

Guías de ondas

Albert-Miquel Sánchez Delgado

PID_00200071



Los textos e imágenes publicados en esta obra están sujetos –excepto que se indique lo contrario– a una licencia de Reconocimiento-Compartir igual (BY-SA) v.3.0 España de Creative Commons. Se puede modificar la obra, reproducirla, distribuirla o comunicarla públicamente siempre que se cite el autor y la fuente (FUOC. Fundació per a la Universitat Oberta de Catalunya), y siempre que la obra derivada quede sujeta a la misma licencia que el material original. La licencia completa se puede consultar en: <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/es/legalcode.ca>

Índice

Introducción	5
Objetivos	7
1. Guías de ondas: tipos y características	9
1.1. Definición de guía de ondas	9
1.2. Propagación de campos en una guía de ondas	10
1.3. Tipos de modos en una guía de ondas	13
2. Propagación de los modos TE y TM en guías de ondas	15
2.1. El modo TE	15
2.2. El modo TM	17
2.3. Guía de ondas rectangular	18
2.3.1. Modos TE y TM en una guía de ondas rectangular	19
2.3.2. Ancho de banda monomodal	24
2.3.3. Potencia media propagada por el modo TE_{10}	26
2.4. Otros tipos de guías de ondas	28
3. Modelización de guías de ondas como líneas de transmisión.	30
4. Elementos circuitales en guías de ondas	35
4.1. Modelización de discontinuidades	35
4.2. Tipos de obstáculos	37
5. Circuitos pasivos básicos en guías de ondas	40
5.1. Transiciones guía-coaxial	40
5.2. Cargas adaptadas	41
5.3. Filtros	41
5.4. T de plano E (combinador-divisor de potencia)	42
5.5. T de plano H (combinador-divisor de potencia)	43
5.6. T mágicas (híbridos de 180°)	44
5.7. Acopladores direccionales	44
5.8. Aisladores	45
Resumen	48
Ejercicios de autoevaluación	51
Solucionario	53
Glosario	54

Bibliografía..... 56

Introducción

Las guías de ondas han sido estudiadas en el campo de las microondas desde finales del siglo XIX. La teoría electromagnética clásica, expresada a través de las ecuaciones de Maxwell, apenas cumplía unos treinta años de existencia y ya empezaba a aplicarse al análisis de los campos electromagnéticos que se propagaban en los diferentes tipos de guías. A pesar de que inicialmente se creía que una guía de ondas solo podía propagar energía si estaba formada por más de un conductor, Lord Rayleigh probó matemáticamente en 1897 que la propagación en una guía con sección rectangular o circular era posible. Demostró incluso la existencia de infinitos modos transversales eléctricos (TE) y transversales magnéticos (TM) y la existencia de una frecuencia de corte. Este tipo de guías de ondas todavía se utiliza hoy en día, dado que pueden propagar potencias muy elevadas.

Sin embargo, las guías de ondas formadas por un único conductor no son los únicos tipos de guías de ondas existentes. Tenemos los cables coaxiales, las líneas *microstrip* y coplanares, la fibra óptica, el cable bifilar, etc. En el apartado "Guías de ondas: tipos y características", veremos los diferentes tipos de guías de ondas y sus características más importantes, analizando la forma que adquieren los campos electromagnéticos. Según sean estos, tendremos ondas transversales electromagnéticas (TEM), TE o TM. En el apartado "Propagación de los modos TE y TM en guías de ondas", se profundizará en las ecuaciones de los modos TE y TM para un caso general y, posteriormente, para el caso particular de una guía de ondas rectangular. Veremos que estos modos no se propagan en cualquier situación, sino que deben superar una frecuencia mínima para poder hacerlo, conocida como frecuencia de corte.

El análisis electromagnético de los campos que se propagan en la guía de ondas se complica si se añaden discontinuidades o transiciones, por lo que un análisis desde el punto de vista circuital es más sencillo y, en general, suficiente para nuestros propósitos. Por otro lado, una guía de ondas formada por un único conductor no se comporta como una línea de transmisión (dado que no puede propagar una onda TEM), y por lo tanto, no podemos definir una tensión en su interior. Con el fin de simplificar el análisis de la guía de ondas, podemos realizar una aproximación, y es la de modelizar los campos que se propagan como ondas de tensión y caracterizarla a través de los parámetros S. En el apartado "Modelización de guías de ondas como líneas de transmisión", veremos cómo realizar esta equivalencia. En el apartado "Elementos circuitales en guías de ondas", se describirán los efectos que genera la introducción de discontinuidades y obstáculos en la guía de ondas desde el punto de vista circuital. Según el tipo de obstáculo, podemos simular el comportamiento de una bobina, de un condensador o de un circuito resonante. Finalmente, en el apartado "Circuitos pasivos básicos en guías de ondas", se introducirán varios

circuitos pasivos implementados directamente sobre guías de ondas rectangulares, tales como transiciones, cargas, filtros, acopladores, divisores y aisladores.

Objetivos

Con el estudio de este módulo se persiguen los objetivos siguientes:

- 1.** Entender el concepto de guía de ondas, así como los diferentes tipos existentes.
- 2.** Conocer los modos de propagación en una guía de ondas genérica.
- 3.** Entender el concepto y la procedencia de la frecuencia de corte de los modos y del ancho de banda monomodal.
- 4.** Entender la equivalencia de los campos que se propagan en una guía de ondas rectangular como ondas de tensión.
- 5.** Saber diferenciar entre los diferentes tipos de discontinuidades y obstáculos en una guía de ondas y conocer su circuito equivalente.
- 6.** Saber diseñar circuitos pasivos con elementos de guías de ondas.

1. Guías de ondas: tipos y características

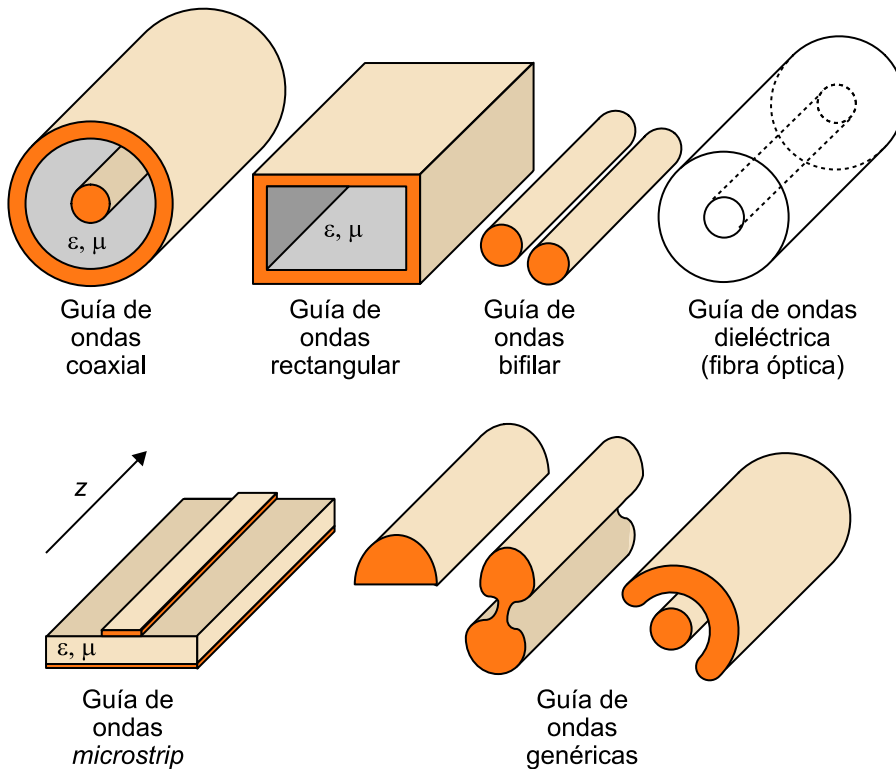
En este apartado se introducirán los diferentes tipos de guías de ondas y se describirán los campos electromagnéticos que se propagan por su interior y/o proximidades. Veremos que para que un campo electromagnético pueda propagarse en una guía de ondas, a la fuerza debe ser solución de las **ecuaciones de Maxwell**. Dado que supondremos que todas las señales son sinusoidales en régimen permanente sinusoidal (RPS), este hecho nos permitirá analizar directamente sus fasores, simplificando así todas las ecuaciones. Hay que recordar que podemos recuperar de manera sencilla las expresiones temporales una vez que hayamos encontrado el resultado. Finalmente, se describirán los diferentes tipos de soluciones que se pueden obtener dadas las expresiones de campo obtenidas.

1.1. Definición de guía de ondas

Una **guía de ondas** es una estructura formada por conductores y/o dieléctricos con sección recta constante en una dirección del espacio que puede propagar o guiar ondas electromagnéticas por su interior y/o proximidades.

Pueden diferir en su geometría y medida, que vendrá determinada por la forma y frecuencia de los campos electromagnéticos que deben propagar. Unos cuantos ejemplos de guías de ondas se muestran en la figura 1.

Figura 1. Ejemplos de guías de ondas



Como veis, no solo hay guías de ondas formadas por conductores. Una **fibra óptica** también es una guía de ondas que propaga ondas electromagnéticas a frecuencias de cientos de THz. En los apartados siguientes se analizarán los campos electromagnéticos que se propagan en estas guías de ondas. Para realizar este análisis, supondremos que la guía de ondas es infinita en la dirección z y, por lo tanto, los campos se propagan también en esta dirección.

1.2. Propagación de campos en una guía de ondas

Nos proponemos encontrar las ecuaciones generales que describen el comportamiento de los campos que se propagan en las guías de ondas. Estas ecuaciones son soluciones generales de las **ecuaciones de Maxwell** y, dado que las excitamos única y exclusivamente con señales sinusoidales, las podemos tratar en RPS. Por conveniencia consideraremos las guías de ondas infinitamente largas y, como se ha comentado, tomaremos la dirección de propagación de los campos como dirección z (según los ejes de coordenadas cartesianas o cilíndricas), por lo que nos quedan las expresiones siguientes:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \text{Re}[\vec{E}_F(\vec{r})e^{j\omega t}] \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \text{Re}[\vec{H}_F(\vec{r})e^{j\omega t}]\end{aligned}\quad 6.1$$

donde $\vec{E}_F(\vec{r})$ y $\vec{H}_F(\vec{r})$ son los fasores de campo eléctrico y magnético. Estos fasores adquieren la forma:

Ved también

Una introducción detallada de las ecuaciones de Maxwell y de los fasores la podéis encontrar en el "Anexo" del material didáctico.

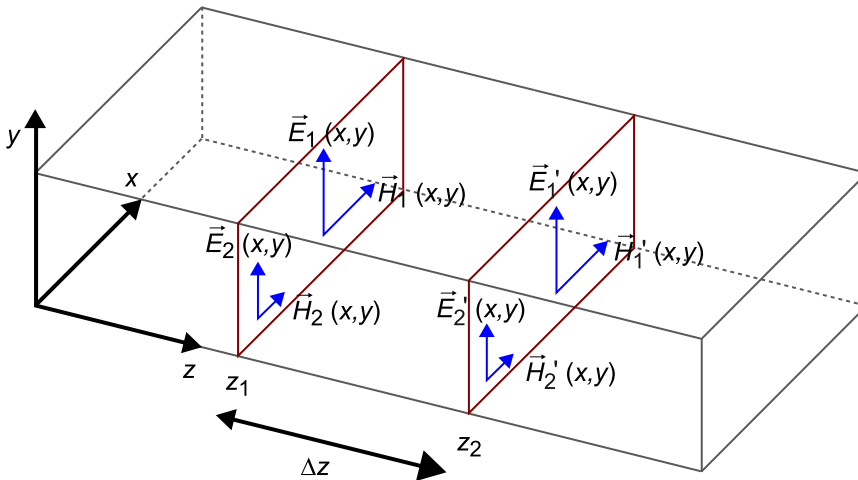
$$\vec{E}_F(\vec{r}) = \vec{E}(x, y) e^{-\gamma z} \quad 6.2$$

$$\vec{H}_F(\vec{r}) = \vec{H}(x, y) e^{-\gamma z} \quad 6.3$$

donde γ es la constante de propagación, ($\gamma = \alpha + j\beta$, α es la constante de atenuación y β es la constante de fase), y el hecho de utilizar coordenadas cartesianas (x, y) o cilíndricas (r, φ) depende de la geometría del problema que se ha de tratar (simetría, etc.). En el caso de una geometría tipo guía de ondas rectangular, por ejemplo, nos interesará trabajar normalmente con coordenadas cartesianas, mientras que en una geometría con geometría de revolución, tipo guía de ondas coaxial, utilizaremos las coordenadas cilíndricas. Los fasores $\vec{E}_F(\vec{r})$ y $\vec{H}_F(\vec{r})$ se obtienen de multiplicar \vec{E} y \vec{H} (que no son fasores, sino dos funciones vectoriales) por el término $e^{-\gamma z}$, por lo que se están propagando hacia las z crecientes.

Para mostrar un ejemplo del significado de estas ecuaciones, utilizaremos el ejemplo de una guía de ondas rectangular a la que le haremos dos secciones para analizar el campo en ellas, tal y como se muestra en la figura 2.

