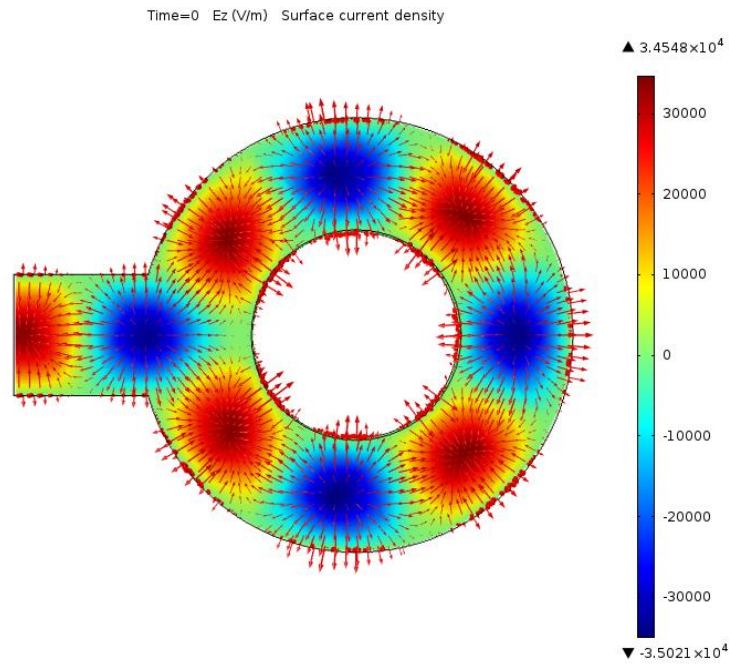


Figura 4.2: Ez y densidad de corriente de superficie cavidad SLAN.

Las líneas de densidad de corriente salen de los puntos donde el campo eléctrico es intensamente más negativo y convergen en los puntos donde el campo eléctrico se hace más intenso y de valor positivo, cabe notar que en este contexto positivo y negativo se refiere a la dirección del campo eléctrico. El análisis de la convergencia de estas líneas de densidad de corriente nos va a permitir ubicar las ranuras “slot” en la posición donde mayor sea el flujo de líneas que atraviesen la superficie de la ranura, no se debe olvidar que dichas ranuras funcionan como radiadores y que entre mayor flujo de densidad de corriente mayor será la radiación.

La Figura 4.3 muestra la norma del campo eléctrico en la cavidad axial y central logrando una distribución relativamente uniforme en esta última logrando un valor aproximado de 16524 V/m, cabe notar que se han dispuesto las ranuras de tal forma que solo capturen en campo máximo en una sola dirección esto para garantizar que no anule el campo eléctrico al interior de la cavidad central.

