



UNIVERSIDAD  
POLITECNICA  
DE VALENCIA



**Máster Universitario**  
en Tecnologías, Sistemas y  
Redes de Comunicaciones

# Estudio de guías superficiales para aplicaciones de banda ancha a frecuencias de THz

***Autor:*** Antonio José Berenguer Verdú

***Director:*** Mariano Baquero Escudero

***Fecha de comienzo:*** 13/09/2010

***Lugar de trabajo:*** Grupo de Radiación Electromagnética del  
iTEAM



**Objetivos** – El objetivo primero de este trabajo es conocer las características principales de la banda de frecuencias de los THz y el estado del arte del guiado de onda en dicha banda. En segundo lugar se pretende realizar un estudio completo del guiado de onda superficial, el cual se perfila como solución óptima para aquellas aplicaciones que requieran de transmisión guiada de un gran ancho de banda. Será de especial interés el conocer qué tipos de guías, y bajo que condiciones, consiguen guiar energía electromagnética de forma superficial. Por una parte, se pretende implementar un *software* capaz de realizar una parametrización rápida y que además sea robusto, pues se van a considerar situaciones muy distintas para cada una de las guías analizadas. Por otra parte, estos resultados deberán ser interpretados para comprender el fenómeno de guiado superficial y establecer una relación de conceptos entre las guías analizadas. Aprovechando este conocimiento, se tiene como objetivo final el comprobar la viabilidad del empleo de transiciones entre guiado superficial y guiado confinado con tal de evitar los principales problemas asociados a las guías de superficie.

**Metodología** – El estudio de las guías consideradas se ha llevado a cabo en todos los casos mediante resolución analítica de las ecuaciones de Maxwell en geometría cilíndrica, y posterior obtención de resultados mediante aplicación de métodos numéricos sobre las ecuaciones derivadas del análisis. Todo el trabajo computacional ha sido desarrollado mediante la implementación de algoritmos en MATLAB<sup>®</sup>, los cuales han sido optimizados para el problema en concreto.

**Desarrollos teóricos realizados** – El carácter de este estudio tiene asociada una gran cantidad de trabajo teórico. Se han desarrollado las expresiones necesarias para llegar a la ecuación trascendental que describe la propagación en las estructuras analizadas para cada caso. Las ecuaciones obtenidas han sido analizadas para implementar su resolución numérica de una forma más eficiente y robusta. En este trabajo también ha sido de gran importancia la realización de integrales impropias por métodos numéricos. Para su resolución precisa y con mínimo tiempo de computación ha sido un necesario un estudio de dichas integrales y de los métodos numéricos aplicables a estos casos.

**Resultados** – Se han obtenido los espectros modales completos de las guías dieléctricas/superficiales cilindro dieléctrico e hilo con camisa dieléctricas para multitud de casos en cada guía. Se ha descrito con profundidad la propagación de cada tipo de modo, así como su patrón de campo, confinamiento, atenuación y dispersión, y se han hallado las condiciones necesarias para que exista guiado superficial o confinado en estas guías. Por último, se ha demostrado de forma teórica que es posible realizar una transición progresiva entre guiado confinado y superficial, lo cual supondría un gran avance en el uso de guías superficiales.

**Líneas futuras** – El siguiente paso directo a este trabajo sería comprobar mediante simulaciones alternativas y medidas experimentales la mejora introducida por las transiciones descritas en la fase de excitación y en tramos curvos, respecto de la guías superficiales que se están utilizando actualmente. También, en vista a las conclusiones del trabajo, puede ser de gran interés realizar un estudio completo de los modos superiores

conjuntamente en el hilo metálico e hilo metálico con camisa, considerando el metal como un dieléctrico de permitividad compleja y estableciendo así una mayor continuidad en el problema matemático, que permitiría un mejor conocimiento y optimización de las transiciones. También podría ser una línea de continuación el estudio de superficies periódicas y corrugadas para su aplicación a este tipo de guías.

### **Publicaciones –**

1. A. Berenguer, M. Baquero-Escudero, D. Sánchez-Escuderos, and M. Ferrando-Bataller, “Study of surface waveguides at THz frequencies,” in *Simposium Nacional de la URSI 2011, Leganés (Madrid)*.
2. A. Berenguer, M. Baquero-Escudero, D. Sánchez-Escuderos, and M. Ferrando-Bataller, “Study of the effect of coating the single wire waveguide with a dielectric,” in *36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2011. IRMMW-THz 2011. (Accepted for publication)*, 2011.
3. D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, M. Baquero-Escudero, and A. Berenguer Verdú, “H-plane horn array antenna using low-loss rectangular waveguide at THz frequencies,” in *5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 2011, Rome*, 2011.
4. D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, A. Berenguer, and M. Baquero-Escudero, “Application of EBG structures for the design of low-loss rectangular waveguides in the THz band,” in *Simposium Nacional de la URSI 2011, Leganés (Madrid)*.
5. D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, A. Berenguer, and M. Baquero-Escudero, “Design of low-loss waveguides and devices at THz frequencies using EBG structures,” in *36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2011. IRMMW-THz 2011. (Accepted for publication)*, 2011.

**Abstract –** The recently considered THz band is expected to allow several applications in areas such as medicine, biology, pharmacology, civil security, etc., in next years. However, at this moment, there is a lack in guided media, which are necessary to develop these applications. The reason for this lack lies in the high losses at THz frequencies of both, conductors and dielectrics, which make a challenge the design of low-loss waveguides. Thereby, the conventional approach of microwaves or optics cannot be successfully used and alternative solutions must be considered. This work analyzes several surface waveguides and shows them as a wide band solution for efficient waveguiding at THz. Main interest is focused on obtaining the optimum design of this kind of waveguides to avoid common problems associated to surface waveguiding.

Autor: Antonio José Berenguer Verdú, [email: anbever@iteam.upv.es](mailto:anbever@iteam.upv.es)

Director: Mariano Baquero Escudero, [email: mbaquero@dc.com.upv.es](mailto:mbaquero@dc.com.upv.es)

Fecha de entrega: 12-09-11

## Índice

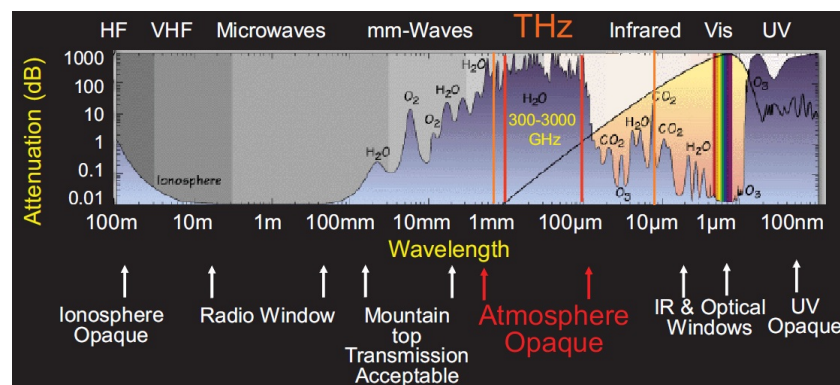
<b>1. Introducción</b>	<b>6</b>
<b>2. Estado del arte del guiado de onda en la banda THz</b>	<b>10</b>
2.1. Guías metálicas cerradas . . . . .	11
2.1.1. Guías convencionales modificadas . . . . .	11
2.1.2. Guías periódicas . . . . .	12
2.2. Guías dieléctricas . . . . .	13
2.2.1. Guías convencionales modificadas . . . . .	13
2.2.2. Guías periódicas . . . . .	14
2.3. Guías superficiales . . . . .	15
<b>3. Análisis modal de guías superficiales</b>	<b>17</b>
3.1. Cilindro dieléctrico . . . . .	18
3.2. Hilo metálico con camisa dieléctrica ( <i>G-Line</i> ) . . . . .	30
<b>4. Conclusiones y Líneas Futuras</b>	<b>39</b>
<b>5. Agradecimientos</b>	<b>40</b>
<b>A. Artículos</b>	<b>47</b>



## 1. Introducción

La banda de los terahercios (THz) o "THz Gap", en su sentido más amplio se define como aquella región del espectro electromagnético comprendida entre 0.1THz y 10THz [1], [2]. Así pues, esta banda abarca parte del espectro de milimétricas (30GHz-300GHz), allá donde acaba la banda de microondas, toda la banda de submilimétricas (0.3THz-3THz), y la parte baja del infrarrojo lejano, Fig. 1.

El interés creciente por la consolidación de una tecnología propia para esta banda es debido a la especial interacción con la materia de estas frecuencias [3]. Como es bien sabido, la interacción de la radiación electromagnética con la materia depende de su longitud de onda, que para la banda de los THz varía entre 3mm(0.1THz) y  $30\mu\text{m}$ (10THz). Precisamente en este rango de valores se encuentran numerosas líneas de emisión de compuestos moleculares. Fenómenos tales como la vibración intramolecular e intermolecular son especialmente susceptibles de ser observados a estas frecuencias, especialmente en la banda de submilimétricas [4]. De hecho existen numerosos fenómenos físicos y reacciones químicas que solo podrán ser estudiados mediante la captación de energía a estas longitudes de onda. Además, la radiación de THz es inocua para las personas, pues tiene una energía muy baja (del orden de los meV) y por lo tanto no es ionizante, como ocurre con los rayos X. Se trata pues un campo de estudio con grandes expectativas de influencia transversal en otras áreas, tales como química, biología, farmacología, medicina, etc.



**Figura 1:** Espectro electromagnético y absorción atmosférica en dB/m vs. longitud de onda. La banda de los THz, longitudes de onda entre 3mm y  $30\mu\text{m}$ , es la comprendida entre las líneas verticales de color naranja. La subbanda de mayor interés, ondas submilimétricas (300GHz-3000GHz), quedaría delimitada por las líneas de color rojo.

La radiación electromagnética en la banda de los THz sufre una absorción atmosférica notablemente elevada, especialmente entre 0.3THz y 3THz, tal y como se puede apreciar en la Fig. 1. Por lo tanto, el uso de estas frecuencias para comunicaciones radiadas de larga distancia está descartado. Sin embargo, existen ciertas ventanas de transmisión donde la absorción no llega a valores tan elevados, lo cual permite la utilización de ondas radiadas a distancias de unos pocos metros. Como más adelante se mostrará, la alta absorción del agua a frecuencias de THz puede convertirse en una ventaja para aplicaciones de imagen.

Por otra parte, fuera de la atmósfera el problema de la absorción desaparece, y es por ello que las aplicaciones más consolidadas desde hace años son las relacionadas con estudio del espacio exterior.

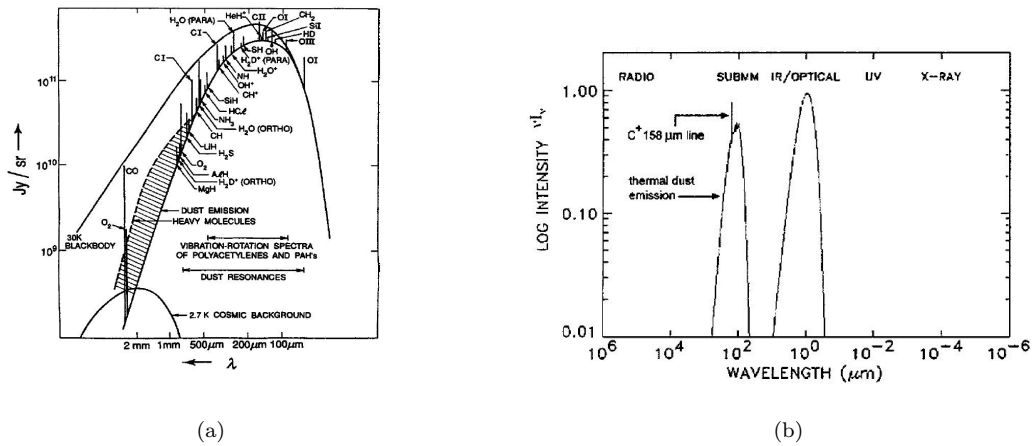
La generación de energía a estas frecuencias suele realizarse o bien mediante multiplicadores que suben la frecuencia desde la banda de microondas o bien mediante antenas fotoconductoras que convierten radiación de frecuencias ópticas a THz. Esta es la única opción dado que no existen fuentes de radiación eficientes en la banda de THz, tal y como si ocurre en microondas (diodos *GUNN* e *IMPATT*) o en óptica (láseres cuánticos y compuestos III-V). El problema es que tras la conversión de frecuencia las potencias logradas son bastante bajas [1]. Sin embargo, en los últimos años se están realizando grandes avances [5], sobre todo en el área de láseres cuánticos, para los cuales se consigue rebajar la frecuencia de emisión hasta frecuencias de THz cada vez con mayor eficiencia [6], [7].

En cuanto a los detectores, cabe decir que son sin duda el elemento más desarrollado a día de hoy, siendo lo más habitual el empleo de bolómetros *Hot-Electron* en los que se focaliza la radiación mediante lentes [8]. De hecho, el creciente interés en la banda de los THz viene fuertemente impulsado por la gran mejora en la recepción, lo cual ha permitido la demostración de las primeras aplicaciones de ámbito más comercial.