Figura 2. Guía de ondas rectangular que presenta dos secciones para visualizar el campo eléctrico y magnético en su interior



Si analizamos los vectores de los campos \vec{E} y \vec{H} en dos puntos de la primera sección (z_1), veremos que los campos electromagnéticos son diferentes. Es coherente, dado que nos estamos moviendo en el plano xy , y tanto el campo eléctrico como el campo magnético son funciones vectoriales que dependen de las variables x y y (ecuaciones 6.2 y 6.3). Ahora bien, si tomamos los mismos puntos en la segunda sección (z_2), veremos que estos son diferentes entre sí pero exactamente iguales a los de la sección z_1 . También es coherente porque estos vectores no dependen de z . Por lo tanto:

$$\vec{E}'_1(x, y) = \vec{E}_1(x, y) \quad 6.4$$

$$\vec{H}'_1(x, y) = \vec{H}_1(x, y) \quad 6.5$$

$$\vec{E}'_2(x, y) = \vec{E}_2(x, y) \quad 6.6$$

$$\vec{H}'_2(x, y) = \vec{H}_2(x, y) \quad 6.7$$

Por otro lado, los fasores presentarán una variación en función de γ y de la distancia entre las dos secciones, de modo que:

$$\vec{E}'_{F1}(x, y) = \vec{E}_{F1}(x, y)e^{-\gamma\Delta z} \quad 6.8$$

$$\vec{H}'_{F1}(x, y) = \vec{H}_{F1}(x, y)e^{-\gamma\Delta z} \quad 6.9$$

$$\vec{E}'_{F2}(x, y) = \vec{E}_{F2}(x, y)e^{-\gamma\Delta z} \quad 6.10$$

$$\vec{H}'_{F2}(x, y) = \vec{H}_{F2}(x, y)e^{-\gamma\Delta z} \quad 6.11$$

Esta relación de los fasores es para unos campos que se propagan en el sentido de las z crecientes. Aplicando las transformaciones adecuadas (cambiando β por $-\beta$), se obtiene una onda propagándose en el sentido de las z decrecientes. Además, los vectores \vec{E} y \vec{H} se pueden separar en las componentes transversales \vec{E}_t y \vec{H}_t , y las componentes longitudinales E_z y H_z :

$$\vec{E}(r, \varphi) = \vec{E}_t(r, \varphi) + E_z(r, \varphi)\hat{z} \quad 6.12$$

$$\vec{H}(r, \varphi) = \underbrace{\vec{H}_t(r, \varphi)}_{\text{Componentes transversales}} + \underbrace{H_z(r, \varphi)\hat{z}}_{\substack{\text{Componente} \\ \text{longitudinal} \\ \text{(axial)}}} \quad 6.13$$

Hay que destacar que el hecho de que tengan componente z no implica que dependan de la variable z . Todos estos vectores no pueden tomar valores arbitrarios. Solo serán soluciones válidas si cumplen las ecuaciones de Maxwell. Por lo tanto, a la hora de encontrar los valores de \vec{E}_t , E_z , \vec{H}_t , H_z hay que partir de estas ecuaciones. Como la resolución de las ecuaciones de Maxwell puede ser *a priori* complicada, derivaremos un conjunto nuevo de ecuaciones que faciliten esta tarea.

Si descomponemos el vector $\vec{\nabla}$ también en una componente transversal y en una longitudinal, obtenemos:

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t + \frac{\partial}{\partial z}\hat{z} \quad 6.14$$

donde:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}_t &= \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} && \text{en coordenadas cartesianas} \\ \vec{\nabla}_t &= \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{\phi} && \text{en coordenadas cilíndricas}\end{aligned}\quad 6.15$$

Teniendo en cuenta la dependencia con \hat{z} especificada para los fasores, derivar respecto a \hat{z} equivale a multiplicar por $-\gamma$. Por lo tanto:

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t - \gamma \hat{z} \quad 6.16$$

Teniendo en cuenta este operador, la forma que adquieren nuestros fasores y que estamos en un medio libre de cargas y corrientes, los dos rotacionales de las ecuaciones de Maxwell quedan reducidos a las expresiones siguientes:

$$\nabla_t^2 H_z + (k^2 + \gamma^2) H_z = 0 \quad 6.17$$

$$\nabla_t^2 E_z + (k^2 + \gamma^2) E_z = 0 \quad 6.18$$

$$\vec{E}_t = \frac{1}{k^2 + \gamma^2} [j\omega\mu\hat{z} \times \vec{\nabla}_t H_z - \gamma \vec{\nabla}_t E_z] \quad 6.19$$

$$\vec{H}_t = \frac{1}{k^2 + \gamma^2} [-j\omega\epsilon\hat{z} \times \vec{\nabla}_t E_z - \gamma \vec{\nabla}_t H_z] \quad 6.20$$

con:

$$k^2 + \gamma^2 = k_c^2 \quad 6.21$$

$$k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad 6.22$$

Con las ecuaciones 6.17 y 6.18 obtenemos las soluciones válidas de E_z , H_z y k_c^2 . Con estas podemos resolver las ecuaciones 6.19 y 6.20, y reconstruir así los fasores \vec{E}_F y \vec{H}_F (ecuaciones 6.2 y 6.3, respectivamente).

1.3. Tipos de modos en una guía de ondas

Cada conjunto de soluciones de las ecuaciones 6.17, 6.18, 6.19 y 6.20 se denomina **modo de propagación** y podemos distinguir los tipos siguientes:

- **Modo TEM (transversal electromagnético):** $E_z = 0$ y $H_z = 0 \rightarrow$ No tienen componentes de campo en la dirección de propagación z . Estos modos solo existirán si la guía de ondas está formada por dos o más conductores, pero nunca en una guía de ondas de un solo conductor (como es el caso de la guía de ondas rectangular).

- **Modo TE (transversal eléctrico):** $E_z = 0$ y $H_z \neq 0 \rightarrow$ El campo eléctrico **no** tiene componente en la dirección de propagación z . Puede propagarse en guías de ondas de un solo conductor.
- **Modo TM (transversal magnético):** $E_z \neq 0$ y $H_z = 0 \rightarrow$ El campo magnético **no** tiene componente en la dirección de propagación z . Puede propagarse en guías de ondas de un solo conductor.
- **Modo híbrido:** $E_z \neq 0$ y $H_z \neq 0 \rightarrow$ Tanto el campo eléctrico como el campo magnético tienen componentes en la dirección de propagación z .

2. Propagación de los modos TE y TM en guías de ondas

Los modos TEM son el tipo de campos que se propagan en una línea de transmisión y necesitan como mínimo dos conductores para poder generarse. Por otro lado, los modos TE y TM se generan incluso en guías de ondas formadas por un único conductor, como por ejemplo una guía de ondas rectangular. En este apartado analizaremos precisamente las propiedades de los campos electromagnéticos en una guía de ondas cuando tenemos un modo TE o un modo TM. Veremos que estos modos no se pueden propagar en cualquier situación, dado que se necesita superar una frecuencia mínima conocida como frecuencia de corte. Primero analizaremos el modo TE, y a continuación el modo TM. Las ecuaciones de ambos modos las resolveremos en el subapartado "Guía de ondas rectangular" para el caso de una guía de ondas rectangular, que es un tipo de guía muy utilizada en circuitos de microondas especialmente adecuada para propagar altos niveles de potencia. Por último, se verá resumidamente el caso de una guía de ondas circular.

2.1. El modo TE

Recordemos que en una onda transversal eléctrica la componente z del campo eléctrico es nula:

$$E_z(x, y, z) = 0 \quad 6.23$$

Esto implica que el conjunto de ecuaciones de 6.17-6.20 queda reducido a las expresiones siguientes:

$$(\nabla_t^2 + k_c^2)H_z = 0 \quad 6.24$$

$$\vec{E}_t = j\frac{\omega\mu}{k_c^2}\hat{z} \times \nabla_t H_z \quad 6.25$$

$$\vec{H}_t = -\frac{\gamma}{k_c^2}\nabla_t H_z \quad 6.26$$

La ecuación 6.18 no aparece, dado que E_z es nulo. Analizando las ecuaciones 6.25 y 6.26 se puede deducir que:

$$\vec{E}_t \perp \vec{H}_t \quad 6.27$$

$$\vec{H}_t = \hat{z} \times \frac{\vec{E}_t}{Z_{TE}} \quad 6.28$$

$$Z_{TE} \triangleq \frac{E_t}{H_t} = j \frac{\omega \mu}{\gamma} \quad 6.29$$

Es decir, las componentes transversales de campo eléctrico y magnético son ortogonales y ortogonales a la dirección de propagación, y la impedancia del modo TE, Z_{TE} , define la relación entre estos dos campos transversales. La constante k_c de la ecuación 6.24 la habíamos definido ya en la ecuación 6.21. Si aislamos la constante de propagación, γ , de esta ecuación, obtenemos:

$$k_c^2 = k^2 + \gamma^2 \rightarrow \gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2} = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon} = \sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\omega_c^2 - \omega^2} = jk \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \quad 6.30$$

donde se ha sustituido:

$$\omega_c^2 \triangleq \frac{k_c^2}{\mu \epsilon} \quad 6.31$$

ω_c^2 solo es otra constante de valor arbitrario que hemos introducido porque así nos resulta muy fácil interpretar el resultado. Fijaos en que se plantean dos situaciones diferentes:

1) Si $\omega > \omega_c$:

$$\gamma = jk \sqrt{\underbrace{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}_{\substack{>0 \\ \in \mathfrak{R}}}} = j\beta(\omega) \rightarrow \vec{E}_F = \vec{E} e^{-j\beta(\omega)z} \quad 6.32$$

Es decir, si la frecuencia de excitación es superior a la constante ω_c , obtenemos un faser de campo eléctrico como un campo vectorial \vec{E} multiplicada por una exponencial imaginaria $e^{-j\beta z}$. El término $e^{-j\beta z}$ indica que tenemos propagación en la dirección de las z crecientes, y se cumple que:

$$Z_{TE} = j \frac{\omega \mu}{\gamma} = j \frac{\omega \mu}{j\beta} = \frac{\omega \mu}{\beta} \in \mathfrak{R} \quad 6.33$$

En esta situación, la longitud de onda en la guía de ondas es:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta(\omega)} \quad 6.34$$

2) Si $\omega < \omega_c$:

$$\gamma = jk \sqrt{\underbrace{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}_{<0}}_{\in \mathbb{I}} = \alpha \rightarrow \vec{E}_F = \vec{E} e^{-\alpha z} \quad 6.35$$

Es decir, si la frecuencia de excitación es inferior a la constante ω_c , obtenemos un fasor de campo eléctrico como un campo vectorial \vec{E} multiplicado por una exponencial real negativa $e^{-\alpha z}$. El término $e^{-\alpha z}$ es un término de atenuación e indica que la onda se atenúa rápidamente en la dirección de las z crecientes. Además, no hay propagación, dado que no tenemos la constante de fase β . Cuando un campo tiene este comportamiento en una guía de ondas, decimos que esta se halla **en corte**. La frecuencia f_c asociada a ω_c es:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} \quad 6.36$$

se denomina **frecuencia de corte** de la guía de ondas e indica a partir de qué frecuencia empieza a haber propagación de energía.

La **longitud de onda de corte** se define como:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} \quad 6.37$$

2.2. El modo TM

Para el caso de una onda transversal magnética seguiremos un proceso análogo. Recordemos que en una onda transversal magnética la componente z del campo magnético es nula:

$$H_z^{(x, y)}(r, \phi) = 0 \quad 6.38$$

Esto implica que el conjunto de ecuaciones 6.17-6.20 queda resumido a las expresiones siguientes:

$$(\nabla_t^2 + k_c^2)E_z = 0 \quad 6.39$$

$$\vec{E}_t = -\frac{\gamma}{k_c^2} \nabla_t E_z \quad 6.40$$

$$\vec{H}_t = -j \frac{\omega \epsilon}{k_c^2} \hat{z} \times \nabla_t E_z \quad 6.41$$

Analizando las ecuaciones 6.40 y 6.41 se puede deducir que:

$$\vec{E}_t \perp \vec{H}_t \quad 6.42$$

$$\vec{H}_t = \hat{z} \times \frac{\vec{E}_t}{Z_{TM}} \quad 6.43$$

$$Z_{TM} \hat{=} \frac{E_t}{H_t} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} \quad 6.44$$

Es decir, las componentes transversales de campo eléctrico y magnético son ortogonales y ortogonales a la dirección de propagación, y la impedancia del modo TM, Z_{TM} , define la relación entre estos dos campos transversales. Y de la ecuación 6.39 se llega a las mismas expresiones que para las ondas TE en cuanto a la frecuencia de corte, por lo que:

1) Si $\omega > \omega_c$:

$$Z_{TM} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} = \frac{j\beta}{j\omega\epsilon} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} \in \mathcal{R} \quad 6.45$$

Igual que antes, la longitud de onda en la guía es:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta(\omega)} \quad 6.46$$

2) Si $\omega < \omega_c$:

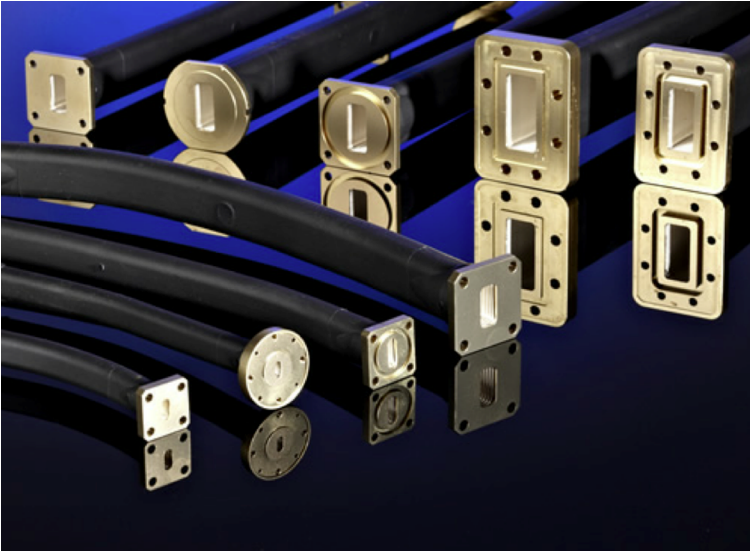
$$Z_{TM} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} = \frac{\alpha}{j\omega\epsilon} \in \mathcal{J} \quad 6.47$$

2.3. Guía de ondas rectangular

Las guías de ondas rectangulares fueron uno de los primeros tipos de guías que se empezaron a utilizar para el transporte de señales de microondas, y hoy en día todavía se utilizan en una gran cantidad de aplicaciones. De hecho, existe una gran cantidad de componentes, como por ejemplo acopladores, detectores, aisladores y atenuadores, que se diseñan específicamente sobre guías de ondas rectangulares y que podemos encontrar para frecuencias desde 1 GHz hasta por encima de los 220 GHz. Su uso más habitual es en sistemas de alta potencia, sistemas de ondas milimétricas y en algunas aplicaciones de precisión.

