

UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ DE ELCHE
ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR DE ELCHE
GRADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE
TELECOMUNICACIÓN



DISEÑO DE UNA HOLLOW WAVEGUIDE
PARA LA MINIMIZACIÓN DE LAS
PÉRDIDAS DE LOS MATERIALES A
FRECUENCIAS DE TERAHERCIOS

TRABAJO FIN DE GRADO

Septiembre -2020

AUTOR: Álvaro Bernabeu Pujante

DIRECTOR/ES: Ángela Coves Soler

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, me gustaría agradecer este trabajo final de grado a Ángela Coves por dedicarme su tiempo y orientarme cada vez que me encontraba perdido, teniendo una paciencia infinita.

También, quiero acordarme de aquellas personas que estudiaron conmigo y me dejaron huella como Manu, Marcial, Alejandro, Luis, Cristian y Carolina., con las que sigo compartiendo momentos y espero no dejar de hacerlo. Y, sobre todo quiero agradecerlo a José Ángel, mi gran amigo del alma.

Quiero hacer una mención especial a Raquel, que siempre estuvo a mi lado tanto en los momentos buenos como en los malos y sin ella probablemente no estaría escribiendo estas líneas.

Por último, me gustaría agradecerlo a mi familia. A mi tío Josema y Elena que me ha enseñado que los locos suelen ser los más cuerdos, a mi hermano Ramón y a Álex que me han enseñado que la distancia no es cosa de kilómetros, a Olivia que me ha enseñado que se puede querer a alguien sin conocerlo, a mi madre y José que me han enseñado a creer siempre en mí, a mis primos Darío, Lorena, Alba y Bea que me han enseñado que la familia es algo más que sangre, y a mi padre y Lola que me han enseñado que con constancia todo se puede conseguir.



ÍNDICE:

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN	7
1.1 INTRODUCCIÓN AL PROYECTO	9
1.2 OBJETIVOS	11
1.3. ESTRUCTURA DE LA MEMORIA	12
CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS TEÓRICOS	13
2.1 ONDAS GUIADAS EN LÁMINAS DIELECTRICAS	15
2.1.1. MODOS TM	17
2.1.2. MODOS TE	24
2.2. DISEÑO DE UNA HOLLOW WAVEGUIDE	26
CAPÍTULO 3: DISEÑOS Y SIMULACIONES	33
3.1 LÁMINA DIELECTRICA	35
3.1.1 CÁLCULO DE LAS CURVAS DE DISPERSIÓN CON MATHEMATICA	37
3.1.2. SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON EIGENMODE	42
3.1.2.1 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA SIN PERDIDAS CON EIGENMODE	42
3.1.2.2 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON PERDIDAS CON EIGENMODE	48
3.1.3. SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON DRIVEN MODAL	53
3.1.3.1 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA SIN PERDIDAS CON DRIVEN MODAL	53
3.1.3.2 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON PERDIDAS CON DRIVEN MODAL	61
3.2. SOLUCIÓN DE HOLLOW WAVEGUIDE CON EIGENMODE	68
3.3. SOLUCIÓN DE HOLLOW WAVEGUIDE CON DRIVEN MODAL	79
CAPÍTULO 4: CONCLUSIÓN Y LÍNEAS FUTURAS	83
4.1. CONCLUSIÓN	85
4.2. LÍNEAS FUTURAS	86
BIBLIOGRAFÍA	87



CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN





1.1 INTRODUCCIÓN AL PROYECTO

Uno de los mayores retos en la ingeniería de microondas siempre ha sido el desarrollo de una guía de ondas capaz de transmitir señales potentes con una baja tasa de pérdidas.

El primero en considerar la posibilidad de propagación de ondas electromagnéticas en un tubo hueco fue Oliver Heaviside en 1893. Él desarrolló las bases de las líneas de transmisión teóricas e introdujo el concepto de conductores metálicos que pudieran utilizarse para guiar ondas electromagnéticas, sin embargo, no llegó a desarrollar esa idea, pues pensaba que eran necesarios dos conductores para enviar energía electromagnética [1].

No fue hasta el año 1897, en el que Lord Rayleigh demostró matemáticamente solucionando los valores de frontera, para las ecuaciones de Maxwell en un espacio limitado por una superficie cilíndrica, que la propagación de ondas electromagnéticas era posible. Y encontró dos modelos en los que una onda se podía propagar, la guía rectangular, y la guía cilíndrica [1].

También demostró la posibilidad de transmisión de dos modos de propagación TE (Transversal Eléctrico) y TM (Transversal Magnético) y la existencia de una frecuencia de corte para los diferentes modos, pero no logró realizar pruebas experimentales que pudieran demostrarlo [1].

En 1936 se logró demostrar experimentalmente que era posible la propagación de ondas en medios guiados. Tras este gran avance los sistemas de microondas no tardaron en depender de las guías de ondas y de los cables coaxiales para su propagación [1].

Hoy en día y después de muchos avances las guías de ondas más empleadas son, a frecuencias bajas el cable coaxial, a frecuencias de microondas, las cuales son algo superiores a sus predecesoras, guías de onda rectangulares y circulares, y a frecuencias ópticas la fibra óptica.

Pero en los últimos años hay un interés creciente en el desarrollo de guías que puedan operar a unas frecuencias intermedias entre las microondas y la óptica, la cual se llama frecuencias de Terahercios [2][3].

El problema que encontramos a esas frecuencias es que los materiales tienen pérdidas muy elevadas, por lo que hay que prestar una especial atención al diseño de dichas guías.

Una solución para este problema es diseñar guías huecas, en las que los campos viajan confinados en una región vacía limitada por paredes de bajas pérdidas, como se verá en este trabajo.



1.2 OBJETIVOS

El objetivo de este proyecto es el diseño de una guía vacía dentro de la cual se propagan los campos, minimizando las pérdidas debidas a los materiales en frecuencias de terahercios, reproduciendo los resultados obtenidos en la tesis de Ángela Coves en la que se emplea un método modal vectorial. Para ello se emplea el software electromagnético High Frequency Structure Simulator.



1.3. ESTRUCTURA DE LA MEMORIA

Este trabajo de fin de grado consta de 4 capítulos y una bibliografía organizados de la siguiente forma:

- Capítulo 1: En este capítulo se expone una introducción al proyecto y los objetivos que se desean alcanzar con éste.
- Capítulo 2: Fundamentos teóricos tanto de la lámina dieléctrica como de la Hollow waveguide.
- Capítulo 3: Simulación en el software electromagnético High Frequency Structure Simulator (HFSS) de la lámina dieléctrica y de nuestra Hollow waveguide.
- Capítulo 4: Conclusiones resultantes del proyecto y posibles líneas futuras.
- Bibliografía: En este apartado quedarán expuestas todas las fuentes consultadas para la documentación de este trabajo de fin de grado



CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS TEÓRICOS





2.1 ONDAS GUIADAS EN LÁMINAS DIELECTRICAS

Las ondas de tipo TE o TM pueden ser guiadas a lo largo de láminas dieléctricas, cuyas características de propagación han sido analizadas por varios autores, como por ejemplo en [5]. En este apartado se va a describir el desarrollo teórico necesario para obtener dichos modos, que dará lugar a una ecuación trascendente que finalmente deberá resolverse de forma gráfica, o alternativamente, como sea optado por hacer en este TFG, empleando un programa de resolución de ecuaciones, que se ha elegido como el Mathematica, como se describirá en el siguiente capítulo. Siguiendo el desarrollo llevado a cabo en [5], se ha elegido el grosor de la lámina como $2t$, la cual tiene una constante dieléctrica relativa ϵ_r , y está rodeada de aire, como vemos en la figura 2.1:

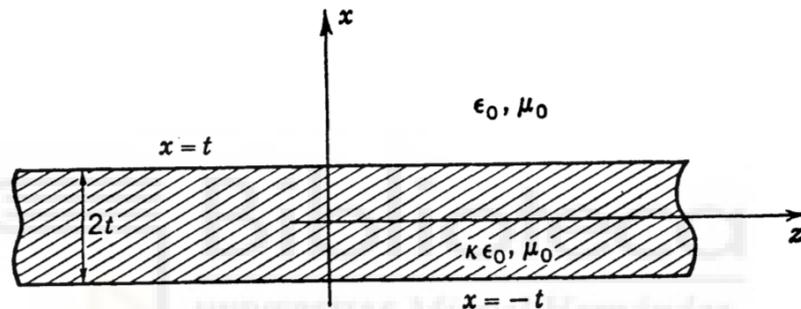


Figura 2.1. Lámina dieléctrica rodeada de aire.

Inicialmente asumimos que las pérdidas del dieléctrico son despreciables, y por lo tanto, ϵ_r será un número real. La permeabilidad de esta lámina será igual a la permeabilidad en el vacío μ_0 [5].

Los modos TM tienen una única componente de campo magnético H_y y dos componentes de campo eléctrico, los cuáles serán E_x y E_z . Por otro lado, los modos TE tienen las componentes contrarias, es decir, tendrán una única componente de campo eléctrico E_y , y dos componentes de campo magnético H_x y H_z [5].

Con respecto a los modos TM, pueden ser derivados a partir de la componente H_y , el cual satisface la ecuación de ondas [6]:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} + k^2\right) H_Y = 0 \quad (2.1)$$

Las componentes del campo eléctricos de los modos TM, los cuales son E_X y E_Z , pueden ser escritas en términos de H_Y [6]:

$$E_X = j \frac{1}{\omega \epsilon} \frac{d}{dz} H_Y \quad (2.2)$$

$$E_Z = -j \frac{1}{\omega \epsilon} \frac{d}{dx} H_Y \quad (2.3)$$

Para los modos TE, lo haremos de manera similar, pero en este caso usando E_Y [6]:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} + k^2\right) E_Y = 0 \quad (2.4)$$

$$H_X = j \frac{1}{\omega \mu} \frac{d}{dz} E_Y \quad (2.5)$$

$$H_Z = -j \frac{1}{\omega \mu} \frac{d}{dx} E_Y \quad (2.6)$$

Los valores de k y de ϵ son diferentes para la región del dieléctrico, y para la región fuera del dieléctrico o vacío; para las regiones del dieléctrico, asumiremos unos valores de $k^2 = \epsilon_r k_0^2$ y $\epsilon = \epsilon_1$; por otro lado, para la zona exterior del dieléctrico $k = k_0$ y $\epsilon = \epsilon_0$ [6].

2.1.1. MODOS TM

Empezaremos resolviendo la ecuación (2.1) correspondiente a los modos TM. Resolveremos esta ecuación tanto para el caso del dieléctrico como para fuera de él [6].

$$H_Y = A e^{-p j(|x|-t) - j\beta z} \quad |x| \geq t \quad (2.7)$$

$$H_Y = B e^{-jhx - j\beta z} + C e^{+jhx - j\beta z} \quad |x| \leq t \quad (2.8)$$

Estos modos se propagarán en la dirección z con un factor de propagación de $e^{-j\beta z}$ y tendrán una atenuación según nos alejamos de la lámina acorde al factor $e^{-p(|x|-t)}$; por tanto, la longitud de onda de la guía y la velocidad de fase serán inferiores que las ondas planas en el vacío [5].

En este apartado seguiremos el desarrollo escrito en el libro “Field Theory of Guided Waves” de Robert E. Collin [5].

Para los modos TM tendremos una componente magnética H_Y , la cual en el dieléctrico puede ser de tipo simétrico o par, o de tipo anti simétrico, también llamado impar. Estas soluciones par o impar hacen referencia a cómo varía H_Y con respecto a x en el plano simétrico $x = 0$. Para las soluciones de tipo par tendremos la siguiente derivada nula:

$$\left. \frac{dH_Y}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (2.9)$$

Por tanto, E_z , que es proporcional a esa derivada, hace que el campo tangencial eléctrico desaparezca para $x=0$ en las soluciones pares.

Las soluciones pares de la componente magnética H_Y en la región del dieléctrico, las obtendremos tras operar matemáticamente la ecuación (2.8), con lo que obtendremos la siguiente fórmula:

$$H_Y = B \cos hxe^{-j\beta z} \quad (2.10)$$

Siendo, para la región del dieléctrico, el valor de $\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - h^2$, donde β^2 es la constante de fase de cada modo, mientras que h es la constante transversal de propagación en la región dieléctrica.

Por el contrario, para H_Y en la región exterior al dieléctrico, la obtendremos de la ecuación (2.7), quedándonos la siguiente ecuación:

$$H_Y = A e^{-p(|x|-t) - j\beta z} \quad (2.11)$$

Cumpléndose la siguiente ecuación para β en la región fuera del dieléctrico: $\beta^2 = k_0^2 + p^2$, siendo en este caso p la constante transversal de propagación en la región exterior a la lámina dieléctrica.

Para $x = \pm t$, y dado que H_Y y E_z deben de ser componentes continuas, operaremos matemáticamente las ecuaciones y obtendremos las siguientes dos ecuaciones:

$$A = B \cos ht \quad (2.12)$$

$$\epsilon_r p A = h B \sin ht \quad (2.13)$$

Dividiremos entre ellas las ecuaciones (2.12) y (2.13), dando lugar a la siguiente ecuación:

$$\epsilon_r p = h \tan ht \quad (2.14)$$

Relacionando las dos expresiones de β^2 , tanto la obtenida para la región interior del dieléctrico como la obtenida para la región exterior al dieléctrico, obtendremos la siguiente expresión:

$$(\epsilon_r - 1)k_0^2 = p^2 + h^2 \quad (2.15)$$

Las ecuaciones (2.14) y (2.15) nos permiten obtener de manera gráfica la solución de h y p , a partir de las cuales se puede determinar la constante de fase de los modos empleando la ecuación para β en cualquiera de las dos regiones, pero para ello es conveniente

reescribir las ecuaciones (2.14) y (2.15), multiplicando a ambos lados de la ecuación por t , obteniendo las dos siguientes ecuaciones:

$$\epsilon_r pt = ht \tan ht \quad (2.16)$$

$$(\epsilon_r - 1)(k_0 t)^2 = (pt)^2 + (ht)^2 \quad (2.17)$$

Para la resolución gráfica de h y t , utilizaremos las ecuaciones (2.16) y (2.17) buscando los cortes de ambas familias de curvas, pues ambas determinan una relación entre ht y pt , y, por lo tanto, nos permiten hacer una representación en el plano hp - pt . La ecuación (2.16) corresponde a curvas de tangentes, que se repiten de forma periódica con ht . Con respecto a la ecuación (2.17), sabemos que corresponde a la ecuación de una circunferencia de radio $(\epsilon_r - 1)^{1/2} k_0 t$ en ese mismo plano. Sabiendo ambas relaciones, podemos determinar que en la intersección de las dos curvas podremos obtener los valores de h y de p , siendo cada corte una solución guiada TM o modo TM.

Como ejemplo, expondremos gráficamente la forma de estas dos familias de curvas para el caso particular de una lámina de poliestireno, la cual tiene una constante dieléctrica relativa $\epsilon_r = 2.56$, rodeada de aire.

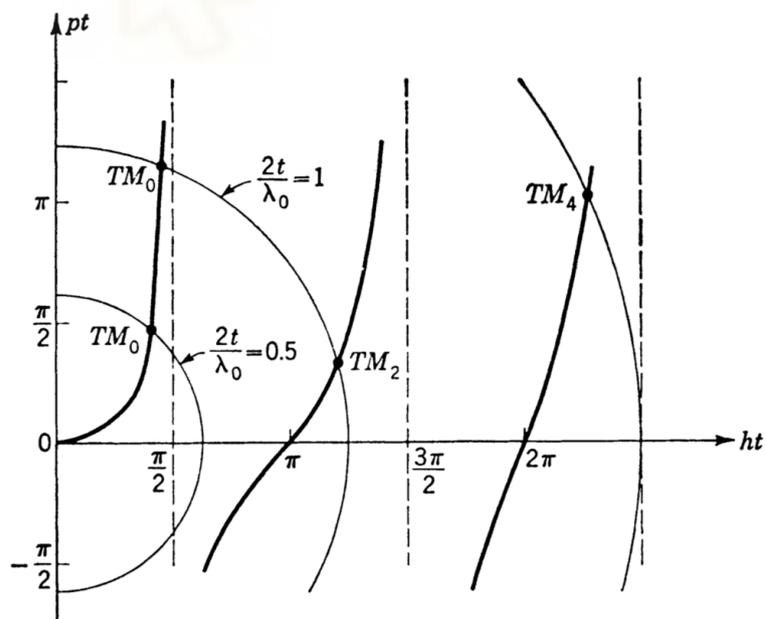


Figura 2.2. Solución gráfica de lámina de poliestireno para los modos TM pares.

En esta gráfica, se puede ver que en ambos conjuntos de curvas tendremos siempre al menos un punto de intersección, incluso para t/λ_0 aproximándose a cero; éste es el primer modo que obtendremos para los modos TM pares, al cual llamamos TM_0 . Este modo no tendrá frecuencia de corte, y, por tanto, será el primero en propagarse en la lámina dieléctrica en función de la frecuencia.

Sabiendo que p tiene que ser positivo para obtener una solución guiada en la lámina, sólo los puntos de intersección que pertenezcan a los intervalos $n\pi \leq ht \leq n\pi + \pi/2$ siendo n cualquier entero, corresponden a la solución a los diferentes modos; por otro lado, los puntos que corten en el rango de intervalos $n\pi + \pi/2 \leq ht \leq (n+1)\pi$, siendo de nuevo n cualquier número entero, corresponderían a las soluciones para valores de p negativos. Estos últimos crecen exponencialmente fuera de la superficie, por lo que debemos descartarlos por motivos físicos ya que la amplitud de campo se vuelve infinita.

Para valores suficientemente grandes de t de nuestra lámina, pueden existir diferentes modos de propagación a la frecuencia de operación, siendo todos ellos de orden superior a TM_0 , pero a diferencia de este primer modo, todos los siguientes tendrán una frecuencia de corte. Esta frecuencia de corte la obtendremos de las intersecciones que producen entre el círculo t/λ_0 , y la tangente producida por la ecuación (2.16) a lo largo del eje ht , para unos valores de $ht = n\pi$; por tanto, haciendo uso de la ecuación (2.17), obtendremos la siguiente ecuación para obtener la frecuencia de corte para los modos TM pares:

$$\left(\frac{t}{\lambda_c}\right) = \frac{n}{2(\epsilon_r - 1)^{1/2}} \quad (2.18)$$

donde n son valores enteros, correspondientes a cada frecuencia de corte del modo que deseemos calcular.

Para los modos impares en los modos TM, el campo magnético H_Y tendrá la siguiente forma para las diferentes regiones:

$$H_Y = A e^{-pj(x-t) - j\beta z} \quad x \geq t \quad (2.19)$$

$$H_Y = A \csc ht \sin hxe^{-j\beta z} \quad -t \leq x \leq t \quad (2.20)$$

$$H_Y = -Ae^{p(x+t)-j\beta z} \quad x \leq -t \quad (2.21)$$

Como ocurría en los modos TM pares, H_Y y E_z tienen que ser continuos para $x = \pm t$, por lo tanto, dan lugar a las siguientes ecuaciones:

$$A = B \sin ht \quad (2.22)$$

$$-\epsilon_r p A = h B \cos ht \quad (2.23)$$

Dividiendo las dos ecuaciones anteriores, obtendremos la siguiente ecuación trascendente:

$$\epsilon_r p t = h t \cot ht \quad (2.24)$$

Por otro lado, sabiendo que para la zona del dieléctrico el valor de $\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - h^2$ y para la zona exterior del dieléctrico es $\beta^2 = k_0^2 + p^2$, obtenemos la siguiente ecuación:

$$(\epsilon_r - 1)(k_0 t)^2 = (p t)^2 + (h t)^2 \quad (2.25)$$

La solución de p y de h se puede obtener gráficamente de la misma forma que se obtuvo en el caso de los modos TM pares. Como ejemplo, usaremos de nuevo una lámina de poliestireno con una constante dieléctrica relativa de 2.56.

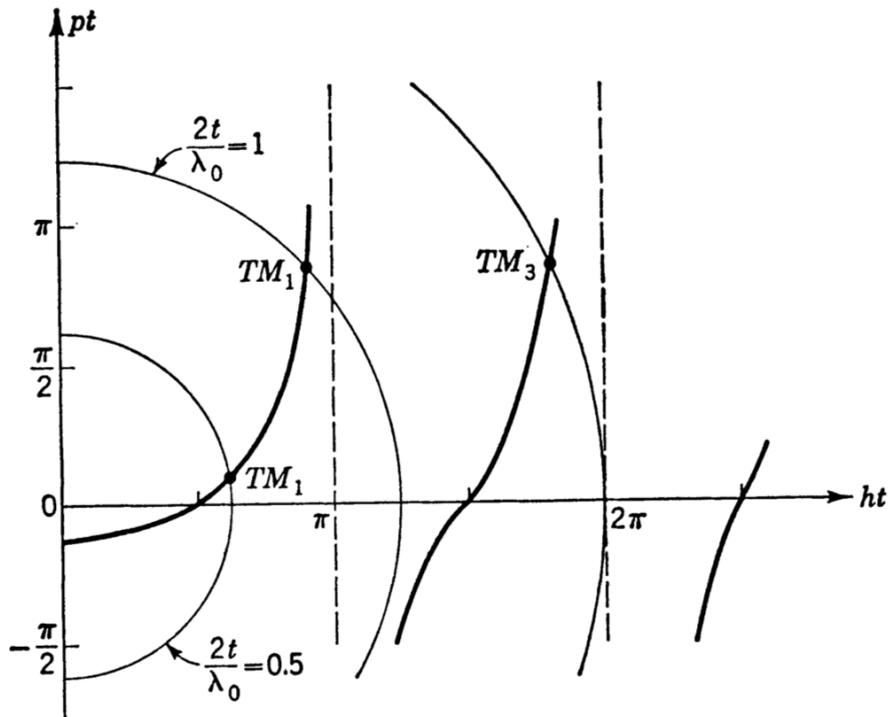


Figura 2.3. Solución gráfica de lámina de poliestireno para los modos TM impares.