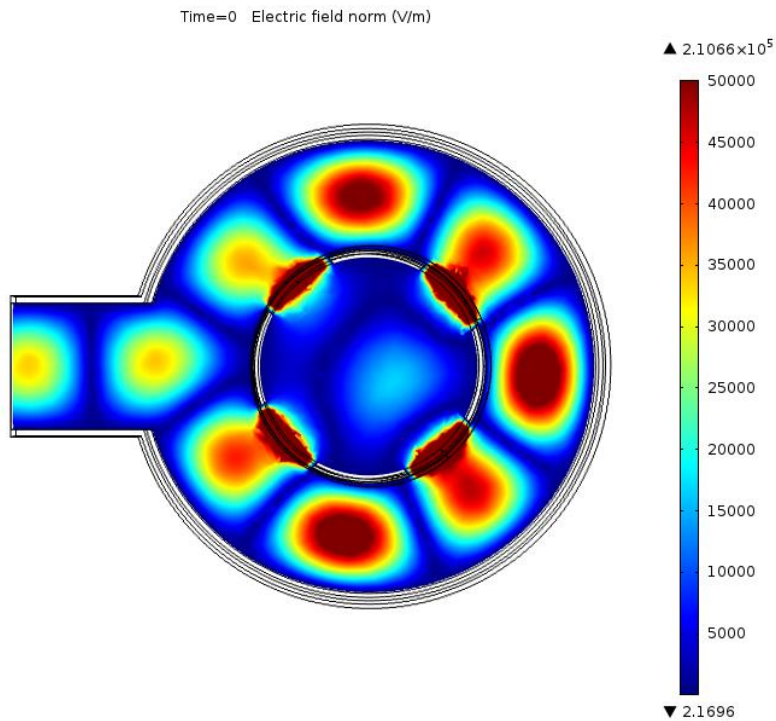


Figura 4.3: SLAN de cuatro ranuras.

La Figura 4.4 muestra la distribución del campo eléctrico en todo el volumen, en donde se puede observar una buena distribución del campo en la cavidad central. Hay que resaltar que en esta cavidad existe el campo en sus tres dimensiones y que lo que interesa es su magnitud, se puede ver también que el campo llena toda la cavidad central manteniendo una distribución uniforme como se muestra en la Figura 4.5, esta es una cualidad muy importante porque lo que se busca es lograr una región en donde el campo eléctrico sea lo más uniforme posible en todo el volumen.

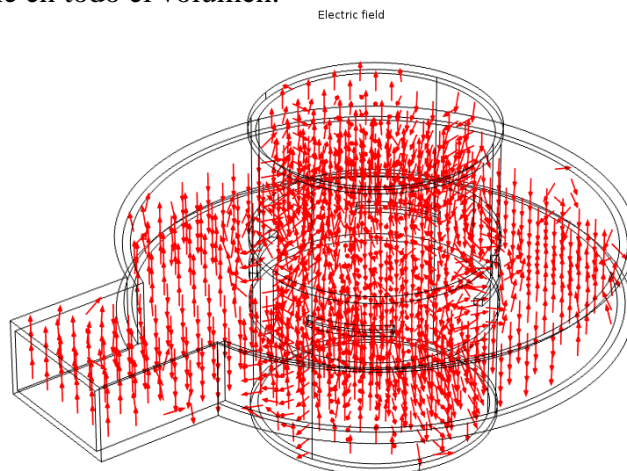


Figura 4.4: Distribución de campo eléctrico cavidad SLAN.

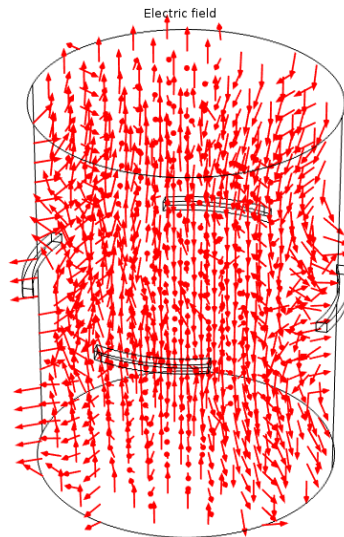


Figura 4.5: Distribución de Campo eléctrico en la cavidad central SLAN.

En busca de una mejor distribución y en base al estudio anterior se estudió la siguiente configuración en donde la ranura de comunicación entre la cavidad axial y central es totalmente continua como se muestra en la Figura 4.6.

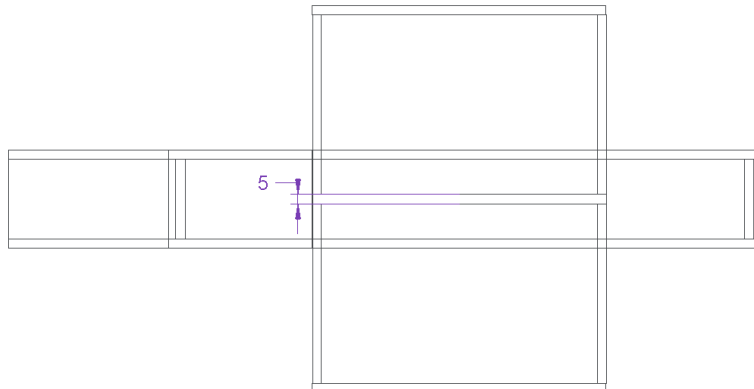


Figura 4.6: Cavidad SLAN con ranura continua.