En la figura 3 se muestran algunos ejemplos de guías de ondas rectangulares comerciales.

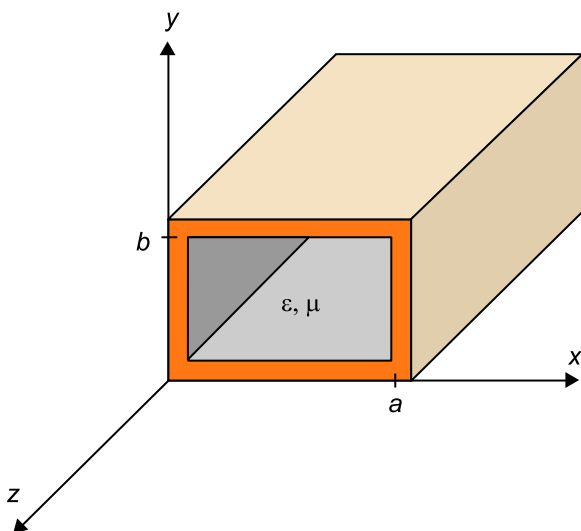
Figura 3. Ejemplos de guías de ondas comerciales



En los siguiente subpartados resolveremos las ecuaciones de los campos para este tipo de guía, analizaremos el ancho de banda adecuado para trabajar en él y calcularemos la potencia transmitida para el modo TE_{10} .

2.3.1. Modos TE y TM en una guía de ondas rectangular

Debido a su uso extenso y a que suponen un buen ejemplo de guía de ondas formada por un único conductor, analizaremos con profundidad los campos que se propagan por ellos. Precisamente por estar formada solo por un conductor, en una guía de ondas rectangular se pueden propagar los modos TE y TM, pero no las ondas TEM. Vamos a determinar la forma de los modos TE y TM que se propagan en el interior de una guía de ondas rectangular con las dimensiones mostradas en la figura 4.

Figura 4. Guía de ondas rectangular de sección interna $a \times b$ 

Para conocer los campos en el interior de la guía habrá que resolver las ecuaciones 6.24 (en el caso del modo TE) y 6.39 (en el caso del modo TM) con el fin de determinar las componentes de los campos en la dirección z (E_z y H_z , respectivamente). Podemos generalizar las dos expresiones en:

$$(\nabla_t^2 + k_c^2)\Psi(x, y) = 0 \quad 6.48$$

donde $\Psi(x, y)$ puede ser $E_z(x, y)$ o $H_z(x, y)$, según sea un modo TE o un modo TM. De esta manera, la resolución de esta ecuación mostrada en el Anexo puede ser aplicada indistintamente a los dos casos.

La solución de la ecuación 6.48 para el modo TM es:

$$E_z(x, y) = E_{z0} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \quad 6.49$$

Y la solución de la ecuación 6.48 para el modo TE es:

$$H_z(x, y) = H_{z0} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \quad 6.50$$

Las soluciones de campos se denotan a partir de las constantes m y n . El modo $TE_{m_0n_0}/TM_{m_0n_0}$ denota la configuración de campos transversal eléctrica/magnética obtenida eligiendo $m = m_0$ y $n = n_0$. Y serán soluciones válidas para cualquier valor natural de m y n , excepto cuando $m = 0$ y $n = 0$ en el caso del modo TE, y cuando $m = 0$ y/o $n = 0$ en el caso del modo TM (fijaos en que los modos $TE_{n,0}$ y $TE_{0,m}$ pueden existir, pero no los modos $TM_{m,0}$ y $TM_{0,n}$, dado que la configuración de campos en este caso es nula). El campo E_z/H_z total dentro de la guía será la suma de cada uno de los modos que no esté en corte (superposición de modos). Para que un modo, ya sea TE_{mm} o TM_{mm} , no esté en corte, la frecuencia de trabajo deberá ser superior a la frecuencia de corte del propio modo, obtenida a través de la ecuación:

$$f_{c_{mm}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}, \text{ donde } c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad 6.51$$

Esta constante c no es la velocidad de propagación de la onda en la guía, sino la velocidad de la luz en un medio ilimitado caracterizado por μ y ϵ . Cada solución tendrá su frecuencia de corte, que depende del orden del modo y de la geometría de la línea.

Una vez encontrado el valor de E_z y H_z , el último paso sería encontrar los valores de los campos \vec{E}_t y \vec{H}_t utilizando las ecuaciones 6.19 y 6.20.

Ved también

El proceso de resolución para el modo TM y TE lo podéis encontrar en el apartado "Modos TE y TM en una guía de ondas rectangular" del "Anexo" de este material didáctico.

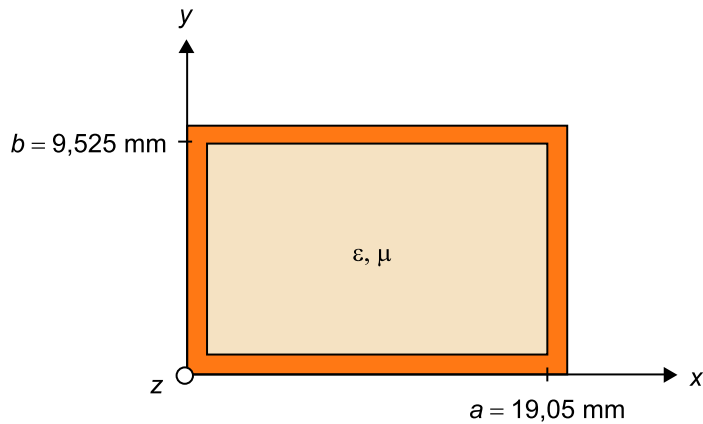
Ved también

En el "Anexo" de este material didáctico podéis ver de dónde sale esta expresión.

Vamos a aplicar las ecuaciones obtenidas a un problema de guías de ondas, donde calcularemos los primeros modos de propagación y la forma de los campos.

Tenemos una guía de ondas rectangular que contiene teflón como dieléctrico (la permitividad del teflón es $\epsilon_r = 2,08$). Las dimensiones de esta guía se muestran en la figura 5.

Figura 5. Guía de ondas que contiene teflón como dieléctrico



Encontrad las cinco primeras frecuencias de corte y los fasores de los campos para el primer modo de propagación.

Solución

Utilizando la ecuación 6.51, y considerando un dieléctrico diferente al vacío, obtenemos:

$$f_{c_{mn}} = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad 6.52$$

Por lo tanto, los cinco primeros modos de propagación serán los que muestra la tabla 1.

Tabla 1. Cinco primeros modos de propagación en la guía rectangular del problema

Modo	m	n	f_c (GHz)
TE	1	0	5,46
TE	2	0	10,92
TE	0	1	10,92
TE, TM	1	1	12,2
TE, TM	2	1	15,44

Por lo tanto, esta guía propagará ondas TE a partir de los 5,46 GHz, y TM a partir de los 12,2 GHz. Para encontrar la forma de los campos del modo TE₁₀ empezaremos buscando H_z , utilizando la ecuación 6.50, y obtenemos:

$$H_z(x, y) = H_{z0} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \quad 6.53$$

Y para encontrar las componentes transversales utilizaremos las ecuaciones 6.25 y 6.26:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_t &= j \frac{\omega \mu}{k_c^2} \hat{z} \times \vec{\nabla}_t (H_{z0} \cos(\frac{\pi}{a} x)) \frac{1}{\vec{\nabla}_t \cdot \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}} = \\
& \frac{1}{k_c = \sqrt{(\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{n\pi}{b})^2}} \\
&= j \frac{\omega \mu}{(\pi/a)^2} \hat{z} \times \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) (H_{z0} \cos(\frac{\pi}{a} x)) = \\
&= j \frac{\omega \mu}{(\pi/a)^2} \hat{z} \times \left(-\frac{\pi H_{z0}}{a} \sin(\frac{\pi}{a} x) \hat{x} \right) = \\
&= -j \frac{\omega \mu}{(\pi/a)^2} \frac{\pi H_{z0}}{a} \sin(\frac{\pi}{a} x) \hat{z} \times \hat{x} = \\
&= -j \frac{\omega \mu a}{\pi} H_{z0} \sin(\frac{\pi}{a} x) \hat{y}
\end{aligned} \tag{6.54}$$

$$\begin{aligned}
\vec{H}_t &= -\frac{\gamma}{k_c^2} \vec{\nabla}_t (H_{z0} \cos(\frac{\pi}{a} x)) \frac{1}{\vec{\nabla}_t \cdot \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}} = \\
& \frac{1}{k_c = \sqrt{(\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{n\pi}{b})^2}} \\
&= -\frac{\gamma}{(\pi/a)^2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) (H_{z0} \cos(\frac{\pi}{a} x)) = \\
&= -\frac{\gamma}{(\pi/a)^2} \left(-\frac{\pi H_{z0}}{a} \sin(\frac{\pi}{a} x) \hat{x} \right) \\
&= \frac{\gamma a}{\pi} H_{z0} \sin(\frac{\pi}{a} x) \hat{x}
\end{aligned} \tag{6.55}$$

Podemos ver que la componente transversal de campo eléctrico solo tiene componente en \hat{y} , y el campo magnético transversal en \hat{x} . Como era de esperar, ambas componentes son ortogonales.

Si tomamos la constante siguiente:

$$E_0 = -j \frac{\omega \mu a}{\pi} H_{z0} \tag{6.56}$$

las expresiones 6.53, 6.54 y 6.55 quedan reducidas a:

$$E_y = E_0 \sin(\frac{\pi}{a} x) \tag{6.57}$$

$$H_x = -\frac{E_0}{Z_{TE}} \sin(\frac{\pi}{a} x) \tag{6.58}$$

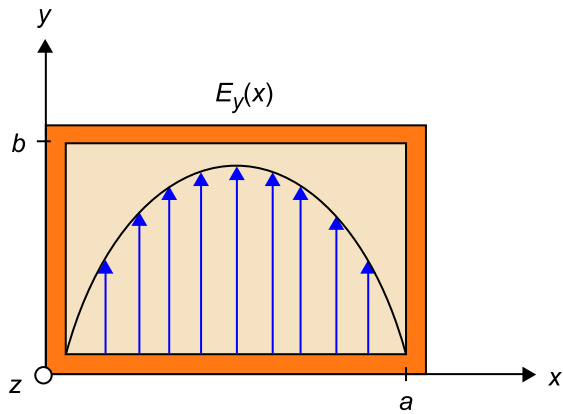
$$H_z = j \frac{E_0}{\eta} \frac{\lambda}{2a} \cos(\frac{\pi}{a} x) \tag{6.59}$$

con:

$$Z_{TE} \hat{=} \frac{E_t}{H_t} = \frac{\omega \mu}{\beta} \tag{6.60}$$

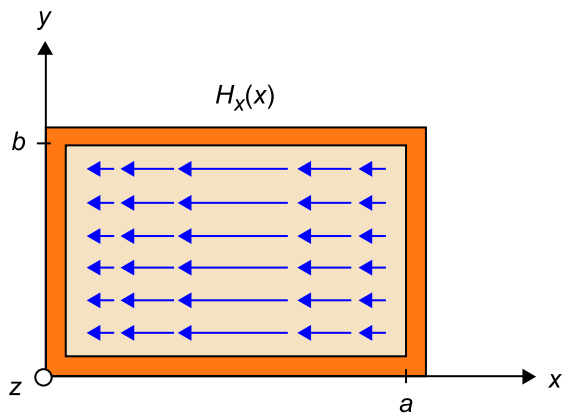
Para acabar de ver cómo son estos campos los representaremos gráficamente. Por ejemplo, el campo eléctrico transversal lo encontramos en la figura 6.

Figura 6. Campo eléctrico transversal para el modo TE_{10} en la guía de ondas rectangular



El módulo de campo eléctrico transversal es máximo en el centro de la guía de ondas rectangular y nulo en los extremos. Si representamos gráficamente el campo magnético transversal, obtenemos el resultado de la figura 7.

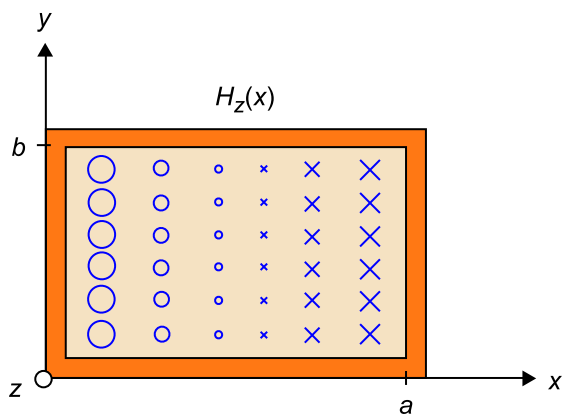
Figura 7. Campo magnético transversal para el modo TE_{10} en la guía de ondas rectangular



De manera similar al campo eléctrico transversal, el módulo de campo magnético transversal es máximo en el centro de la guía de ondas rectangular y nulo en los extremos.

Finalmente, si representamos gráficamente la componente longitudinal del campo magnético, obtenemos el resultado de la figura 8.