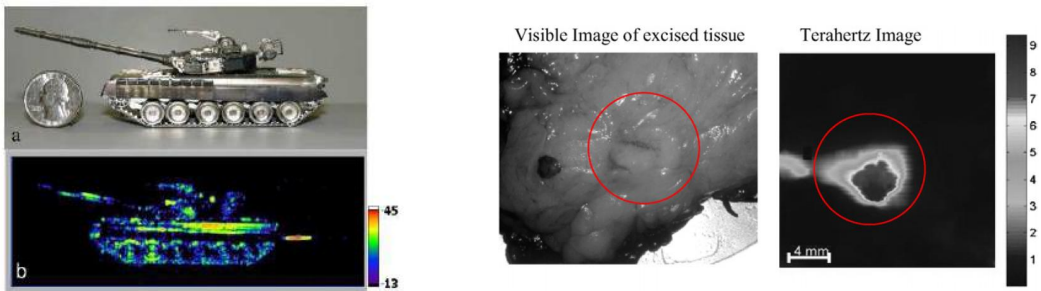
Previo al reciente auge de esta banda, su utilización quedaba restringida de forma bastante exclusiva a la espectroscopía, en aquellas emisiones que caen en la parte baja del infrarrojo lejano. Particularmente, la recepción de radiación a THz desde el espacio exterior mediante sondas espaciales ha sido de gran interés desde las últimas décadas del siglo XX. La razón de esto es la enorme cantidad de energía en el universo que pertenece a esta región del espectro. En la Fig. 2 se pueden observar dos gráficas que muestran este hecho. La gráfica 2(a) muestra como prácticamente toda la radiación de un cuerpo negro de 30K y de polvo interestelar, junto con numerosas líneas de emisión de distintas moléculas, caen en la banda de THz [9]. En la gráfica 2(b) se puede observar que la mitad de la radiación que recibimos de nuestra galaxia, cae en la citada banda [10]. Sin embargo, aunque a través de estas gráficas se pueda pensar en una tecnología consolidada a THz, lo cierto es que los sistemas empleados en tales experimentos son extremadamente caros, y lejos de ser lo precisos que se desearía. Un avance en la tecnología de THz repercutiría directamente en la calidad de la información que recibimos del universo.

Gracias a las mejoras en fuentes y detectores anteriormente citadas, una nueva serie de aplicaciones están empezando a emerger. Un tipo de aplicaciones serían aquellas relacionadas con la toma de imágenes a THz (rayos-T), lo cual tan sólo requiere de sistemas de banda estrecha. La longitud de onda a estas frecuencias permite una resolución por debajo del milímetro, lo cual sugiere, por ejemplo, la utilización de los THz para la adquisición de firmas radar de objetos hechos a escala, Fig. 3(a), con el consecuente ahorro en cámaras anecoicas [11].





**Figura 2:** (a) Radiación energética en función de la longitud de onda de un cuerpo negro de 30K, polvo interestelar y líneas de emisión de algunas de las moléculas más importantes [9]. (b) Espectro de la vía láctea, nuestra galaxia. La emisión del carbono ionizado (elemento más abundante después del hidrógeno, el helio y el oxígeno) tiene lugar a 1,9THz [10].

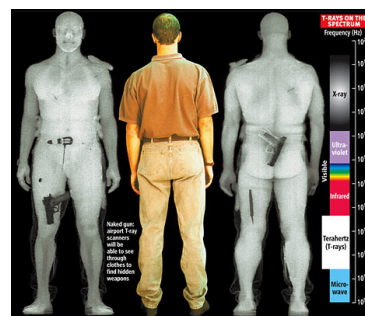


(a) Tanque a escala 1:72 y su imagen radar obtenida [11].

(b) Comparación imagen en el visible y en la banda de THz de un tejido con carcinoma [12].



(c) Imagen tomada a THz que muestra el arma que esconde el sujeto bajo su ropa.

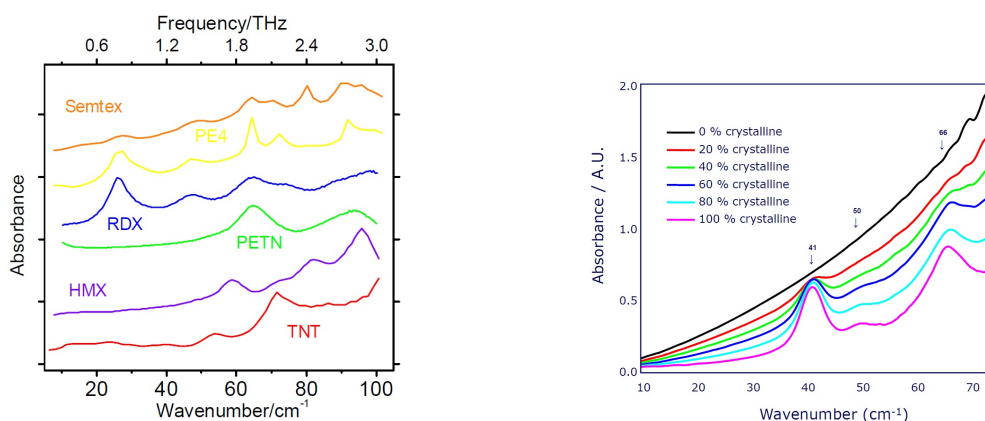


(d) Recreación por ordenador del tipo de imágenes que se espera obtener mediante rayos-T en un futuro próximo.

**Figura 3:** Recopilación de gráficas que muestran distintas aplicaciones de banda estrecha basadas en toma de imágenes a THz.

Por otra parte, la gran absorción que experimenta el agua en comparación con materiales secos permite aplicaciones como la detección de tejidos cancerígenos, Fig. 3(b), incluso aunque estén varios milímetros por debajo de la piel [12]. Por el mismo principio sería posible la detección de armas ocultas [13], Fig. 3(c), debido a la gran diferencia de reflectividad entre metal y el agua del cuerpo humano. Estas aplicaciones están dando todavía sus primeros pasos, y tal y como se puede ver comparando las imágenes Fig. 3(c) (experimento real) y Fig. 3(d) (recreación por ordenador), aún queda mucho trabajo por hacer para lograr resolución y velocidad de adquisición deseadas [14].

Otro tipo de aplicaciones que están suscitando gran interés está relacionado con la espectroscopía comercial en THz. Teniendo en cuenta la enorme actividad molecular existente a estas frecuencias, puede resultar muy interesante el empleo de pulsos que contengan un gran contenido espectral en la banda de THz para identificar sustancias de forma rápida. Esto podría ser aplicado en seguridad para la detección de explosivos mediante su firma espectral [15], Fig. 4(a), o en farmacología para diferenciar compuestos o estados de un compuesto [16], Fig. 4(b).



(a) Firma espectral de los materiales explosivos más importantes.

(b) Firma espectral de la Indometacina según su grado de cristalinidad [16].

**Figura 4:** Aplicaciones de espectroscopía de uso comercial en THz.

Todas las aplicaciones anteriormente nombradas se basan en la detección de muestras cercanas, ya sea unos pocos cm. o algunos metros. Sin embargo, a día de hoy no existe una tecnología de onda guiada eficiente a frecuencias de THz, lo cual es una carencia bastante importante. Elementos como divisores, filtros, etc., necesarios para el tratamiento de la señal, así como su distribución para la alimentación de arrays a antenas se implementan sobre guía de onda.

La razón de esta carencia es el mal comportamiento que tienen a THz los materiales habituales usados para el guiado de onda en otras bandas. A frecuencias de microondas los metales pueden ser asumidos como buenos conductores y es por ello que la forma habitual de proceder es guiar la energía mediante guías metálicas cerradas (guías huecas

de un conductor, cable coaxial, *stripline*, *microstrip*, etc.). Sin embargo, conforme se sube en frecuencia el hecho de que los metales sean buenos conductores comienza a no ser tan cierto, y aunque a THz todavía se esta lejos de la frecuencia de plasma de los mismos, las pérdidas son considerables [17], [18].

Por otra parte, a frecuencias de THz no se dispone de un material dieléctrico transparente, como es el caso del Silicio y algunos derivados para la banda óptica. Es más, los dieléctricos empleados habitualmente en microondas y óptica poseen una atenuación bastante alta, tal y como puede observarse en la tabla 1. A día de hoy las menores pérdidas las presenta el silicio de alta resistividad ( $\epsilon_r = 9,6$ ), que posee una  $\tan \delta = 10^{-4}$  entre 1THz y 4THz [19]. Cabe resaltar que si un material más adecuado fuese descubierto, el escenario sería notablemente diferente al actual.

CRISTALINOS			POLÍMEROS		
	$\epsilon_r$	$10^4 \cdot \tan \delta$		$\epsilon_r$	$10^4 \cdot \tan \delta$
<b>Zafiro O</b>	9.4-9.6	2.1-17.0	<b>Teflón</b>	2.1	2.0-15.0
<b>Zafiro E</b>	11.6-11.7	1.1-30.0	<b>Polietileno</b>	2.3	1.3-14.0
<b>Cuarzo</b>	3.5-4.6	1.0-8.0	<b>Rexolita</b>	2.5-2.7	10.0-40.0
<b>Silicio</b>	11.7-11.9	0.1-19.0	<b>TPX</b>	2.1	6.0-11.0

**Tabla 1:** Permitividad relativa y tangente de pérdidas a 0.1THz-1THz para algunos de los dieléctricos más conocidos.

Se trata pues de un punto de partida complicado para el diseño de una guía que presente pocas pérdidas. En un estudio previo se comprobó que efectivamente no era viable usar las guías habituales tanto de microondas como de óptica tal y como se usan en estas frecuencias, sobre todo en el caso de las primeras [20]. El camino a seguir, dadas las altas pérdidas en ambos, conductores y dieléctricos, debe ser maximizar el porcentaje de potencia que viaja por el aire, evitando así una mayor interacción con los materiales que formen la guía. Este objetivo ha dado lugar a numerosas propuestas que se resumen en el siguiente capítulo, en el que se describe el estado del arte actual en el guiado de onda a THz.

## 2. Estado del arte del guiado de onda en la banda THz

Como se ha introducido en el capítulo anterior, para obtener una guía que no presente excesivas pérdidas a frecuencias de THz se debe conseguir que la energía viaje por el aire, que presenta una absorción despreciable comparada con cualquier metal o dieléctrico. Este objetivo se puede conseguir de muchas formas distintas, cada cual con sus ventajas y desventajas. Hasta la fecha se han propuesto un elevado número de diseños, los cuales se describirán brevemente en este capítulo. La clasificación de estas guías se ha realizado

atendiendo al origen de los diseños. Las guías metálicas son versiones modificadas de algunas guías de microondas, mientras que las guías dieléctricas son el equivalente en la banda óptica. Por otra parte, el guiado superficial de onda es una propuesta novedosa, muy poco utilizada anteriormente y que presenta grandes expectativas como ya veremos a lo largo de este trabajo. También se ha querido distinguir entre las guías periódicas y no periódicas, pues el uso de elementos periódicos se está convirtiendo en una herramienta muy relevante a la hora de optimizar la respuesta lograda por una guía en esta banda.

## 2.1. Guías metálicas cerradas

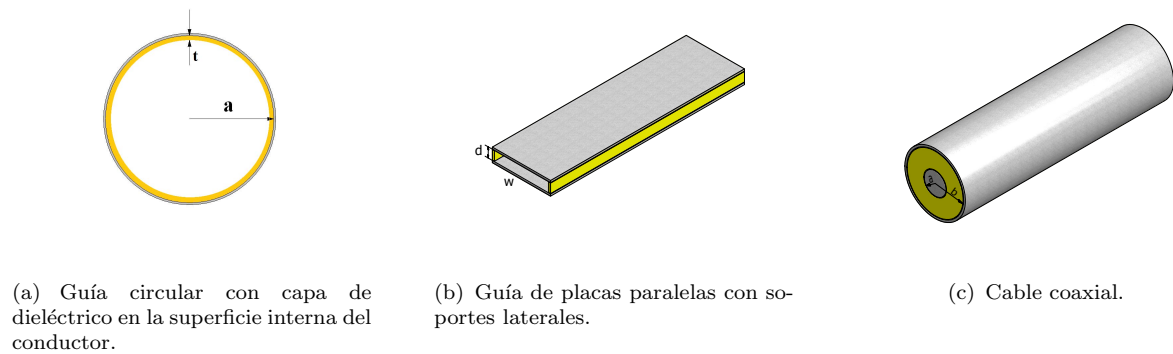
Las guías metálicas cerradas basan el confinamiento de la energía en las reflexiones que produce el metal, siendo las paredes de la guía una condición de contorno que delimita de forma estricta la extensión transversal sobre la cual estará distribuida la energía. Este tipo de guías, ampliamente utilizado en la banda de microondas, producen una elevada atenuación si tan sólo se realiza un escalado en frecuencia para su empleo en la banda de los THz. Sin embargo, son posibles algunas modificaciones que reducen notablemente estas pérdidas.

### 2.1.1. Guías convencionales modificadas

Una de las primeras propuestas de este tipo guiado a THz fue el uso de una guía metálica circular *over-moded* [21]. Es decir, una guía de tamaño superior a su versión monomodo, por la que pueden propagarse multitud de modos. En este experimento, hasta 30 modos estaban por encima de su frecuencia de corte, de los cuales, mediante una correcta polarización en la alimentación, sólo se excitaban tres ( $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  y  $TE_{12}$ ). Con este incremento de tamaño se logra reducir la atenuación a 6.07dB/cm, pero la velocidad de grupo entre distintas frecuencias llega a variar un 400%. En [22] se sigue el mismo esquema, incluyendo también la guía rectangular, para la cual se consigue excitar de forma bastante pura el modo fundamental, obteniendo resultados similares.

Una modificación que marcó un cambio importante fue añadir una fina capa de dieléctrico en la cara interior del conductor, Fig. 5(a), [23]. Con ello se consigue que el modo fundamental  $TE_{11}$ , que pasa a ser híbrido ( $HE_{11}$ ), sea el que menor atenuación posea. La fina capa actúa cambiando la condición de contorno de pared eléctrica a pared magnética. En [24] y [25] se estudia la influencia del espesor de dicha capa y se encuentra el valor óptimo dada una frecuencia, mientras que en [26] y [27] se experimenta con señales de banda ancha. En estos últimos trabajos se consiguen pérdidas inferiores a 0.08dB/cm entre 1.15THz y 1.65THz, aunque teniendo en cuenta que no se excita únicamente el modo fundamental es previsible una gran dispersión. Por otra parte estos diseños emplean una capa metálica bastante fina (en ocasiones por debajo de la profundidad de penetración) que haría de estas guías una solución bastante práctica al ser flexibles, habiéndose demostrado en estos trabajos pocas pérdidas por curvatura.