En esta gráfica correspondiente a los modos TM impares, podemos ver que, a diferencia de los modos TM pares, todos los modos tienen frecuencia de corte incluido el primer modo llamado TM_1 . También podemos obtener que los valores de h que dan lugar a ondas guiadas, son los que se encuentran en el rango de intervalos de $n\pi$ entre $-\pi/2 \leq ht \leq n\pi$, siendo n cualquier entero, siendo el valor de p positivo.

La ecuación que determina los valores de la frecuencia de corte de estos modos se obtiene de la misma forma que en los modos pares, utilizando t/λ_0 y haciendo uso de las ecuaciones (2.24) y (2.25), la cual queda expuesta a continuación:

$$\left(\frac{t}{\lambda_c}\right) = \frac{2n+1}{4(\epsilon_r-1)^{1/2}} \quad (2.26)$$

Tomando n valores enteros dependiendo de la frecuencia de corte del modo que deseemos calcular.

Las ecuaciones correspondientes a la frecuencia de corte de los modos par e impar pueden combinarse para dar la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{2t}{\lambda_c}\right) = \frac{n}{2(\epsilon_r - 1)^{1/2}} \quad (2.27)$$

Esta fórmula será la que usaremos posteriormente para el cálculo de las frecuencias de corte para los modos pares y los modos impares, utilizando los valores enteros $n = 0, 2, 4, 6, \dots$ para los modos pares, y los valores $n = 1, 3, 5, 7$ para los modos impares.



2.1.2. MODOS TE

En este apartado seguiremos el desarrollo escrito en el libro “Field Theory of Guided Waves” [5].

Para la obtención de los modos TE par e impar, procederemos de la misma forma que lo hicimos con los modos TM, pero en este caso utilizaremos la componente eléctrica E_y y las ecuaciones (2.4) y (2.5).

Primero, obtendremos la componente eléctrica E_y de los modos pares TE tanto para la región del dieléctrico como para la región externa al dieléctrico.

$$E_Y = A e^{-pj(|x|-t)-j\beta z} \quad |x| \geq t \quad (2.28)$$

$$E_Y = A \sec ht \cos hxe^{-j\beta z} \quad |x| \leq t \quad (2.29)$$

siendo para la región del dieléctrico el valor de $\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - h^2$ y para la región externa al dieléctrico $\beta^2 = k_0^2 + p^2$, que como ya obtuvimos en el caso de modos TM, realizando la unión de ambas obtendríamos la ecuación (2.17), la cual utilizaremos para los casos de TE par y TE impar.

Siguiendo el mismo método que en los modos TM, impondremos la condición de continuidad para los campos tangenciales en $x = \pm t$, para obtener las ecuaciones que nos permitan obtener p y h en los modos pares de TE:

$$pt = ht \tan ht \quad (2.30)$$

Por otro lado, para la obtención de los modos TE impares, realizaremos los mismos pasos que para la obtención de los modos TM impares, y obtendremos las siguientes ecuaciones:

$$E_Y = A e^{-pj(x-t)-j\beta z} \quad x \geq t \quad (2.31)$$

$$E_Y = A \csc ht \sin hxe^{-j\beta z} \quad -t \leq x \leq t \quad (2.32)$$

$$E_Y = -Ae^{pj(x+t)-j\beta z} \quad x \leq -t \quad (2.33)$$

Como ya realizamos para los modos TE pares, imponemos la condición de continuidad para los campos tangenciales en $x = \pm t$ y obtenemos la siguiente ecuación:

$$pt = ht \cot ht \quad (2.34)$$

Como se puede ver, a excepción del factor ϵ_r que no existe en las ecuaciones (2.33) y (2.34), el resto de las ecuaciones son idénticas a las obtenidas para los modos TM, por lo tanto, la solución gráfica obtenida para los modos TM también nos servirá para los modos TE.

Sabiendo esto, existirá un modo TE_0 , igual que en el caso de los modos TM, el cual carecerá de frecuencia de corte. Todas las demás frecuencias de corte de los diferentes modos se obtendrán de la misma forma que en el caso de los modos TM, y llegaremos a la conclusión de que las frecuencias de corte para $2t/\lambda_0$ serán de la siguiente forma:

$$\left(\frac{2t}{\lambda_c}\right) = \frac{n}{2(\epsilon_r - 1)^{1/2}} \quad (2.35)$$

Utilizaremos los valores enteros $n = 0, 2, 4, 6, \dots$ para los modos pares y los valores $n = 1, 3, 5, 7$ para los modos impares.

A partir de estos cálculos, podemos decir que la frecuencia de corte para los modos TM y los modos TE, se calculan a partir de la misma ecuación, por lo tanto, para la misma n los modos TE y TM compartirán frecuencia de corte.

2.2. DISEÑO DE UNA HOLLOW WAVEGUIDE

En este proyecto hemos realizado el diseño de una guía hueca dentro de la cual viajan los campos, la cual recibe el nombre (término inglés) de hollow waveguide, con el objetivo de minimizar las pérdidas de los materiales a frecuencias de terahercios. En particular, hemos seleccionado una frecuencia de diseño de 1.8 THz, y como material dieléctrico se ha elegido el silicio cristalino de alta resistividad, el cual, pese a su elevado coste, se ha demostrado que es un excelente material dieléctrico a frecuencias de THz [9].

Para ello, partiremos de un diseño de guía hueca para polarización TE que tendrá la forma de la figura 2.4 y cuyos datos de diseño se obtienen de las líneas de investigación desarrolladas en el departamento de Ingeniería de Comunicaciones de la UMH por parte de la profesora Ángela Coves de dicho departamento, relacionada con estructuras dieléctricas periódicas bajo excitación de ondas planas, derivada de su tesis doctoral [7]. Empleando el programa de simulación desarrollado en dicha tesis, basado en un método modal vectorial, y con ayuda de dicha profesora, se ha hecho un estudio y diseño de una guía hueca plana, cuyas paredes están formadas por SSFDs (superficies selectivas en frecuencia dieléctricas), que consisten en láminas dieléctricas periódicas de cierto espesor en el eje X, distribuidas periódicamente en el eje Z e infinitas en el eje Y, y que pueden estar formadas por 2 o más materiales dieléctricos dentro del periodo de repetición (en el caso de la figura 2.4, las SSFDs están formadas por dos materiales dieléctricos distintos dentro del periodo de repetición).

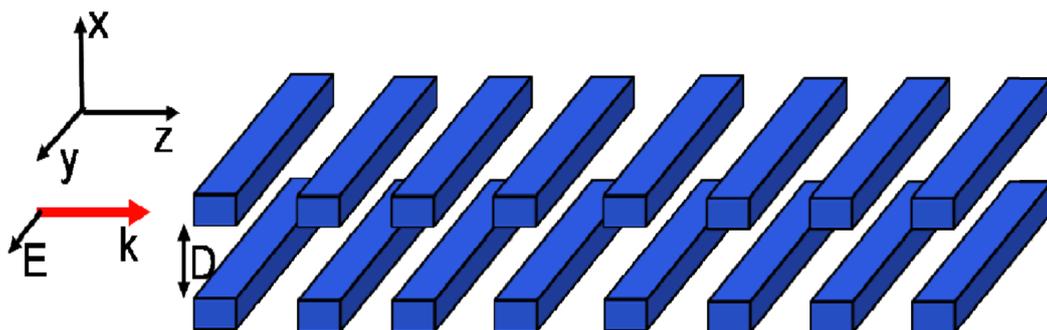


Figura 2.4. Representación esquemática de una hollow waveguide.

Las SSFDs muestran una respuesta selectiva en frecuencia bajo excitación de ondas planas, como su propio nombre indica. En dichas estructuras, cuyo esquema se muestra en la figura 2.5, se puede ajustar el valor del periodo (Λ), grosor (t_g) y material de las barras dieléctricas que las forman para conseguir reflexión total bajo un cierto ángulo de incidencia.

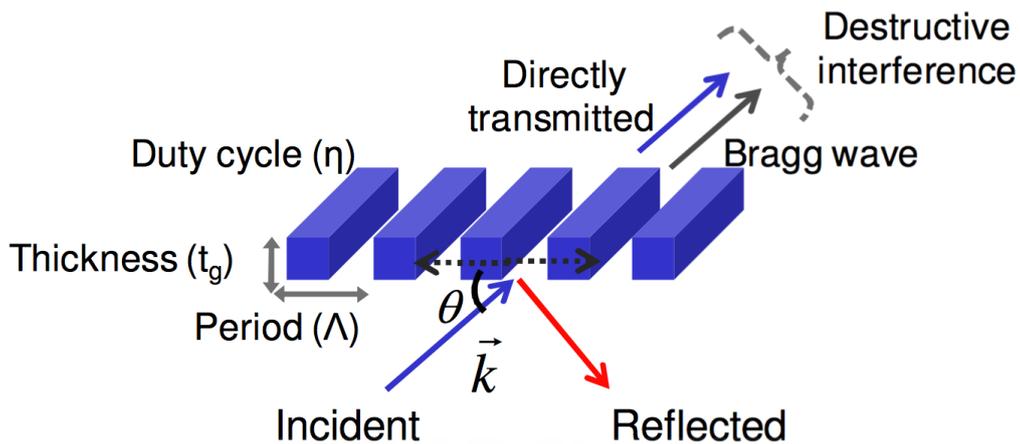


Figura 2.5. Representación esquemática de una SSFD.

Basándonos en dicha propiedad de las mismas, y siguiendo el procedimiento descrito en el artículo “A novel ultra-low loss hollow-core waveguide using subwavelength high-contrast gratings,” [4], en el que se han empleado este tipo de estructuras dieléctricas periódicas para diseñar una guía hueca plana con muy bajas pérdidas a frecuencias ópticas, se ha diseñado una guía hueca para frecuencias de terahercios, pero con ciertas modificaciones que se describen a continuación.

En particular, se ha modificado la estructura propuesta en [4], basada en dos SSFDs como la mostrada en la figura 2.5, y en su lugar se han empleado dos ‘surface relief gratings’ [10], término inglés para designar una lámina dieléctrica periódica compuesta por una lámina plana de espesor t_h y otra lámina dieléctrica periódica de espesor t_p como la de la figura 2.5. El esquema de la estructura propuesta para formar las paredes de nuestra guía hueca plana es como la que se muestra a continuación:

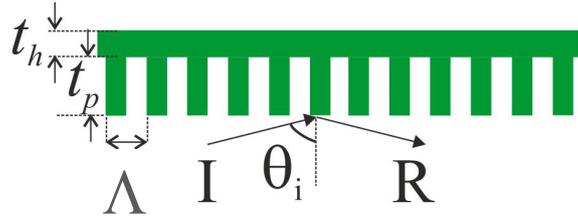


Figura 2.6. Representación esquemática de una 'surface relief grating'.

La razón de emplear 'surface relief gratings' como paredes constituyentes de nuestra guía hueca plana es por cuestiones de facilidad de fabricación [10], es más sencillo obtener este tipo de estructuras (por el método de 'chemical etching'), y sobre todo, porque la lámina homogénea da sustento a las láminas dieléctricas periódicas, que de otra forma quedarían suspendidas en el aire.

Por tanto, se emplearán sendas estructuras como las de la figura 2.6 enfrentadas por la cara periódica, en el espacio interior entre las cuales viajarán los campos con baja atenuación. La estructura final queda como se muestra en la siguiente figura:



Figura 2.7. Representación esquemática de la guía hueca plana propuesta como guía de bajas pérdidas para frecuencias de THz.

En la que, utilizando unos parámetros de diseño adecuados, se ha conseguido que sea propagativo el primer modo de dicha guía, que es un modo simétrico, con muy baja atenuación entorno a una frecuencia de diseño en la banda de THz, que se ha seleccionado en 1.8 THz. Esto se ha conseguido gracias a que los parámetros de las surface relief gratings que constituyen las paredes de la guía hueca presentan una reflexión casi total a dicha frecuencia bajo excitación de una onda plana TE, para el ángulo de incidencia θ_i asociado a dicho modo guiado, igual como se ha descrito en [4], siendo $\sin\theta_i = \beta/k_1$,

donde en el caso de la guía hueca, $k_1 = k_0$. Por otro lado, el segundo modo no se puede propagar en esta guía por simetría, mientras que el tercer modo, que sí es propagativo, se ha comprobado que presenta una atenuación dos órdenes de magnitud superior al primero. Esto es debido a que las paredes dieléctricas periódicas o surface relief gratings, que como se ha mencionado, han sido diseñadas para proporcionar una reflexión total bajo un ángulo de incidencia asociado al primer modo guiado, muestran una reflectividad bastante inferior para el ángulo de incidencia asociado al tercer modo guiado, dando una atenuación muy superior a la del primer modo.

A continuación, se detallan los distintos valores de los parámetros de la guía hueca diseñada:

- $D = 1.61 \text{ mm}$
- $\Lambda = 74 \text{ }\mu\text{m}$
- $t_h = 0.05 \text{ mm}$
- $t_p = 0.111 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = 11.66$, $\tan \delta = 0.0002$ (correspondiente a silicio cristalino de alta resistividad, cuyas pérdidas resultan ser muy reducidas a la frecuencia de diseño de 1.8 THz).
- $\eta = 50\%$ (duty cycle, definido como la relación de la anchura de la región dieléctrica respecto al periodo en la lámina periódica de espesor t_p).

Con estos parámetros, se ha obtenido la siguiente curva de la reflectividad de la surface relief grating diseñada en función de la frecuencia, para incidencia de una onda plana con polarización TE con un ángulo de incidencia correspondiente al primer modo guiado en la estructura:

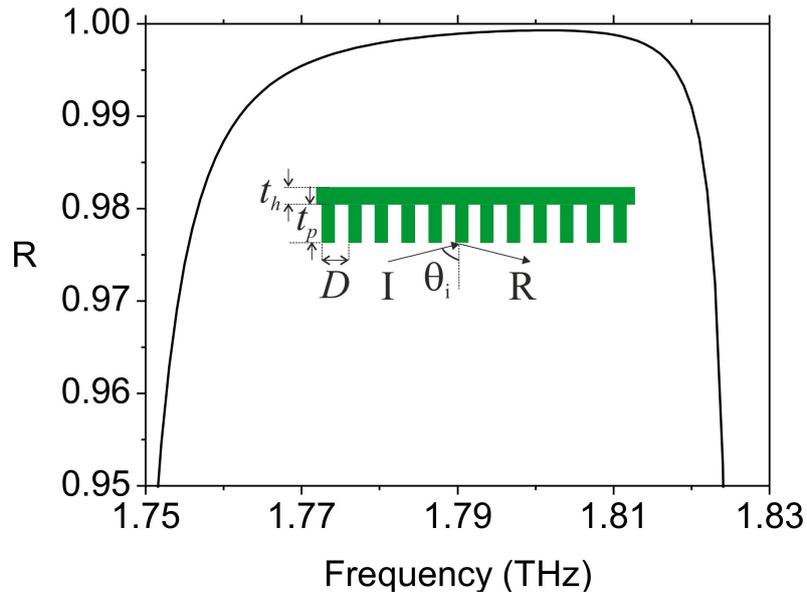


Figura 2.8. Reflectividad en función de la frecuencia de la surface relief grating empleada como pared de la guía hueca de THz , para un ángulo de incidencia correspondiente al primer modo guiado en la guía.

Por otro lado, esta formulación basada en el método modal vectorial desarrollado en [7] también permite obtener la constante de fase β (o K_z) del modo guiado en la guía hueca diseñada. En la siguiente figura se ha representado dicha constante de fase obtenida en función de la frecuencia:

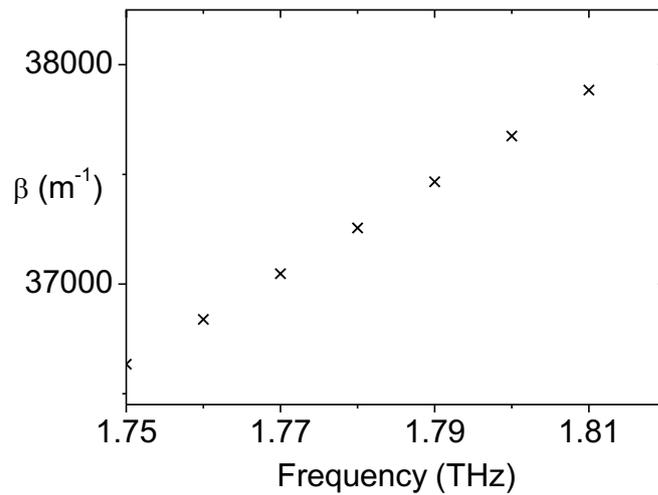


Figura 2.9. Constante de fase β del modo guiado en la guía hueca plana para THz obtenida con el método modal vectorial desarrollado en [7].

Finalmente, en la siguiente figura se muestra la atenuación obtenida en la guía hueca diseñada, empleando para ello la reflectividad calculada, que está basada en las ecuaciones descritas en [4]:

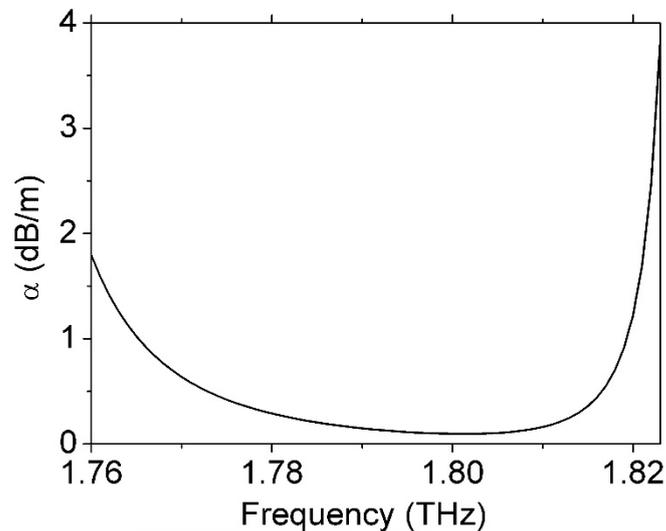


Figura 2.10. Atenuación obtenida en el diseño de guía hueca plana para THz basada en el método modal vectorial desarrollado en [7].

Con el fin de validar los resultados obtenidos en la figura 2.10 correspondientes a la atenuación del modo fundamental que se propaga en la guía hueca plana diseñada para THz empleando el método modal vectorial desarrollado en [7], en este TFG nos hemos propuesto modelar también dicha guía hueca plana empleando el software electromagnético High Frequency Structure Simulator (HFSS). Para ello, en el siguiente capítulo, en primer lugar, y con el fin de aprender a manejar dicho software electromagnético, se modelará una lámina dieléctrica con este programa, y se compararán los resultados obtenidos para los distintos modos de propagación TE y TM de dicha lámina con los obtenidos en el desarrollo teórico descrito en la sección anterior. Por último, se modelará con HFSS la guía hueca de THz diseñada y se compararán los resultados obtenidos con los mostrados en esta sección.



CAPÍTULO 3: DISEÑOS Y SIMULACIONES





3.1 LÁMINA DIELECTRICA

En este apartado, en primer lugar, analizaremos una lámina dieléctrica inmersa en aire, de la que realizaremos el cálculo de las curvas de dispersión para los diferentes modos propagativos en un cierto intervalo de frecuencia. Para ello se resolverán las ecuaciones descritas en el capítulo anterior empleando el software electromagnético Mathematica, y posteriormente realizaremos su simulación con el programa HFSS (High Frequency Structure Simulator), con el que se obtendrán las curvas de dispersión de los modos de la lámina, por un lado, como la atenuación asociada a los modos guiados en la misma, en el caso de incluir las pérdidas del material.

Para este primer análisis de los modos en una lámina dieléctrica, se ha elegido una lámina dieléctrica de poliestireno y con un grosor $2t=10$ mm.

Empezaremos calculando las diferentes frecuencias de corte para los modos de propagación tanto TE como TM. Para ello usaremos la ecuación (2.35) expuesta en el anterior capítulo para el cálculo de frecuencias de corte:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{n}{2(\epsilon_r - 1)^{1/2}} \quad (3.1)$$

$$\lambda_c = \frac{c}{f_c} \quad (3.2)$$

Para obtener dichas frecuencias de corte, utilizaremos los siguientes parámetros de la lámina dieléctrica:

- $\epsilon_r = 2.6$
- $t = 5$ mm (grosor $2t=10$ mm)
- $c = 299792458$ m/s
- $n = 0,1,2,3\dots$

Utilizando las ecuaciones expuestas anteriormente, obtenemos las frecuencias de corte variando el valor de n para cada modo.