Figura 8. Campo magnético longitudinal para el modo TE_{10} en la guía de ondas rectangular. Los círculos indican campo saliente (sentido z) y las crucecitas indican campo entrante (sentido $-z$)



En este caso, el campo es máximo en los extremos, es decir, junto a las paredes de la guía, y nulo en el centro, con una fase opuesta en cada mitad de la guía respecto al eje x . Cabe

recordar que el vector de campo magnético lo obtenemos sumando las dos componentes, la transversal y la longitudinal:

$$\vec{H}(x) = \vec{H}_T(x) + H_z(x)\hat{z} = -\frac{E_0}{Z_{TE}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\hat{x} + j\frac{E_0}{\eta} \frac{\lambda}{2a} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\hat{z} \quad 6.61$$

Finalmente, los fasores de campo eléctrico y magnético quedarán:

$$\vec{E}_F(\vec{r}) = \vec{E}(x, y)e^{-\gamma z} = E_0 \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\hat{y}e^{-j\beta z} \quad 6.62$$

$$\vec{H}_F(\vec{r}) = \vec{H}(x, y)e^{-\gamma z} = \left(-\frac{E_0}{Z_{TE}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\hat{x} + j\frac{E_0}{\eta} \frac{\lambda}{2a} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\hat{z}\right)e^{-j\beta z} \quad 6.63$$

Por tanto, la forma de los campos mostrados en las figuras 6, 7 y 8 se propaga en la dirección de las z crecientes e irá variando de manera sinusoidal. La constante de fase β vendrá determinada por la frecuencia de trabajo (que, como hemos calculado, puede situarse entre los 5,46 y los 10,92 GHz):

$$j\beta(\omega) = jk\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \quad 6.64$$

Fijaos en que a frecuencias diferentes, β es diferente. Tened en cuenta también que la forma de los campos de las figuras 6, 7 y 8 solo es válida para el modo TE_{10} . Si subimos en frecuencia y hacemos el cálculo para alguno de los otros modos, la configuración de los campos será diferente, y el campo total dentro de la guía será la suma vectorial de todas aquellas configuraciones que no se encuentren en corte.

2.3.2. Ancho de banda monomodal

Sea f_{c1} la frecuencia de corte del primer modo de propagación y f_{c2} la frecuencia de corte del segundo modo de propagación, entre f_{c1} y f_{c2} solo se propaga un único modo, el que empieza en f_{c1} . Este se denomina **modo fundamental** y al ancho de banda entre f_{c1} y f_{c2} ($f_{c2} - f_{c1}$) se le denomina **ancho de banda monomodal**.

A partir de f_{c2} empiezan a propagarse dos modos (el que lo hace a partir de f_{c1} y el que lo hace a partir de f_{c2}), con β diferentes y, por lo tanto, a velocidades de fase diferentes, dado que:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad 6.65$$

Esto implica la aparición de dispersión, ya que las señales llegarán al destino en instantes diferentes.

El modo fundamental en una guía de ondas rectangular donde $a > b$ es el modo TE_{10} , con frecuencia de corte:

$$f_{cTE_{10}} = \frac{c}{2a} \quad 6.66$$

El ancho de banda monomodal depende de b/a . Si:

$$\frac{b}{a} \geq 0,5 \quad 6.67$$

entonces el ancho de banda monomodal corresponde al margen frecuencial entre las frecuencias de corte de los modos TE_{10} y TE_{01} . Si:

$$\frac{b}{a} \leq 0,5 \quad 6.68$$

entonces el ancho de banda monomodal corresponde al margen frecuencial entre las frecuencias de corte de los modos TE_{10} y TE_{20} . Para el caso habitual donde:

$$\frac{b}{a} = 0,5 \quad 6.69$$

el segundo modo que se propaga (que coincide el TE_{01} con el TE_{20}) tiene una frecuencia de corte:

$$f_{cTE_{01}} = f_{cTE_{20}} = \frac{c}{a} \quad 6.70$$

En este caso, el ancho de banda monomodal es:

$$f_{cTE_{20}} - f_{cTE_{10}} = \frac{c}{2a} \quad 6.71$$

Por lo tanto, las guías de ondas rectangulares se suelen utilizar en el margen entre $f_{cTE_{10}}$ y $2f_{cTE_{10}}$ para evitar dispersión y generación espuria de modos indeseados, propagándose solo el modo fundamental TE_{10} .

A continuación se propone un ejemplo en el que se calcula el ancho de banda monomodal para el caso de una guía de ondas rectangular.

Calculad el ancho de banda monomodal de una guía de ondas rectangular de dimensiones $a = 6$ cm y $b = 2$ cm y aire como dieléctrico.

Solución

Sabemos que el modo fundamental en una guía de ondas rectangular donde $a > b$ es el TE_{10} . Para conocer el siguiente modo que se propagará, buscamos la relación entre a y b :

$$\frac{b}{a} = \frac{0,02}{0,06} = 0,33 < 0,5 \quad 6.72$$

Por lo tanto, el siguiente modo que se propagará es el TE_{20} . Así pues, la frecuencia de corte del modo TE_{10} es:

$$f_{c10} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2} = \frac{3e8}{2} \frac{1}{0,06} = 2,5 \text{ GHz} \quad 6.73$$

Y la frecuencia de corte del modo TE_{20} es:

$$f_{c20} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{2}{a}\right)^2} = \frac{3e8}{2} \frac{2}{0,06} = 5 \text{ GHz} \quad 6.74$$

Podemos comprobar que la frecuencia de corte del modo TE_{01} es superior a la del modo TE_{20} :

$$f_{c01} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{b}\right)^2} = \frac{3e8}{2} \frac{1}{0,02} = 7,5 \text{ GHz} \quad 6.75$$

Por lo tanto, el ancho de banda monomodal es:

$$f_{cTE20} - f_{cTE10} = 5 \text{ GHz} - 2,5 \text{ GHz} = 2,5 \text{ GHz} \quad 6.76$$

2.3.3. Potencia media propagada por el modo TE_{10}

Ya conocemos la forma de los campos para el modo TE_{10} (ecuaciones 6.61 y 6.63). Y la densidad de potencia media se calcula con la ecuación siguiente:

$$\vec{P}(x, y, z) = \frac{1}{2} \Re(\vec{E}_F \times \vec{H}_F^*) \quad 6.77$$

1) Si $f > f_c$:

$$\begin{aligned} \vec{P}(x, y, z) &= \frac{1}{2} \Re(E_y(x, y) e^{-j\beta z} \hat{y} \times (H_x^*(x, y) \hat{x} + H_z^*(x, y) \hat{z}) e^{j\beta z}) = \\ &= \frac{1}{2} \Re(E_y H_x^* \underbrace{(\hat{y} \times \hat{x})}_{-\hat{z}} + E_y H_z^* \underbrace{(\hat{y} \times \hat{z})}_{\hat{x}}) = \\ &= \frac{1}{2} \frac{|E_y|^2}{Z_{TE}} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{z} \end{aligned} \quad 6.78$$

2) Si $f < f_c$:

$$\begin{aligned} \vec{P}(x, y, z) &= \frac{1}{2} \Re(E_y(x, y) e^{-\alpha z} \hat{y} \times (H_x^*(x, y) \hat{x} + H_z^*(x, y) \hat{z}) e^{-\alpha z}) = \\ &= \frac{1}{2} \Re(E_y H_x^* \underbrace{e^{-2\alpha z} (\hat{y} \times \hat{x})}_{-\hat{z}} + E_y H_z^* \underbrace{e^{-2\alpha z} (\hat{y} \times \hat{z})}_{\hat{x}}) = 0 \end{aligned} \quad 6.79$$

Como era de esperar, la onda se desvanece exponencialmente y no se propaga.

Conociendo la densidad de potencia media calculada en 6.78, se puede calcular la potencia total propagada por la onda en la dirección de las z crecientes, integrando la densidad de potencia en una superficie ortogonal en la dirección de propagación con las mismas dimensiones que el interior de la guía de ondas:

$$P_T = \int_S \vec{P}(x, y, z) \cdot \hat{n} dS = \int_S \vec{P}(x, y) \cdot \hat{z} dx dy = \int_0^b dy \int_0^a \frac{1}{2} \frac{|E_0|^2}{Z_{TE}} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx = \frac{ab}{4Z_{TE}} |E_0|^2 \quad 6.80$$

Se puede ver, pues, que para maximizar la potencia total transmitida, de todos los valores de b , lo mejor que se puede elegir es $b = 0,5a$. De este modo, el producto $a \cdot b$ es máximo.

Las guías de ondas rectangulares son muy apropiadas para transportar potencias elevadas, por lo que se suelen utilizar en los hornos microondas. A continuación se muestra un ejemplo en el que se pide calcular la potencia propagada por una de estas guías de ondas.

En el interior de un horno microondas tenemos un magnetrón generando ondas electromagnéticas a la frecuencia de 2,45 GHz. Toda esta energía debe ser transportada a la antena tipo bocina para emitir las ondas electromagnéticas dentro de la cavidad del horno. Para interconectar el magnetrón con la antena se utiliza una guía de ondas de dimensiones $a = 86,36$ mm y $b = 43,18$ mm y aire de dieléctrico. Calculad la potencia transmitida si el vector de campo eléctrico para el modo TE_{10} adquiere la forma:

$$E_y = 3,55 \cdot 10^4 \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \quad 6.81$$

Solución

El dieléctrico de esta guía es aire, por lo que podemos considerar la misma constante dieléctrica y permeabilidad que el vacío. La impedancia del modo TE la podemos calcular con:

$$\begin{aligned} Z_{TE} &= \frac{\omega\mu}{\beta} = \frac{\omega\mu_0}{k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} = \frac{\omega\mu_0}{\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} = \\ &= \frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{2,2\text{ GHz}}{2,45\text{ GHz}}\right)^2}} = 1.180,2 \Omega \end{aligned} \quad 6.82$$

Si el vector de campo eléctrico para el modo TE_{10} presenta la forma de la ecuación 6.81, la potencia transmitida la podemos calcular con:

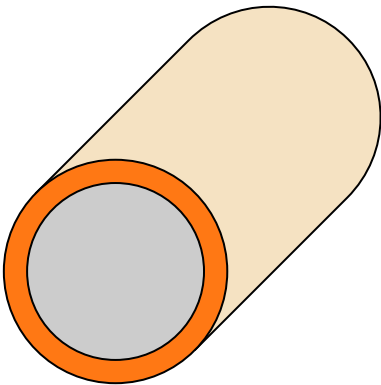
$$P_T = \frac{ab}{4Z_{TE}} |E_0|^2 = \frac{86,36 \cdot 10^{-3} \cdot 43,18 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 1.180,2} |3,55 \cdot 10^4|^2 = 995,5 \text{ W} \quad 6.83$$

Por lo tanto, esta guía de ondas está propagando aproximadamente 1 kW de potencia, que es la potencia típica generada por los magnetrones de los hornos de microondas.

2.4. Otros tipos de guías de ondas

Además de la guía de ondas rectangular estudiada en los apartados anteriores, existen otros tipos de guías de ondas, como la circular y la corrugada. El análisis de los campos que se propagan por su interior se puede realizar de manera análoga al caso de la guía de ondas rectangular. A pesar de que la geometría del problema nos llevará a resultados diferentes, se mantendrá el principio de las frecuencias de corte para los diferentes modos TE y TM. Tomemos por ejemplo el caso de una guía de ondas circular como la que se muestra en la figura 9.

Figura 9. Guía de ondas circular



La frecuencia de corte de los modos TE es:

$$f_{c_{nm}} = \frac{p'_{nm}}{2\pi a \sqrt{\mu\epsilon}} \quad 6.84$$

donde p'_{nm} es el cero m -ésimo de $dJ_n(x)/dx$:

$$J'_n(p'_{nm}) = 0 \quad 6.85$$

siendo $J_n(x)$ una función de Bessel. Los valores de p'_{nm} suelen obtenerse de tablas matemáticas.

Y para los modos TM la frecuencia de corte es:

$$f_{c_{nm}} = \frac{p_{nm}}{2\pi a \sqrt{\mu\epsilon}} \quad 6.86$$

donde p_{nm} es el cero m -ésimo de $J_n(x)$:

$$J_n(p_{nm}) = 0 \quad 6.87$$

Por lo tanto, se sigue manteniendo el interés en trabajar en el ancho de banda monomodal. El primer modo de propagación será aquel que tenga el menor valor de p'_{nm} para el modo TE, o p_{nm} , para el modo TM. Concretamente, si analizamos la guía obtenemos que el primer modo de propagación es el TE₁₁ y el segundo el TM₀₁.

3. Modelización de guías de ondas como líneas de transmisión

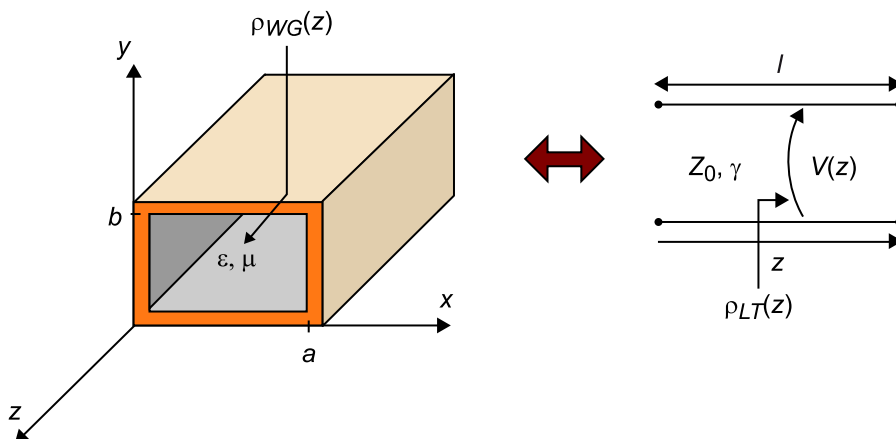
En el módulo "Líneas de transmisión" pudimos ver cómo con la teoría de líneas de transmisión podíamos analizar guías de ondas formadas por más de un conductor. Y en el módulo "Análisis de circuitos de microondas", los parámetros S caracterizaban redes de microondas que contenían líneas de transmisión a través de relaciones de ondas de tensión. Toda esta teoría nos permitía analizar estas redes desde un punto de vista circuital.