Con tal de lograr una guía menos dispersiva, en [28] se propuso el uso de un cable coaxial, Fig. 5(c) adaptado a THz. Sin embargo esta estructura tiene el inconveniente



**Figura 5:** Guías metálicas cerradas.

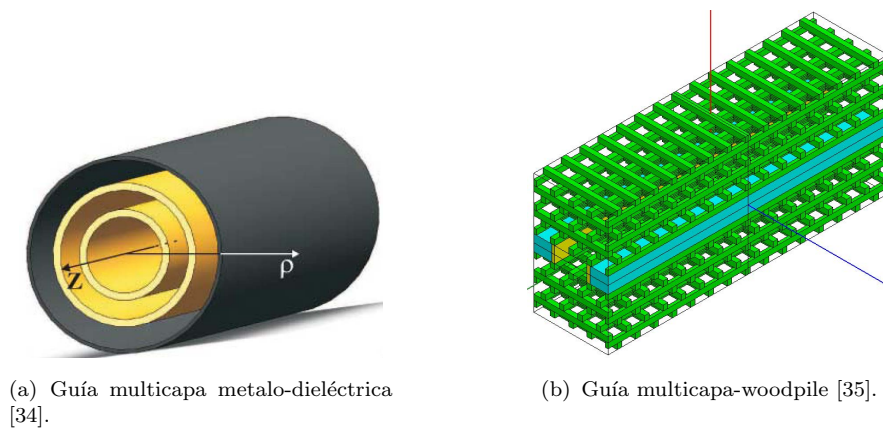
del uso necesario de dieléctrico, por lo que las pérdidas se ven incrementadas (5dB/cm a 1THz). También en este se considera una guía sobredimensionada donde es posible la aparición de modos superiores, los cuales tienen una elevada constante de atenuación.

Con el mismo propósito que la anterior surge la idea de utilizar el conocido concepto de guía de placas paralelas infinitas. Esta guía, en teoría, presenta menores pérdidas que cualquier otra guía metálica cerrada trabajando en monomodo [20]. El problema es que en la realidad la anchura de las placas es finita y además debe haber algún medio que mantenga la distancia entre placas. En [29] se utiliza un diseño como el mostrado en Fig. 5(b), logrando muy buenos resultados tanto en atenuación como en dispersión. Para esta guía se han demostrado también una excitación eficiente [30], así como la implementación de filtros [31]. En un trabajo más reciente [32] se logra la transmisión sin dispersión entre 0.1THz y 1THz con atenuaciones por debajo de 0.2dB/cm, si bien es cierto que en este experimento el confinamiento transversal de la energía era considerablemente menor.

### 2.1.2. Guías periódicas

En la sección anterior se vio que la deposición de una fina capa de dieléctrico en la guía circular cambiaba notablemente el comportamiento de la guía. Extendiendo esta idea, se puede diseñar una estructura multicapa basada en las conocidas fibras de Bragg [33] como el propuesto en [34], Fig. 6(a). El adecuado diseño de los parámetros (permitividad, espesor y separación de las capas) permite optimizar la distribución de campo del modo fundamental para reducir la atenuación hasta un valor teórico de 0.0025dB/cm y reducir las pérdidas en las curvas debidas a la degeneración del modo fundamental ( $TE_{10}$ ) con el modo ( $EH_{11}$ ). Por otra parte, el diseño propuesto implica una enorme cantidad de modos que no están al corte, algo en la práctica puede ser un problema bastante grave.

Otra similar a la anterior que está produciendo buenos resultados es la guía rectangular-woodpile con paredes optimizadas [35]-[39], mostrada en la Fig. 6(b). Esta guía surge de trasladar el concepto de la guía anterior a la geometría rectangular, mucho más práctica para la realización de divisores o acopladores. En esta guía se utiliza EBG-1D en las paredes laterales y EBG-3D (estructura woodpile) para el confinamiento vertical, restrin-



**Figura 6:** Guías metálicas cerradas con elementos periódicos.

giendo las dimensiones de la guía para su operación monomodo. Las pérdidas llegan a ser cinco veces menores que en una guía rectangular convencional de las mismas dimensiones.

## 2.2. Guías dieléctricas

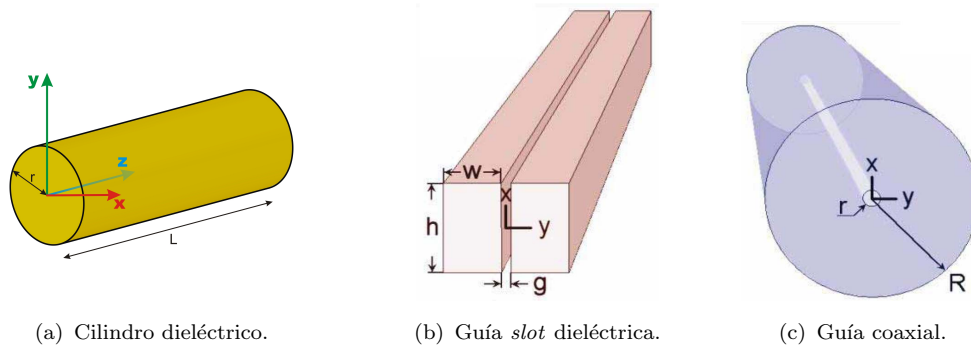
Mediante la utilización de exclusivamente material dieléctrico se puede lograr implementar una guía capaz de producir confinamiento de energía en las dimensiones transversales si las dimensiones eléctricas de dicha guía son lo suficientemente grandes. Las condiciones de contorno impuestas en los límites transversales de la guía son notablemente distintas de las impuestas por un conductor, siendo estas guías de carácter abierto, concretamente de tipo superficial penetrable [18], [40]. Esto quiere decir que la potencia puede viajar indistintamente en el interior de la guía o por el exterior de forma superficial, dependiendo del patrón de campos del modo, de las dimensiones y permitividad de la guía, así como de la frecuencia. Si a frecuencias de THz existiese un material con pocas pérdidas la forma de proceder sería la misma que en óptica con los derivados del Silicio, es decir tratar de que la energía viaje confinada en el interior del dieléctrico. Sin embargo, las guías que aquí se van a presentar buscan justamente lo contrario.

### 2.2.1. Guías convencionales modificadas

Una de las guías dieléctricas más conocidas es el cilindro dieléctrico, Fig 7(a). Las fibras ópticas se basan en este modelo y son fabricadas de forma que el núcleo sea lo suficientemente grande para restringir la extensión de la energía [40]. En [41] se propone el uso de fibras de diámetro reducido con tal de que la mayor parte de la energía viaje por el medio externo (aire), logrando una notable reducción de la atenuación. Sin embargo, en este tipo de guías la distribución de potencia entre los dos medios es fuertemente dependiente de la frecuencia, siéndolo también por tanto, la atenuación y la dispersión. Con lo cual, este tipo de estructuras sólo podría ser utilizado para el diseño de una guía optimizada para una banda estrecha en concreto. La guía propuesta presenta además una baja eficiencia de excitación, y es previsible que sea susceptible a pérdidas por radiación.

En [42] se presenta un estudio similar pero con radios mayores, siendo mejor la excitación y el confinamiento, eso sí, a cambio de un notable incremento de la atenuación (8.5dB/cm a 1 THz).

Un tipo de estructura seguramente más adecuada que las anteriores es la guía slot dieléctrica, Fig. 7(b). Esta guía surge del hecho de que el campo eléctrico perpendicular a la interfaz que separa dos medios con permitividades diferentes es discontinuo, siendo mayor el nivel de campo en el medio de menor permitividad. Este efecto se hace especialmente importante cuando la diferencia de permitividades es elevada. Las primeras propuestas de utilización de esta guía aparecen en trabajos sobre óptica integrada [43]. La energía es fuertemente confinada en el hueco entre los dos dieléctricos rectangulares de alta permitividad y la guía se puede curvar hasta radios bastante pequeños sin excesivas pérdidas [44].



**Figura 7:** Guías dieléctricas.

En [45] se toma esta idea y se lleva a la banda de los THz, proponiendo además una versión cilíndrica de la estructura, el tubo dieléctrico (Fig. 7(c)). Mediante estas estructuras se consigue un buen compromiso entre atenuación (0.25dB/cm a 1THz) y confinamiento (se demuestra la viabilidad de implementación de curvas), sin embargo, la fuerte dispersión es una desventaja a tener en cuenta. Una última consideración importante es que el modo con pocas pérdidas de la guía slot no es el fundamental [46], lo cual siempre es un problema.

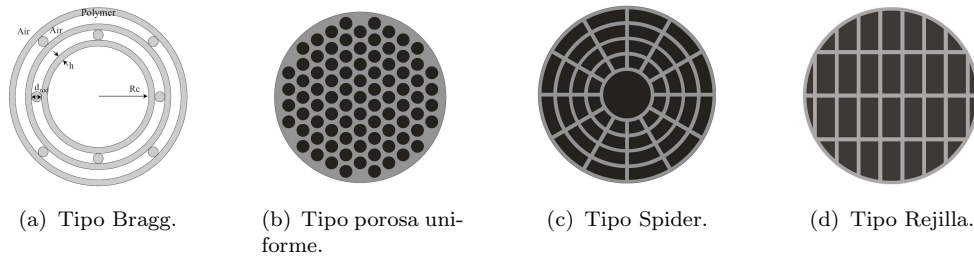
Una estructura similar a la guía *slot* es la presentada en [47] y [48], donde se utiliza un tubo dieléctrico, pero en este caso de permitividad baja (Teflón,  $\epsilon_r = 2,1$ ) y de un espesor mucho menor que en [45]. Se logra una atenuación menor, pero las pérdidas por curvatura aumentan. De nuevo la situación multimodo y la dependencia del tamaño eléctrico de la guía con la frecuencia sugieren problemas relacionados con la dispersión.

### 2.2.2. Guías periódicas

Otra forma de explotar el fenómeno que ocurre en el interfaz dieléctrico-aire es utilizar fibras porosas con formas periódicas como las mostradas en la Fig. 8. En cada uno de los huecos de aire se concentra la energía, siendo el resultado global el equivalente a tener un



material de permitividad próxima al aire y muy transparente.



**Figura 8:** Guías dieléctricas con elementos periódicos (fibras porosas).

Este tipo de estructuras está cobrando mucha importancia en la investigación del guiado de onda a THz, existiendo un gran número de publicaciones muy recientes [49]-[53]. Además de las variantes mostradas en la Fig. 8 existen muchas otras opciones para el diseño, lo cual permite una gran versatilidad y grado de optimización. Diseñando la guía adecuada se puede lograr por ejemplo mayor confinamiento y menor atenuación que en una guía dieléctrica sólida, además de reducir la variación de estos parámetros con la frecuencia. A pesar de que las estructuras puedan parecer de fabricación difícil, se ha demostrado su posible realización de forma bastante precisa [51]-[53]. Los inconvenientes de estas guías son el posible acoplo de energía a modos superiores, que no están al corte, y el hecho de que aunque la dispersión se consigue reducir, sigue siendo importante.

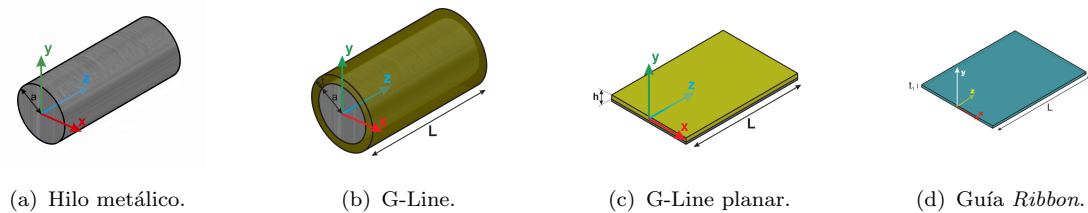
### 2.3. Guías superficiales

El concepto de guía superficial se remonta hasta 1899, cuando Sommerfeld [54], [55] desarrolló la teoría relativa a este tipo de propagación. En un sentido amplio una guía superficial puede ser cualquier guía de carácter abierto o semi-abierta, en la que pueda existir propagación en más de un medio. Se hablará de superficies penetrables cuando la diferencia de permitividad de los dos medios no sea excesivamente grande, y de superficies impenetrables cuando esto no sea así o cuando exista una interfaz dieléctrico-metal [18]. En el presente apartado se tratarán estas últimas.

En una guía de superficie impenetrable, prácticamente toda la potencia viaja en el medio exterior, siendo un concepto de guía bastante extraño, pues la energía viaja adherida a la superficie y cualquier alteración de un camino recto provoca la radiación. Es por ello que este tipo de guías han permanecido como una mera curiosidad científica [56]-[60], que nunca se ha llegado a consolidar en aplicaciones debido a la mayor practicidad de otras guías, exceptuando casos muy puntuales [61].

Sin embargo, este tipo de guías parece encajar perfectamente con los requisitos de una guía a THz. En 2004, se publicó una investigación relativa a la propagación en un





**Figura 9:** Guías superficiales.

hilo metálico [62], que tuvo un gran impacto debido a las bajas pérdidas logradas y la dispersión casi nula de dicha guía, además de la facilidad de fabricación (un simple hilo de acero). A raíz de esta publicación se han realizado numerosos estudios que muestran la capacidad de esta guía de cara a la propagación de señales de THz de banda ancha [63]-[67].