Dado que el diámetro de la cavidad central está muy cercano a una longitud de onda se espera una configuración interna del campo eléctrico de un máximo y un mínimo como se muestra en la Figura 4.7, y como lo que realmente interesa es su magnitud se puede esperar un mínimo de dicha magnitud en el centro de la cavidad en donde ocurre el cambio de dirección del campo eléctrico. La Figura 4.8 muestra entonces como se distribuye la norma del campo en toda la cavidad tanto axial como central y se puede ver como toma una gran magnitud en nuestra cavidad de interés, la central, con un pequeño mínimo en su parte más central.

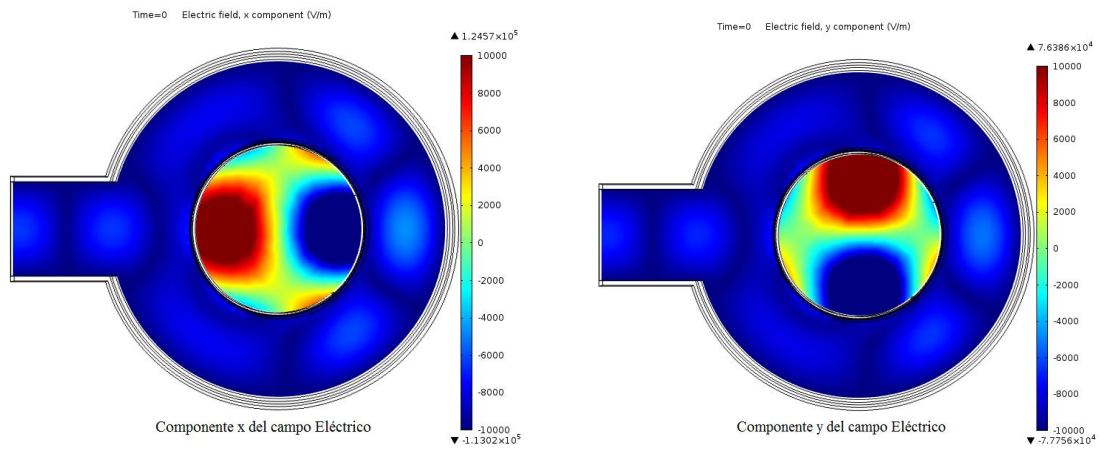


Figura 4.7: Componente x y y del campo eléctrico en el plano xy.

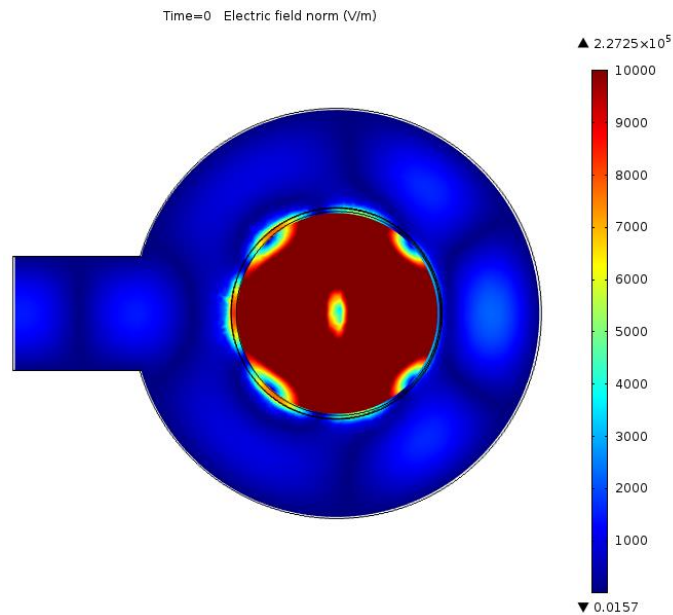


Figura 4.8: SLAN de ranura continúa.