Sin embargo, una guía de ondas formada por un único conductor no la podemos analizar utilizando la teoría de líneas de transmisión, dado que se comporta de manera diferente. Puede propagar ondas TE y TM, pero no ondas TEM (que son las que se propagan en las líneas de transmisión). El problema es que un análisis electromagnético del circuito formado por guías de ondas puede llegar a ser muy complejo, especialmente si tenemos transiciones y discontinuidades. Además, la solución electromagnética da una descripción completa de los campos dentro de la guía, que es más información de la que realmente necesitamos para analizar la guía de ondas (campos que se propagan, campos que no se propagan, etc).

Una manera de ahorrarnos el análisis electromagnético es considerar el comportamiento de la guía de ondas como el de una línea de transmisión dispersiva, y analizarla como si propagara ondas de tensión. Esta consideración solo es una aproximación de la realidad, pero nos será muy útil para simplificar el análisis de los circuitos. En este apartado veremos cómo podemos obtener el valor de las ondas de tensión equivalentes que se propagan en la guía de ondas.

Supongamos una guía de ondas rectangular como la de la figura 10, trabajando en su ancho de banda monomodal (propagando solo el modo TE_{10} con $\gamma = j\beta$).

Figura 10. Modelo equivalente con línea de transmisión de una guía de ondas rectangular



Los campos que se propagan en su interior, suponiendo que tenemos una onda propagándose en ambas direcciones (z crecientes y z decrecientes), es:

$$\vec{E}_F(x, y, z) = \vec{E}_F^+(x, y, z) + \vec{E}_F^-(x, y, z) = E_{0y}^+ \sin(\pi \frac{x}{a}) \hat{y} e^{-\gamma z} + E_{0y}^- \sin(\pi \frac{x}{a}) \hat{y} e^{\gamma z} \quad 6.88$$

Por otro lado, sabemos que en una línea de transmisión se propagan ondas de tensión del estilo:

$$V(z) = V^+(z) + V^-(z) = V^+ e^{-\gamma z} + V^- e^{\gamma z} \quad 6.89$$

Para hacer la equivalencia hay que encontrar la relación entre (E_{0y}^+, E_{0y}^-) y (V^+, V^-, Z_0) .

Exigiremos que:

1) El coeficiente de reflexión se conserve:

$$\rho_{WG}(z) = \frac{\vec{E}_F^-(x, y, z) \hat{y}}{\vec{E}_F^+(x, y, z) \hat{y}} = \frac{E_{0y}^-}{E_{0y}^+} e^{2\gamma z} = \frac{V^-}{V^+} e^{\gamma z} = \rho_{LT}(z) \quad 6.90$$

Por lo tanto, es necesario que la relación de amplitudes entre ondas incidentes y reflejadas se mantenga:

$$\frac{E_{0y}^-}{E_{0y}^+} = \frac{V^-}{V^+} \quad 6.91$$

2) Se conserve la potencia propagada por cada onda (tanto para la progresiva como para la regresiva):

$$P_{WG}^+ = \frac{ab}{4Z_{TE}} |E_{0y}^+|^2 = P_{LT}^+ = \frac{1}{2} \frac{|V^+|^2}{Z_0} \quad 6.92$$

$$|V^+|^2 = |E_{0y}^+|^2 \frac{Z_0}{Z_{TE}} \frac{ab}{2} \quad 6.93$$

$$P_{WG}^- = \frac{ab}{4Z_{TE}} |E_{0y}^-|^2 = P_{LT}^- = \frac{1}{2} \frac{|V^-|^2}{Z_0} \quad 6.94$$

$$|V^-|^2 = |E_{0y}^-|^2 \frac{Z_0}{Z_{TE}} \frac{ab}{2} \quad 6.95$$

Por lo tanto, una elección válida será:

$$V^+ = E_{0y}^+ \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} \quad \Gamma^+ = \frac{V^+}{Z_0} \quad 6.96$$

$$V^- = E_{0y}^- \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} \quad \Gamma^- = -\frac{V^-}{Z_0} \quad 6.97$$

Con estas definiciones de ondas V^+ , V^- , Γ^+ e Γ^- en una guía de ondas rectangular se puede aplicar todo lo que se ha visto anteriormente sobre líneas de transmisión y parámetros S . Si queremos trabajar con ondas normalizadas de tensión, se sigue cumpliendo que:

$$a_i = \frac{V_i^+}{\sqrt{Z_{0i}}} \quad 6.98$$

$$b_i = \frac{V_i^-}{\sqrt{Z_{0i}}}$$

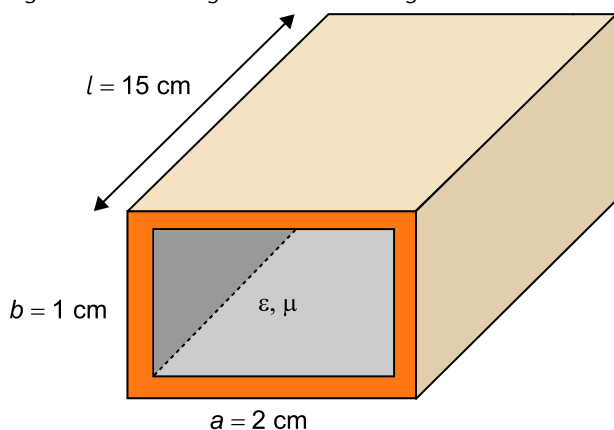
Tenemos todavía un grado de libertad en cuanto a la elección del valor de Z_0 . Dos elecciones bastante comunes son:

- $Z_0 = 1 \Omega$. Permite dar un cierto sentido físico a la corriente $\Gamma^+(z)$ e $\Gamma^-(z)$.
- $Z_0 = 2 \frac{b}{a} Z_{TE}$.

A continuación se propone un ejemplo donde se deberán encontrar los parámetros S de un tramo de guía de ondas rectangular.

Se pide caracterizar el tramo de guía de ondas de la figura 11 donde se propaga el modo fundamental TE_{10} , a partir de sus parámetros S .

Figura 11. Tramo de guía de ondas rectangular



Solución

Una guía de ondas dispone de dos puertos, el de entrada y el de salida. Tal y como vimos en el módulo "Análisis de circuitos de microondas", la matriz de parámetros S de un dispositivo de dos puertos es:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad 6.99$$

La definición de ondas a y b , utilizando las ecuaciones 6.96, 6.97 y 6.98 es:

$$a_1 = \frac{V_1^+}{\sqrt{Z_0}} = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} E_{01y}^+ \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} = E_{01y}^+ \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}} \quad 6.100$$

$$b_1 = \frac{V_1^-}{\sqrt{Z_0}} = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} E_{01y}^- \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} = E_{01y}^- \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}} \quad 6.101$$

$$a_2 = \frac{V_2^+}{\sqrt{Z_0}} = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} E_{02y}^+ \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} = E_{02y}^+ \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}} \quad 6.102$$

$$b_2 = \frac{V_2^-}{\sqrt{Z_0}} = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} E_{02y}^- \sqrt{\frac{Z_0}{Z_{TE}}} \frac{ab}{2} = E_{02y}^- \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}} \quad 6.103$$

Por lo tanto, si resolvemos el primer parámetro de la matriz de los parámetros S , obtenemos que:

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{E_{01y}^- \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}}}{E_{01y}^+ \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}}} = \frac{E_{01y}^-}{E_{01y}^+} \quad 6.104$$

Dado que la guía está adaptada, en el puerto 2 no se refleja señal, por lo que:

$$E_{01y}^- = 0 \quad 6.105$$

Y, por lo tanto:

$$S_{11} = 0 \quad 6.106$$

Seguimos con el segundo parámetro:

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{E_{02y}^- \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}}}{E_{01y}^+ \sqrt{\frac{ab}{2Z_{TE}}}} = \frac{E_{02y}^-}{E_{01y}^+} \quad 6.107$$

El campo que sale por el puerto 2, E_{02y}^- , es el mismo campo que ha incidido por el puerto 1, E_{01y}^+ , desfasado por el tramo de longitud de la guía de ondas, es decir:

$$E_{02y}^- = E_{01y}^+ e^{-j\beta\Delta z} = E_{01y}^+ e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \cdot 0,15 \quad 6.108$$

donde, para el modo TE_{10} , ω_c es:

$$f_{c10} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2} = 7,5 \text{ GHz} \rightarrow \omega_{c10} = 2\pi f_{c10} = 15\pi e^9 \text{ rad} \quad 6.109$$

Unificando las ecuaciones 6.107 y 6.108:

$$S_{21} = e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \cdot 0,15 \quad 6.110$$

El proceso sería análogo para el cálculo de los parámetros S_{12} y S_{22} , obteniendo así la matriz de parámetros S siguiente:

$$[S] = e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \cdot 0,15 \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad 6.111$$

Fijaos en que es un resultado muy parecido al que obtendríamos con una línea de transmisión sin pérdidas, dado que la señal que entra por uno de los dos puertos sale sin atenuación por el puerto opuesto, desfasada en función de la longitud de la guía de ondas y la constante de fase β .

4. Elementos circuitales en guías de ondas

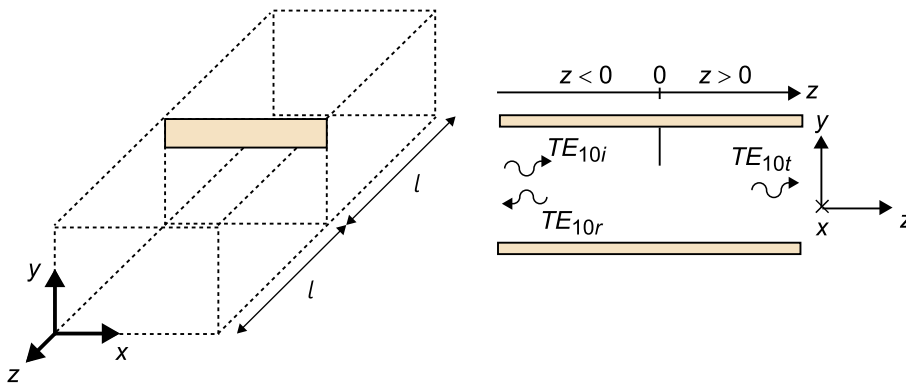
Bien por necesidad, bien por requisitos en el diseño, las guías de ondas pueden contener transiciones que suponen una discontinuidad para la onda electromagnética que se propaga por su interior. En muchos casos, esta discontinuidad puede ser modelizada circuitalmente como una (o más de una) impedancia reactiva. De este modo, se puede sustituir el análisis electromagnético del sistema (en general, complicado) por un análisis circuital.

En este apartado veremos el procedimiento correcto para modelizar una discontinuidad y se describirán los diferentes tipos de obstáculos más utilizados y el modelo circuital equivalente de cada unidad.

4.1. Modelización de discontinuidades

Supongamos una guía de ondas rectangular con un obstáculo situado tal y como se muestra en la figura 12, excitada solo con el modo TE_{10} (por lo tanto, estamos en el ancho de banda monomodal).

Figura 12. Obstáculo en una guía de ondas rectangular



Al modo que incide en la discontinuidad lo denominamos modo TE_{10i} . El obstáculo de la guía fija unas condiciones de contorno que el modo incidente no puede cumplir por sí solo, por lo que se generan nuevos modos (de hecho, infinitos modos TE y TM), tales que entre todos ellos sí cumplen las condiciones de contorno establecidas. El campo total para $z < 0$ es:

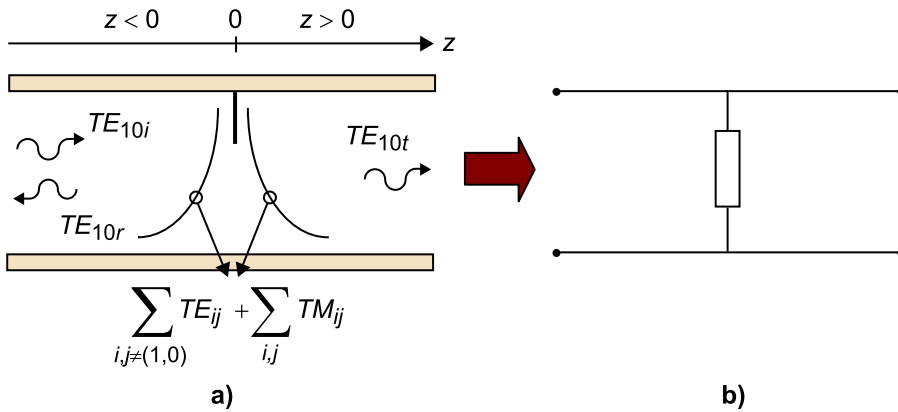
$$C_{z<0} = \underbrace{TE_{10i}}_{\text{incidente}} + TE_{10r} + \underbrace{\sum_{i,j \neq (1,0)} TE_{ij} + \sum_{i,j} TM_{ij}}_{\text{generados}} \quad 6.112$$

Y para $z > 0$:

$$C_{z>0} = TE_{10t} + \underbrace{\sum_{i,j \neq (1,0)} TE_{ij} + \sum_{i,j} TM_{ij}}_{\text{generados}} \quad 6.113$$

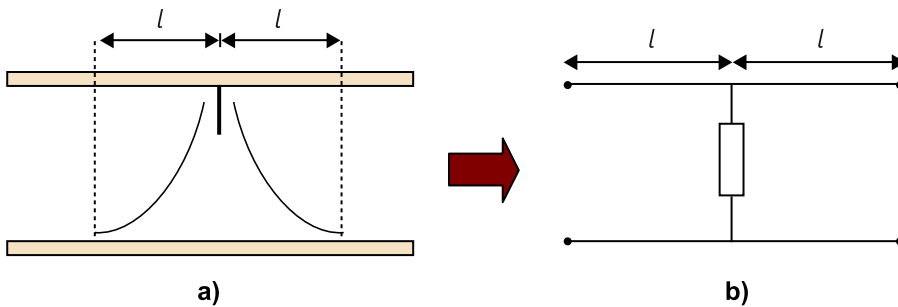
Como la frecuencia de excitación se encuentra dentro del ancho de banda monomodal, todos aquellos modos diferentes del modo TE_{10} se encuentran en corte, por lo que no se propagarán y se atenuarán exponencialmente al alejarse del obstáculo. Esta discontinuidad no disipa energía, dado que solo la acumula en forma reactiva. Por lo tanto, se puede modelizar circuitualmente como una reactancia (figura 13).