El inconveniente de esta guía es que cualquier curva u objeto cercano puede causar una gran pérdida de potencia, lo cual limita bastante sus posibilidades de uso. Una medida que se tomar es recubrir el hilo metálico con una fina capa de dieléctrico, teniendo así la guía de la Fig. 9(b), conocida como *Línea Goubau* o *G-Line* en honor al científico que la propuso [56], [57]. Mediante el uso de dieléctrico la interfaz con el aire pasa a ser más penetrable, existiendo un confinamiento mayor y pudiendo así implementar curvas con pocas pérdidas [68], [69]. La versión planar de esta modificación, Fig. 9(c), ha tenido un especial interés en los últimos años [70], [71]. También se ha demostrado la posibilidad de conseguir este efecto mediante superficies corrugadas metálicas [72], [73]. No obstante, esta nueva guía pierde las interesantes propiedades de la primera, especialmente en cuanto a dispersión, por lo que se debe aceptar una solución de compromiso, que en ningún caso será constante con la frecuencia [20], [74], [75].

También se ha propuesto el uso de dieléctricos de alta permitividad para formar guías de superficie impenetrable. Este es el caso de la guía *ribbon*, [76], Fig. 9(d). Al tratarse de un dieléctrico y no de un metal, es de especial importancia en esta guía utilizar espesores pequeños y alta permitividad pues en caso contrario el modo fundamental pasa a propagarse por el interior del dieléctrico para las frecuencias más altas, incrementando la atenuación y la dispersión. También en esta guía se considera la posibilidad de utilizar una capa de dieléctrico de menor permitividad como recubrimiento del ribbon en el caso de requerir más confinamiento de la energía. Es muy interesante el diseño que se propone en [76], en el cual tan solo se utiliza el recubrimiento en casos necesarios, como las curvas. Por último cabe destacar que a pesar del comportamiento no dispersivo en frecuencia de esta guía, se ha observado una gran dependencia de la extensión de la potencia y la atenuación con la frecuencia [20], [74].

### 3. Análisis modal de guías superficiales

Del estudio del estado de arte del guiado de onda a frecuencias de THz se extrae que no existe un tipo de estructuras que claramente pueda considerarse como el óptimo frente a los demás. Cada una posee sus ventajas y desventajas en términos de atenuación, confinamiento, dispersión, fabricación, flexibilidad o posibilidades de implementación de componentes, y será la aplicación en concreto la que requiera un tipo de guías u otras.

Si pensamos en aplicaciones de cierto ancho banda parece ser que el hilo metálico posee las propiedades más adecuadas, pero resulta poco práctico. Si se recubre con una fina camisa dieléctrica entonces se mejora la eficiencia de excitación y el confinamiento, pero se pierden las anteriores propiedades. Sin embargo, en [76] se mostró la posibilidad utilizar solo recubrimientos para la guía *ribbon* en los casos necesarios como las curvas, con bastante éxito. A raíz de esto pensamos en la posibilidad de utilizar este enfoque en la geometría del hilo metálico, utilizando conjuntamente ambas guías: el hilo para los tramos rectos, y el hilo con camisa dieléctrica en la excitación y tramos curvos.

El poder implementar esta idea requiere de un análisis modal completo de las guías que van a ser combinadas. Resulta de especial interés estudiar la guía de hilo con camisa considerando un amplio rango de variación de sus parámetros (radio del hilo, espesor del dieléctrico y permitividad). Existen dos razones para esto. Por un lado, la transición entre ambas guías deberá ser progresiva para evitar pérdidas por reflexión, con lo cual existirá una variación del espesor entre un valor nulo y un valor máximo, requiriéndose conocer cual es el espectro modal en todo momento con tal de no excitar modos indeseados. Por otra parte, es bien conocido que cuando se introduce energía a la guía, la excitación de un modo en concreto y evitar que se exciten otros modos requiere del conocimiento de los patrones de campo de los modos y de las frecuencias de corte de los mismos. El análisis modal de estas guías no ha recibido mucha atención, especialmente en el caso del hilo metálico, por lo que se decidió llevar a cabo un estudio para comprobar si el uso deseado de ambas guías es factible.

En trabajos previos, se realizó un estudio del modo fundamental<sup>1</sup> en ambas guías [20], [74]. El siguiente paso sería estudiar los modos superiores de ambas guías, que con carácter general no serán axialsimétricos como el fundamental, y serán híbridos [77], para los cuales las expresiones se complican notablemente. La dificultad que puede presentar el análisis de estas guías radica en los siguiente motivos: en el caso del hilo metálico estamos ante un problema de variable compleja y en el caso del hilo con camisa se requiere considerar situaciones muy dispares.

Debido a lo anterior, se decidió analizar previamente el espectro modal de un cilindro dieléctrico. Las ecuaciones implicadas se pueden considerar un caso particular de las anteriores, por lo que su estudio es muy útil de cara al análisis de éstas. El estudio del

---

<sup>1</sup>TM<sub>0</sub> para la guía de hilo y TM<sub>01</sub> para la guía de hilo con camisa

cilindro dieléctrico tiene además una importancia que vas más allá de comprender las otras dos guías. Se trata de la guía superficial canónica, físicamente implementable y de resolución analítica, más básica (la guía rectangular dieléctrica no posee solución analítica y el plano dieléctrico infinito da lugar a una situación notablemente simplificada). El estudio de esta guía es por tanto básico para entender la propagación de modos en las guías superficiales, y el carácter analítico de la solución permite entender este concepto para una gran cantidad de situaciones distintas, de la forma más rápida y sencilla. También es importante citar, por último, que cualquier guía cilíndrica de capas estratificadas, o cualquier guía cilíndrica inhomogénea con variación radial de la permitividad (se discretiza la variación mediante capas de permitividad constante) puede ser analizada aplicando el mismo sistema de ecuaciones que en el caso del cilindro dieléctrico a cada interfaz entre capas, resultando la matriz del sistema final un multiplicatorio de estas matrices [18].

### 3.1. Cilindro dieléctrico

La ecuación trascendental general que describe la propagación de los modos en un cilindro dieléctrico de radio  $a$  es [18]:

$$\frac{k_1^2}{\beta_{r_1}^2} \cdot \frac{J_n'^2(\beta_{r_1} a)}{J_n^2(\beta_{r_1} a)} + \frac{k_2^2}{\alpha_{r_2}^2} \cdot \frac{K_n'^2(\alpha_{r_2} a)}{K_n^2(\alpha_{r_2} a)} + \frac{k_1^2}{\beta_{r_1} \alpha_{r_2}} \cdot \frac{J_n'(\beta_{r_1} a) K_n'(\alpha_{r_2} a)}{J_n(\beta_{r_1} a) K_n(\alpha_{r_2} a)} + \frac{k_2^2}{\beta_{r_1} \alpha_{r_2}} \cdot \frac{J_n(\beta_{r_1} a) K_n(\alpha_{r_2} a)}{J_n(\beta_{r_1} a) K_n(\alpha_{r_2} a)} = \left(\frac{\beta n}{a}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta_{r_1}^2} + \frac{1}{\alpha_{r_2}^2}\right)^2 \quad (1)$$

donde  $k_i^2 = \varepsilon_{r_i} k_0^2$ , y las constantes de propagación y atenuación transversal,  $\beta_{r_1}$  y  $\alpha_{r_2}$ , cumplen:

$$\beta_{r_1}^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (2)$$

$$\alpha_{r_2}^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (3)$$

Para  $n = 0$  (modos sin variación axial) los modos  $TE_{0m}$  y  $TM_{0m}$  son ortogonales y la ecuación (1) puede separarse en dos ecuaciones independientes más simples:

$$\frac{J_1(\beta_{r_1} a)}{\beta_{r_1} J_0(\beta_{r_1} a)} + \frac{K_1(\alpha_{r_2} a)}{\alpha_{r_2} K_0(\alpha_{r_2} a)} = 0 \quad \text{TM} \quad (4)$$

$$\frac{k_1^2 J_1(\beta_{r_1} a)}{\beta_{r_1} J_0(\beta_{r_1} a)} + \frac{k_2^2 K_1(\alpha_{r_2} a)}{\alpha_{r_2} K_0(\alpha_{r_2} a)} = 0 \quad \text{TE} \quad (5)$$

En cualquier otro caso ( $n \neq 0$ ) se requiere de un modo híbrido, que será una determinada combinación de ambos tipos de modos transversales, para cumplir las condiciones de contorno [77]. La ecuación (1) se puede considerar una ecuación cuadrática en  $x = J_n'(\beta_{r_1} a)/(\beta_{r_1} a J_n(\beta_{r_1} a))$  o bien en  $x = K_n'(\alpha_{r_2} a)/(\alpha_{r_2} a K_n(\alpha_{r_2} a))$ , cuyas soluciones

dan por separado la propagación de los modos EH para el signo positivo de la raíz y la propagación de los modos HE para el signo negativo.

Todo lo anteriormente citado para el caso de un dieléctricos con permitividad relativa  $\epsilon_r$  real es asimismo válido para un metal a una frecuencia determinada, para la cual presentará una permitividad compleja dada por [17],[18], [78]:

$$\epsilon_m = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \nu^2} - j \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) \quad (6)$$

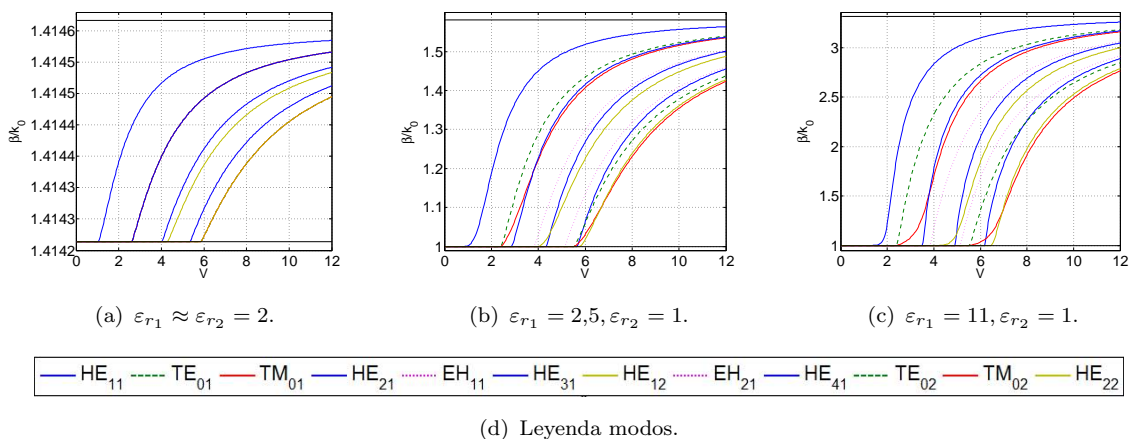
donde  $\omega_p$  es la frecuencia de plasma y  $\nu$  la frecuencia de colisión de los electrones libres con elementos pesados. El aluminio, por ejemplo, presenta a 0.4THz una permitividad de  $\epsilon_r = -3,3 \cdot 10^4 + 1,584 \cdot 10^6 j$ . Será de especial interés estudiar primero el problema con una permitividad real considerando los fenómenos que ocurren cuando la diferencia de permitividad entre los medios es alta.

Para los análisis de espectro modal de guías dieléctricas es bastante habitual el uso de un parámetro denominado frecuencia normalizada [18], definido como

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r_1} - \epsilon_{r_2}} = (\beta_{r_1} a)^2 + (\alpha_{r_2} a)^2 \quad (7)$$

y que nos indica el tamaño eléctrico de la guía respecto a el medio que la envuelve, que en definitiva es la capacidad del dieléctrico que la forma para retener la energía. Conforme se incrementa este parámetro aparecen modos de propagación. Cuando un modo comienza a propagarse su constante de propagación es  $\beta = k_2$ , siendo la tendencia con este incremento de frecuencia a que  $\beta = k_1$ . Esto es común a cualquier guía dieléctrica y representa la transición entre propagación total en el medio exterior a propagación total en el medio interior. Cuando  $\beta = k_2$ , entonces  $\alpha_{r_2} = 0$ , es decir, la atenuación transversal de los campos es nula en el corte. Esto implica según (7) que  $V = \beta_{r_1} a$  cuando el modo empieza a propagarse, y  $V < \beta_{r_1} a$  en cualquier estado de propagación. Debido a esto, la búsqueda de la solución se ha efectuado sobre la variable  $\beta_{r_1}$  entre 0 y V. La Fig. 10 muestra la constante de propagación normalizada  $\beta/k_0$  de los primeros 12 modos de un cilindro dieléctrico para frecuencia normalizada entre 0 y 12, considerando tres casos de contraste de medios.