Modo TE₁ y TM₁:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{1}{2(2.6-1)^{1/2}} \quad \rightarrow \quad \frac{2t}{\lambda_c} = 0.3953 \quad (3.3)$$

$$f_c = \frac{0.3953 \cdot c}{0.001} \quad \rightarrow \quad f_c = 11.856 \text{ GHz} \quad (3.4)$$

Modo TE₂ y TM₂:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{2}{2(2.6-1)^{1/2}} \quad \rightarrow \quad \frac{2t}{\lambda_c} = 0.7905 \quad (3.5)$$

$$f_c = \frac{0.7905 \cdot c}{0.001} \quad \rightarrow \quad f_c = 23.715 \text{ GHz} \quad (3.6)$$

Modo TE₃ y TM₃:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{3}{2(2.6-1)^{1/2}} \quad \rightarrow \quad \frac{2t}{\lambda_c} = 1.1859 \quad (3.7)$$

$$f_c = \frac{1.1859 \cdot c}{0.001} \quad \rightarrow \quad f_c = 35.574 \text{ GHz} \quad (3.8)$$

Modo TE₄ y TM₄:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{4}{2(2.6-1)^{1/2}} \quad \rightarrow \quad \frac{2t}{\lambda_c} = 1.5811 \quad (3.9)$$

$$f_c = \frac{1.5811 \cdot c}{0.001} \quad \rightarrow \quad f_c = 47.433 \text{ GHz} \quad (3.10)$$

Modo TE₅ y TM₅:

$$\frac{2t}{\lambda_c} = \frac{5}{2(2.6-1)^{1/2}} \quad \rightarrow \quad \frac{2t}{\lambda_c} = 1.9764 \quad (3.11)$$

$$f_c = \frac{1.9764 \cdot c}{0.001} \quad \rightarrow \quad f_c = 59.292 \text{ GHz} \quad (3.12)$$

De estas operaciones obtenemos la frecuencia de corte de los diferentes modos:

TE₁ y TM₁: f_c = 11.856 GHz

TE₄ y TM₄: f_c = 47.433 GHz

TE₂ y TM₂: f_c = 23.715 GHz

TE₅ y TM₅: f_c = 59.292 GHz

TE₃ y TM₃: f_c = 35.574 GHz

3.1.1 CÁLCULO DE LAS CURVAS DE DISPERSIÓN CON MATHEMATICA

En este apartado realizaremos el cálculo de las curvas de dispersión para los modos de propagación con el software electromagnético Mathematica.

Realizaremos los cálculos con las siguientes características de la lámina dieléctrica:

- $\epsilon_r = 2.6$
- $t = 5$ mm (grosor de la lámina $2t=10$ mm)
- $c = 299792458$ m/s

Primero declararemos la variable correspondiente al número de ondas en el vacío que se usará para resolver la propagación de los modos TE y TM, variando la frecuencia de 1 a 40 GHz, con Mathematica:

$$k_0 = \frac{(2 * \pi * f)}{c} \quad (3.13)$$

Una vez obtenidos los diferentes valores para k_0 , tenemos que introducir en Mathematica la ecuación fundamental (2.15):

$$p = \sqrt{-h^2 + (\epsilon_r - 1) * k_0^2} \quad (3.14)$$

Para la siguiente ecuación debemos diferenciar los modos par e impar tanto para TE como para TM, como pudimos ver en el capítulo 2.

Comenzamos con los modos TM pares, para los cuales haremos uso de la ecuación (2.14) la cual expresaremos de la siguiente forma, como una función $y(h)$, de la cual obtendremos sus raíces o ceros con la función FindRoot, de Mathematica:

$$y = p - \frac{(h * \text{Tan}[h * t])}{\epsilon_r} \quad (3.15)$$

Para los modos TM impares operaremos de la misma forma, pero usando la ecuación (2.24) quedándonos como resultado la siguiente expresión:

$$y = p + \frac{(h * \text{Cot}[h * t])}{\epsilon_r} \quad (3.16)$$

Por otro lado, para los modos TE pares haremos uso de la ecuación (2.30) y realizaremos la misma operación realizada con los modos TM, quedando la siguiente expresión para los modos TE pares:

$$y = p - (h * \text{Tan}[h * t]) \quad (3.17)$$

Por último, para los modos TE impares utilizaremos la ecuación (2.34) y definiremos de nuevo una función $y(h)$ de la que obtendremos las distintas raíces o ceros con Mathematica, quedando la siguiente expresión:

$$y = p + (h * \text{Cot}[h * t]) \quad (3.18)$$

Como se ha detallado en la descripción en los fundamentos teóricos de las láminas dieléctricas hecha en el capítulo anterior, para la obtención de h , debemos realizarlo de manera gráfica, ya que la función del programa de la búsqueda de ceros de una función necesita tener una región de solución acotada y no incluir asíntotas en las que la función se vaya a infinito. Por tanto, para obtener la constante de fase de los modos TM pares, en un primer paso, representaremos para las frecuencias comprendidas entre 1 y 40 GHz la ecuación (3.15).

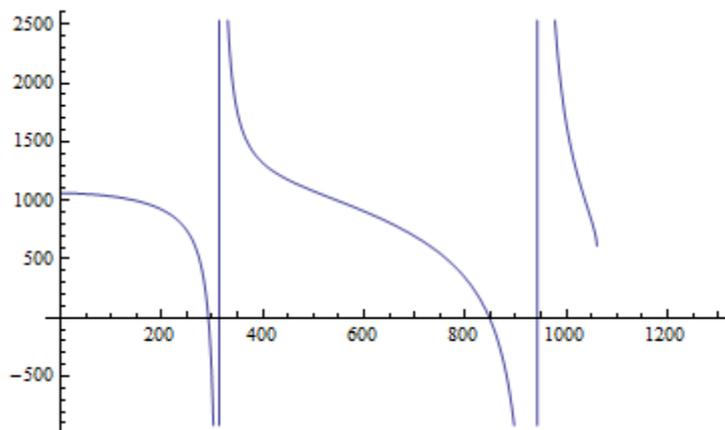


Figura 3.1. Representación de los modos TM par en Mathematica.

En la figura 3.1, podemos ver la representación de la ecuación (3.15) en el software electromagnético Mathematica. En este caso la gráfica se corresponde a la frecuencia de 40 GHz, en la que podemos ver cómo se propagan los modos TM_0 y TM_2 , no llegando a propagarse el modo TM_4 , pues no llega a cortar con el eje horizontal (a diferencia de la discusión de la representación gráfica hecha en el capítulo anterior, en este caso, se ha comprobado que la función $y(h)$ representada siempre tiene un paso por cero, sea cual sea el valor de la frecuencia elegida, no siendo así para el resto de modos de orden superior.

Para obtener el valor de h , debemos de obtener el punto que corta el eje horizontal, lo cual lo obtendremos mediante la función FindRoot, la cual configuraremos con 8 unidades de precisión y un máximo de 150 iteraciones.

Cada vez que la función corta el eje horizontal se corresponde con un modo, propagándose primero los modos de orden más bajo.

Una vez obtenidos los pasos por cero de la función representada, resolveremos la siguiente ecuación para obtener finalmente el valor de la constante de fase:

$$\beta = \sqrt{(\epsilon_r * k_0^2) - (h^2)} \quad (3.19)$$

Este proceso se realizará para cada una de las frecuencias comprendidas entre 1 y 40 GHz, con un cierto paso en frecuencia adecuado para poder representar adecuadamente las distintas curvas de dispersión de los modos.

De la misma forma, para obtener los valores de la constante de fase de los modos TM impares, debemos realizar el mismo proceso, pero usando la ecuación (3.16).

Para el caso de los modos TE, realizamos las mismas operaciones, pero para los modos TE pares haremos uso de la ecuación (3.17), y para los modos TE impares, usaremos la ecuación (3.18).

Una vez calculadas las constantes de propagación a todas las frecuencias para todos los modos, hemos representado todos los resultados obtenidos, obteniendo finalmente la siguiente gráfica:

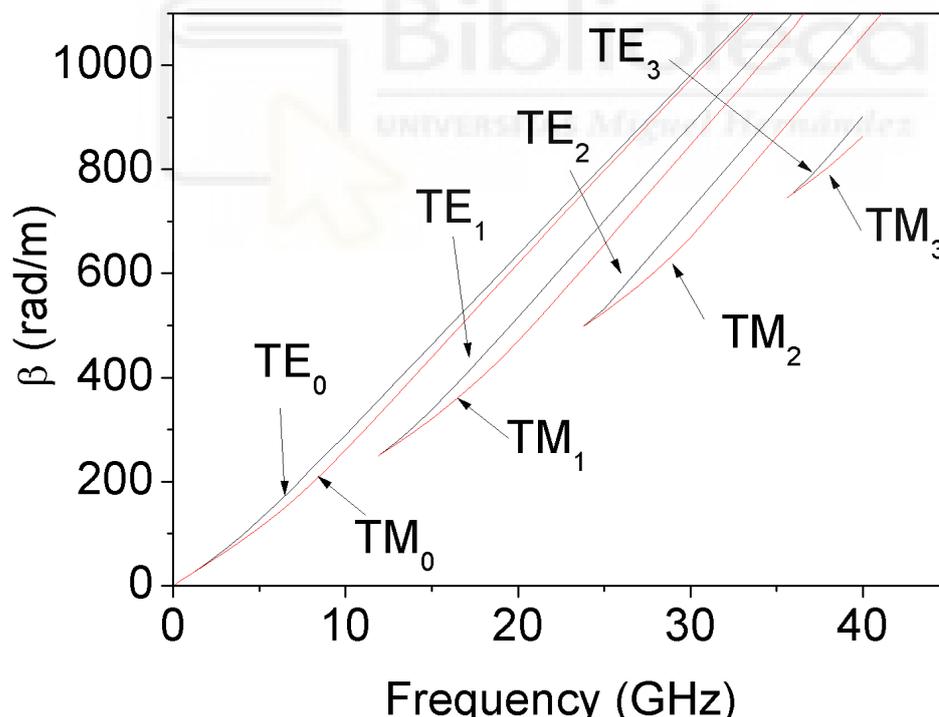


Figura 3.2. Curvas de dispersión de los distintos modos guiados en una lámina dieléctrica de poliestireno obtenidas con Mathematica.

En la figura 3.2, en la que se muestra una representación gráfica de todos los resultados obtenidos con Mathematica, se ha empleado el programa Origin para llevar a cabo dicha representación gráfica. En esta gráfica podemos corroborar que la propagación de los diferentes modos se produce a partir de las frecuencias de corte calculadas en el apartado 3.1 del capítulo 3.



3.1.2. SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON EIGENMODE

A continuación, en esta sección se ha llevado a cabo el análisis de los modos guiados en la misma con el software electromagnético High Frequency Structure Simulator (HFSS), y realizaremos un primer análisis con el solver Eigenmode, el cual proporciona las frecuencias propias de una estructura con condiciones periódicas, que en nuestro caso es la lámina dieléctrica. Para ello, se definirán condiciones periódicas en dos planos distintos en la dirección de propagación de la guía, que se ha elegido como el eje X, denominados Master y Slave, entre los cuales se definirá un desfase $e^{-j\phi} = e^{-j\beta\Lambda}$, siendo Λ el periodo definido. A continuación, se llevará a cabo un barrido de dicho desfase entre 0 y π , y para cada valor de dicho desfase, se despejará la constante de fase como $\beta = \phi/\Lambda$. Finalmente, los distintos valores obtenidos de la constante de fase según la ecuación anterior, representados frente a las frecuencias propias que proporciona el programa para cada modo propagativo, constituirá las curvas de dispersión de los modos. Es importante seleccionar un valor adecuado del periodo Λ no muy grande en relación al intervalo en frecuencia máximo a analizar, ya que si no es así, no se conseguirán determinar las frecuencias propias de los modos de orden superior en la banda alta de frecuencia.

Primero realizamos un análisis de la lámina dieléctrica en el caso sin pérdidas, y obtenemos las curvas de dispersión de los diferentes modos propagativos, y posteriormente realizaremos un análisis de la misma lámina incluyendo un cierto factor de pérdidas del material, para estudiar la propagación y la atenuación de los diferentes modos.

3.1.2.1 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA SIN PERDIDAS CON EIGENMODE

Nuestra lámina dieléctrica está compuesta por poliestireno, cuyas características son:

- $\epsilon_r = 2.6$
- $\mu_r = 1$
- $2t=10$ mm (grosor de la lámina dieléctrica)

Las distintas dimensiones empleadas a la hora de analizar nuestra lámina dieléctrica, que como se ha mencionado anteriormente, tiene como dirección de propagación el eje

X, son: 1 mm en el eje X (valor que se ha de elegir suficientemente pequeño si se desea obtener un número apreciable de modos con el barrido del desfase definido entre 0 y π) en el intervalo de frecuencias a mostrar, 1 mm en el eje Y (y en cuya dirección también definiremos condiciones periódicas, pero con un único valor de desfase igual a 0, para que la lámina sea homogénea en dicha dirección Y), y 10 mm en el eje Z (correspondiente este último valor al grosor de la lámina dieléctrica bajo análisis).

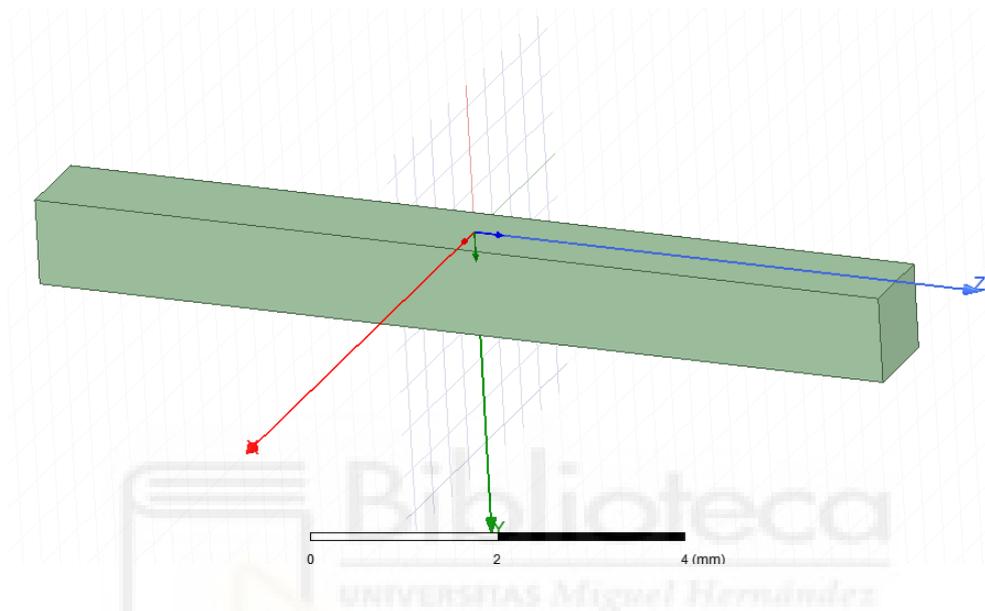


Figura 3.3. Imagen de la lámina dieléctrica diseñada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Esta lámina la rodearemos de una caja de vacío, cuyas dimensiones se definen como 1 mm en el eje X, 1 mm en el eje Y, y multiplicaremos por un factor 10 el valor de la dimensión de la lámina dieléctrica en el eje Z (quedando por tanto con una dimensión de 100 mm), para que los campos guiados por la lámina dieléctrica vean efectivamente una región de aire suficientemente grande, quedando finalmente el diseño que se muestra en la figura 3.4:

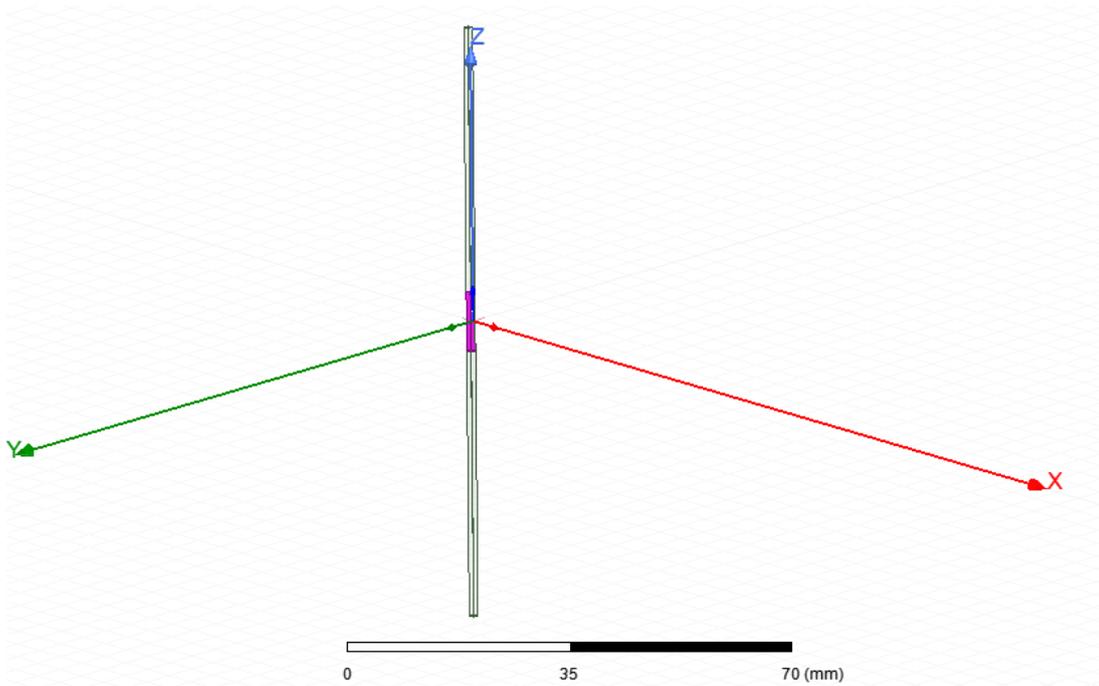


Figura 3.4. Imagen de la lámina dieléctrica rodeada de una caja de aire diseñada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Para analizar esta estructura periódica, usamos dos condiciones de frontera master y slave, una en el eje Y, para que la estructura resulte homogénea en dicho eje, y otra en el eje X, correspondiente a la dirección de propagación de la lámina.

Primero definimos como slave la cara de un extremo de la lámina dieléctrica en el eje Y, y como master usamos su opuesto, como podemos ver en la figura 3.5.

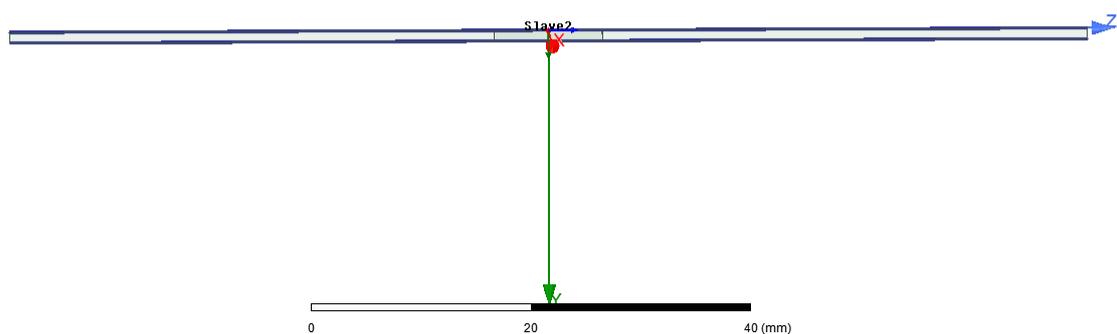


Figura 3.5. Master y Slave definidos en las dos caras en el eje Y (en la que la lámina es homogénea) de la lámina dieléctrica diseñada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Posteriormente definimos como master la cara de un extremo de la lámina dieléctrica en el eje X, y como Slave definimos su cara opuesta a la descrita anteriormente, como podemos ver en la figura 3.6.

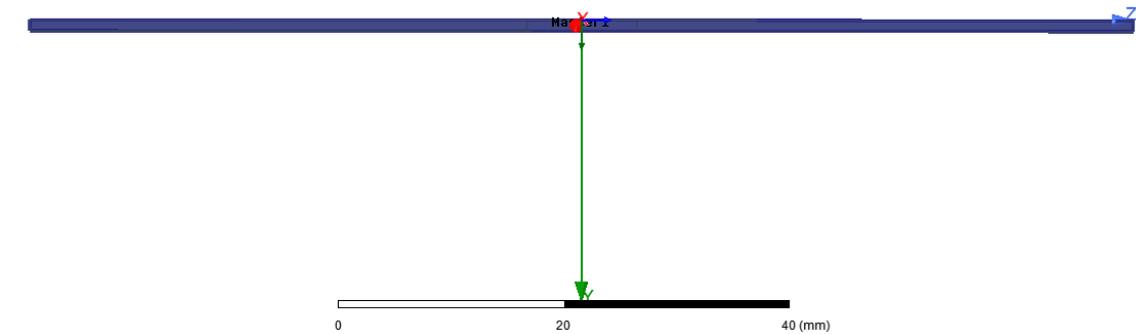


Figura 3.6. Master y Slave eje x Master y Slave definidos en las dos caras en el eje X (dirección de propagación) de la lámina dieléctrica diseñada con el Solver Eigenmode de HFSS.