Figura 13. Circuito equivalente (b) de una discontinuidad en una guía de ondas (a)



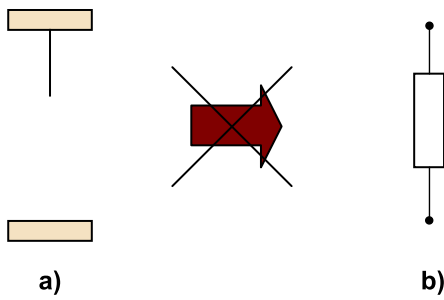
La equivalencia se establece en todo el tramo de guía de ondas, donde los modos en corte tienen energía apreciable y un tramo similar de línea de transmisión (figura 14).

Figura 14. Modelo circuital correcto (b) para un obstáculo en una guía de ondas rectangular (a)



Por lo tanto, si tomamos solo un tramo diferencial de guía alrededor de la discontinuidad, no se cumplirá la equivalencia a la reactancia del modelo de la figura 14.

Figura 15. Modelo circuital incorrecto (b) para un obstáculo en una guía de ondas rectangular (a)



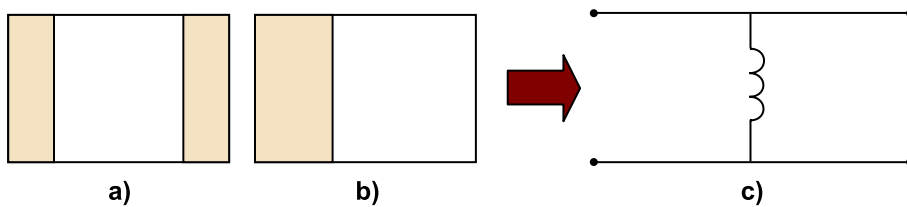
4.2. Tipos de obstáculos

Hemos visto que el hecho de introducir obstáculos en la guía de ondas rectangular modifica el comportamiento de los campos en la guía de ondas de manera similar a como lo haría una reactancia en una línea de transmisión. Además, dependiendo del tipo de obstáculo, la reactancia equivalente puede ser inductiva, capacitiva o incluso resonante a una cierta frecuencia.

En este apartado se verán algunos ejemplos de obstáculos y sus modelos equivalentes (obtenidos a través del análisis de los campos electromagnéticos no mostrado aquí), como son los diafragmas inductivos, barras, capacitivos o elementos resonantes.

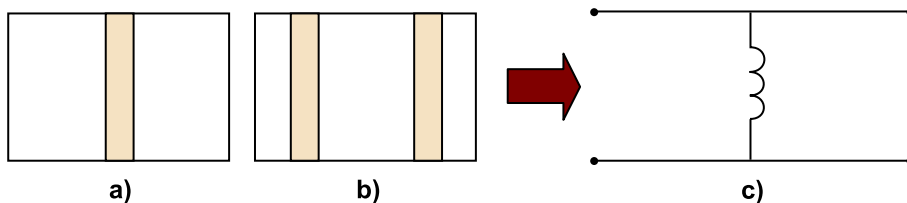
1) Diafragma inductivo

Figura 16. a) Diafragma inductivo simétrico. b) Diafragma inductivo asimétrico. c) Circuito equivalente



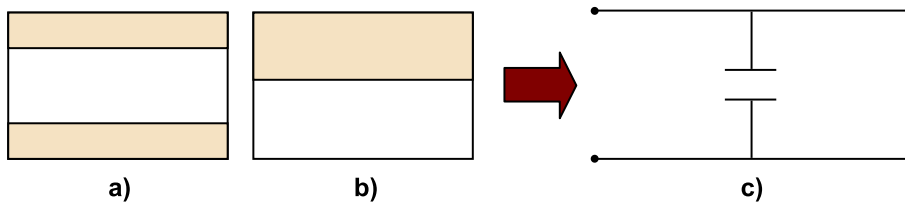
2) Barras

Figura 17. a) Barra única. b) Doble barra. c) Circuito equivalente



3) Diafragma capacitivo

Figura 18. a) Diafragma capacitivo simétrico. b) Diafragma capacitivo asimétrico. c) Circuito equivalente



4) Elementos resonantes

Figura 19. a) Iris rectangular resonante. b) Iris circular resonante. c) Circuito equivalente

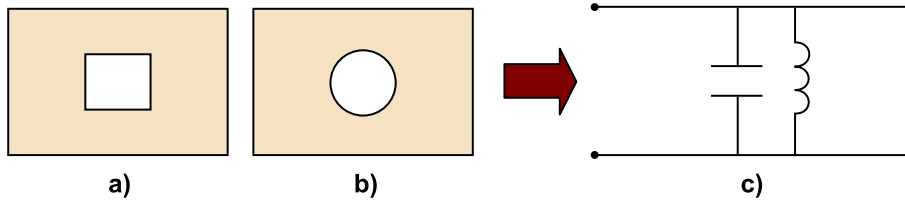
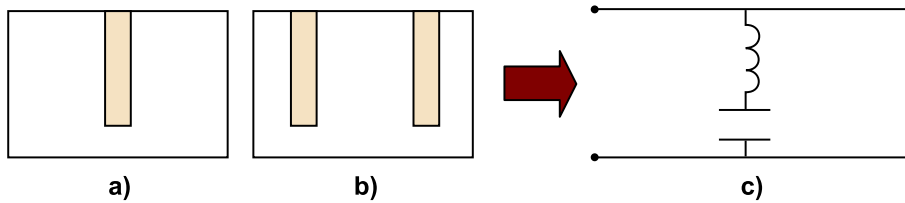


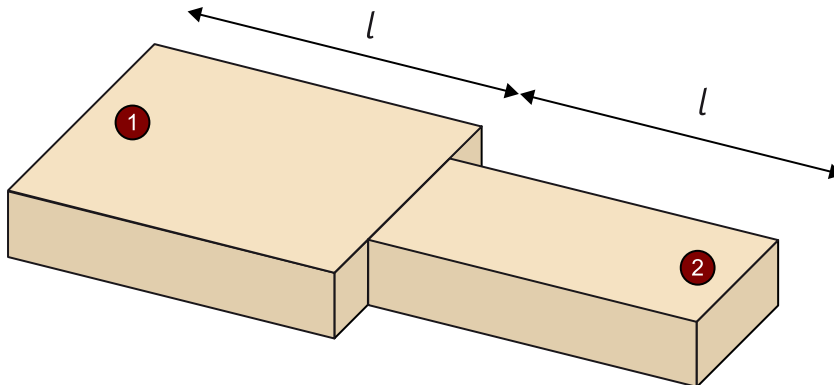
Figura 20. a) Barra incompleta. b) Barras incompletas. c) Circuito equivalente



A continuación se propone un ejemplo de modelización de una transición de dos guías de ondas rectangulares de diferentes medidas.

Dos guías de ondas con sección recta de diferente medida se encuentran unidas, presentando una discontinuidad como la que se muestra en la figura 21. Modelizad esta discontinuidad desde el punto de vista de la primera guía de ondas.

Figura 21. Intersección de dos guías de ondas con sección recta de medida diferente



Si hacemos un corte a la discontinuidad y la observamos desde el punto de vista de la guía de ondas 1, esta la verá como un diafragma inductivo simétrico (figura 22).

Figura 22. Diafragma inductivo
simétrico



Por lo tanto, estará viendo una carga inductiva.

5. Circuitos pasivos básicos en guías de ondas

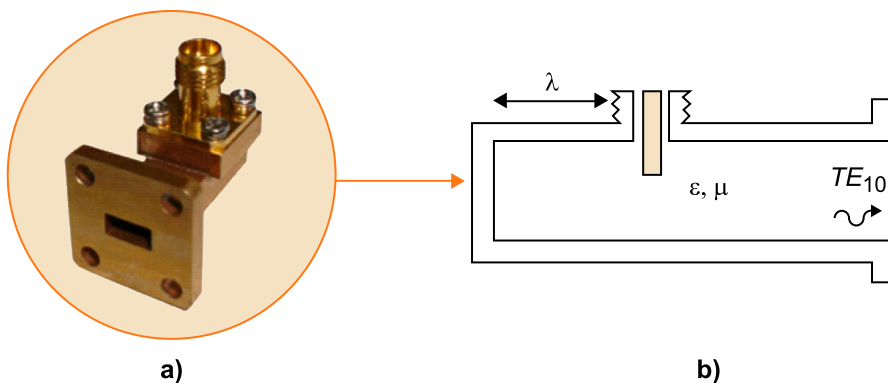
Para construir circuitos funcionales utilizando solo guías de ondas rectangulares, es necesario disponer de elementos que presenten el mismo comportamiento que sus homólogos circuitales. De este modo, evitamos tener que ir realizando transiciones entre estas guías de ondas y líneas de transmisión, reduciendo así las pérdidas extra de energía que supone cada transición.

En este apartado veremos varios ejemplos de elementos de guías de ondas rectangulares que se comportan como circuitos pasivos. Primeramente, se presentan las transiciones guía-coaxial. Hemos trabajado mucho los campos electromagnéticos que se propagan dentro de una guía de ondas, pero hasta ahora no hemos visto todavía cómo se introducen estos campos dentro de la guía. A continuación, se presenta una manera de adaptar una guía de ondas y conseguir un coeficiente de reflexión nulo, evitando así reflexiones. Se introducen los filtros en guías de ondas, que se implementan con la inserción de barras. Veremos las T de plano E y H. Estos componentes se comportan como combinadores o divisores de potencia (en función del puerto de entrada). Trataremos también las T mágicas, que, con cuatro puertos, se implementan como una combinación de las T de plano E y plano H. Y finalmente, se presenta el funcionamiento de un acoplador y el de un aislador.

5.1. Transiciones guía-coaxial

La transición de una señal propagándose en un cable coaxial a una guía de ondas se realiza utilizando el conductor central del cable coaxial como antena para excitar el modo TE_{10} . Suelen presentar una relación de onda estacionaria $SWR < 1,4$ en todo el ancho de banda monomodal de la guía. Un ejemplo de transición y un corte longitudinal de esta se muestran en la figura 23.

Figura 23. a) Transición real de cable coaxial a guía de ondas rectangular. b) Corte longitudinal

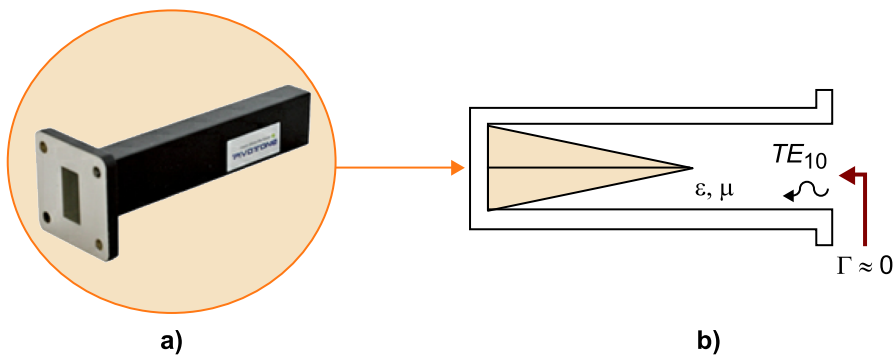


Esta es una manera habitual de generar el modo TE_{10} en guías de ondas. Si excitamos la guía de ondas en una frecuencia dentro del ancho de banda monomodal, el resto de modos estarán en corte y no se propagarán. Se atenúan rápidamente junto a la antena.

5.2. Cargas adaptadas

Presentan un coeficiente de reflexión $\Gamma \approx 0$. Se implementan disponiendo un material piramidal absorbente en el interior de la guía. La forma piramidal posibilita una transición suave entre medios con características diferentes, y evita, por lo tanto, reflexiones.

Figura 24. a) Carga adaptada para una guía de ondas rectangular. b) Corte longitudinal

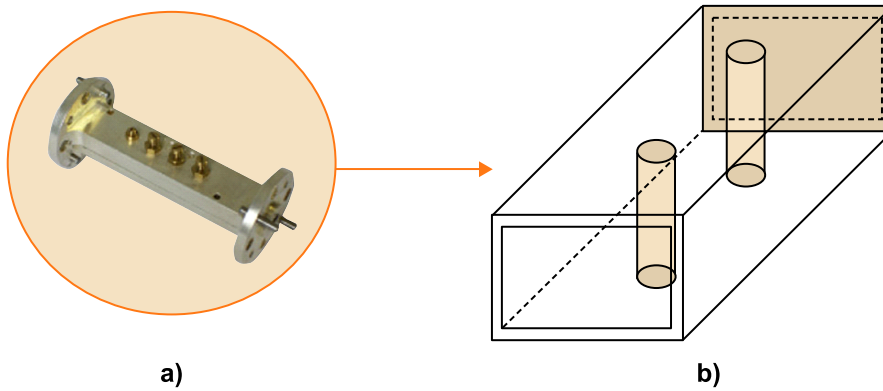


El modo TE_{10} verá una adaptación de impedancias progresiva, los campos se atenuarán cada vez más a medida que avanzan a través de la guía. Al llegar al final de la guía habrá una reflexión y el modo TE_{10} volverá en sentido contrario casi completamente atenuado. Esto hace que el coeficiente de reflexión Γ en la entrada de la guía sea cero.