Ya que  $\beta \in [k_1, k_2]$ ,  $\beta/k_0 \in [\sqrt{\epsilon_{r_1}}, \sqrt{\epsilon_{r_2}}]$ . Se puede observar que cuando  $\epsilon_{r_1} \approx \epsilon_{r_2}$  los modos tienden a ser degenerados por grupos. Esto es lo que ocurre en el caso de una fibra óptica [79], dando lugar a los conocidos modos  $LP_{nm}$ :  $LP_{01}(2xHE_{11})$ ,  $LP_{11}(2xHE_{21}, TM_{01}, TE_{01})$ ,  $LP_{21}(2xEH_{11}, 2xHE_{31})$ ,  $LP_{02}(2xHE_{12})$ ,  $LP_{31}(2xEH_{21}, 2xHE_{41})$ ,  $LP_{12}(2xHE_{22}, TM_{02}, TE_{02})$ . En las otras dos gráficas, que representan el caso de un dieléctrico de baja permitividad (polímeros), y un dieléctrico de alta permitividad (cristalinos), se observa que las curvas se separan de forma proporcional al contraste existente. La razón para este fenómeno es que la existencia de una discontinuidad en la permitividad no afecta por igual a todos los modos. Para observar el cambio producido en cada uno, se define una renormalización de la constante de propagación normalizada:



**Figura 10:** Constante de propagación normalizada de los primeros 12 modos de un cilindro dieléctrico.

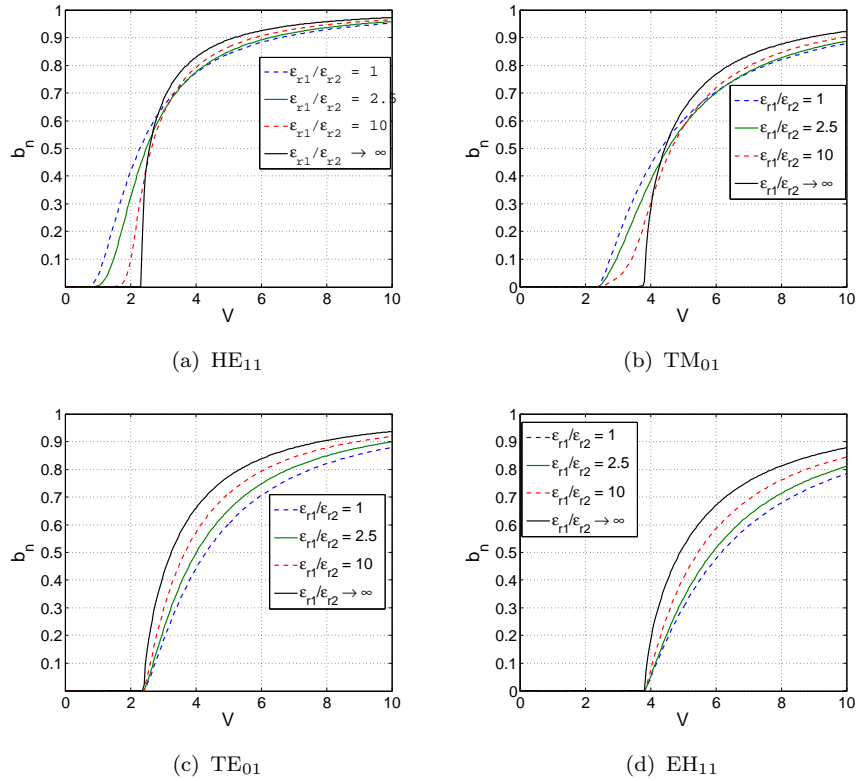
$$b_n = \frac{\frac{\beta}{k_0} - \sqrt{\varepsilon_{r2}}}{\sqrt{\varepsilon_{r1}} - \sqrt{\varepsilon_{r2}}} \quad (8)$$

de forma que independientemente de las permitividades de los medios,  $b_n \in [0, 1]$ . En la Fig. 11 se muestra la evolución de  $b_n$  con el contraste de permitividades para el primer modo de cada tipo. Se puede observar como para los modos de tipo TM y HE, al incrementar el contraste de permitividades, se tiene una propagación mayoritaria en el medio exterior en un ancho de banda más grande, seguida de un cambio brusco en la constante de propagación, que indica un confinamiento repentino superada cierta frecuencia. Este tipo de propagación que tiene lugar previo incremento abrupto de la constante de propagación es el **guiado superficial**. Este fenómeno tiene lugar para aquellos modos cuyo campo eléctrico transversal es mayoritariamente perpendicular a la superficie, siendo la razón la condición continuidad del vector de desplazamiento ortogonal a ésta:

$$\hat{n}_1 \cdot \vec{D}_1(a, \phi) = -\hat{n}_2 \cdot \vec{D}_2(a, \phi) \quad \rightarrow \quad \varepsilon_1 E_{r1}(a, \phi) = \varepsilon_2 E_{r2}(a, \phi) \quad \rightarrow \quad \frac{E_{r2}(a, \phi)}{E_{r1}(a, \phi)} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (9)$$

Por otra parte, para los modos TE y EH se observa que la tendencia con el incremento del contraste es un confinamiento ligeramente mayor en toda la banda de frecuencias de propagación.

Para los modos  $TE_{01}$  y  $TM_{01}$  queda claro que tipo de propagación se experimentará, ya que para el primero el campo transversal es  $E_t = E_\phi$  mientras que para el segundo  $E_t = E_r$ , siendo por tanto este último caso el único susceptible de propagación superficial. En la Fig. 12 se muestra el módulo del campo eléctrico transversal de estos dos modos para distintos contrastes de permitividad. Mientras que para el modo TE no se aprecia variación, para



**Figura 11:** Constante de propagación normalizada  $b_n$  del primer modo de cada tipo para distintos casos de contraste de permitividad ( $\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2}$ ).

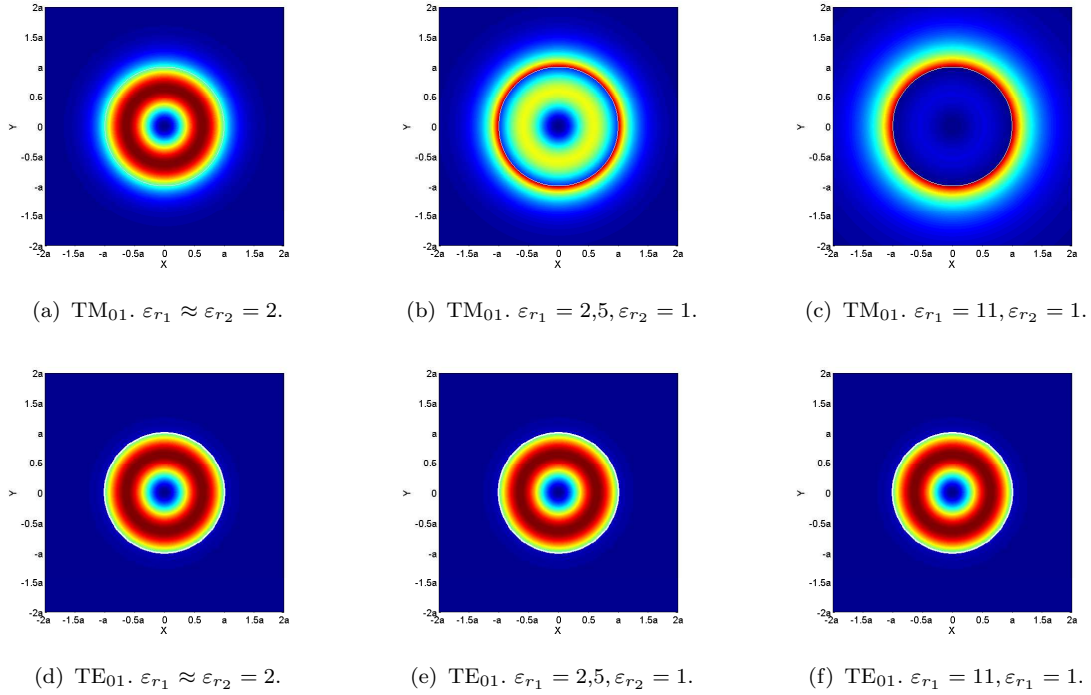
el modo TM se pasa de guiado en el interior de la guía a guiado completamente superficial.

Sin embargo, los modos híbridos, que serán una combinación de modos TE y TM con una determinada proporción de cada uno de ellos, poseen ambas componentes transversales,  $E_r$  y  $E_\phi$ . Por lo tanto, será esta determinada proporción la que establezca el comportamiento de cada modo híbrido. El origen de la nomenclatura HE y EH, es debido al predominio del modo H (TE) o del modo E (TM) [80]. Sin embargo, hemos visto en las gráficas de las Fig. 10 y Fig. 11 que los modos HE se asemejan a los modos TM y los EH a los TE, lo cual curiosamente contradice lo anterior.

Del estudio realizado, se extrae que la componente axial dominante siempre será  $E_z$ , siendo esto debido a que  $\mu$  siempre es mucho mayor que  $\epsilon$ . Es por ello, que para conocer más exactamente la contribución de cada tipo de modo, se debe utilizar el siguiente factor en cada medio  $i$ :

$$\xi_i = \frac{\mu_i |H_{zi}|^2}{\epsilon_i |E_{zi}|^2} \quad (10)$$

indicando dominio de TM para  $\xi_i < 1$  y dominio de TE en caso contrario. Si se calcula este factor para los modos  $HE_{11}$  y  $EH_{11}$  el resultado es el mostrado en la Fig. 14. Se puede

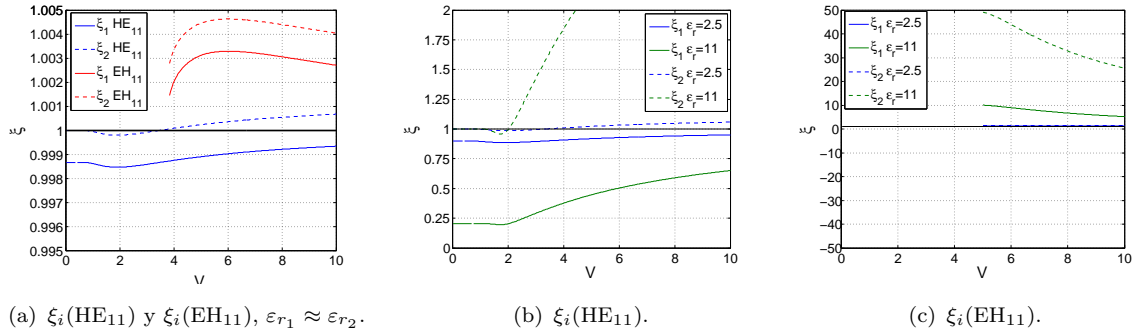


**Figura 12:** Módulo del campo eléctrico transversal para los modos  $TM_{01}$  y  $TE_{01}$  a  $V=3.5$  para distintos contrastes de permitividad de los medios interior y exterior.

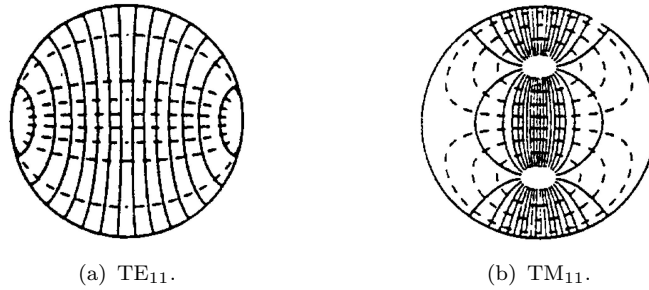
observar que para el caso del modo  $EH_{11}$  siempre existe un dominio del modo  $TE_{11}$  ( $H_{11}$ ) en ambos medios, que es proporcional a la permitividad y siempre mayor en el medio exterior. Para el caso del modo  $HE_{11}$ , se tiene un comportamiento diferente. Mientras que en interior del medio dieléctrico predomina el modo  $TM_{11}$  ( $E_{11}$ ), en el exterior lo hace casi siempre el modo  $TE_{11}$  ( $H_{11}$ ), a excepción de un pequeño ancho de banda en el que hay una contribución similar de ambos tipos, con dominio  $TM_{11}$ . El dominio de uno u otro también es en este caso proporcional al contraste de medios. Para el caso de un fibra óptica,  $\varepsilon_{r1} \approx \varepsilon_{r2}$  se tiene una aportación de casi igual intensidad de  $TE_{11}$  y  $TM_{11}$ .

En las Fig. 15 y Fig. 16 se muestra el módulo del campo eléctrico transversal en un instante dado para los modos  $HE_{11}$  y  $EH_{11}$ , junto con las líneas de campo eléctrico, que permiten observar el porque de la concentración de la energía en determinadas zonas y dar una explicación más intuitiva de la predominancia TE-TM discutida en el párrafo anterior.

El patrón de líneas de campo de las contribuciones  $TE_{11}$  y  $TM_{11}$  pueden ser entendidos estableciendo un símil con la guía circular metálica (PEC) y la guía circular con pared PMC y teniendo en cuenta la dualidad entre ambas: las líneas de campo magnético de un modo  $TE_{mn}$  ( $TM_{mn}$ ) en una guía con PEC son análogas a las líneas de campo eléctrico de un modo  $TM_{mn}$  ( $TE_{mn}$ ) de una guía con PMC.



**Figura 13:** Ratio TE-TM en cada medio para los modos  $\text{HE}_{11}$  y  $\text{EH}_{11}$  en los casos  $\varepsilon_{r_1} \approx \varepsilon_{r_2}$ ,  $\varepsilon_{r_1} = 2,5$ ,  $\varepsilon_{r_2} = 1$  y  $\varepsilon_{r_1} = 11$ ,  $\varepsilon_{r_2} = 1$ .