La simulación de la lámina dieléctrica la realizaremos para las frecuencias comprendidas entre 0 y 40 GHz realizando en el análisis un barrido del desfase entre las caras master y Slave definidas en el eje X, obteniendo muestras de 0 a 180° en pasos de 0,5°, obteniendo con HFSS la siguiente gráfica:

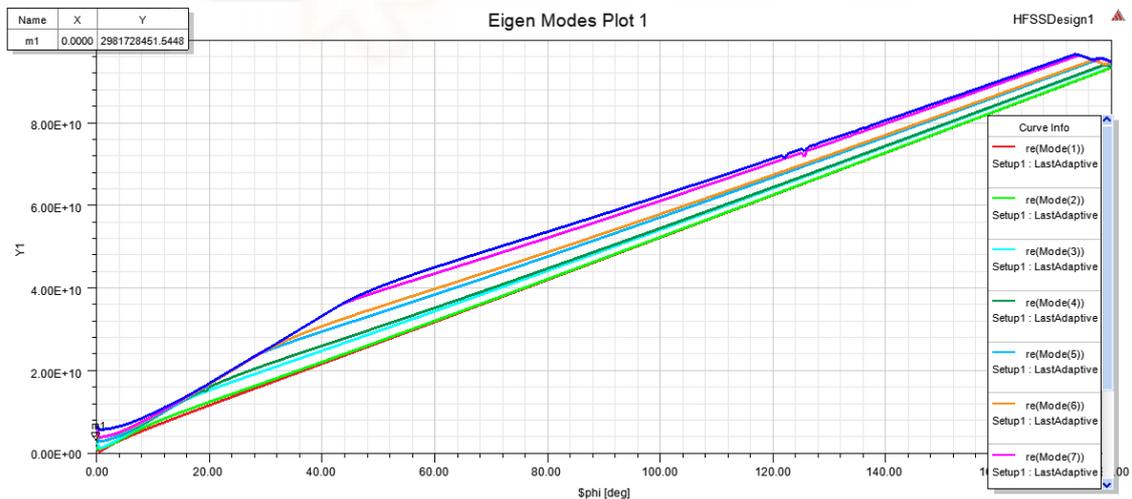


Figura 3.7. Representación de las frecuencias de corte en función del desfase entre los planos definidos como Master y Slave en la dirección de propagación de la lámina dieléctrica sin pérdidas analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

En la figura 3.7, para cada valor del desfase phi, se han representado las frecuencias propias obtenidas con el Solver Eigenmode de HFSS.

Exportamos los resultados de HFSS, y a partir de los valores del desfase phi, obtenemos la constante de fase mediante la siguiente ecuación:

$$\beta = \frac{\phi}{\frac{s(\text{mm}) * 1000 * \pi}{180}} \quad (3.20)$$

Para resolver la ecuación (3.20) utilizaremos un valor de $s = 1 \text{ mm}$, el cual corresponde a la separación entre master y slave en el eje X (dirección de propagación de la lámina dieléctrica) de nuestro modelo.

Realizando todas las transformaciones del desfase a constante de fase, obtenemos la figura 3.8, en la que se han representado los distintos resultados obtenidos con el programa Origin.

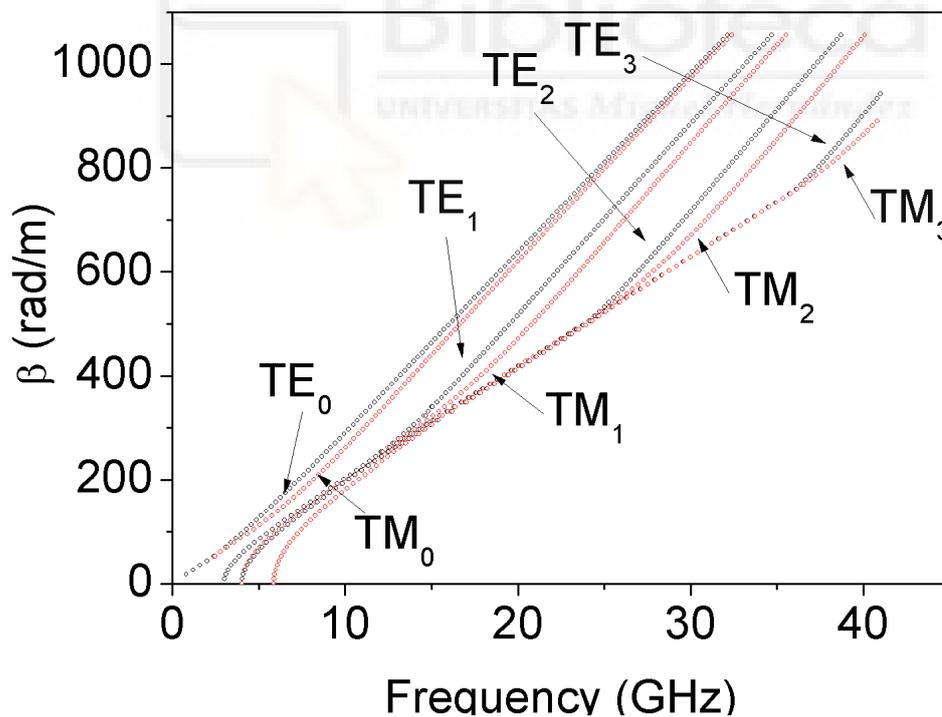


Figura 3.8. Resultado de las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica sin pérdidas analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Una vez obtenidos estos valores, descartamos los valores inferiores a las frecuencias de corte para cada modo, calculadas en el apartado 3.1 del capítulo 3, ya que corresponden a soluciones matemáticas que proporciona el programa de frecuencias propias asociadas a la cavidad de aire, y no son realmente ondas guiadas en la lámina dieléctrica. Tras esto, comparamos nuestros datos obtenidos con HFSS con los datos obtenidos de manera teórica con ayuda de Mathematica.

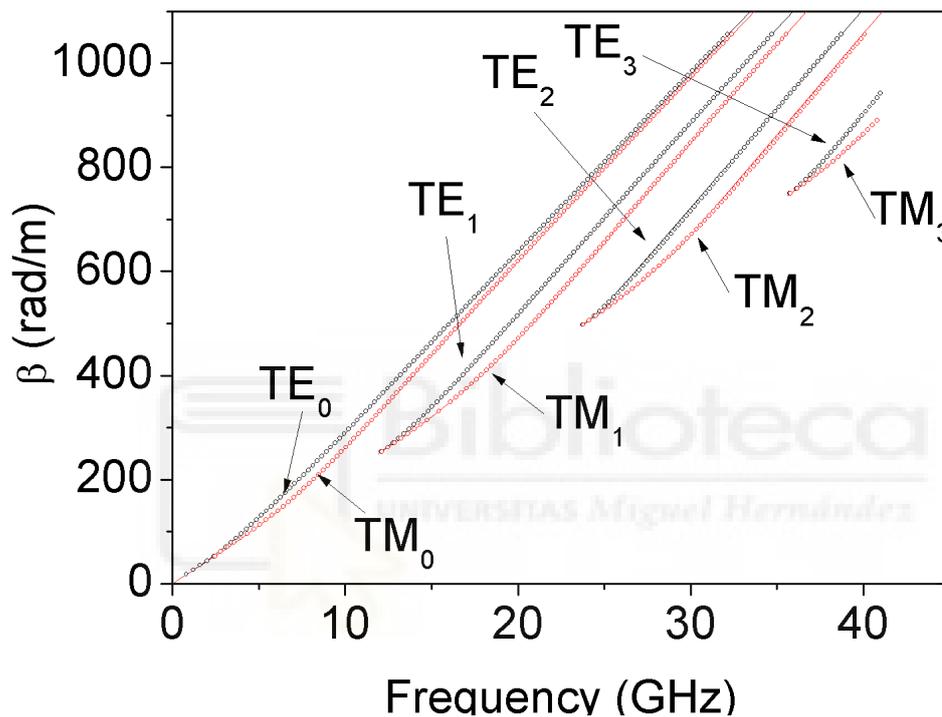


Figura 3.9. Comparación de las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica sin pérdidas obtenidas con el Solver de Eigenmode de HFSS (círculos) y de forma teórica con ayuda de Mathematica (línea continua).

En la figura 3.9 se comparan las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica sin pérdidas analizada obtenidas con el Solver de Eigenmode de HFSS (círculos) y de forma teórica con ayuda de Mathematica (línea continua), observándose un total acuerdo entre ambas. Esto demuestra que el diseño utilizado para la lámina dieléctrica de 10 mm de grosor de poliestireno sin pérdidas con un análisis eigenmode es correcto.

3.1.2.2 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON PERDIDAS CON EIGENMODE

Nuestro objetivo en este apartado será obtener los valores de la constante de fase y la atenuación de una lámina dieléctrica, en el caso de que se incluya el efecto de las pérdidas del material. Para ello, haremos un análisis con el Solver Eigenmode mediante el software HFSS.

Para este caso usaremos la misma lámina dieléctrica de poliestireno del apartado anterior, pero incluyendo pérdidas en el material, que se han elegido como $\tan \delta=0.003$ (que es un valor típico de la tangente de pérdidas de dicho material a frecuencias de microondas).

Por tanto, partiendo del diseño de HFSS hecho en el apartado anterior, únicamente modificaremos las propiedades del material del que está constituida la lámina dieléctrica, incluyendo en este caso el valor mencionado de la tangente de pérdidas. A continuación, realizaremos un barrido del desfase entre los dos planos elegidos como Master y Slave en el eje X (correspondiente a la dirección de propagación) entre 0 y 180° en pasos de 0.5°, obteniendo para cada valor, las frecuencias propias de los distintos modos de la lámina. A continuación, se muestran los resultados en la siguiente figura:

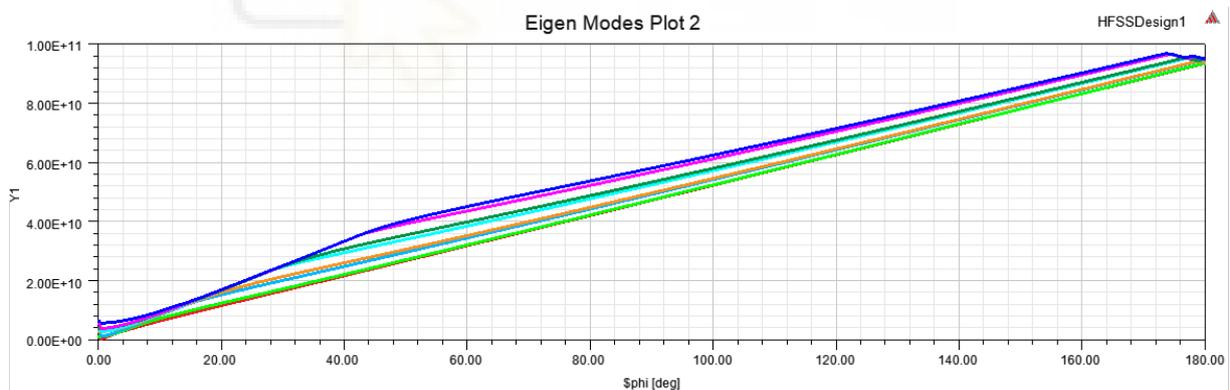


Figura 3.10. Representación de las frecuencias de corte en función del desfase entre los planos definidos como Master y Slave en la dirección de propagación de la lámina dieléctrica con pérdidas analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Para obtener los valores de la constante de fase de los modos guiados en nuestra lámina con pérdidas, exportamos nuestros resultados en HFSS y emplearemos la ecuación (3.20) para cada valor del desfase phi entre Master y Slave, utilizando de nuevo el mismo valor

de $s = 1 \text{ mm}$, el cual corresponde a la separación entre Master y Slave en el eje X (dirección de propagación de la lámina dieléctrica con pérdidas) de nuestro modelo.

A partir de los resultados obtenidos de la constante de fase a partir del desfase y aplicando la frecuencia de corte para cada modo (descartando las soluciones de los modos de orden superior que aparecen por debajo de sus frecuencias de corte), obtenemos finalmente los resultados que se muestran en la figura 3.11, que se han representado con el programa Origin:

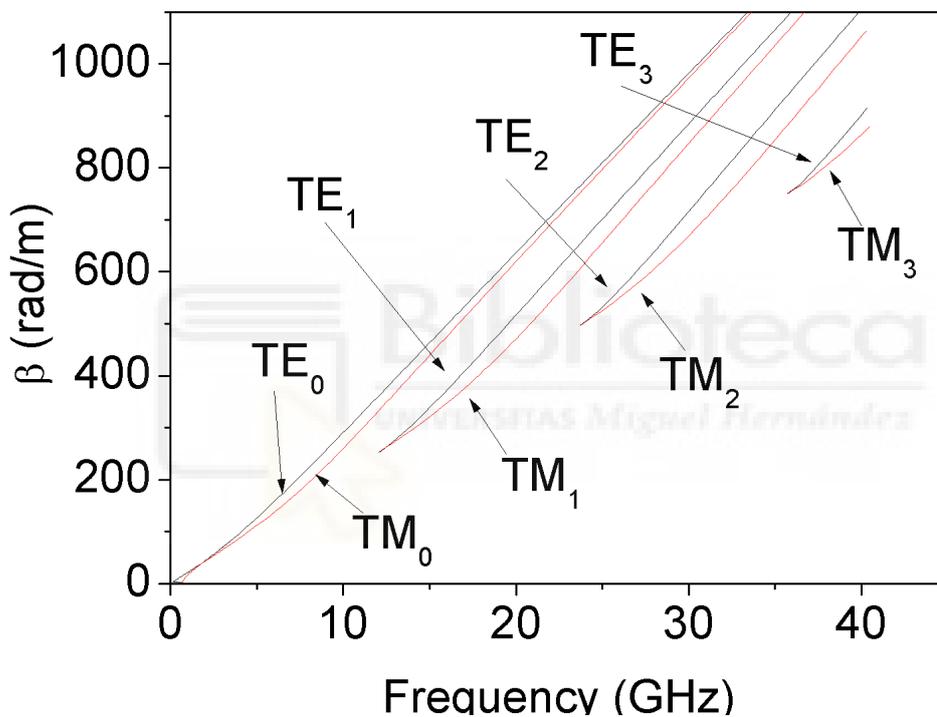


Figura 3.11. Resultado de las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica con pérdidas analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

En la figura 3.11 podemos ver las curvas de dispersión obtenidas finalmente de la lámina dieléctrica de poliestireno con $\tan \delta = 0.003$, en el intervalo de frecuencias de 0 a 40 GHz.

Obtenidas las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica con pérdidas, a continuación, realizamos la comparación con los resultados obtenidos en la misma lámina, pero sin pérdidas:

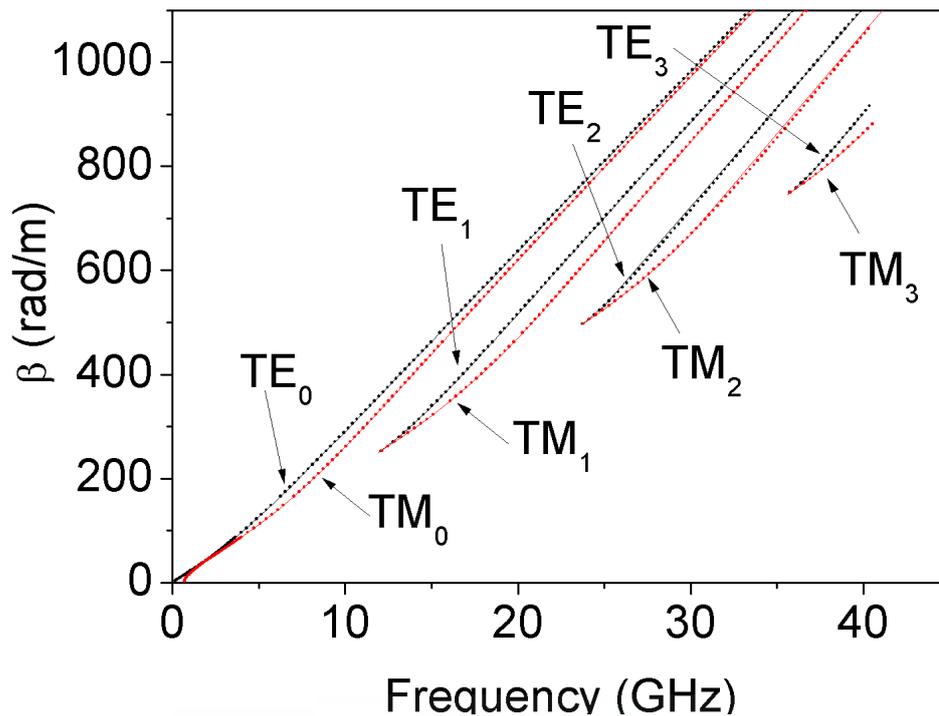


Figura 3.12. Comparación las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica sin pérdidas y con pérdidas analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

En la figura 3.12 podemos ver la comparación de las curvas de dispersión obtenidas de la lámina dieléctrica sin pérdidas, representadas en esta figura con línea continua, y las de la lámina dieléctrica incluyendo las pérdidas del material, representada mediante círculos. En ambos casos, se ha usado el color negro para los modos TE y el color rojo para los modos TM. Se puede observar que ambos resultados de las curvas de dispersión sin y con pérdidas se superponen entre ellos, con lo que podemos afirmar que las curvas de dispersión de esta lámina dieléctrica no se modifican prácticamente para una tangente de pérdidas de 0.003 en poliestireno.

Del análisis realizado para la lámina dieléctrica de 0 a 40 GHz con pérdidas con Eigenmode, éste también nos proporciona el factor de calidad, además de las frecuencias propias de los modos, a partir del cual es posible obtener la constante de atenuación de los modos de la lámina dieléctrica. En la siguiente figura se muestra el factor de calidad de cada modo obtenido con el Solver Eigenmode de HFSS:

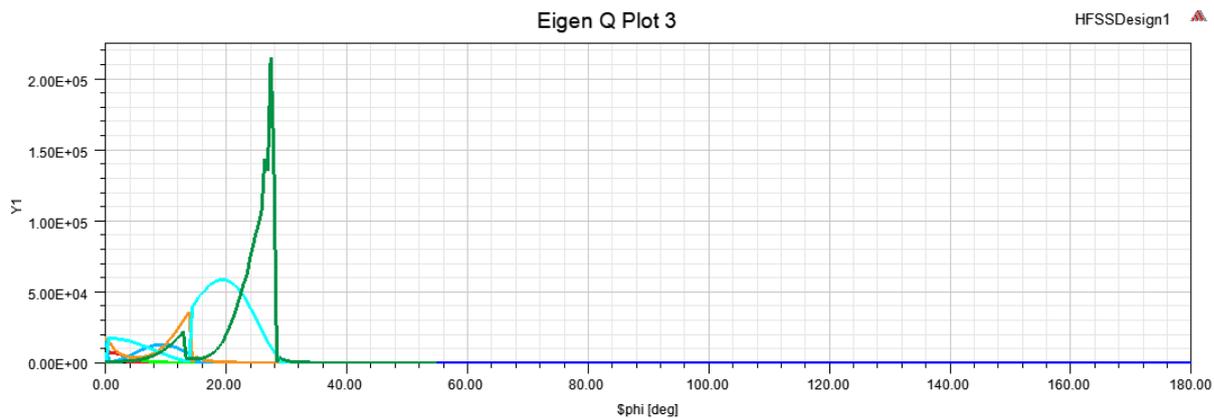


Figura 3.13. Factor de calidad de los distintos modos obtenidos mediante el barrido del desfase entre Master y Slave definidos en dos planos distintos del eje X (dirección de propagación) con el Solver Eigenmode de HFSS para la lámina dieléctrica con pérdidas analizada.

Para obtener la constante de atenuación α (Np/m) de la lámina dieléctrica, utilizamos los valores de la constante de fase β para cada frecuencia y modo obtenidos anteriormente, y obtendremos la constante de atenuación para cada modo utilizando el método desarrollado en [8], y que se describe a continuación.

Primero, para cada punto en frecuencia, calcularemos la velocidad de grupo mediante la siguiente ecuación:

$$V_g = \frac{2 * \pi * (F_{N+1} - F_N)}{(\beta_{N+1} - \beta_N)} \quad (3.21)$$

Posteriormente calculamos la constante de atenuación α para cada uno de los modos en las frecuencias comprendidas de 0 a 40 GHz mediante la siguiente ecuación:

$$\alpha = \frac{\pi * F_N}{\frac{V_g}{Q}} \quad (3.22)$$

Siendo Q el factor de calidad obtenido para cada frecuencia mediante el Solver Eigenmode de HFSS.