5.3. Filtros

Para construir un filtro podemos utilizar los obstáculos presentados en el subapartado "Tipos de obstáculos". Una manera de construir un filtro paso-alto es a través de la inserción de barras en la guía de ondas, tal y como se muestra en la figura 25.

Figura 25. a) Filtro en guía de ondas rectangular. a) Esquema de su interior



Estas barras se comportan como unas inductancias en una línea de transmisión. A baja frecuencia las inductancias presentan una baja impedancia, facilitando el retorno de la señal. A medida que subimos en frecuencia también sube la impedancia, y la señal deja de pasar a través de la impedancia.

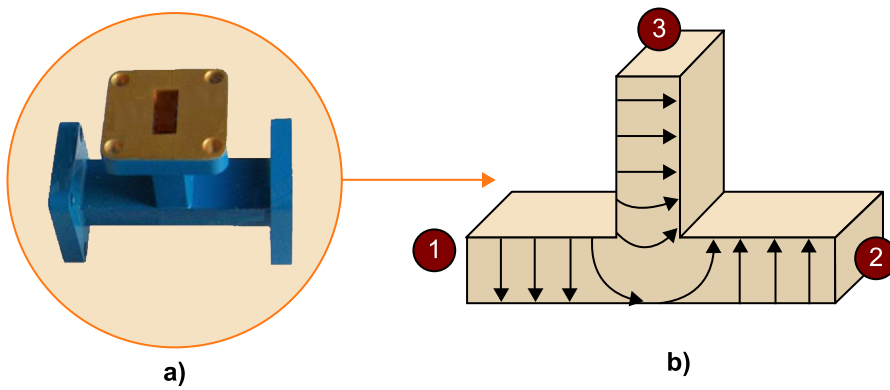
5.4. T de plano E (combinador-divisor de potencia)

Una T de plano E se comporta como un combinador o un divisor de potencia en función del puerto que consideremos. Su matriz de parámetros S es (haciendo una adaptación de impedancias en el puerto 3 para que el parámetro $S_{33} = 0$, y haciendo los cambios de plano de referencia necesarios):

$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & 1 & -\sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \quad 6.114$$

Es la misma matriz que la del divisor de Wilkinson pero sin aislamiento entre los puertos 1 y 2. Se puede ver que la configuración adecuada es usar el puerto 3 como puerto de entrada y los puertos 1 y 2 de salida, dado que $S_{13} = \sqrt{2}/2$ y $S_{23} = -\sqrt{2}/2$ (se divide la potencia entre 2) y además es el único puerto adaptado. Un ejemplo de T real y el comportamiento interno del campo eléctrico lo encontramos en la figura 26.

Figura 26. a) T de plano E por una guía de ondas rectangular. b) Comportamiento interno del campo eléctrico



Como se puede ver, el campo eléctrico que entra por el puerto 3 sale por el puerto 2 cambiado de signo, y por el puerto 1 con el mismo signo. Por lo tanto, es coherente con la matriz de parámetros S , donde los parámetros S_{13} y S_{23} tienen signos opuestos.

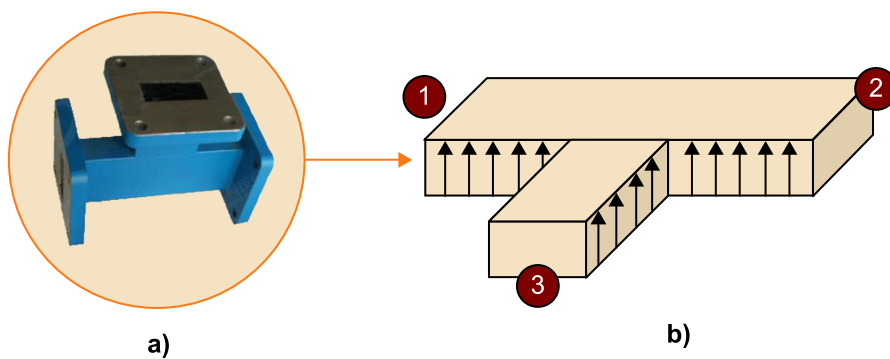
5.5. T de plano H (combinador-divisor de potencia)

La T de plano H es el circuito dual del anterior. Su matriz de parámetros S es (haciendo una adaptación de impedancias en el puerto 3 para que el parámetro $S_{33} = 0$, y haciendo los cambios de plano de referencia necesarios):

$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & 1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \quad 6.115$$

Un ejemplo de T real y el comportamiento interno del campo eléctrico lo encontramos en la figura 27.

Figura 27. a) T de plano H por una guía de ondas rectangular. b) Comportamiento interno del campo eléctrico

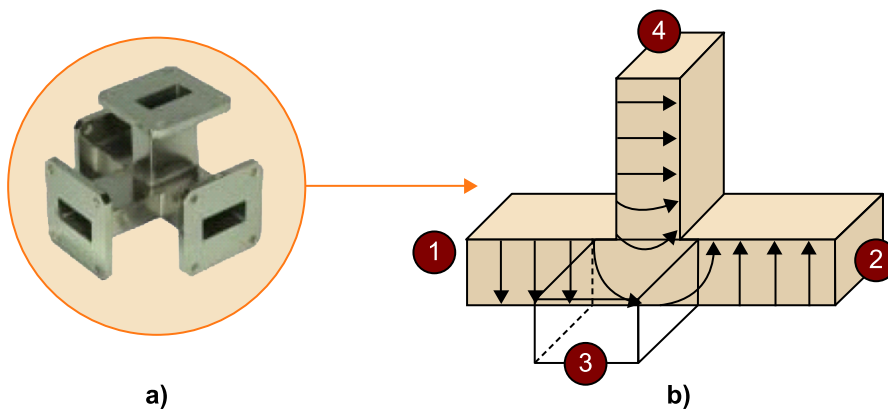


En este caso, el campo eléctrico pasa del puerto 3 a los puertos 1 y 2 sin cambiar de orientación. Esto se manifiesta en el hecho de que $S_{13} = S_{23}$. Si cargáramos los puertos 1 y 2 de manera simétrica, tendríamos un divisor o sumador con un comportamiento similar al del divisor de Wilkinson (eso sí, sin aislamiento entre los puertos 2 y 3).

5.6. T mágicas (híbridos de 180°)

Las T mágicas son combinaciones de T de plano E y de T de plano H. Un ejemplo de T real y el comportamiento interno del campo eléctrico lo encontramos en la figura 28.

Figura 28. a) Excitación de una T mágica para el puerto 4. b) Comportamiento interno del campo eléctrico



Su matriz de parámetros S , con adaptaciones de impedancias adecuadas en los puertos 1 y 4, y cambios de plano de referencia, es:

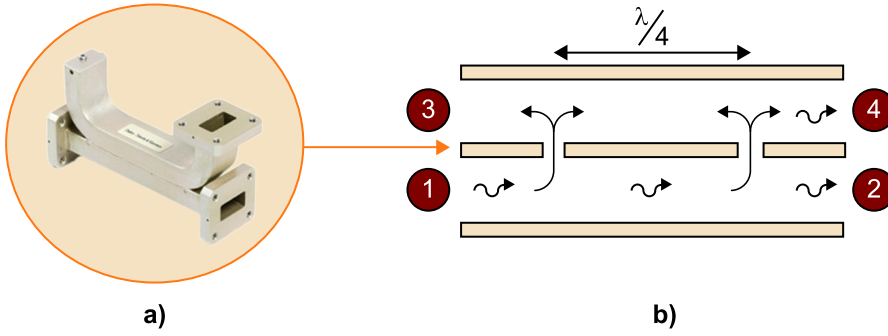
$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad 6.116$$

Por el hecho de ser una combinación de una T de plano E y de una de plano H se cumple que $S_{13} = S_{23}$ y $S_{14} = -S_{24}$. Si por el puerto 4 entramos en un campo eléctrico, este difícilmente saldrá por el puerto 3 porque la configuración de campos que genera en el espacio de unión entre las cuatro guías no es compatible con la configuración del campo del modo TE_{10} en el puerto 3. Por lo tanto, $S_{34} = 0$.

5.7. Acopladores direccionales

Los acopladores direccionales se construyen comunicando dos guías a través de varios agujeros de medida reducida. En su configuración más sencilla, solo hay dos agujeros separados $\lambda/4$ (figura 29).

Figura 29. a) Acoplador direccional. b) Circulación interna de los campos eléctricos



El funcionamiento del acoplador es el siguiente. La señal entra por el puerto 1 y, al pasar por los agujeros, pierde una pequeña cantidad de energía (proporcional a las dimensiones de los agujeros). El resto saldrá por el puerto 2. La señal que llega al puerto 3 lo hace en parte del primer agujero (el de la izquierda, según la figura 29b), recorriendo una cierta distancia, y en parte del segundo agujero recorriendo la misma distancia más $\lambda/2$ ($\lambda/4$ de ida por el tramo inferior más $\lambda/4$ de vuelta por el tramo superior). Esto implica que ambas señales llegan en contra fase y, por lo tanto, se anulan una a la otra. Por este motivo, el puerto 3 es el puerto aislado (no sale señal). La señal que llega al puerto 4 lo hace en parte del primer agujero, recorriendo una cierta distancia, y en parte del segundo agujero, recorriendo exactamente la misma distancia. En este caso, las dos señales se suman en fase y salen por el puerto. Por este motivo, este es el puerto acoplado. Por lo tanto, utilizando un acoplador podemos extraer (o añadir) por el puerto 4 una pequeña parte de la señal que entra por el puerto 1. Dado que es un circuito simétrico, el comportamiento es análogo para los puertos 2 y 3, respectivamente. Su matriz de parámetros S es:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \tau e^{j\phi_1} & k e^{j\phi_1} \\ 0 & 0 & k e^{j\phi_2} & \tau e^{j\phi_2} \\ \tau e^{j\phi_1} & k e^{j\phi_2} & 0 & 0 \\ k e^{j\phi_1} & \tau e^{j\phi_2} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{con } \begin{matrix} \tau \rightarrow 1 \\ k \rightarrow 0 \end{matrix} \quad 6.117$$

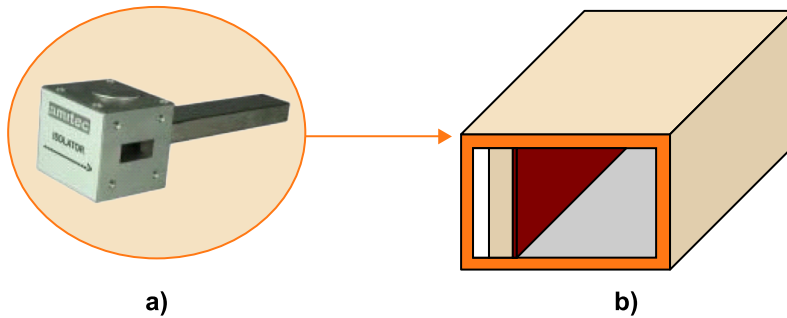
5.8. Aisladores

Los aisladores son circuitos de dos puertos no recíprocos ($S_{12} \neq S_{21}$) que permiten el paso de señal en un sentido, pero no en sentido contrario. Su matriz de parámetros S es:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{j\phi} & 0 \end{bmatrix} \quad 6.118$$

Hay varias maneras de construir aisladores. Una estructura muy habitual es la de la figura 30.

Figura 30. a) Aislador en una guía de ondas rectangular. b) Esquema interno



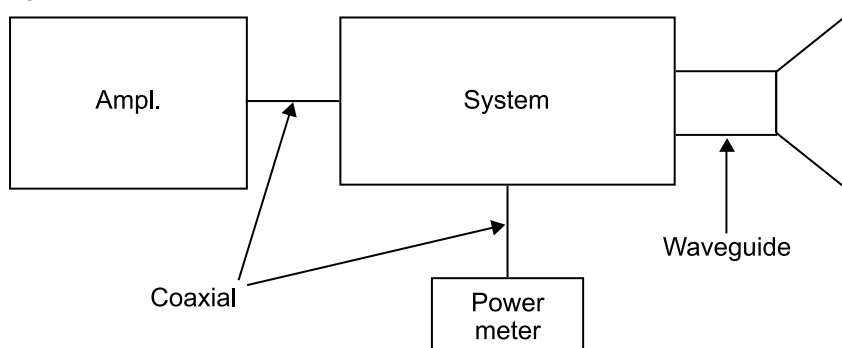
Las ferritas son materiales no recíprocos, es decir, presentan características electromagnéticas diferentes en función de la dirección de propagación de la onda que las atraviesa (en nuestro caso, permeabilidad magnética diferente). Esto provoca que, en general, ondas progresivas y regresivas vean guías de ondas diferentes, con características materiales diferentes, y que, por lo tanto, sus configuraciones de campos también sean diferentes.

Como su nombre indica, los aisladores se utilizan para aislar circuitos que no soporten reflexiones, como amplificadores. Los aisladores dejan pasar las ondas de la salida del amplificador a su carga, pero no las ondas reflejadas por la carga hacia el amplificador.

En el ejemplo siguiente se muestra un diseño de un circuito utilizando los diferentes componentes presentados en este apartado, todo sobre guías de ondas rectangulares.