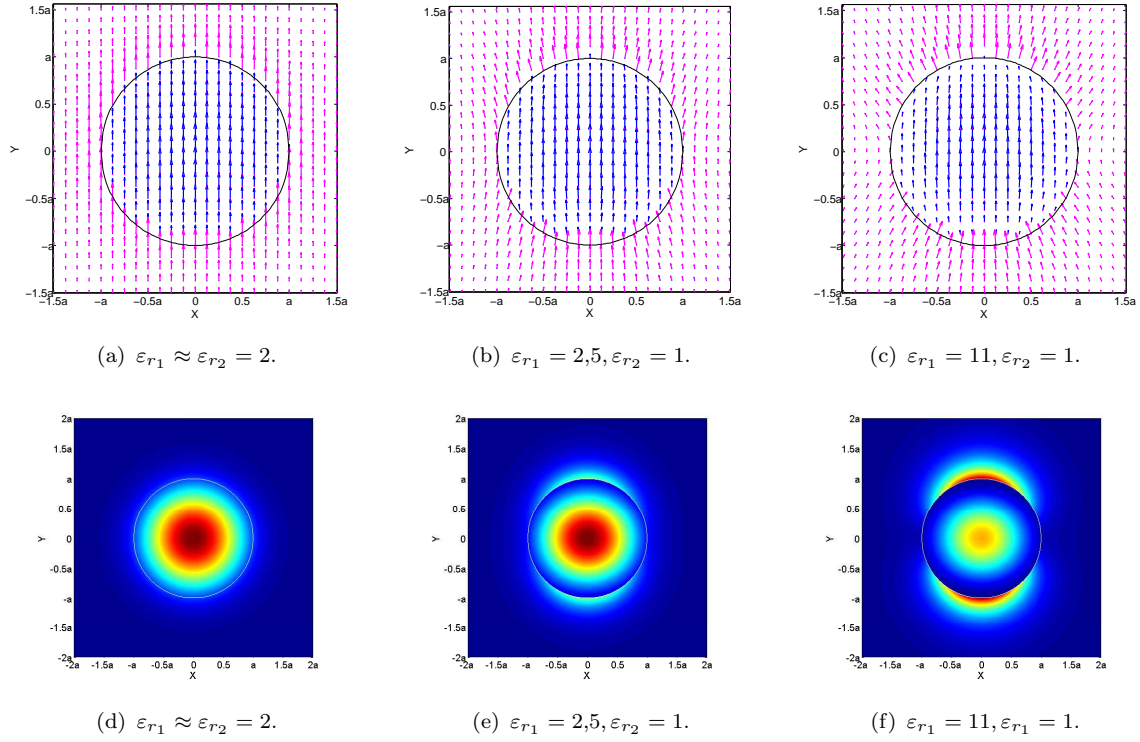


**Figura 14:** Líneas de campo eléctrico (sólidas) y campo magnético (a trazos) de los modos  $\text{TE}_{11}$  y  $\text{TM}_{11}$  de una guía circular metálica [81].

Cuando  $\varepsilon_{r_1} \approx \varepsilon_{r_2}$  la situación es intermedia entre PEC y PMC. En este caso, el modo HE es una contribución casi por igual de los modos  $\text{TE}_{11}$  y  $\text{TM}_{11}$  desfasados  $\pi/2$ . Las líneas de campo de estos modos corresponden a aquellas del mismo modo en cada caso de una guía con PEC y una guía con PMC, respectivamente. Al acentuar el contraste, para los campos en el interior, el interfaz entre medios adquiere propiedades cercanas a PMC, ya que el medio exterior presenta una impedancia mucho mayor, mientras que para los campos del medio exterior esta interfaz es similar a una PEC por la misma razón. Esto provoca que en el interior las líneas de campo eléctrico tienda a ser las mismas que las del modo  $\text{TM}_{11}$  de una guía PMC, mientras que en el exterior las líneas corresponden al modo  $\text{TE}_{11}$  de una guía PEC. El fuerte contraste de permitividades implica que la componente  $E_r$  pase de ser pequeña a grande en relación con  $E_\phi$ , distorsionando así las líneas de campo, e implicando una propagación de tipo superficial para este modo.

Para el modo  $\text{EH}_{11}$ , cuando  $\varepsilon_{r_1} \approx \varepsilon_{r_2}$  la situación es similar, pero combinando el modo  $\text{TE}_{11}$  de una guía con PMC con el modo  $\text{TM}_{11}$  de una guía con PEC, que desfasados  $-\pi/2$  dan lugar al nulo en el centro de la guía, y que con el incremento de la permitividad desaparece al dominar mayormente el modo  $\text{TE}_{11}$  de una guía con PMC. En este caso, el modo está siempre mucho más confinado, viendo siempre una PMC, que dado que no es perfecta, no anula totalmente a  $E_r$ . Como  $\varepsilon_{r_1}$  siempre será mayor que  $\varepsilon_{r_2}$ , en ambos





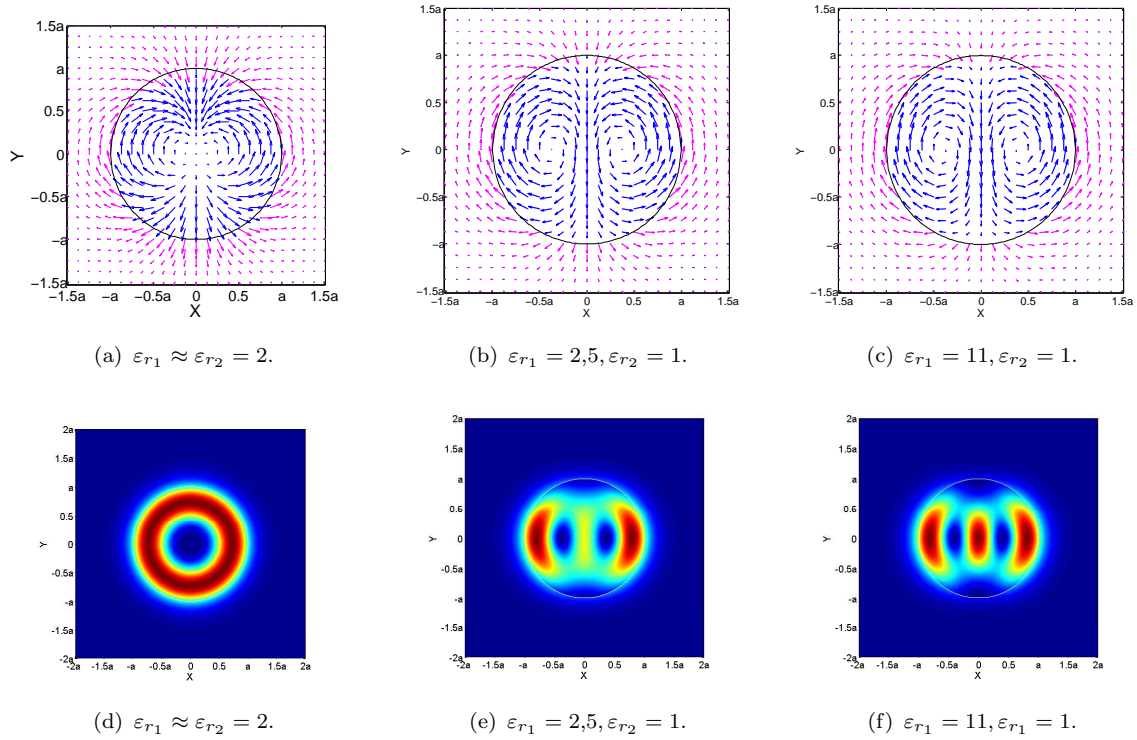
**Figura 15:** Líneas de campo eléctrico y módulo del campo eléctrico transversal para el modo  $HE_{11}$  a  $V=2.4$  para distintos contrastes de permitividad de los medios interior y exterior.

casos, HE y EH, siempre tiende a dominar el modo asociado a la guía con PMC. El tipo de modo que predomine marcará la existencia o no de guiado superficial.

Tratando ahora la distribución de potencia en la guía, la constante de propagación nos puede dar una idea de si el modo está propagándose mayoritariamente por el interior o el exterior de la guía. Sin embargo, la fracción exacta de potencia

$$\eta = \frac{\int_0^a \int_0^{2\pi} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t^*) \cdot \hat{z} r d\phi dr}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t^*) \cdot \hat{z} r d\phi dr} \in [0, 1] \quad (11)$$

que propaga el modo en el núcleo difiere del valor de  $b_n$ , sobre todo en la transición entre ambos estados. Esto se puede ver muy claramente en la Fig. 17, donde se compara el valor de ambos parámetros. Queda claro que la potencia en el núcleo es mayor de la que se intuye observando la constante de propagación  $\beta$ . Exceptuando los modos que poseen carácter superficial ( $HE_{1m}$  y  $TM_{0m}$ ), los demás comienzan su propagación con cierto confinamiento. Esto, junto con los razonamientos previos acerca de la distribución de campo, hacen comprender que sólo determinados modos pueden ser utilizados como transporte de energía superficial, y que en el límite de un gran contraste, todos los modos comenzarán

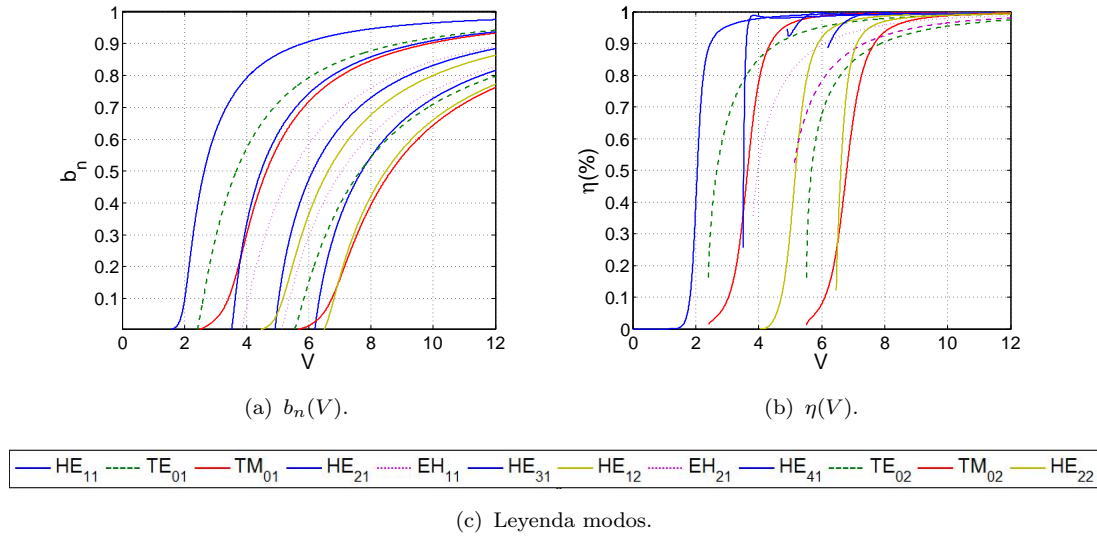


**Figura 16:** Líneas de campo eléctrico y módulo del campo eléctrico transversal para el modo  $HE_{11}$  a  $V=5$  para distintos contrastes de permitividad de los medios interior y exterior.

a propagarse completamente confinados a excepción de los superficiales, los cuales observaran desde el medio exterior una situación de PEC en la frontera de las dos regiones. Esta será la situación que cabe esperar si en vez de un dieléctrico es usado un conductor imperfecto como ocurre con la guía de hilo metálico.

No pasa desapercibido que ciertos modos no poseen una variación monótona de confinamiento con la frecuencia. Los modos  $HE_{nm}$  con elevado orden  $n$  presentan una variación de la distribución de potencia que no parece lógica. Lejos de ser un error de cálculo, existe toda una teoría que sustenta este tipo de comportamiento [82]. El análisis fenómeno, así como el resto de análisis efectuados en cuanto a atenuación dieléctrica o velocidad de grupo serán llevados únicamente con el modo fundamental, que es además el primer modo con carácter superficial en esta guía.

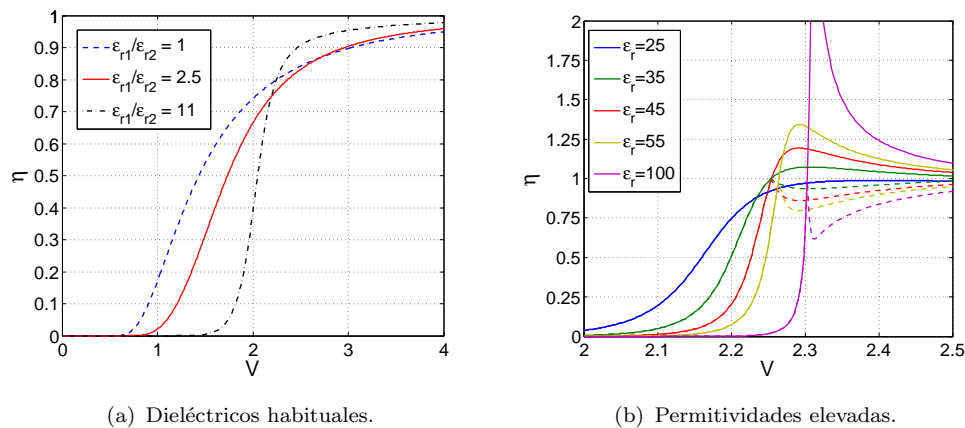
Si se consideran los contrastes de permitividad utilizados hasta el momento correspondientes a permitividades similares, polímeros y cristalinos, respectivamente, la distribución de potencia para el modo fundamental sería la mostrada en la Fig. 19(a). Como se observa, el incrementar la diferencia de permitividades, el modo se mantiene durante más ancho de banda en propagación superficial, y la transición al confinamiento ocurre de manera



**Figura 17:** Constante de propagación normalizada  $b_n$  y fracción de potencia en el núcleo para los primeros 12 modos de un cilindro dieléctrico de alta permitividad:  $\epsilon_{r_1} = 11, \epsilon_{r_2} = 1$ .

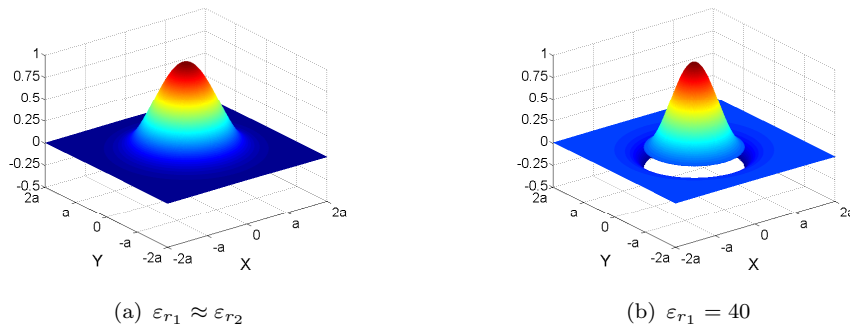
más abrupta, resultando además más confinado que en los otros casos.