Una vez calculada la constante de atenuación para todos los modos y para cada frecuencia, realizamos la representación de la misma con respecto a la frecuencia:

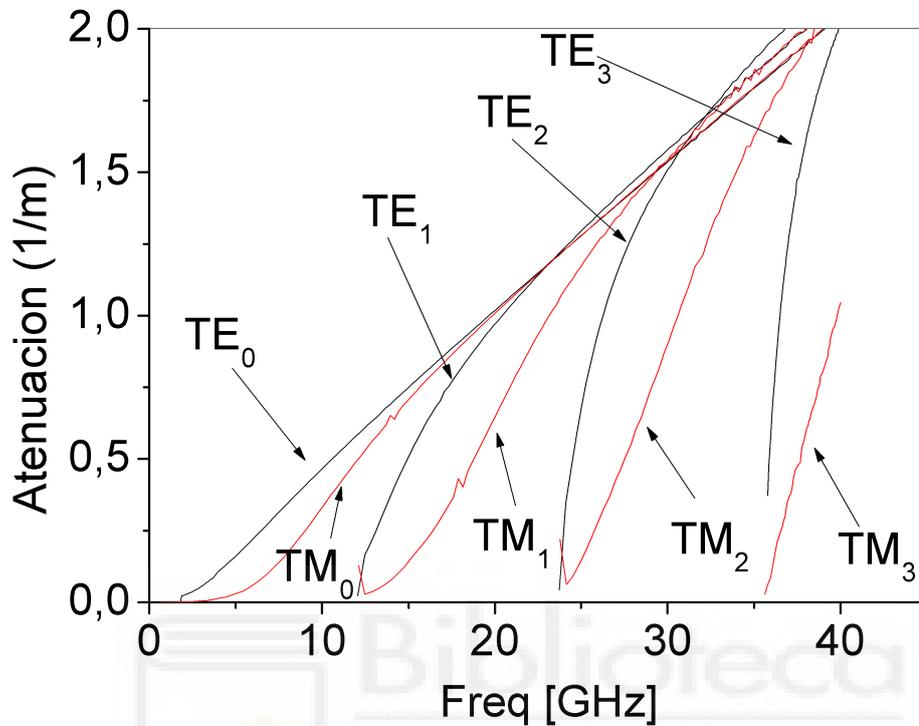


Figura 3.14. Atenuación de los distintos modos de la lámina dieléctrica con pérdidas obtenida con el análisis del Solver Eigenmode de HFSS.

En la figura 3.14 podemos ver la representación en el programa Origin de la atenuación con respecto a la frecuencia, para los distintos modos que se propagan en la lámina dieléctrica de 0 a 40 GHz con el análisis hecho mediante el Solver Eigenmode de HFSS. En todos los casos se aprecia un aumento de dicha atenuación con la frecuencia. Así mismo, se observa que la atenuación es siempre superior para los modos TE que para los modos TM.

3.1.3. SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON DRIVEN MODAL

En este apartado realizaremos un análisis con el Solver Driven Modal de HFSS de la lámina dieléctrica estudiada en el apartado anterior, donde obtendremos, además de los parámetros S de la lámina, la constante de propagación compleja γ de los distintos modos a partir de la cual se obtiene directamente el valor de la constante de atenuación α y de la constante de la constante de fase β , dado que $\gamma=\alpha+j\beta$. Para ello utilizaremos el Solver Driven Modal de HFSS, y para la realización de las gráficas usaremos el programa Origin.

Primero haremos un análisis de la lámina de poliestireno sin pérdidas en el material analizada en el apartado anterior en el rango de 1 a 40 GHz, en este caso empleando el Solver Driven Modal de HFSS, y compararemos con los resultados obtenidos con el Solver Eigenmodal de HFSS. Posteriormente, incluiremos pérdidas en la lámina de poliestireno y estudiaremos las curvas de dispersión de los distintos modos y su atenuación en el rango de 1 a 40 GHz también con el Solver Driven modal de HFSS, comparando de nuevo estos resultados con los obtenidos en el apartado anterior mediante el Solver Eigenmode de HFSS.

3.1.3.1 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA SIN PERDIDAS CON DRIVEN MODAL

Nuestra lámina dieléctrica está compuesta por poliestireno, cuyas características son:

- $\epsilon_r = 2.6$
- $\mu_r = 1$
- $2t=10$ mm (grosor de la lámina)

Las medidas que usamos para la lámina dieléctrica son 1 mm en el eje X, que será la dirección de propagación, 10 mm en el eje Y (correspondiente al grosor de la lámina dieléctrica), y 1 mm en el eje Z (en el cual la lámina es homogénea, por lo que impondremos condiciones periódicas en dicho eje), como podemos ver en la figura 3.15.

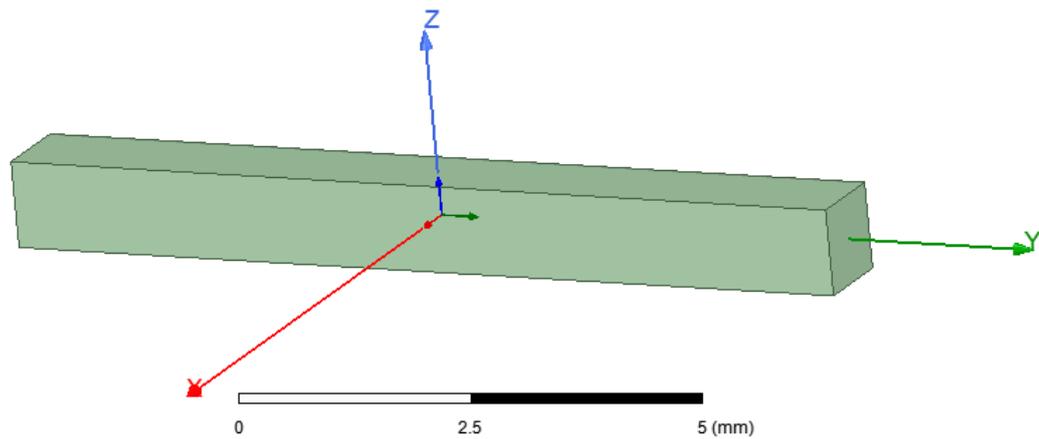


Figura 3.15. Lámina dieléctrica sin pérdidas analizada con el Solver Driven Modal de HFSS.

Esta lamina la rodearemos de una caja de vacío con las siguientes dimensiones: utilizaremos para el eje X 1 mm, para el eje Y 1 mm, y para el caso del eje Z utilizaremos 100 mm, para obtener la distancia suficiente para conseguir los diferentes modos de propagación en la lámina dieléctrica, quedando finalmente el diseño expuesto en la figura 3.16.

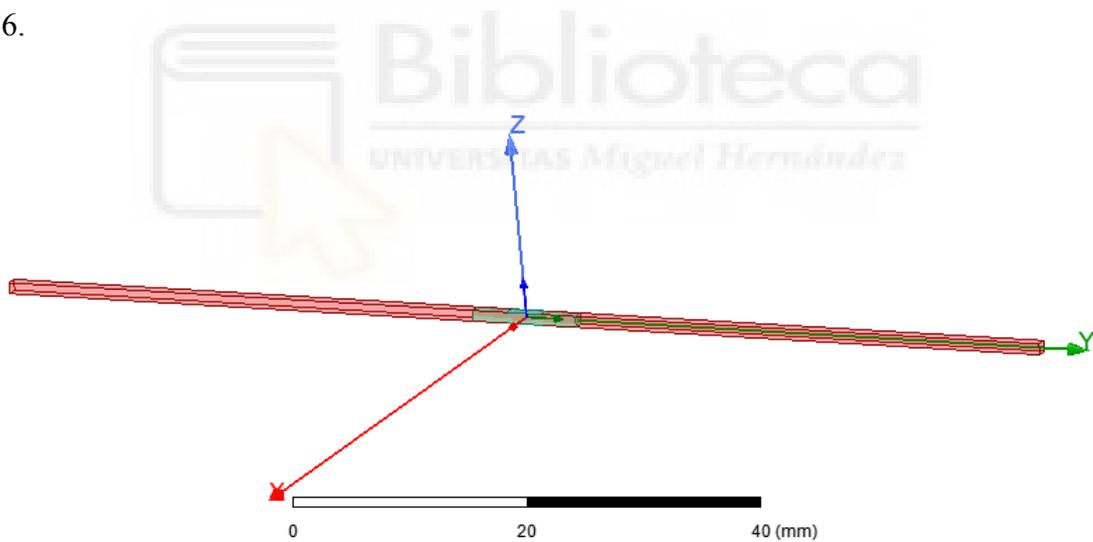


Figura 3.16. Lámina dieléctrica rodeada de vacío analizada con el Solver Driven Modal de HFSS.

Para el análisis de la lámina dieléctrica con el Solver Driven Modal, hemos definido un puerto de excitación, el cual introducimos en el plano $x=0$ de nuestra lámina, como podemos ver en la figura 3.17:

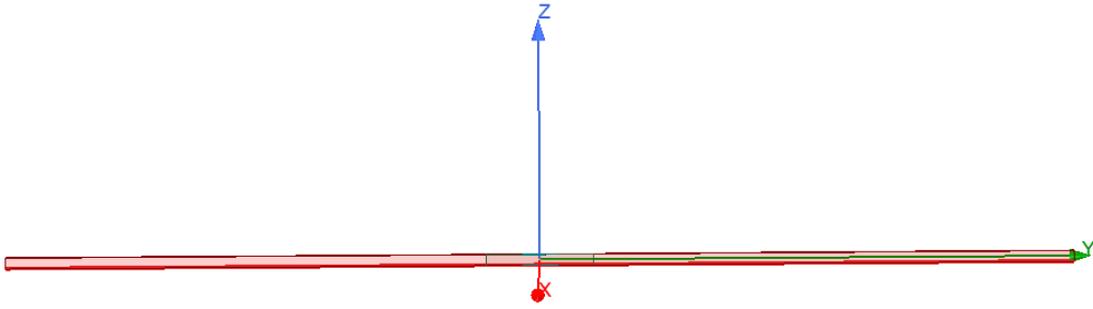


Figura 3.17. Lámina dieléctrica rodeada de una caja de vacío analizada con el Solver Driven Modal de HFSS, con el puerto de excitación definido en el plano $X=0$.

Para la obtención de la constante de propagación γ con el Solver Driven Modal, definimos dos modelos diferentes, un modelo para la polarización TE (definiendo condiciones de contorno adecuadas para la obtención de dicha familia de modos) y un modelo para la polarización TM (con otras condiciones de contorno).

Comenzamos con los modos TE, para los que usaremos una condición de conductor perfecto (perfect E) en unas caras de la lámina, y la condición de perfect H en otras caras, como se detalla a continuación.

Para el caso de los límites de campo eléctrico, definiremos la condición de perfect E en los dos extremos de la caja de vacío en el eje X, como indica la figura 3.18.

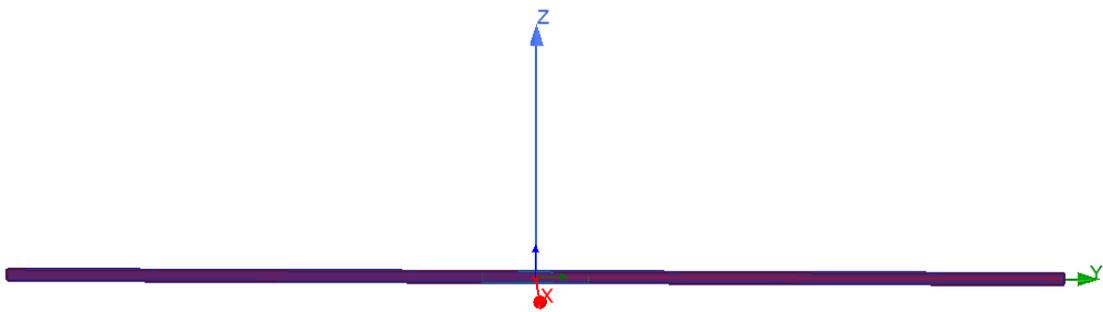


Figura 3.18. Condición de perfect E en los dos extremos de la caja de vacío en el eje X para reproducir la constante de propagación de los modos TE con el análisis del Solver Driven Modal de HFSS.

Por otro lado, en los dos extremos de la caja de vacío en el plano Y definiremos la condición de perfect H, de forma que la estructura sea uniforme en dicho eje, como podemos ver en la figura 3.19.

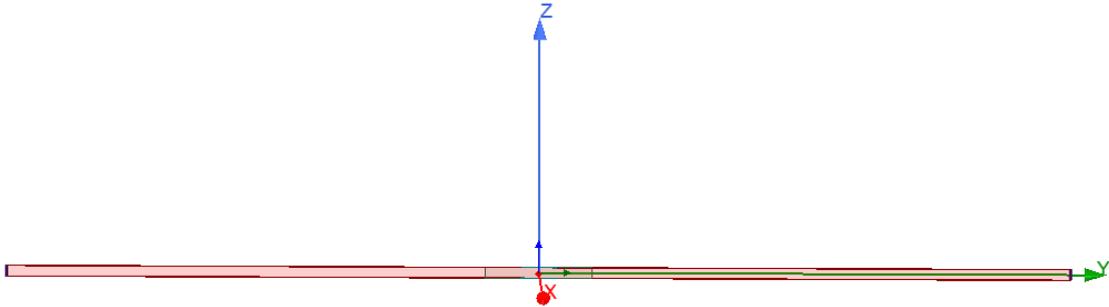


Figura 3.19. Condición de perfect H en los dos extremos de la caja de vacío en el eje Y para reproducir la constante de propagación de los modos TE con el análisis del Solver Driven Modal de HFSS.

Para el análisis con el Solver Driven Modal de HFSS, realizamos un barrido en frecuencia por interpolación con un máximo de 250 soluciones y 0.5% de tolerancia de error para las frecuencias de 1 a 40 GHz con un paso cada 0.2 GHz.

Una vez obtenidos los resultados de dicho barrido, y teniendo en cuenta las frecuencias de corte correspondientes a cada modo de orden superior, expuestas en el apartado 3.1 del capítulo 3, representamos los resultados de la constante de fase de los modos TE, con el programa Origin.

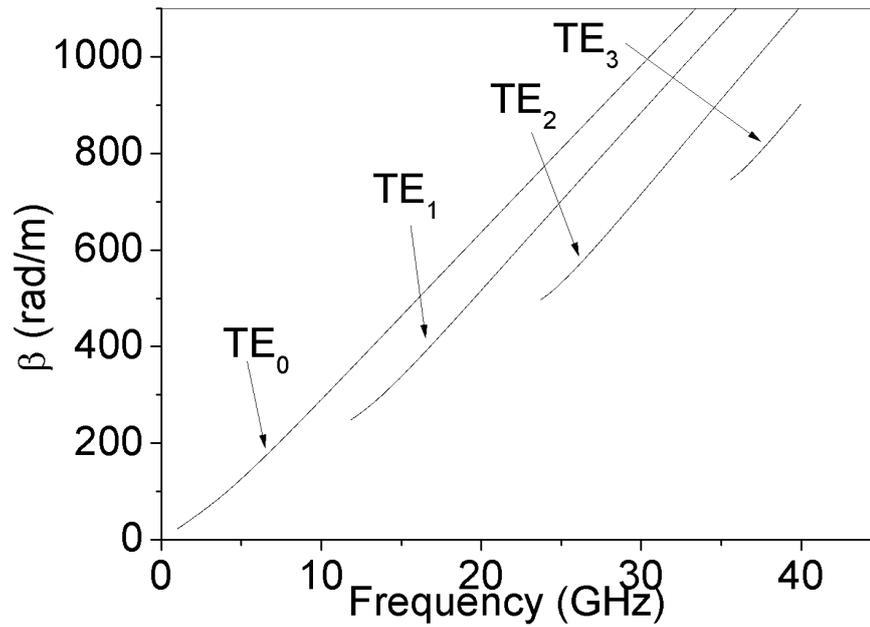


Figura 3.20. Representación de las curvas de dispersión de los modos TE de la lámina dieléctrica sin pérdidas obtenidas con el análisis del Solver Driven Modal de HFSS.

En la figura 3.20 podemos ver la representación de la constante de fase de los distintos modos TE que se propagan en el rango de frecuencias de 1 a 40 GHz en la lámina dieléctrica bajo análisis.

Para la obtención de los modos TM con el Solver Driven modal de HFSS, en este caso debemos definir como condición de contorno una condición de perfect H en los dos extremos de la caja de vacío en el eje X, como podemos ver en la figura 3.21.

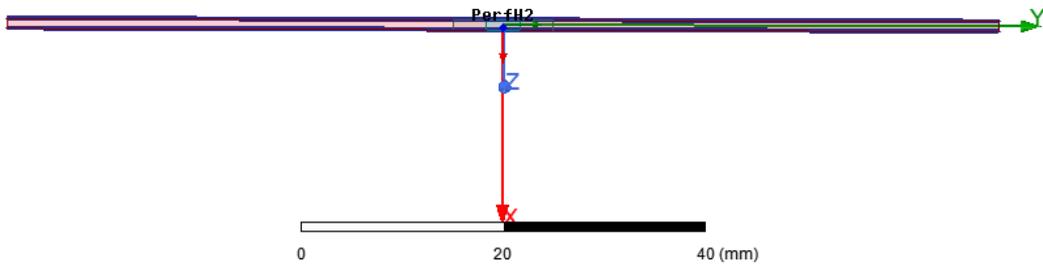


Figura 3.21. Condición de contorno de perfect H en los dos extremos de la caja de vacío en el eje X para la obtención de los modos TM con el análisis Driven Modal de HFSS.

Posteriormente definimos la condición de perfect H en los extremos de la caja de vacío en el eje Y de nuestro diseño, como podemos observar en la figura 3.22

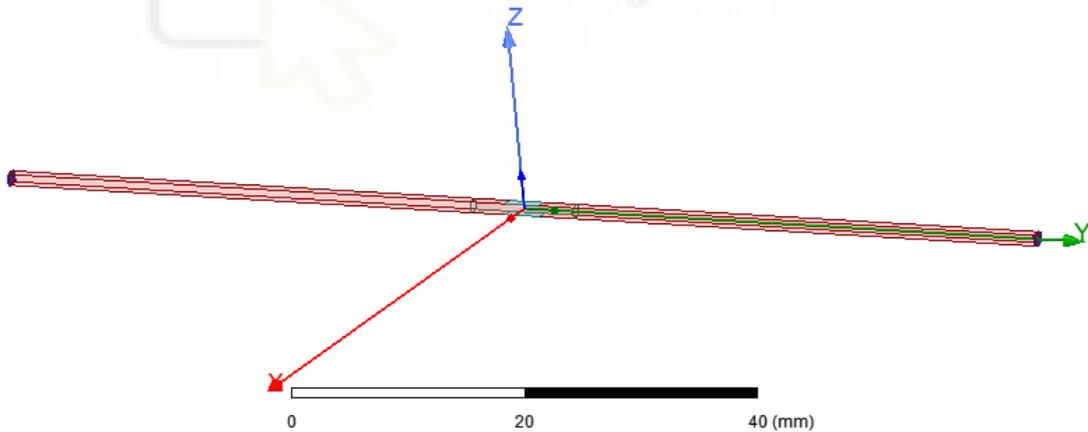


Figura 3.22. Condición de contorno de perfect H en los dos extremos de la caja de vacío en el eje Y para la obtención de los modos TM con el análisis Driven Modal de HFSS.

De manera idéntica a la utilizada para los modos TE, realizamos un barrido en frecuencia por interpolación con un máximo de 250 soluciones y 0.5% de tolerancia de error para las frecuencias de 1 a 40 GHz con un paso cada 0.2 GHz. Una vez realizado el análisis,

representamos los datos obtenidos en Origin, y teniendo en cuenta las frecuencias de corte para cada modo expuestas en el apartado 3.1 del capítulo 3, se obtiene la siguiente figura:

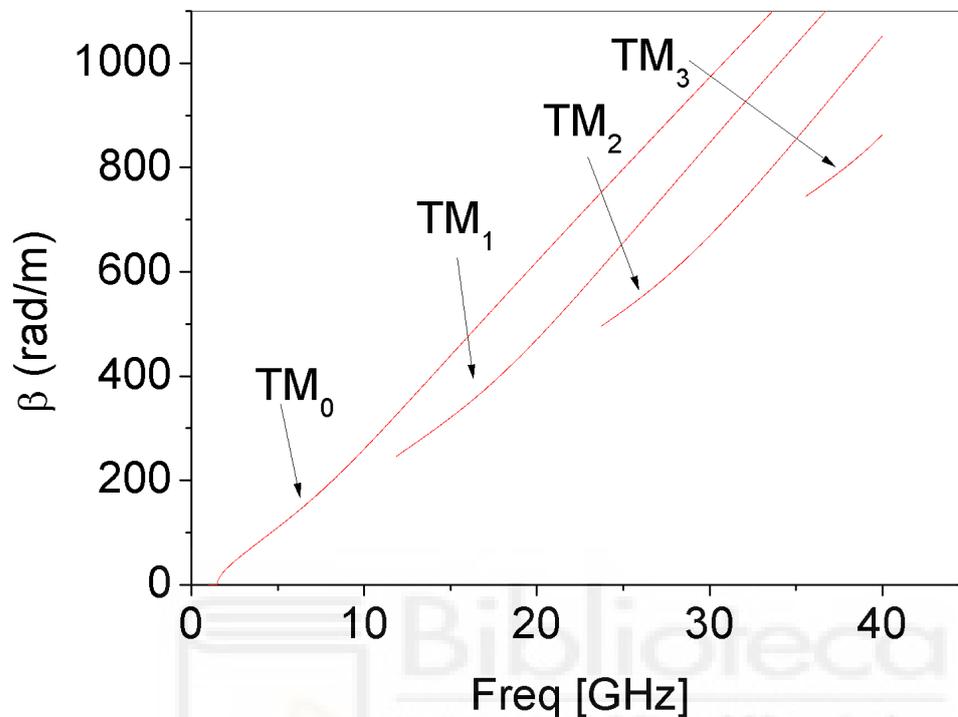


Figura 3.23. representación de beta para los modos TM con análisis Driven Modal.