Se pretende enviar una señal a una antena de bocina (alimentada a través de una guía de ondas rectangular) para ser radiada, proveniente de un amplificador de potencia con salida coaxial. El amplificador de potencia es muy sensible a la potencia reflejada, por lo que habrá que impedir el retorno de la señal hacia su puerto de salida. Por otro lado, para saber la potencia radiada real (conocemos la potencia emitida por el amplificador), será necesario monitorizar la potencia reflejada por la antena. Para hacerlo, se dispone de un medidor de potencia con entrada coaxial perfectamente adaptado. Proponed un esquema del sistema de alimentación de antena (figura 31) realizado utilizando funciones circuitales en guías de ondas rectangulares y justificad su funcionamiento.

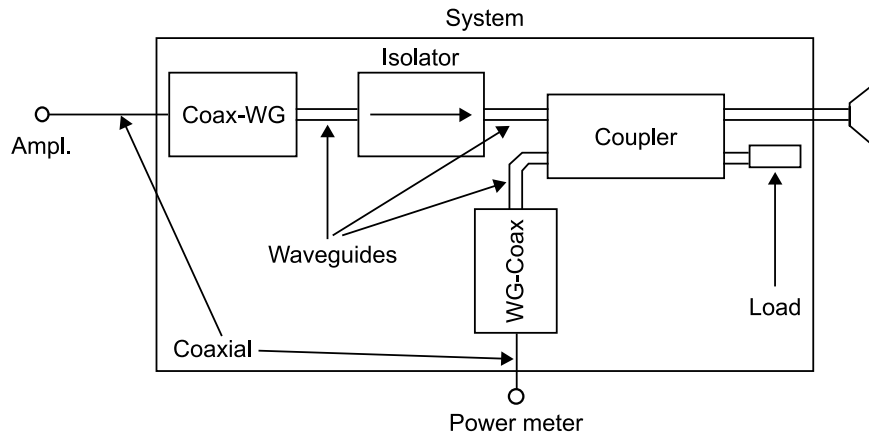
Figura 31. Sistema de alimentación de antena



Solución

La solución propuesta se muestra en la figura 32.

Figura 32. Solución propuesta



Dado que el sistema debe ir sobre guías de ondas, los dos coaxiales (el del amplificador y el del medidor de potencia) van conectados directamente a dos transiciones guía-coaxial. La señal del amplificador, ya dentro de una guía de ondas, entra en un aislador. De este modo, evitaremos que la señal reflejada en la antena vuelva al amplificador, deteriorándolo. Después del aislador conectamos un acoplador. Este acoplador enviará toda la señal proveniente del amplificador (de hecho, del aislador) a la antena, pero una pequeña parte la enviará a su puerto acoplado. En este puerto conectamos una carga para evitar tener reflexiones, dado que esta señal no nos interesa (el enunciado dice que ya sabemos la potencia que el amplificador inyecta). Por otro lado, parte de la señal que se refleje de la antena volverá al acoplador, y una pequeña parte se acoplará a la guía de ondas que irá hacia el medidor de potencia. Antes, sin embargo, la transición introducirá la señal de la guía de ondas al coaxial. A la hora de medir esta potencia reflejada, el medidor (o el ingeniero que lea la medida) deberá tener en cuenta el factor de acoplamiento del acoplador para compensar las pérdidas introducidas en este acoplamiento. Este factor suele darlo el fabricante, pero también se puede medir, por ejemplo, con un analizador de redes.

Este circuito cumple todos los requisitos pedidos por el enunciado y está implementado directamente sobre guías de ondas. Esto demuestra que podemos construir aplicaciones de microondas directamente sobre guías de ondas rectangulares y, por lo tanto, se pone de relieve la utilidad de los componentes mostrados en este apartado.

Resumen

En este módulo se ha introducido el concepto de guía de ondas, que es una estructura formada por conductores y/o dieléctricos que puede propagar ondas electromagnéticas. Según su geometría, medida y número de conductores, los campos tomarán una forma determinada. Por ejemplo, los modos TEM son aquellos que no tienen componente de campo eléctrico ni magnético en la dirección de propagación (solo tienen componentes transversales y se propagarán únicamente si la guía de ondas está formada por dos o más conductores). Los modos TE son aquellos en los que solo el campo magnético tiene componente en la dirección de propagación. Y los modos TM son aquellos en los que solo el campo eléctrico tiene componente en la dirección de propagación.

Los modos que se propagarán dentro de una guía de ondas rectangular (formada por un único conductor) son únicamente los modos TE y TM. Teóricamente existe una configuración infinita de estos modos dentro de la guía, que se denotan con los subíndices m y n , y que dependerán de su frecuencia de corte. En el ancho de banda, donde solo tenemos un único modo de propagación, el modo fundamental (típicamente el modo TE_{10}) lo denominamos ancho de banda monomodal. Otros tipos de guías de ondas formadas por un único conductor, como la circular, presentarán un comportamiento similar por lo que respecta a la propagación del campo electromagnético, formado por una configuración determinada de modos TE y TM que se generarán cuando se supere su frecuencia de corte.

Sin embargo, un análisis electromagnético de un circuito formado por guías de ondas rectangulares puede llegar a ser muy complejo, dado que aparte de las guías de ondas pueden aparecer otros elementos, como transiciones o discontinuidades. Por este motivo se puede aproximar el comportamiento de la guía de ondas al de una línea de transmisión (no obstante, hay que recordar que solo es una aproximación; una guía de ondas formada por un único conductor no será nunca una línea de transmisión porque no propaga ondas TEM y no podemos definir tensiones transversales). Bajo estas condiciones podemos utilizar el mismo procedimiento de análisis que el que utilizábamos en circuitos de microondas y aplicar caracterizaciones a partir de, por ejemplo, los parámetros S . De este modo, el análisis del circuito queda muy simplificado. Esta aproximación nos permite, además, tratar las discontinuidades en las guías de ondas rectangulares como elementos circuitalos. Por ejemplo, un obstáculo en la guía se convierte en una reactancia, que será inductiva o capacitiva en función del tipo de obstáculo. Este hecho nos permitirá diseñar componentes, así como filtros para guías de ondas.

Finalmente, se han presentado algunos ejemplos de circuitos pasivos de guías de ondas, como las transiciones guía-coaxial, cargas, filtros, acopladores, divisores y aisladores. El hecho de tener modelizados estos circuitos nos permite construir circuitos más complejos de una manera muy simplificada.

Ejercicios de autoevaluación

1. En una aplicación de microondas, una guía de ondas rectangular se podría utilizar a modo de...

- a) filtro paso-alto.
- b) filtro paso-banda.
- c) filtro rechazo-banda.
- d) filtro paso-bajo.

2. La frecuencia de corte de una onda TE en una guía de ondas rectangular es...

- a) menor cuanto más grandes son las dimensiones de la guía.
- b) menor cuanto más pequeñas son las dimensiones de la guía.
- c) independiente de las dimensiones de la guía.
- d) menor cuanto mayor es la constante dieléctrica del medio en el interior de la guía.

3. En una guía de ondas rectangular con $a = 2$ cm y $b = 1$ cm y con aire como dieléctrico, presentará un rango operativo para el modo TE_{83} para el margen de frecuencias...

- a) $f > 55$ GHz.
- b) $f > 75$ GHz.
- c) $f < 55$ GHz.
- d) $f < 75$ GHz.

4. En una guía de ondas rectangular con $a = 2$ cm y $b = 1$ cm y con aire como dieléctrico, el campo:

$$H_z(x, y) = H_{z0} \cos\left(\frac{\pi x}{0,01}\right) \quad 6.119$$

corresponde a...

- a) un modo TE_{20} .
- b) un modo TE_{10} .
- c) un modo TM_{20} .
- d) un modo TM_{10} .

5. Para que exista propagación de ondas TE en una guía de ondas rectangular, se debe cumplir que...

- a) $k < k_c$.
- b) $k > k_c$.
- c) $k = k_c$.
- d) $k > 0$.

6. En una guía de ondas rectangular, el modo dominante es el...

- a) TM_{10} .
- b) TEM_{10} .
- c) TE_{10} .
- d) TE_{20} .

7. Si se excita una guía de ondas con modos TE en dos frecuencias diferentes (f_1 y f_2), donde:

$$f_{cTE_{10}} < f_1 < f_2 \quad 6.120$$

¿cuántos modos se propagarán?

- a) Como mínimo uno con dos constantes de fase β diferentes.
- b) Como máximo dos con constantes de fase β diferentes.
- c) Únicamente dos modos con constantes de fase β iguales.
- d) Únicamente dos modos con constantes de fase β diferentes.

8. En una guía de ondas rectangular con $a = 2$ cm i $b = 1$ cm y con aire como dieléctrico, ¿qué valor tendrá la constante de propagación para el modo TE_{02} a 30 GHz?

- a) $\gamma = j0\pi$.
- b) $\gamma = j173\pi$.
- c) $\gamma = j331\pi$.
- d) $\gamma = \pi$.

9. Una discontinuidad en una guía de ondas la podemos modelizar como...

- a) una reactancia.
- b) una conductancia.
- c) una conductancia en medio de una línea de transmisión.
- d) una reactancia en medio de una línea de transmisión.

10. Una T de plano E la podemos utilizar como...

- a) un aislador.
- b) un sumador.
- c) un acoplador.
- d) un filtro.

Solucionario

Ejercicios de autoevaluación

1. a

2. a

3. b

4. a

5. b

6. c

7. a

8. a

9. d

10. b

Glosario

acoplador direccional *m* Dispositivo pasivo de cuatro puertos que extrae una muestra de la potencia transmitida entre la entrada y la salida por el puerto acoplado.

aisladores *m pl* Circuitos de dos puertos no recíprocos ($S_{12} \neq S_{21}$) que permiten el paso de la señal en un sentido, pero no en sentido contrario.

ancho de banda monomodal *m* Rango de frecuencias en el que solo se propaga la frecuencia del modo fundamental.

cargas adaptadas *f pl* Terminaciones que presentan un coeficiente de reflexión $\Gamma = 0$.

diafragma capacitivo *m* Obstáculo en una guía de ondas que se puede modelizar con una capacidad.

diafragma inductivo *m* Obstáculo en una guía de ondas que se puede modelizar con una inductancia.

discontinuidad *f* Transición u obstáculo en la guía de ondas.

elemento resonante *m* Obstáculo en una guía de ondas que se puede modelizar con una inductancia en paralelo con un condensador, construyendo así un filtro paso-banda en la frecuencia de resonancia.

filtro *m* Dispositivo que solo permite el paso de un cierto ancho de banda de frecuencias.

frecuencia de corte *f* Frecuencia a partir de la cual una señal, ya sea TE o TM, se puede propagar.

guía de ondas *f* Estructura formada por conductores y/o dieléctricos con sección recta constante en una dirección del espacio que puede propagar o guiar ondas electromagnéticas por su interior y/o proximidades, ya sean TEM, TE o TM.

línea de transmisión *f* Guía de ondas formada por dos o más conductores con sección recta constante que propaga ondas TEM.

modo fundamental *m* Primer modo de propagación en una guía de ondas.

modo híbrido *género* $E_z \neq 0$ y $H_z \neq 0 \rightarrow$ Tanto el campo eléctrico como el campo magnético tienen componentes en la dirección de propagación z .

modo TE (transversal eléctrico) *m* $E_z = 0$ y $H_z \neq 0 \rightarrow$ El campo eléctrico no tiene componente en la dirección de propagación z . Puede propagarse en guías de ondas de un solo conductor.

modo TEM (transversal electromagnético) *m* $E_z = 0$ y $H_z = 0 \rightarrow$ No tienen componentes de campo en la dirección de propagación z . Estos modos solo existirán si la guía de ondas está formada por dos o más conductores, pero nunca en una guía de ondas de un solo conductor (como es el caso de la guía de ondas rectangular).

modo TM (transversal magnético) *m* $E_z \neq 0$ y $H_z = 0 \rightarrow$ El campo magnético no tiene componente en la dirección de propagación z . Puede propagarse en guías de ondas de un solo conductor.

parámetros S (parámetros de dispersión, scattering parameters) *m pl* Parámetros que relacionan las ondas salientes (b) con las ondas entrantes (a) presentes en los puertos de una red de microondas.

régimen permanente sinusoidal *m* Sistema electromagnético en el que todas las excitaciones y respuestas tienen dependencia armónica con el tiempo, y cualquier transitorio inicial ya hace tiempo que se ha desvanecido.

T de plano E (combinador-divisor de potencia) *f* Elemento circuital de tres puertos que se comporta como un combinador o un divisor de potencia en función del puerto que consideremos. Si entramos por el puerto 3, la señal que sale por el puerto 1 y por el puerto 2 tiene un desfase de 180° .

T de plano H (combinador-divisor de potencia) *f* Elemento circuital de tres puertos que se comporta como un combinador o un divisor de potencia en función del puerto que

consideremos. Si entramos por el puerto 3, la señal que sale por el puerto 1 y por el puerto 2 tiene exactamente la misma fase.

T mágicas (híbridos de 180°) f Elemento circuital de cuatro puertos que se comporta como una combinación de T de plano E y de T de plano H.

transición guía-coaxial f Elemento de transición entre un cable coaxial y una guía de ondas. O bien excita la guía a partir de una señal que proviene del coaxial, o bien excita el coaxial a partir de una señal que proviene de la guía.

Bibliografía

Bibliografía básica

Pozar, D. M. (2012). *Microwave engineering* (4.^a ed). John Wiley.

Ribó M.; Pajares, F. J. (2008). *Circuitos de alta frecuencia*. Ingeniería La Salle (Guía de estudios Semipresenciales).

Bibliografía complementaria

González, G. (2004). *Microwave Transistor Amplifier* (2.^a ed.). Prentice Hall.

Weber, R. J. (2001). "Introduction to Microwave Circuits, Radio Frequency and Design Applications". *IEEE Press Series on RF and Microwave Technology*.