Si se sigue incrementando el contraste de permitividades, ocurre un fenómeno bastante extraño entorno a  $V = 2,3$ , tal y como se puede ver en la Fig. 19(b). Teniendo en cuenta que  $\eta = P_1/(P_1 + P_2)$ , el que este parámetro adquiera valores superiores a la unidad (curvas sólidas) implica que la potencia del medio exterior es negativa. Dado que no existen potencias negativas, lo que está ocurriendo es que la potencia viaja en dirección opuesta, teniéndose que la  $\eta$  con sentido físico es la representada por las líneas a trazos.



**Figura 18:** Fracción de potencia en el núcleo para a) dieléctricos habituales (sin contraste, polímeros, cristalinos) y b) permitividades ficticias elevadas.

En [82] se demuestra que en la transición de guiado superficial a confinamiento, si el cambio de permitividad es muy grande, ocurre un acoplo de energía del modo fundamental con el modo  $\text{EH}_{11}$  que es un modo complejo a esas frecuencias. Esto implica que en el medio interior la potencia viaja en un sentido, y en el medio exterior existe un flujo de potencia en sentido contrario (potencia *backward*). En la gráfica anterior se observa que este fenómeno es apreciable para contrastes mayores que 25 a 1, y que tiene lugar en una banda más estrecha si se incrementa dicho contraste. Si se sigue aumentando la permitividad, el fenómeno tendría lugar de forma muy puntual, pudiendo llegar a no ser observado si el muestreo en frecuencia no es lo suficientemente fino. En la Fig. 19 se ha representado el vector de Poynting para un caso de bajo contraste y para un caso de muy alto contraste, donde en este último se puede observar de forma clara la región donde el flujo de potencia es en sentido opuesto.



**Figura 19:** Magnitud del vector de Poynting en los casos de no contraste y gran contraste de permitividades para  $V=2.3$ . Cuando existe una gran diferencia entre los medios, en el medio exterior se produce transmisión de potencia en sentido opuesto o *backward*.

Esto indica, que en general, si se van a considerar altas permitividades, el análisis más completo debería hacerse en el plano complejo y sin restricción, ni de valor ni de signo, para la parte real de la constante de propagación  $\beta$  de cualquier modo, lo cual es sorprendente, ya que no se han considerado pérdidas en ningún momento.

Continuando con el análisis, se calcularán ahora las pérdidas mediante el método perturbacional, teniendo en cuenta que el dieléctrico presenta cierta  $\tan \delta = \epsilon''/\epsilon'$ . Asumiendo que el medio exterior es aire y las pérdidas son despreciables, la atenuación en el dieléctrico vendrá dada por:

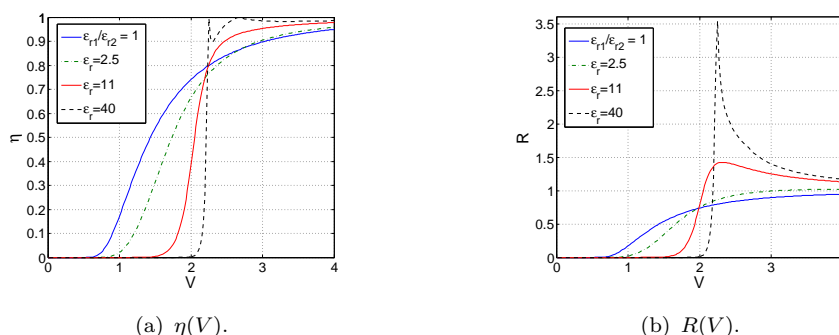
$$\alpha_d(\text{Np/m}) = \frac{\omega \epsilon \tan \delta \int_0^a \int_0^{2\pi} |\vec{E}|^2 r d\phi dr}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t^*) \cdot \hat{z} r dr d\phi} \quad (12)$$

De (12) se extrae que la atenuación depende linealmente de la frecuencia, y es pro-

porcional tanto a  $\varepsilon$  como a  $\tan \delta$ . Es usual en el análisis de guías dieléctricas el uso de un parámetro que describe la atenuación de una guía dieléctrica independientemente de las anteriores variables, dando una idea más general de la interacción del campo eléctrico con la guía [18]:

$$R = \frac{\alpha(\text{Np/m})\lambda_0}{\pi \tan \delta \varepsilon_{r_1}^2} \quad (13)$$

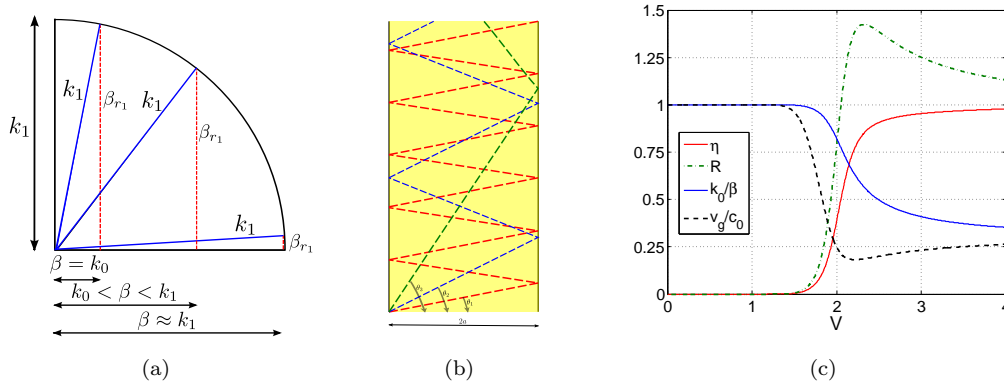
El uso de esta atenuación normalizada nos permitirá observar otro efecto interesante que tiene lugar en las guías abiertas. En la Fig. 21 se ha representado tanto la fracción de potencia que viaja en el interior de la guía como la atenuación normalizada que introduce el dieléctrico que la conforma. Lejos de lo que se puede podría intuir en un principio, las curvas no son iguales, existiendo un pico de atenuación presente incluso para permitividades no excesivamente elevadas, como es el caso de  $\varepsilon_{r_1} = 11$ . Este efecto lo sufren todos los modos indistintamente, y es debido a la relación entre las constantes de propagación axial y transversal.



**Figura 20:** Fracción de potencia y constante de atenuación normalizada para varios casos de permitividades.

Si se tiene en cuenta (2) y que  $k_2 < \beta < k_1$ , se deduce que al inicio de la propagación  $\beta_{r_1} = \sqrt{k_1^2 - k_0^2} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{r_1} - \varepsilon_{r_2}}$ , y que asintóticamente con la frecuencia  $\beta \rightarrow k_1$  y por tanto  $\beta_{r_1} \rightarrow 0$  (realmente lo que ocurre es que tiende asintóticamente a un valor constante y se hace muy pequeña comparada con  $\beta$  que aumenta con la frecuencia). Esto implica que si la diferencia de permitividades es grande, al inicio de la propagación  $\beta_{r_1} \gg \beta$ , lo cual implica una propagación muy transversal. La Fig. 21(a) muestra visualmente la evolución de la relación trigonométrica entre  $\beta, \beta_{r_1}$  y  $k_1$  mientras que la Fig. 21(b) muestra como serían los rayos del modo.

En concreto, por teoría de rayos, el ángulo de incidencia de las ondas que forman el modo será  $\theta = \arcsin(k_1/\beta)$ , y por lo tanto, la distancia real recorrida por unidad de longitud será aproximadamente  $k_1/\beta$  (realmente el modo posee cierta contribución de  $\text{TE}_{11}$  que hace que los rayos tengan cierto carácter helicoidal [40]). Dado que las pérdidas están en  $\text{Np/m}$ , este factor aparece multiplicado a la atenuación relacionada con la concentración

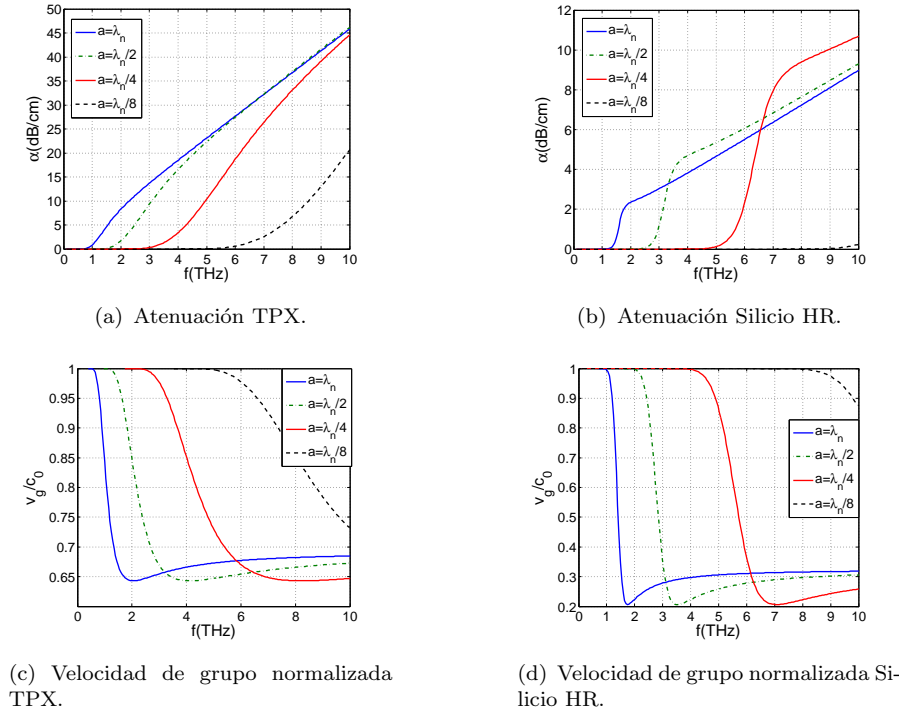


**Figura 21:** Representación visual de (a) la relación entre la constante de propagación axial  $\beta$  y transversal  $\beta_{r_1}$  para distintos instantes de propagación cuando  $\varepsilon_{r_1} \gg \varepsilon_{r_2}$  y (b) su implicación en el recorrido de los rayos asociados un modo. En (c) se muestra la repercusión de este efecto en la atenuación y la velocidad de grupo del modo fundamental  $HE_{11}$  para  $\varepsilon_{r_1} = 11$ ,  $\varepsilon_{r_2} = 1$ .

de campo eléctrico en el interior del dieléctrico, dando lugar al máximo local observado en las curvas anteriores. En la Fig. 21(c) se muestra la fracción de potencia en el medio interior  $\eta$  y el factor de propagación normalizado  $(k_1/(\varepsilon_{r_1}\beta) = k_0/\beta)$ , cuyo producto, cuando es máximo, provoca un máximo en la atenuación normalizada y un mínimo en la velocidad de grupo, respectivamente (la pequeña desviación se debe a la aproximación realizada sobre el factor de propagación y a que la concentración del campo eléctrico no es exactamente igual que la descrita por el vector de Poynting.).

Para finalizar el capítulo relativo a esta guía se muestra cual sería la atenuación y dispersión de esta guía para materiales dieléctricos concretos en la banda de THz, Fig 22. Como ejemplos de dieléctricos de baja y alta permitividad se consideran TPX( $\varepsilon_r = 2,1$  y  $\tan \delta = 1,1^{-3}$ ) y Silicio de alta resistividad (HR) ( $\varepsilon_r = 9,6$  y  $\tan \delta = 10^{-4}$ ), respectivamente (dado que no se tienen datos de la  $\tan \delta$  dependientes de la frecuencia se asumirá su valor a 1THz en toda la banda). Para cada caso de permitividad se analizan cuatro radios distintos correspondientes a  $\lambda_n$ ,  $\lambda_n/2$ ,  $\lambda_n/4$  y  $\lambda_n/8$ , siendo  $\lambda_n = \lambda_0(10\text{THz})/\sqrt{\varepsilon_{r_1} - \varepsilon_{r_2}}$ , de forma que la comparación entre ambas permitividades se haga en relación a guías con similares capacidades de confinar energía.

Como cabe esperar, el uso de un dieléctrico de mayor permitividad permite tener un mayor ancho de banda de guiado superficial, y una transición más marcada entre ambos estados de propagación, interior y exterior. Se observa que dada la elevada absorción dieléctrica, los niveles de atenuación son considerablemente grandes una vez predomina el guiado en el interior de la guía. Sin embargo, tal y como se mostró en [74] una permitividad de un dieléctrico cristalino es todavía pequeña para provocar el efecto deseado. Esto implica que la distribución de campo en el medio exterior dependa en gran medida de la frecuencia, lo cual es un problema, sobre todo en cuestiones de excitación.



**Figura 22:** Atenuación y velocidad de grupo normalizada para un cilindro dieléctrico de TPX (izquierda) y de Silicio de alta resistividad (derecha), considerando varios radios relativos a  $\lambda_n = \lambda_0(10\text{THz})/\sqrt{\varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2}}$ .

### 3.2. Hilo metálico con camisa dieléctrica (*G-Line*)

La siguiente guía a analizar consiste en un cilindro metálico, de radio  $a$  y que supondremos conductor perfecto, recubierto con una camisa dieléctrica de espesor  $t$ , teniendo la guía completa un radio  $b = a + t$ . El análisis de esta guía puede llevarse, a diferencia del caso del hilo metálico, utilizando variable real, gracias a la presencia del dieléctrico [56], [58]. Tal y como hemos visto en el capítulo anterior, el tamaño y permitividad del dieléctrico le confieren la capacidad de guiar energía electromagnética en su interior. De ello se deduce que la camisa dieléctrica puede ser usada para regular la penetrabilidad que posea la guía, que sin camisa sería de carácter claramente impenetrable. El foco de atención del análisis se centrará en la influencia del conductor sobre los patrones de los modos, y sobre todo, en la variación del comportamiento de la guía con el espesor, con miras a su aplicación a THz para la excitación y prevención de radiación en curvas en la guía de hilo metálico.