En la figura 3.23 podemos ver la representación de la curva de dispersión de los modos TM que se propagan en la lámina dieléctrica sin pérdidas bajo análisis en el rango de frecuencias de 1 a 40 GHz.

Obtenida la representación de las curvas de dispersión tanto de los modos TE como de los modos TM, comparamos estos resultados con los obtenidos anteriormente para la misma lámina dieléctrica sin pérdidas empleando el Solver Eigenmode. Dicha comparación se muestra en la figura 3.24 expuesta a continuación:

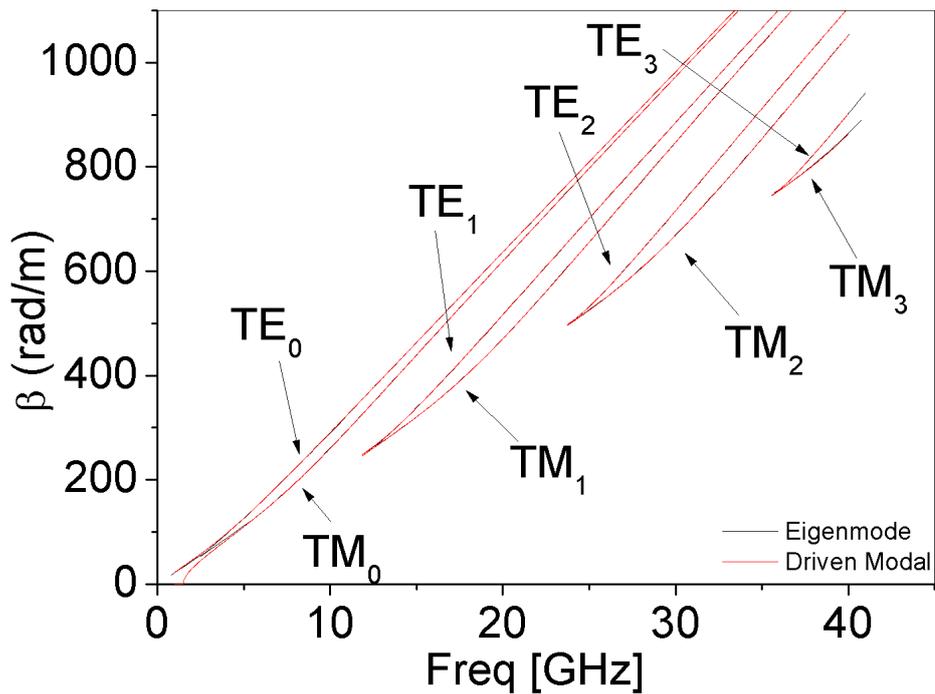


Figura 3.24. Comparación de las curvas de dispersión obtenidas con el análisis hecho con el Solver Eigenmode y con el Solver Driven Modal para la lámina dieléctrica sin pérdidas estudiada.

En la figura 3.24 podemos ver la comparación de ambas familias de curvas de dispersión de los modos TE y TM obtenidas con el Solver Eigenmode y con el Solver Driven Modal, de la lámina dieléctrica sin pérdidas estudiada. Como podemos ver, se superponen completamente los resultados obtenidos, con lo que podemos afirmar que ambos métodos proporcionan resultados correctos para las curvas de dispersión de la lámina dieléctrica analizada, las cuales también se compararon con los resultados teóricos obtenidos inicialmente.

3.1.3.2 SOLUCIÓN LÁMINA DIELECTRICA CON PERDIDAS CON DRIVEN MODAL

Para ver cómo obtener la constante de propagación compleja $\gamma=\alpha+j\beta$ con Driven Modal, en este apartado utilizaremos una lámina dieléctrica de poliestireno con características idénticas a las utilizadas en el caso sin pérdidas, pero añadiremos unas pérdidas en el material de $\tan \delta =0.003$.

Utilizaremos el mismo diseño con HFSS utilizado en el caso de la lámina dieléctrica sin pérdidas, obteniendo por separado los modos TE y los modos TM que se propagan en el rango de frecuencias comprendido entre 1 y 40 GHz.

Para obtener tanto la constante de atenuación α como la constante de fase β con Driven Modal, realizaremos un barrido por interpolación de las frecuencias comprendidas entre 1 GHz y 40 GHz realizando pasos cada 0.2 GHz. De nuevo, se llevará a cabo la simulación en dos modelos, uno para la obtención de los modos TE y otro para los modos TM, con las condiciones de contorno adecuadas en cada caso.

Representamos los resultados de las curvas de dispersión obtenidas para los modos TE y TM, teniendo de nuevo en cuenta las restricciones de las frecuencias de corte expuestas en el apartado 3.1 del capítulo 3, para cada modo.

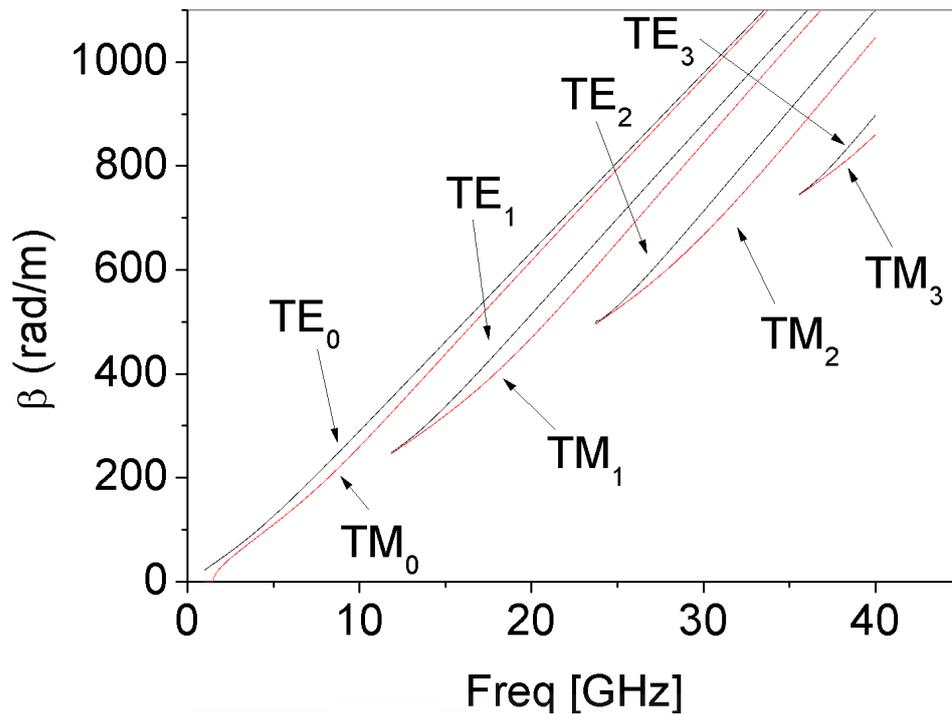


Figura 3.25. Representación de beta de lámina dieléctrica con pérdidas con Driven Modal.

En la figura 3.25, podemos ver la representación de las curvas de dispersión de los modos que se propagan en el rango de frecuencias de 1 a 40 GHz para la lámina dieléctrica de poliestireno, con unas pérdidas en el material de $\tan \delta = 0.003$, empleando el Solver Driven Modal.

Realizaremos una comparación de los resultados de las curvas de dispersión obtenidas para la lámina de poliestireno sin pérdidas en el material y de los mismos resultados para la lámina de poliestireno con pérdidas en el material de $\tan \delta = 0.003$, para observar si dichas pérdidas provocan una variación en la constante de fase de los modos.

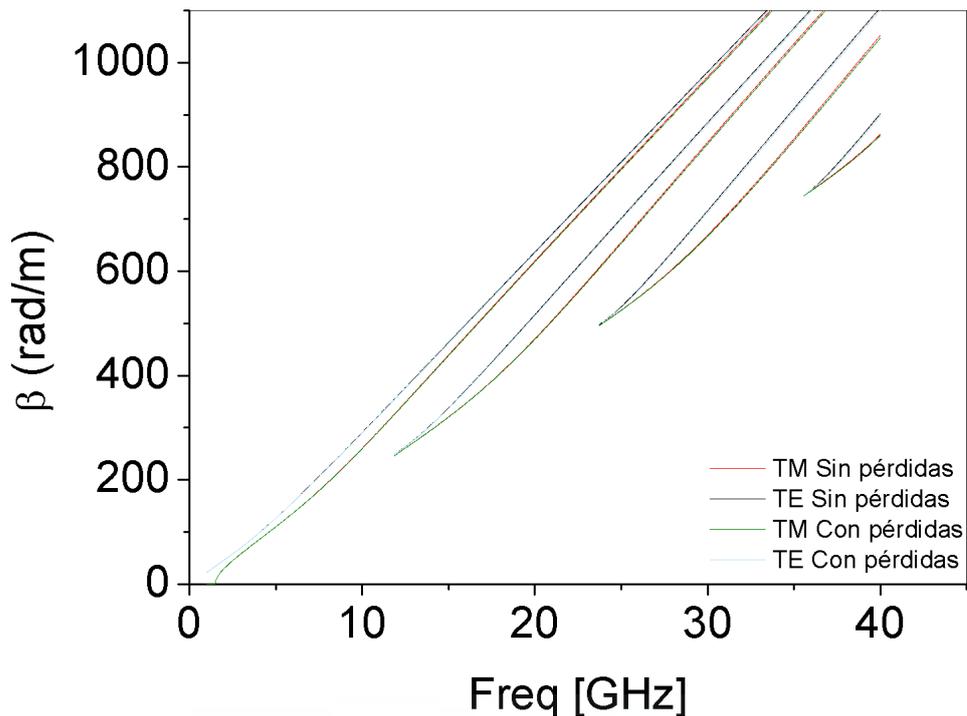


Figura 3.26. Comparación de las curvas de dispersión de los modos que se propagan en la lámina dieléctrica con pérdidas y sin pérdidas obtenidas con el Solver Driven Modal.

En la figura 3.23, podemos ver la representación de las curvas de dispersión de los modos que se propagan en la lámina dieléctrica sin pérdidas y con pérdidas, ambas para las frecuencias comprendidas entre 1 a 40 GHz. En esta gráfica podemos observar que ambos resultados no varían para los modos TE y TM que aparecen comprendidos entre 1 y 40 GHz, con unas pérdidas en la lámina de poliestireno de $\tan \delta = 0.003$.

Finalmente, realizamos una comparación de las curvas de dispersión obtenidas mediante Eigenmode y mediante Driven Modal, para el caso de una lámina dieléctrica de poliestireno con unas pérdidas en el material de $\tan \delta = 0.003$, para los modos comprendidos en el rango de frecuencia de 0 a 40 GHz.

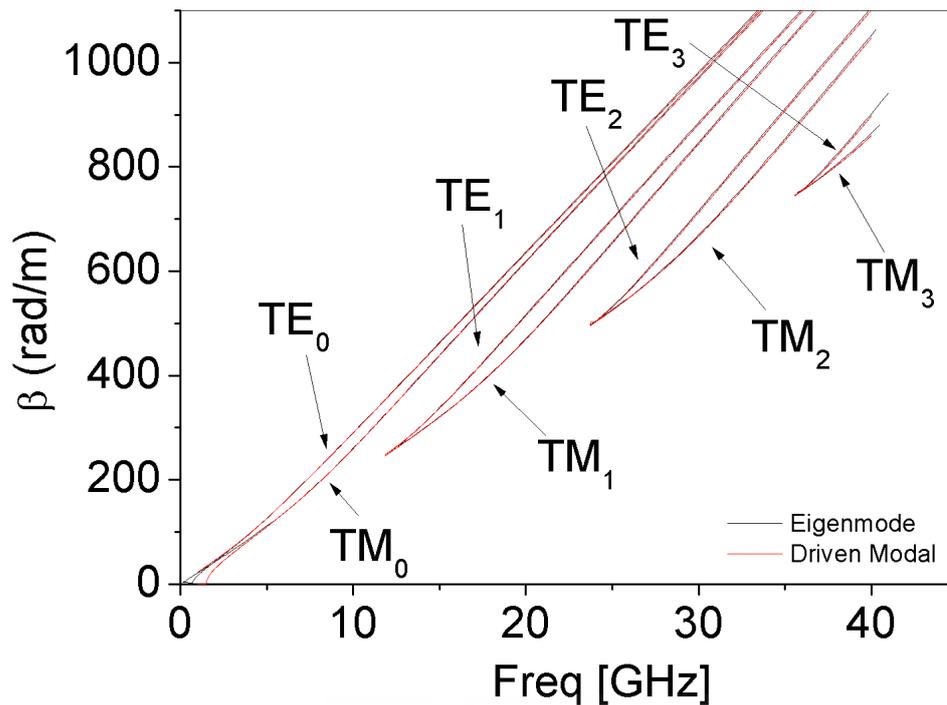


Figura 3.27. Comparación de las curvas de dispersión obtenidas con el Solver Eigenmode y con el Solver Driven Modal que se propagan en la lámina dieléctrica con pérdidas.

En la figura 3.27, podemos ver la comparación de las curvas de dispersión obtenidas mediante el análisis con el Solver Driven Modal y con el Solver Eigenmode, para una lámina dieléctrica de poliestireno con unas pérdidas en el material de $\tan \delta = 0.003$. En esta gráfica se puede ver que se obtienen resultados idénticos de las curvas de dispersión realizando un análisis mediante Eigenmode o mediante Driven modal para el rango de 0 a 40 GHz.

Con la simulación con Driven Modal realizada para la lámina dieléctrica con pérdidas, también obtuvimos de manera directa la atenuación producida para los modos TE y TM en el intervalo en frecuencia entre 1 y 40 GHz. Dichos datos los representamos en el programa Origin y obtuvimos la figura 3.28.

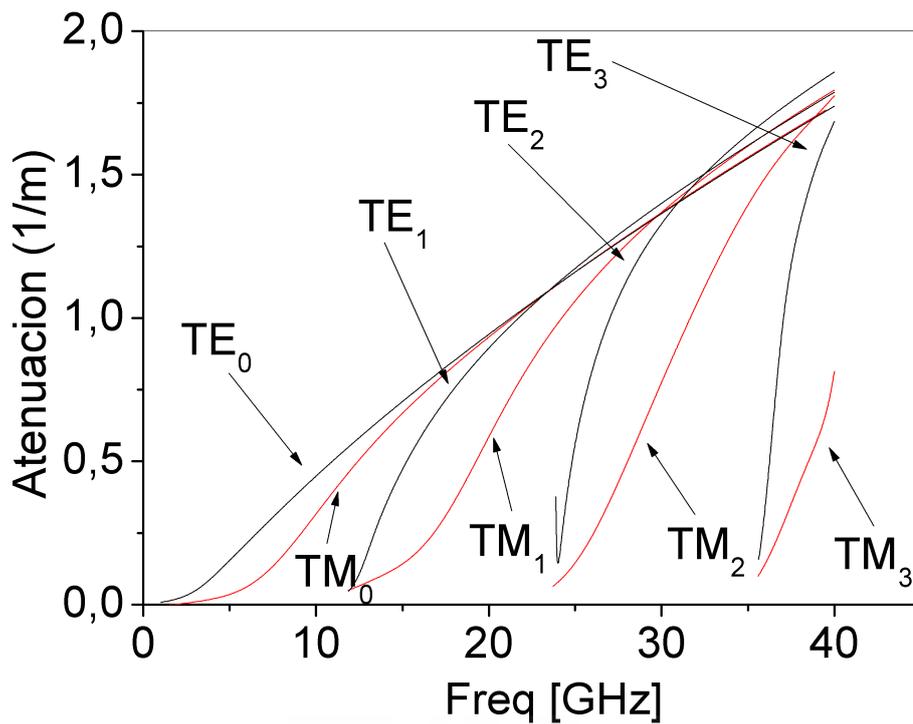


Figura 3.28. Representación de alfa para una lámina dieléctrica con pérdidas con Driven Modal

En la figura 3.28, podemos ver una representación en el programa Origin, de la atenuación α asociada a los diferentes modos tanto de TE como de TM que se propagan en el rango de frecuencias de 1 a 40 GHz.

Realizaremos una comparación entre la atenuación obtenida con el análisis con el Solver Eigenmode y la obtenida mediante el Solver Driven Modal para la lámina dieléctrica de poliestireno con pérdidas de $\tan \delta = 0.003$. Compararemos de manera independiente los modos TE y los modos TM, para ver los resultados de forma más clara. Comenzaremos con la comparación de la atenuación de los modos TE, los cuales han sido representados en la figura 3.29, mediante el programa Origin.

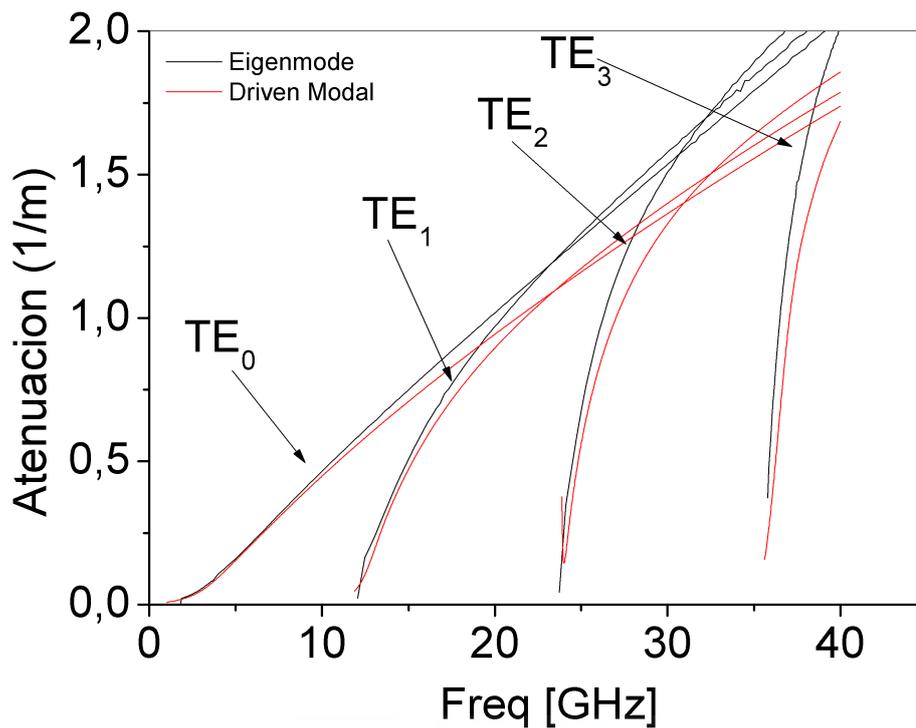


Figura 3.29. Comparación de la atenuación asociada a los modos TE que se propagan en la lámina dieléctrica con pérdidas analizada.

En la figura 3.29, está representada la comparación de la constante de atenuación obtenida para los modos TE que se propagan en las frecuencias comprendidas entre 0 y 40 GHz, obtenidas mediante Eigenmode y mediante Driven modal. Como podemos observar, la atenuación obtenida con Eigenmode es ligeramente superior en todos los modos a la obtenida con Driven Modal. Además, se observa que dicha diferencia aumenta con la frecuencia. Esta diferencia entre ellas, puede ser debida a una falta de precisión en el factor de calidad obtenido con Eigenmode, ya que la convergencia que se exige a nuestro software electromagnético es en la frecuencia propia, que converge antes que el factor de calidad, y por tanto creemos que por mucho que subamos la precisión, no conseguimos obtener los mismos valores de atenuación que obtenemos mediante Driven Modal.

Representamos también los valores de la atenuación obtenidos en este caso para los modos TM con ambos Solvers, del mismo modo que hicimos con los modos TE, representados en la figura 3.29.