Se puede observar un mínimo en la parte más central de la cavidad como se había mencionado y una distribución de campo muy fuerte y uniforme en toda la cavidad central como se muestra en la Figura 4.9 y en la Figura 4.10 en dichas figuras se muestra como la el campo eléctrico se distribuye en todo el volumen logrando así tener una cavidad resonante.

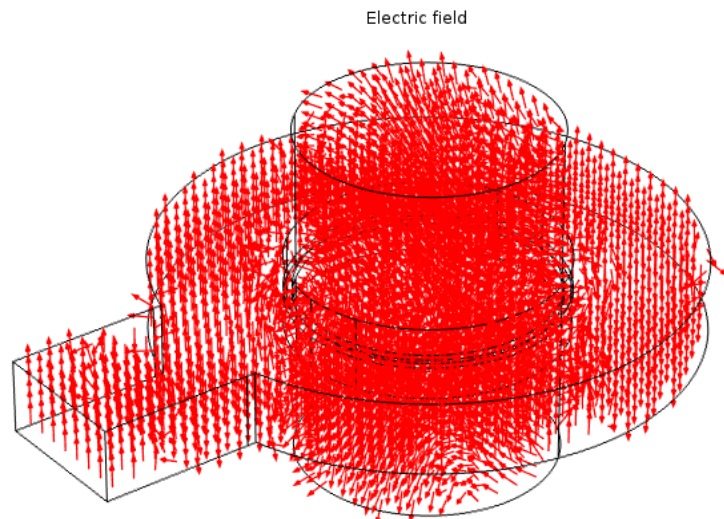


Figura 4.9: Distribución de campo eléctrico cavidad SLAN tipo ranura continua

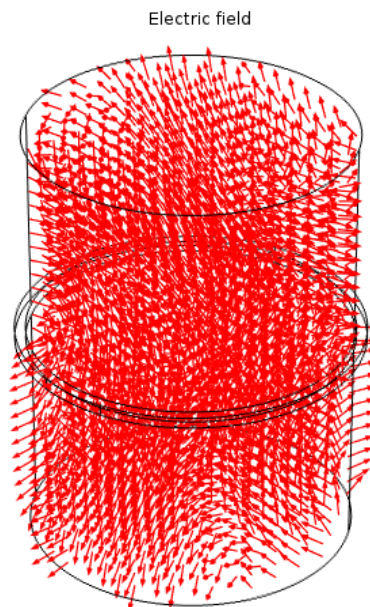


Figura 4.10: Distribución de Campo eléctrico en la cavidad central SLAN tipo ranura continua.

Ambas simulaciones se realizaron con una entrada de potencia de 500W y con el modo de propagación TE_{10} para una onda plana de frecuencia 2.45GHz y una altura para la cavidad central de 200mm. Dado que las simulaciones para la cavidad tipo SLAN de ranura continua presentan una mejor distribución de campo eléctrico en la cavidad central y un diseño relativamente más simple de construir, nos centraremos en los siguientes capítulos a su construcción y caracterización a fin de comparar los resultados obtenidos con las simulaciones.

4.3 ANALISIS DE PÉRDIDAS RESISTIVAS.

Estas pérdidas se generan donde se hace más intenso el campo eléctrico, combinado a esto dichas pérdidas aumentan cuando el material es menos conductor, la Figura 4.11 muestra el patrón de pérdidas en la cavidad SLAN para a) cobre, con un valor máximo de $3.7253 \times 10^{-9} \frac{W}{m^3}$, b) aluminio con un valor máximo de $3.7257 \times 10^{-9} \frac{W}{m^3}$ y c) acero ASTM-340 INOX con un valor máximo de $3.7271 \times 10^{-9} \frac{W}{m^3}$. Como se puede ver la diferencia entre las pérdidas de estos tres tipos de materiales es casi insignificante. Lo cual permite trabajar con cualquiera de estos tres tipos de material y la diferencia no sería notoria.

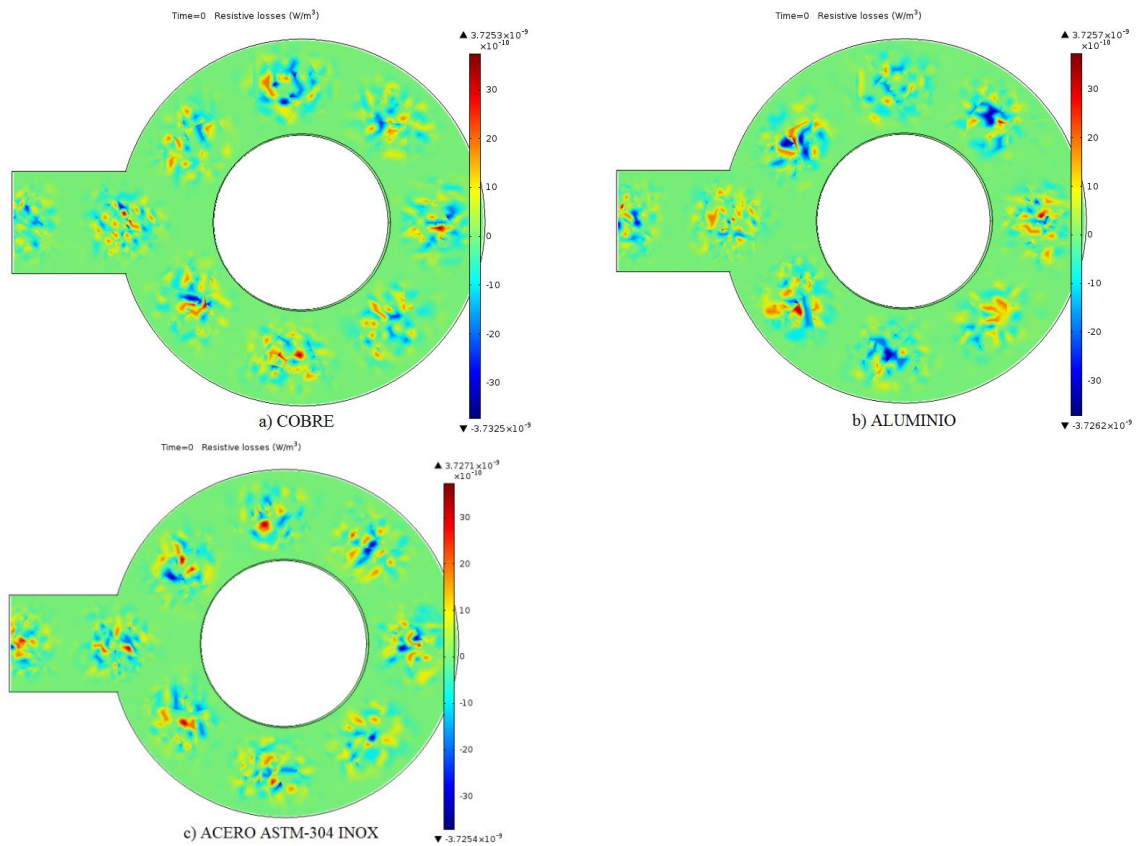


Figura 4.11: Pedidas resistivas de algunos materiales.

6 CONCLUSIONES

Se simularon varias geometrías propuestas en la bibliografía y se logró encontrar una geometría que no había sido reportada anteriormente en base a modificaciones de las geometrías ya reportadas de tipo SLAN, logrando obtener una distribución de campo eléctrico muy homogénea al interior de la cavidad y con un tipo de geometría un poco más simple que las reportadas, lo que era un objetivo de este trabajo y de acuerdo con la aplicación que se desea dar al sistema.

En base a las simulaciones se obtuvieron las medidas más óptimas en cuanto a las dimensiones internas de la guía y la cavidad para lograr obtener la mayor intensidad de campo eléctrico al interior de la misma, así como también la elección del tipo de material para su construcción.