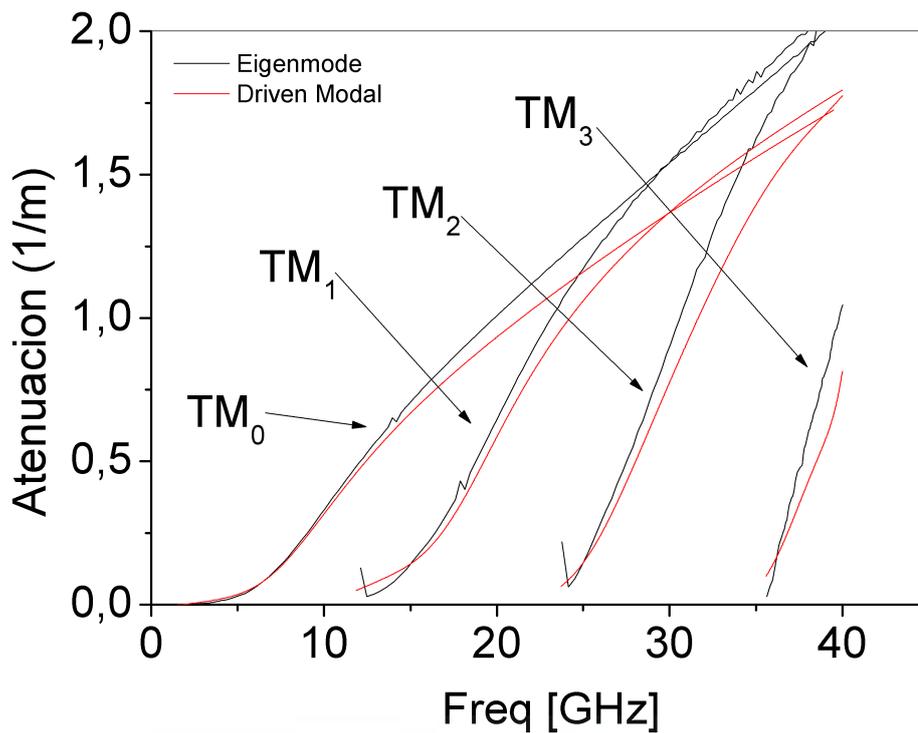


Figura 3.30. Comparación de la atenuación asociada a los modos TM que se propagan en la lámina dieléctrica con pérdidas analizada.

En la figura 3.30 podemos ver la representación de la atenuación de los modos TM que se propagan en la lámina dieléctrica con pérdidas analizadas, comprendidos entre las frecuencias de 0 a 40 GHz, obtenidos con Eigenmode y con Driven modal. En esta gráfica podemos ver que las atenuaciones obtenidas mediante Eigenmode son de nuevo ligeramente superiores a las obtenidas con Driven modal, de manera idéntica a lo ocurrido con los modos TE. Además, se observa que de nuevo dicha diferencia aumenta con la frecuencia. Esto se cree de nuevo que puede ser debido a la falta de precisión en el factor de calidad obtenido con Eigenmode, ya que la convergencia exigida al programa es en la frecuencia propia, la cual converge antes que el factor de calidad, debido a ello no hemos podido obtener los mismos resultados que con Driven Modal.

3.2. SOLUCIÓN DE HOLLOW WAVEGUIDE CON EIGENMODE

En este apartado simularemos el modelo de Hollow waveguide o guía hueca diseñada para tener bajas pérdidas a frecuencia de THz. Para ello haremos uso del software electromagnético HFSS. Para la resolución de este modelo haremos uso del análisis Eigenmode.

En este caso, el material del que está hecha la guía es silicio cristalino de alta resistividad, cuyas propiedades a la frecuencia de diseño de 1.8 THz son las siguientes:

- $\epsilon_r = 11.66$
- $\mu_r = 1$
- $\tan \delta = 0.0002$

Simularemos mediante HFSS el modelo expuesto en la figura (2.4) correspondiente a la guía hueca para THz diseñada en el capítulo 2, analizando tanto la curva de dispersión del modo guiado en dicha guía hueca, como la constante de atenuación, y compararemos estos resultados con los obtenidos en dicho capítulo, basados en el método modal vectorial desarrollado por Angela Coves derivado de su tesis doctoral [7].

La guía hueca diseñada (ver las figuras 2.6 y 2.7), como ya se vio en el capítulo 2, está constituida por dos estructuras dieléctricas periódicas, cuyos parámetros son los siguientes:

- $D = 1.61 \text{ mm}$
- $\Lambda = 74 \text{ }\mu\text{m}$
- $t_h = 0.05 \text{ mm}$
- $t_p = 0.111 \text{ mm}$
- $\epsilon_r=11.66$, $\tan \delta=0.0002$ (correspondiente a silicio cristalino de alta resistividad, cuyas pérdidas resultan ser muy reducidas a la frecuencia de diseño de 1.8 THz).
- $\eta= 50\%$ (duty cycle, definido como la relación de la anchura de la región dieléctrica respecto al periodo en la lámina periódica de espesor t_p).

En HFSS, definiremos inicialmente el elemento periódico que constituirá la surface relief grating de la pared superior de la guía hueca, que estará formada por un lado por una caja dieléctrica cuyo material es el silicio cristalino de alta resistividad, con las siguientes dimensiones:

- $x = 74 \mu\text{m}$
- $y = 100 \mu\text{m}$
- $z = 0,05 \text{ mm}$

Por otro lado, definiremos otra lámina de silicio cristalino de alta resistividad que, junto con otra caja idéntica de vacío, constituirá la celda unidad de la estructura periódica que constituye la surface relief grating. Dicha caja de silicio tendrá las siguientes dimensiones:

- $x = 37 \mu\text{m}$
- $y = 100 \mu\text{m}$
- $z = 0,111 \text{ mm}$

Ambas cajas se replicarán de forma simétrica respecto a un plano, enfrentándose entre ellas con una separación de 1,721 mm.

Esta estructura la rodearemos de una caja de vacío suficientemente grande en el eje Z, para conseguir obtener los modos guiados en la región hueca entre ambas surface relief gratings, cuyas dimensiones se han elegido como:

- $x = 74 \mu\text{m}$
- $y = 100 \mu\text{m}$
- $z = 5 \text{ mm}$

La dimensión elegida en el eje Y es irrelevante, ya que se impondrán condiciones de periodicidad en dicho eje, para reproducir la homogeneidad de la guía en dicho eje. Finalmente queda el diseño de la guía hueca que se muestra en la figura 3.31.

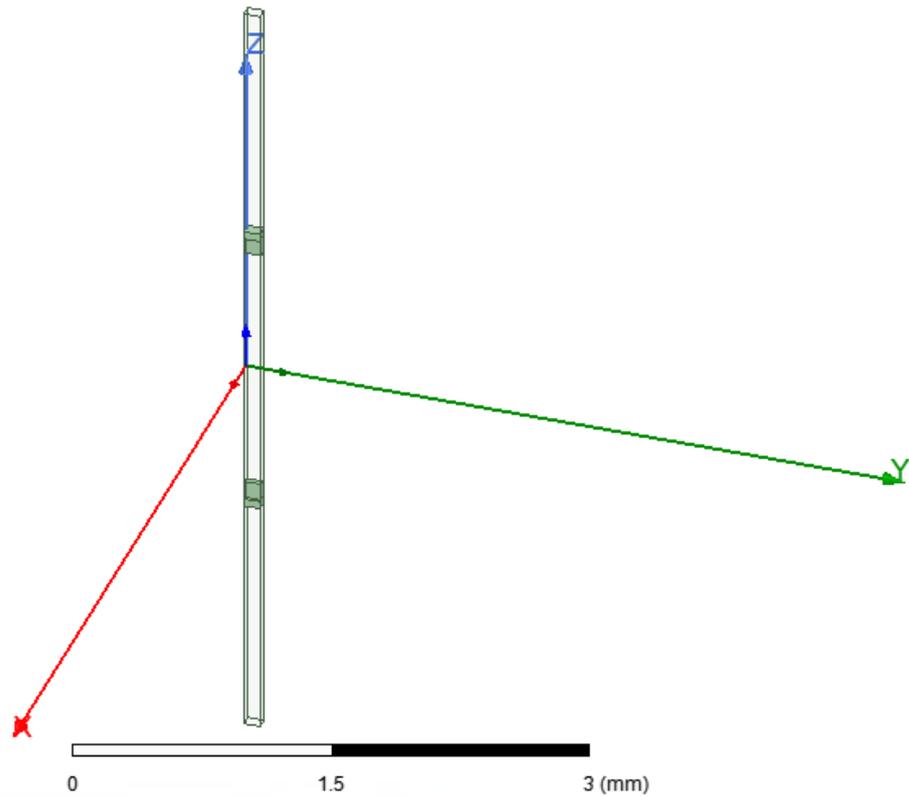


Figura 3.31. Estructura de la guía hueca diseñada para THz para ser analizada con el Solver Eigenmode de HFSS.

Para la resolución de nuestra guía hueca, utilizaremos condiciones periódicas en la dirección de propagación (eje X) definiendo una condición de contorno periódica –Master- en una cara en el eje X de la estructura dibujada, y posteriormente pondremos una condición de contorno periódica –Slave- en la cara opuesta de la estructura en el eje X.

Con estas especificaciones, realizaremos un barrido del desfase ϕ entre ambos planos (Master y Slave) en el rango de 155° a 165° (que es donde se ha visto que aparece la constante de propagación del modo guiado en nuestra guía hueca) y para un mínimo de frecuencia de 1.74 THz, para un máximo número de pasos de 30 y una frecuencia de delta por paso de 0.001%.

Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente gráfica:

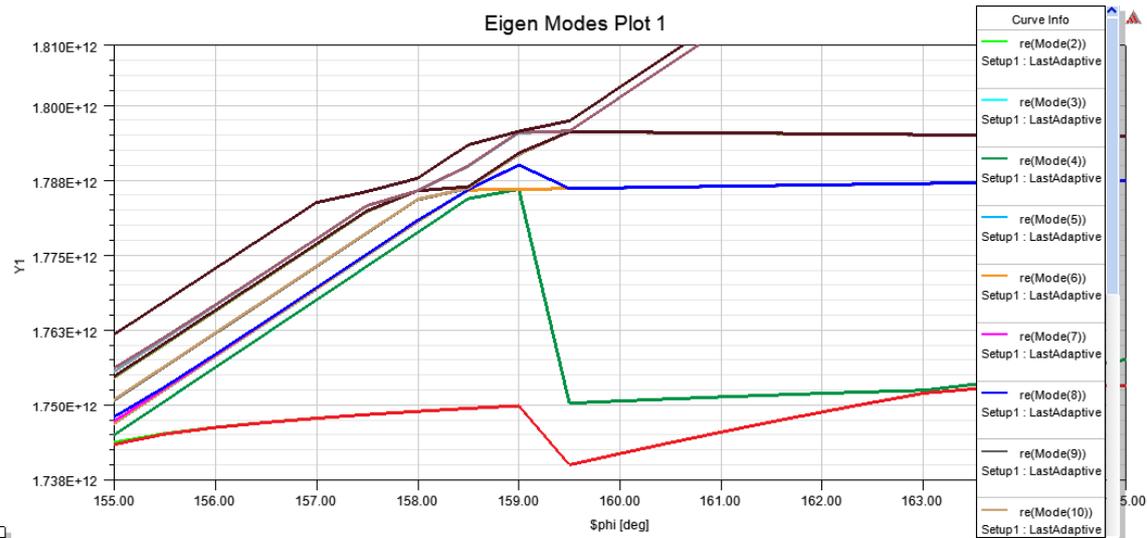


Figura 3.32. Simulación en HFSS de Hollow waveguide con Eigenmode.

Una vez obtenidos dichos resultados con HFSS, los exportaremos para posteriormente transformar los valores de phi a constante de fase mediante la ecuación (3.20), utilizando en este caso un valor de $s = 74 \mu\text{m}$, correspondiente a la periodicidad de la guía.

Con ello obtendremos los valores de la constante de fase β para las diferentes frecuencias, que quedan representados en la siguiente gráfica:

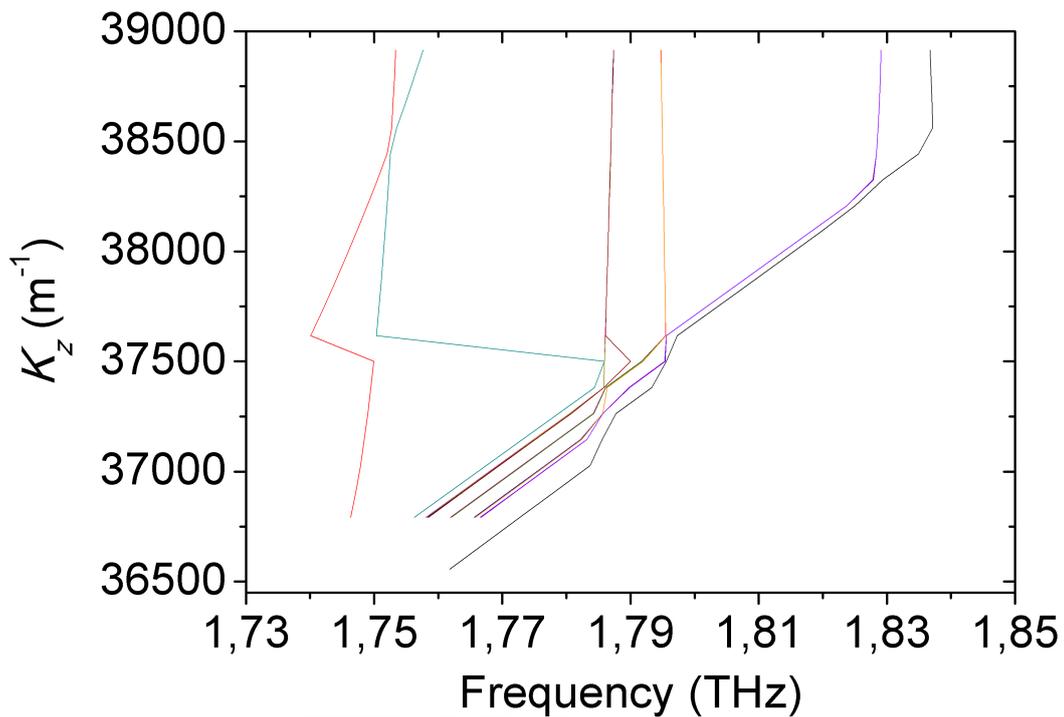


Figura 3.33. Representación de la constante de fase K_z o β obtenida con el Solver Eigenmode del modo guiado en la guía hueca para THz diseñada.

En la figura 3.33 podemos ver la representación en el programa Origin de la constante de fase K_z o β de los diferentes modos obtenidos con el Solver Eigenmode comprendidos en las frecuencias de 1.73 a 1.85 THz.

Para determinar qué valores de la constante de fase obtenidos con HFSS corresponden al modo guiado en la guía hueca bajo análisis, y así poder determinar su constante de atenuación como nos habíamos propuesto en el proyecto, superpondremos los resultados obtenidos en el capítulo 2 de dicha constante de fase con los de la figura 3.33.

Esta comparación se muestra en la figura 3.34, donde se han representado con cruces los valores de β mostrados en el capítulo 2 (ver la figura 2.9) obtenidos empleando el método modal vectorial desarrollado en [7], y con línea los valores de β de los distintos modos que proporciona el Solver Eigenmode.

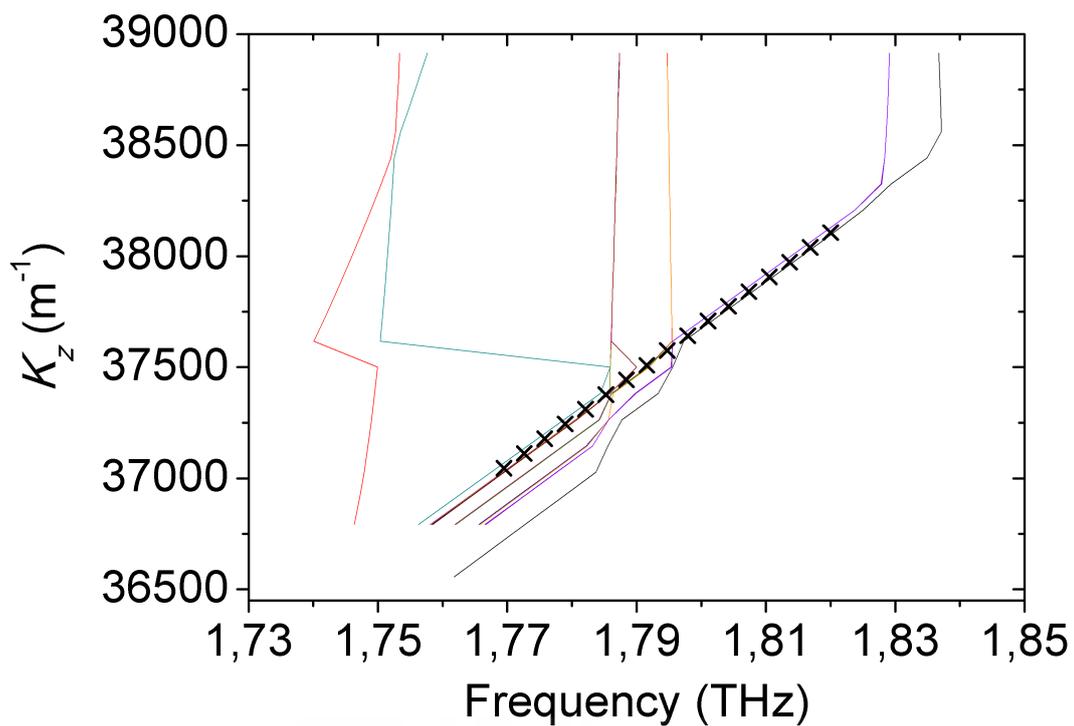


Figura 3.34. Representación de la constante de fase β de la guía hueca diseñada para THz obtenida con el Solver Eigenmode de HFSS, junto con resultados obtenidos en el capítulo 2 empleando el método modal vectorial desarrollado en [7].

Como podemos ver en la gráfica 3.34, los resultados obtenidos previamente, coinciden con valores de la constante de fase de algunos modos en la gráfica, y en ciertos tramos de frecuencia, solapándose por tanto con la constante de fase de diferentes modos obtenidos mediante HFSS con análisis Eigenmode.

Para obtener los resultados de la atenuación de la guía hueca para THz bajo análisis, extraeremos los tramos de la curva de dispersión de cada modo que más se aproxime a los resultados obtenidos en el capítulo 2 empleando el método modal vectorial desarrollado en [7]. Una vez obtenidos todos los puntos los exportaremos, obteniendo la curva de dispersión correspondiente al modo guiado en la guía hueca, el cual lo podremos ver en la siguiente gráfica:

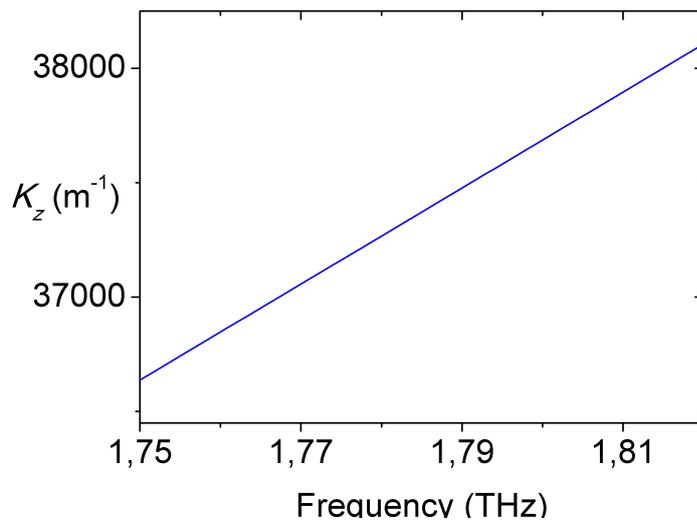


Figura 3.35. Representación de k_z obtenido mediante Eigenmode con HFSS.

En esta gráfica podemos ver la representación de la constante de fase del modo guiado en la guía hueca diseñada para THz en el rango de frecuencias de 1.75 a 1.82 THz obtenida con el Solver Eigenmode.

Dichos resultados los compararemos con los resultados obtenidos con el método modal vectorial desarrollado en [7], quedando como resultado la gráfica 3.36.

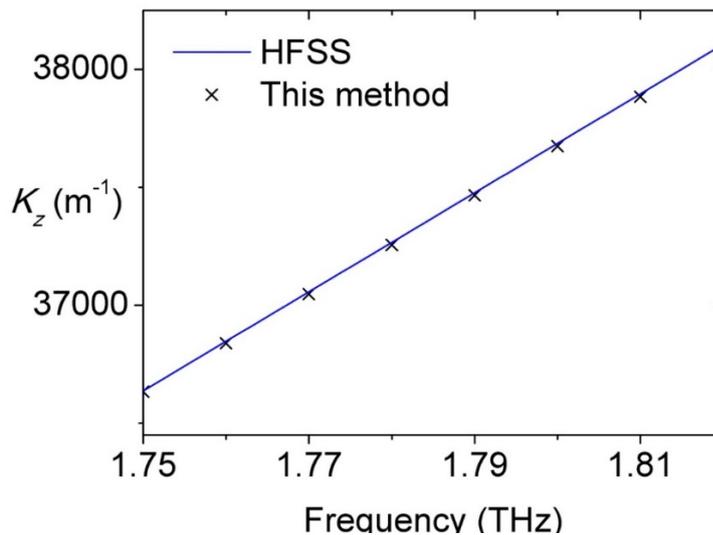


Figura 3.36. Comparación de k_z obtenida con Eigenmode y con el método desarrollado en [7].

Como podemos ver en la gráfica 3.36, ambos resultados prácticamente coinciden en todos los puntos de la gráfica, con lo que podemos afirmar que mediante el software electromagnético HFSS y utilizando un análisis eigenmode, hemos podido obtener correctamente la constante de fase del modo guiado en la guía hueca diseñada para THz.