Luego del modelado, se realizaron los planos y la construcción de la cavidad.

Se verifico experimentalmente la distribución de campo eléctrico en la guía y en la cavidad resonante con diferentes métodos obteniendo resultados acordes con las simulaciones realizadas.

Se desarrollaron criterios de diseño para la construcción de cavidades tipo SLAN los cuales permiten escalar el sistema a nivel industrial, posibilitando otras aplicaciones tecnológicas.

Bibliografía

- [1] M. Mehdizandeh, *Microwave/RF Applicators and probes for material heating sensing plasma generation, A design guide*, Elsevier, 2010.
- [2] G. T. A. R. D. K. A. J. Hemawan K. W., "Improve microwave plasma cavity reactor for diamond synthesis at high-pressure and high power density," *Diamond & Related Materials*, no. 19, pp. 1446-1452, 2010.
- [3] M. K. T. U. K Saito, "Generation of a uniform high-density microwave plasma for CO₂ lasers using orthogonal electric fields," vol. 82, no. 4, 2006.
- [4] B. W. W. Burns R. M, *Protective Coatings for Metals*, New York: Reihold Publishing Corp., 1967.
- [5] B, Gathe P., "Deposition Techniques and Microelectronics Applications," in *Deposition Technologies for Films and Coatings*, Noyes Publications, 1982.
- [6] D. R. Brooks E, "Microwave-induce plasma reactor based on a domestic microwave oven for bulk solid state chemistry," *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 12, December 2004.
- [7] F. F. M. D. K. P. Denzlingen W. C, "Plasma Reactor". USA Patent 5,954,882, 21 September 1999.
- [8] S. A. A.-S. A. I. ., L. W. Mavromatidis P., "2.45 Ghz microwave plasma system for high-velocity thermal spraying," *Journal of Materials Technology*, 2004.
- [9] Z. M. W. L. Zhang L., "Growth and Characterization of diamond Films Deposited at high-Pressure Using Low-power Microwave Plasma Reactor," *Inorganic Materials*, vol. 47, no. 3, pp. 255-261, 2011.
- [10] W. F. Y. L. C. M. h. L. F. L. F. X. A. Li X J., "A compact ellipsoidal cavity type microwave plasma reactor for diamond film deposition," *Diamond and Related Materials*, pp. 374-379, 2011.
- [11] H. Song, M. J. Hong, H. K. Lee and J. J. Choi, "Stable microwave coaxial cavity system at atmospheric pressure," vol. 79, 2008.
- [12] F. Liu, J. Wang and S. Dai, "Numerical simulation and design of a new microwave annular waveguide plasma source—I: Simulations without the plasma parameters," *INTERNATIONAL JOURNAL OF NUMERICAL MODELLING: ELECTRONIC NETWORKS, DEVICES AND FIELDS*, vol. 24, p. 526–534, 2011.
- [13] D. Korzec, F. Werner, R. Winter and J. Engemann, "Scaling of microwave slot antenna (SLAN): a concept for efficient plasma generation," *Plasma Sources Sci. Technology*, vol. 5, pp. 216-234, 1996.
- [14] S. D, B. D, O. J, A. GM and S. CM, "Numerical modeling of continuous flow microwave heating: a critical comparison of COMSOL and ANSYS," *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, vol. 44, pp. 187-197, 2010.
- [15] H. J. J. a. Q. Zhao, "Simulation and Experimental Method for Microwave Oven,,"

Journal of Electronic Science and Technology of China, vol. 7, no. 2, pp. 188-191, June 2009.

- [16] R. V. D. A. .. Geeedipalli S. S., "Modeling the heating uniformity contributed by a rotation turnable in microwave ovens," *Journal of Food Engineering*, vol. 82, pp. 359-368, 2007,.
- [17] C. L. C. V. M. M. J. a. S. J. Santos T., "3D electromagnetic Field Siumularion in Microwave Ovens: A tool to control thermal runaway," 2010.