Una vez obtenida K_z , de la guía hueca diseñada, vamos a obtener la atenuación en esos mismos puntos en frecuencia. Para ello, emplearemos el Solver Eigenmode de HFSS, que también nos proporciona factor de calidad de los modos obtenidos, siguiendo el mismo procedimiento descrito anteriormente para determinar la atenuación en la lámina dieléctrica con este mismo Solver Eigenmode a partir del valor del factor de calidad y de la constante de fase.

A partir de la simulación realizada anteriormente del barrido en el desfase phi en el rango de 155° a 165° , se obtienen los siguientes valores del factor de calidad de los distintos modos analizados:

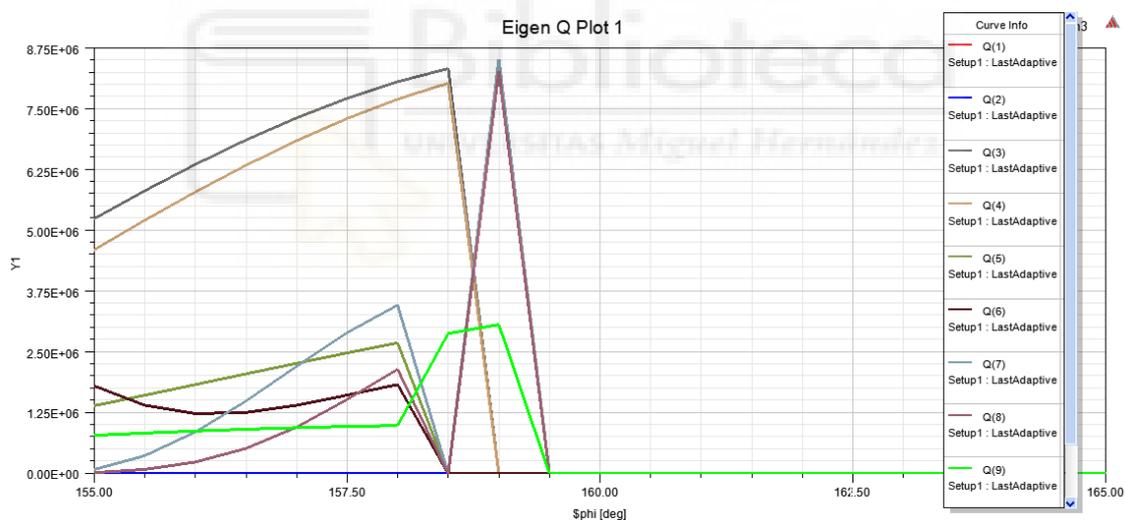


Figura 3.37. Representación del factor de calidad de los modos analizados con el Solver de Eigenmode de HFSS de la guía hueca diseñada para THz.

Una vez obtenidos estos datos, escogeremos los mismos puntos que fueron utilizados para la obtención de K_z , y seguiremos el método descrito anteriormente para determinar la constante de atenuación a partir del factor de calidad y de la constante de fase, en el cual primero calcularemos la velocidad de grupo de todos los puntos mediante la ecuación

3.21, y posteriormente calcularemos la atenuación en esos puntos, haciendo uso de la ecuación 3.22.

Una vez calculados los diferentes valores de la constante de atenuación en todos puntos obtenidos, realizaremos un cambio de escala de $1/m$ (o Np/m) a dB/m , multiplicando cada punto por un factor 8.68, y realizamos la representación mediante el programa Origin de la atenuación obtenida en función de la frecuencia.

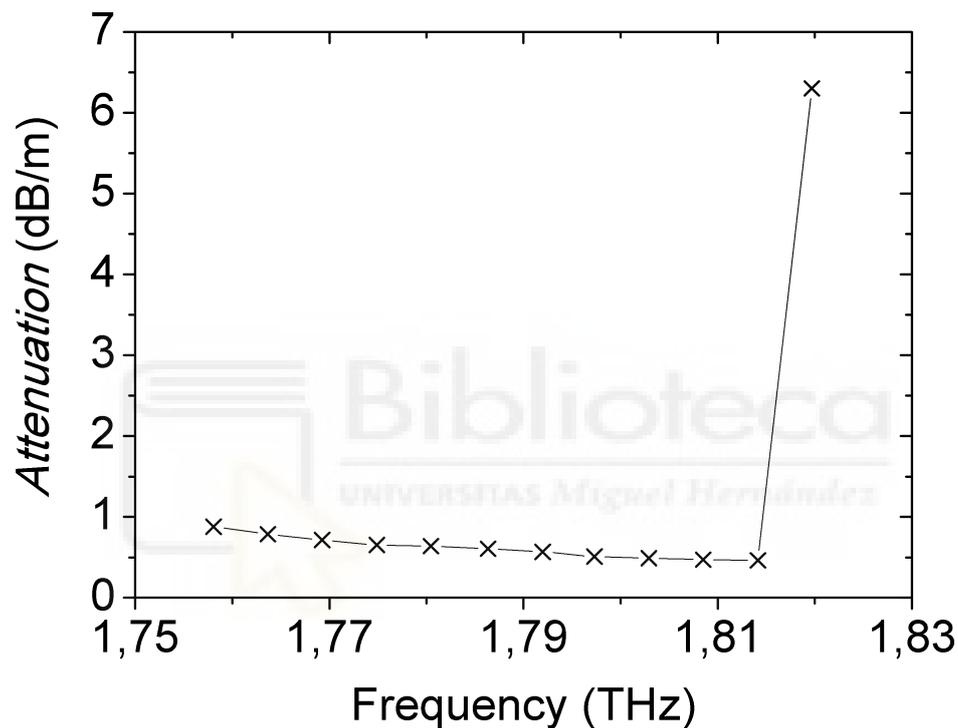


Figura 3.38. Representación de la atenuación obtenida con el Solver Eigenmode de HFSS de la guía hueca diseñada para THz.

En esta gráfica podemos ver que aparece un mínimo de atenuación en esta guía entorno a la frecuencia de 1.80 THz.

Para comprobar si estos resultados son idénticos a los obtenidos en el capítulo 2 empleando el método modal vectorial basado en [7], realizamos una comparación con la gráfica 2.6, obteniendo la siguiente gráfica:

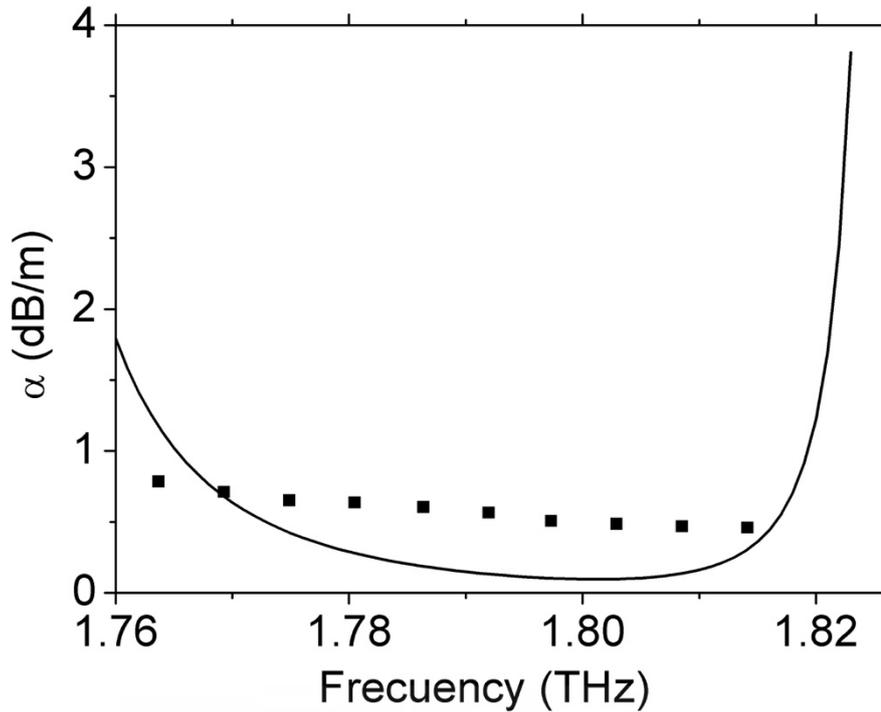


Figura 3.39. Comparación de la atenuación obtenida mediante el análisis hecho con el Solver Eigenmode de HFSS y empleando el método modal vectorial basado en [7], para la guía hueca diseñada para THz.

En esta gráfica podemos ver que la atenuación obtenida mediante el método modal vectorial basado en [7] y la obtenida mediante el análisis hecho con el Solver Eigenmode de HFSS no son iguales, aunque del mismo orden de magnitud.

Esto se debe probablemente, como ya hemos explicado también al mostrar los resultados de la atenuación de la lámina dieléctrica, a la falta de precisión que tiene HFSS en la obtención del factor de calidad de los modos analizados de la guía hueca diseñada para THz, pues la realización de esta simulación estaba al límite del simulador, como podemos ver en la figura 3.40, en la cual se realizó la simulación con el Solver Eigenmode de HFSS.

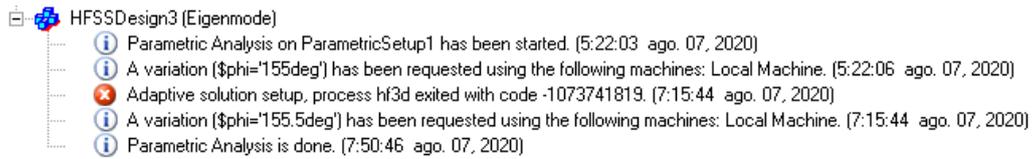


Figura 3.40. Simulación por punto en fase en Hollow waveguide a frecuencias de Terahercios.

Por tanto, no pudimos aumentar ya más la precisión tanto de la frecuencia propia como del factor de calidad de los modos analizados.



3.3. SOLUCIÓN DE HOLLOW WAVEGUIDE CON DRIVEN MODAL

En este apartado hemos intentado reproducir, empleando el Solver Driven Modal de HFSS, la atenuación que habíamos obtenido previamente con el método modal vectorial basado en [7] del modo guiado en la guía hueca diseñada para baja atenuación a 1.8 THz, dado que no se han conseguido resultados muy precisos con el Solver Eigenmode.

Driven Modal, como se ha visto en el apartado anterior, permite, para un tramo de guía con una excitación definida en un cierto plano, obtener la constante de propagación γ de una serie de sus modos, y a partir de ella, determinar directamente su constante de atenuación. El punto crítico a la hora de hacer este análisis con Driven Modal con éxito, va a ser poder analizar un número suficientemente elevado de modos en la estructura a analizar. En el caso de la lámina dieléctrica analizada previamente, no existía dicho problema, puesto que los modos buscados eran precisamente los que viajan confinados en el material dieléctrico, que son los primeros modos que obtiene el simulador con el Solver Driven Modal. Sin embargo, en nuestra guía hueca basada en dos surface relief gratings descrita en el punto anterior, existe un cierto número de modos, que también son soluciones guiadas, los cuales viajan confinados en los propios gratings, y cuya constante de fase será mayor que la constante de fase del modo buscado en nuestro caso, que es el modo guiado por el hueco entre los gratings. Esto hará que dichos modos aparezcan los primeros al hacer el análisis de la guía, y es posible que, dado que el programa está limitado a un número máximo de 25 modos en el análisis con Driven Modal, no consigamos obtener el modo buscado, o tengamos problemas de memoria si nos acercamos a dicho límite.

A continuación, recordamos de nuevo los parámetros de la guía hueca diseñada (ver las figuras 2.6 y 2.7), que como ya se vio en el capítulo 2, está constituida por dos estructuras dieléctricas periódicas o surface relief gratings, cuyos parámetros son los siguientes:

- $D = 1.61 \text{ mm}$
- $\Lambda = 74 \text{ }\mu\text{m}$
- $t_h = 0.05 \text{ mm}$
- $t_p = 0.111 \text{ mm}$

- $\epsilon_r=11.66$, $\tan \delta=0.0002$ (correspondiente a silicio cristalino de alta resistividad, cuyas pérdidas resultan ser muy reducidas a la frecuencia de diseño de 1.8 THz).
- $\eta= 50\%$ (duty cycle, definido como la relación de la anchura de la región dieléctrica respecto al periodo en la lámina periódica de espesor t_p).

Para llevar a cabo el análisis con Driven Modal, definiremos cajas dieléctricas con las mismas dimensiones utilizadas en la solución de la guía hueca modelada con Eigenmode, a excepción de un Wave Port o excitación rectangular en el plano YZ, cuyas medidas son las siguientes:

- $y = 0.1 \text{ mm}$
- $z = 5 \text{ mm}$

Dicho Wave Port se debe extender a toda la altura z de la caja de vacío que rodea a la guía hueca para que la guía sea modelada correctamente. Así, entre todas las soluciones obtenidas, estarán las correspondientes a los modos guiados por los gratings por un lado (no buscadas), la correspondiente al modo guiado por el hueco definido entre ambas surface relief gratings (solución buscada en este trabajo), y soluciones de guías vacías definidas por los huecos de aire exteriores a los gratings (no buscadas). Así, una posible forma de discriminar las soluciones no buscadas de la solución buscada será comparar la constante de fase de cada modo obtenido con Driven Modal en el intervalo de frecuencias de interés (en torno a 1.8 THz) con la constante de fase obtenida en el capítulo 2 mediante el método modal vectorial basado en [7]. La estructura completa final está representada en la siguiente figura:

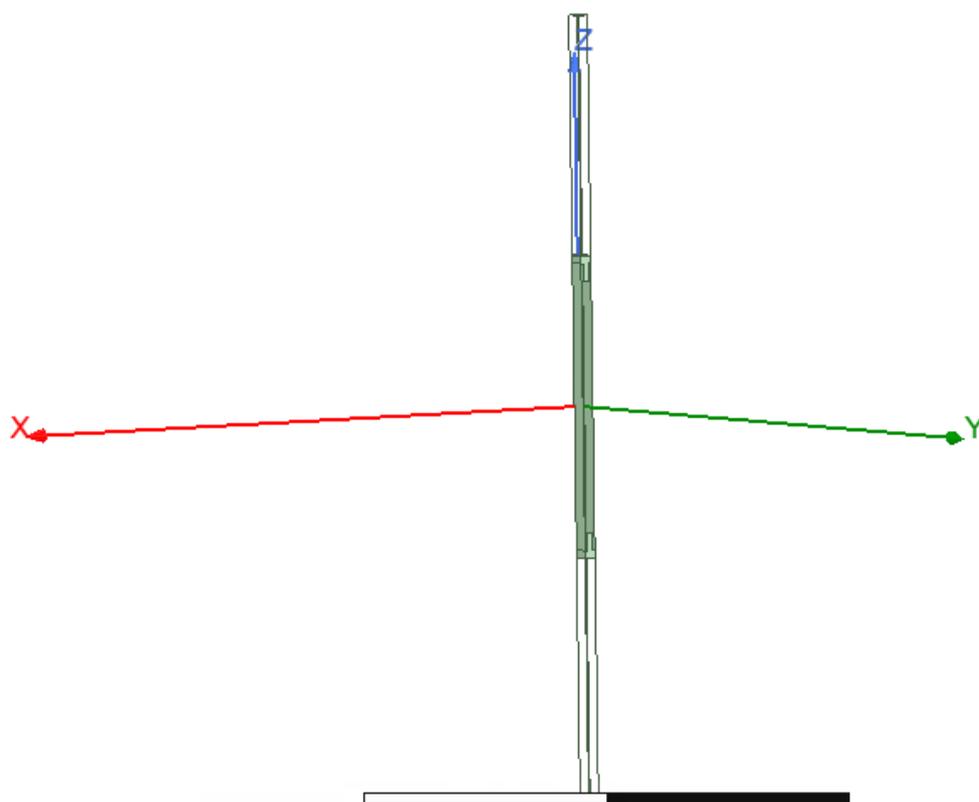


Figura 3.41. Estructura de la guía hueca para el análisis con Solver Driven Modal.

En este caso, definiremos todas las caras de la estructura (incluidas las caras de la caja de vacío) con condición de contorno perfect H, a excepción de los dos extremos del eje Z, en los que definiremos como condición de contorno una condición de radiación.

Para realizar la simulación de nuestro modelo con Driven Modal, hemos escogido un barrido por interpolación de un máximo de 250 soluciones y un error de tolerancia de 0.5%, el cual comienza en 1,76 THz y acababa en 1,83 THz con pasos de 1GHz.

Tras muchas dificultades para obtener tanto la constante de fase como la atenuación del modo buscado, se vio que el número máximo de modos que nos permitía definir en el Wave Port sin que el programa diera un error de 'Out of Memory' era de 23 modos. En ese caso, se comprobó que todos los modos obtenidos tenían una constante de fase que era todavía superior a la constante de fase del modo buscado, y dada la imposibilidad de incrementar dicho número, fue imposible obtener la solución buscada. Para llevar a cabo este análisis, que resultó ser de gran complejidad, se hizo uso del servicio de asistencia

técnica por parte del personal de HFSS, quien nos ayudó en la realización de esta última simulación, y quien comprobó que no era posible llegar a obtener el modo buscado empleando el análisis de Driven Modal.

Por lo tanto, no fue posible obtener la atenuación de dicho modo con Driven Modal, quedándonos por tanto con los resultados obtenidos a partir del factor de calidad y la velocidad de grupo en el análisis de Eigenmode.



CAPÍTULO 4: CONCLUSIÓN Y LÍNEAS FUTURAS





4.1. CONCLUSIÓN

Como fin de este Trabajo Fin de Grado, se exponen las conclusiones que se pueden extraer tras la realización de este proyecto.

La conclusión más importante que se puede obtener de este proyecto, es que con el software electromagnético High Frequency Structure Simulator o HFSS no se puede obtener con suficiente precisión la atenuación y la constante de fase del primer modo de una guía hueca que ha sido diseñada para bajas pérdidas a frecuencias de terahercios, con un análisis Driven Modal, debido a que este solver tiene dificultad para capturar un modo de orden alto como el buscado, que viaja en la región de aire que queda entre los dos gratings que constituyen las paredes de la estructura guiadora, ya que dicho solver obtiene también muchas otras soluciones, como las correspondientes a los modos guiados en el sustrato periódico de cada pared.

Sin embargo, mediante un análisis Eigenmode, sí se puede obtener la constante de fase del primer modo de forma precisa, logrando a su vez un resultado para la atenuación que, aunque sí es del mismo orden de magnitud que el obtenido con el método modal vectorial basado en [7] para esta misma guía, no reproduce de forma precisa dicho resultado.

Estos resultados ponen en gran valor el método modal vectorial basado en [7] en detrimento del uso de softwares electromagnéticos comerciales basados en métodos numéricos como es el HFSS empleado en este trabajo, que a día de hoy no tienen capacidad para obtener resultados concluyentes para la atenuación en una guía hueca que ha sido diseñada para trabajar a frecuencias de terahercios.

4.2. LÍNEAS FUTURAS

Para la realización de mejoras en este Trabajo Fin de Grado, se plantea la realización de simulaciones de nuestra guía hueca con otros softwares electromagnéticos, con el fin de obtener resultados más precisos para la atenuación del modo guiado en la guía hueca en el intervalo de frecuencias de interés.



BIBLIOGRAFÍA





- [1] David M. Pozar, "Microwave Engineering", John Wiley & Sons, INC, 2005.
- [2] S. Atakaramians, S. Afshar, H. Ebendorff-Heidepriem, M. Nagel, B. M. Fischer, D. Abbott, and T. M. Monro, "THz porous fibers: design, fabrication and experimental characterization," *Opt. Express*, Vol. 17, No. 16, pp. 14053–14062, Aug. 2009.
- [3] A. Hassani, A. Dupuis, and M. Skorobogatiy, "Porous polymer fibers for low-loss Terahertz guiding," *Opt. Express*, Vol. 16, No. 9, pp. 6341–6351, Apr. 2008.
- [4] Y. Zhou, V. Karagodsky, B. Pesala, F. G. Sedgwick, and C. J. Chang-Hasnain, "A novel ultra-low loss hollow-core waveguide using subwavelength high-contrast gratings," *Opt. Express*, Vol. 17, No. 3, pp. 1508–1517, Feb. 2009, DOI:10.1364/OE.17.001508.
- [5] Robert E. Collin, "Field Theory of Guided Waves", John Wiley & Sons, INC, 1990.
- [6] Akira Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation Radiation, And Scattering", John Wiley & Sons, INC, 2017.
- [7] Angela Coves, "Caracterización modal de sistemas guidores homogéneos: análisis de superficies selectoras de frecuencia dieléctricas", Tesis doctoral, junio 2004.
- [8] Xu, K. Wu and W. Hong, "Equivalent Resonant Cavity Model of Arbitrary Periodic Guided-Wave Structures and Its Application to Finite-Difference Frequency-Domain Algorithm," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, no. 4, pp. 697-702, April 2007.
- [9] P. H. Bolivar, M. Brucherseifer, J. Gómez, R. Gonzalo, I. Ederra, A. L. Reynolds, M. Holker, and P. de Maagt, "Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. 51, No. 4, pp. 1062–1066, Apr. 2003, DOI: 10.1109/TMTT.2003.809693.

[10] A. Coves, B. Gimeno, and M. V. Andrés, “Oblique incidence and polarization effects in coupled gratings,” *Opt. Express*, Vol. 20, No. 23, pp. 25454–25460, Nov. 2012, DOI: 10.1364/OE.20.025454.