La ecuación trascendental asociada a esta guía es:

$$\frac{k_1^2}{\beta_{r_1}^2} \cdot \frac{M \cdot N}{F \cdot G} + \frac{k_2^2}{\alpha_{r_2}^2} \cdot \frac{K_n'^2(\alpha_{r_2} b)}{K_n^2(\alpha_{r_2} b)} + \frac{k_1^2}{\beta_{r_1} \alpha_{r_2}} \cdot \frac{M K_n'(\alpha_{r_2} b)}{F K_n(\alpha_{r_2} b)} + \frac{k_2^2}{\beta_{r_1} \alpha_{r_2}} \cdot \frac{N K_n'(\alpha_{r_2} b)}{G K_n(\alpha_{r_2} b)} = \left(\frac{\beta n}{b}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta_{r_1}^2} + \frac{1}{\alpha_{r_2}^2}\right)^2 \quad (14)$$

donde

$$F = J_n(\beta_{r_1} b) - \frac{J_n(\beta_{r_1} a)}{Y_n(\beta_{r_1} a)} Y_n(\beta_{r_1} b) \quad (15)$$

$$G = J_n(\beta_{r_1} b) - \frac{J_n'(\beta_{r_1} a)}{Y_n'(\beta_{r_1} a)} Y_n(\beta_{r_1} b) \quad (16)$$

$$M = J_n'(\beta_{r_1} b) - \frac{J_n(\beta_{r_1} a)}{Y_n(\beta_{r_1} a)} Y_n'(\beta_{r_1} b) \quad (17)$$

$$N = J_n'(\beta_{r_1} b) - \frac{J_n'(\beta_{r_1} a)}{Y_n'(\beta_{r_1} a)} Y_n'(\beta_{r_1} b) \quad (18)$$

Debido a que ahora el origen no forma parte de la región bajo estudio aparece en la región dieléctrica también la función de Bessel de segunda especie  $Y_n(x)$ . Dado que  $F \neq G$  y  $M \neq N$  como si ocurre con el cilindro dieléctrico, (14) tan sólo puede resolverse como ecuación cuadrática en  $x = K_n'(\alpha_{r_2} a)/(\alpha_{r_2} a K_n(\alpha_{r_2} a))$ . Sin embargo, para esta guía, esta forma de proceder no separa la ecuación general en dos ecuaciones asociadas respectivamente a modos HE y modos EH. Es decir, no podremos conocer a priori el carácter del modo híbrido (HEM). Sin embargo, todo el procedimiento desarrollado para la caracterización de modos híbridos en el cilindro dieléctrico, será aplicable ahora para distinguir la naturaleza de cada modo solución.

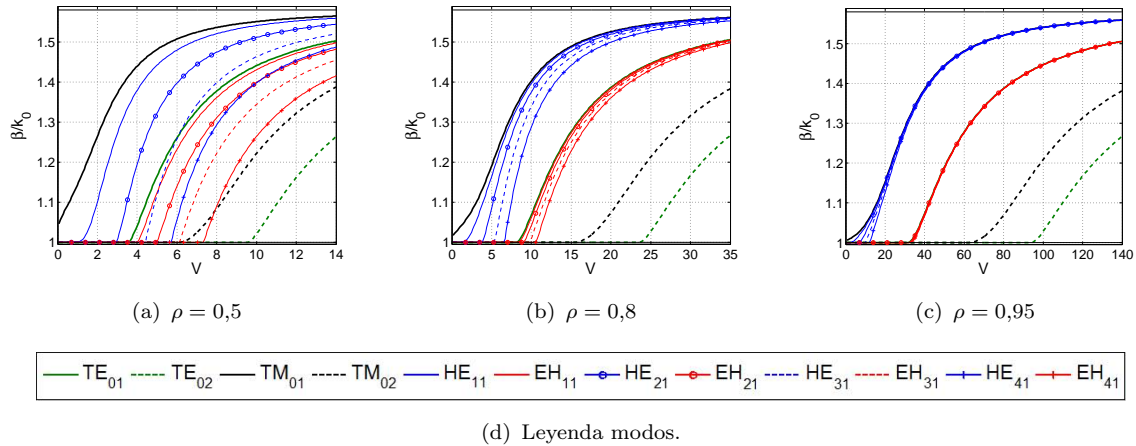
En cuanto a la soluciones para  $n = 0$ , de nuevo se podrán separar en términos de modos  $TE_{0m}$  y  $TM_{0m}$ :

$$\frac{1}{\beta_{r_1}} \frac{J_1(\beta_{r_1} b) Y_0(\beta_{r_1} a) - J_0(\beta_{r_1} a) Y_1(\beta_{r_1} b)}{J_0(\beta_{r_1} b) Y_0(\beta_{r_1} a) - J_0(\beta_{r_1} a) Y_0(\beta_{r_1} b)} + \frac{1}{\alpha_{r_2}} \frac{K_1(\alpha_{r_2} b)}{K_0(\alpha_{r_2} b)} = 0 \quad \text{TE} \quad (19)$$

$$\frac{k_1^2}{\beta_{r_1}} \frac{J_1(\beta_{r_1} b) Y_0(\beta_{r_1} a) - J_0(\beta_{r_1} a) Y_1(\beta_{r_1} b)}{J_0(\beta_{r_1} b) Y_0(\beta_{r_1} a) - J_0(\beta_{r_1} a) Y_0(\beta_{r_1} b)} + \frac{k_2^2}{\alpha_{r_2}} \frac{K_1(\alpha_{r_2} b)}{K_0(\alpha_{r_2} b)} = 0 \quad \text{TM} \quad (20)$$

El análisis del espectro modal se llevará a cabo de nuevo utilizando la frecuencia normalizada descrita por (7), pero cambiando  $a$  por  $b$ , siendo válidas también las relaciones (2) y (3). Sin embargo, para un mismo valor de  $b$  se podrán tener casos notablemente distintos atendiendo al factor  $\rho = a/b \in [0, 1]$  ( $\rho = 0 \rightarrow$  cilindro dieléctrico,  $\rho = 1 \rightarrow$  hilo metálico.). Para poder implementar la búsqueda de soluciones de forma eficiente se ha utilizado en este trabajo el uso de una renormalización  $V_n = V/\rho$ , para la cual, la





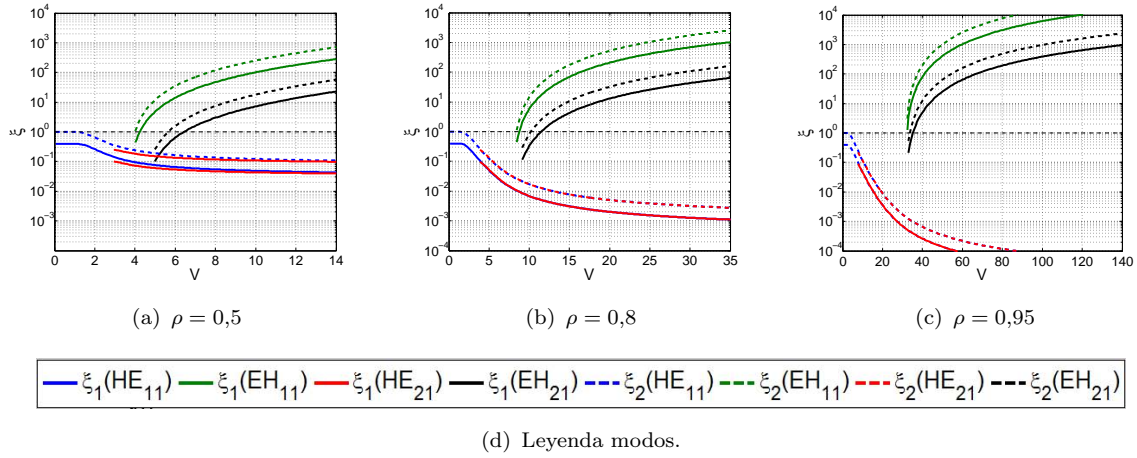
**Figura 23:** Constante de propagación para los primeros modos de cada tipo en la *G-line* para 3 casos de  $\rho$ , que representan una capa dieléctrica gruesa, media y fina, respectivamente, y un dieléctrico de permitividad  $\epsilon_r = 2,5$ .

variación de las frecuencias de corte con  $\rho$  es mucho menor.

En la Fig. 23 se muestra la constante de propagación de los primeros modos de cada tipo, considerando tres posibles espesores relativos distintos: grueso ( $\rho = 0,5$ ), medio ( $\rho = 0,8$ ) y fino ( $\rho = 0,95$ ). La permitividad utilizada ha sido de  $\epsilon_r = 2,5$ , y será la considerada en todo el análisis, entendiéndose que en el capítulo anterior se ha dado suficiente trato al efecto de la diferencia de permitividades entre el medio guiado y el exterior, de ahora en adelante, aire.

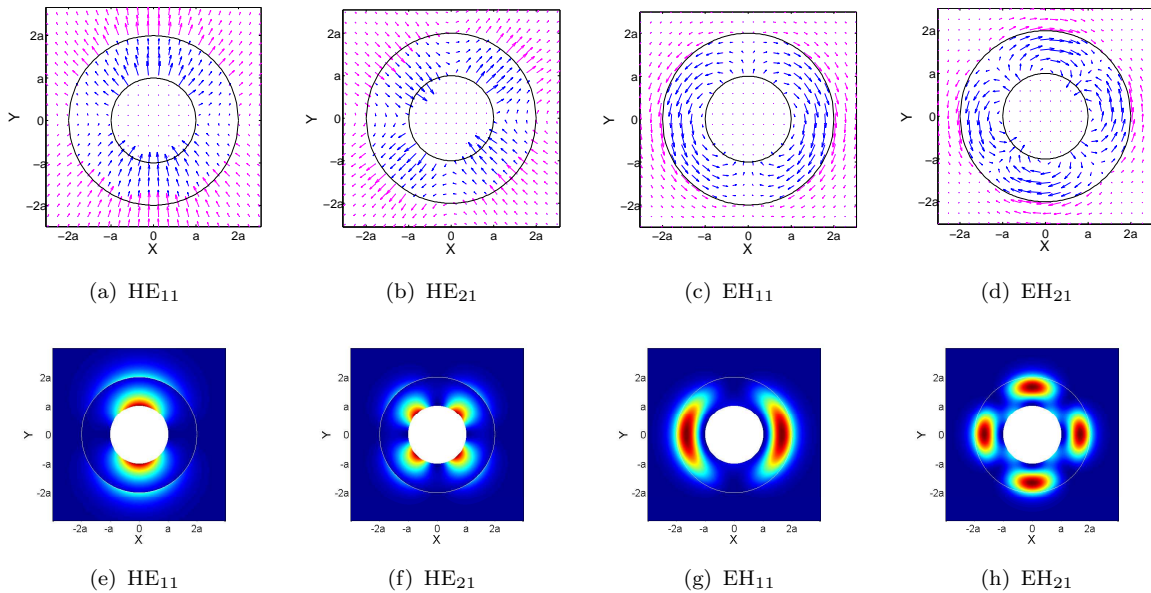
En la *G-Line* existen dos modos fundamentales, el  $HE_{11}$  y el  $TM_{01}$ , cuya propagación es notablemente distinta. El  $TM_{01}$  parte siempre de una propagación algo más confinada que el  $HE_{11}$ , que como ocurría en con el cilindro dieléctrico, posee lo que se podría decir una cierta frecuencia de corte práctica. En cuanto a los modos superiores, la situación cambia notablemente respecto a la guía anterior. En la gráfica correspondiente a  $\rho = 0,95$  se pueden observar claramente grupos de modos con gran degeneración entre ellos, sobre todo cuando la potencia se confina. Cada grupo esta formado por el modo  $TM_{0m}$  ( $TE_{0m}$ ) y los modos  $HE_{nm}$  ( $EH_{nm}$ ), donde en la gráfica sólo se ha representado hasta  $n = 4$ , para los dos primeros grupos, y el inicio de los siguientes grupos, marcado por los modos  $TM_{02}$  y  $TE_{02}$ . Si el factor  $\rho$  se decrementa, los grupos se dispersan y poco a poco la situación se va asemejando a la de la guía dieléctrica, eso sí, manteniéndose como modo fundamental dominante, el  $TM_{0m}$ . Es también curioso observar, que el factor  $\rho$ , no tiene influencia en la separación relativa de las curvas de los modos puramente TE o TM. Este hecho será tratado posteriormente para consideraciones en el diseño de la guía.

En las gráficas anteriores se puede intuir el carácter predominante de los modos  $TM_{nm}$  ( $TE_{nm}$ ) en los modos híbridos  $HE_{nm}$  ( $EH_{nm}$ ) respectivamente, cuando  $\rho$  es cercano a la unidad, o bien cuando los modos están confinados. De hecho, la clasificación es



**Figura 24:** Ratio TE-TM en el medio 1 y 2 para los modos  $HE_{11}$ ,  $EH_{11}$ ,  $HE_{21}$  y  $EH_{21}$ , considerando tres factores  $\rho$  de espesor.

posterior, tal y como se ha dicho, a la solución obtenida, y se ha realizado a través del coeficiente descrito en (10) y los conocimientos derivados del análisis del cilindro dieléctrico. Los modos  $HE_{nm}$  corresponden a las soluciones impares de la ecuación (14) de orden  $n$ , mientras que los modos  $EH_{nm}$ , corresponden a las pares. Los resultados de las frecuencias de corte han sido validados con [59], notando que en dicho trabajo existe un error al tomar las primeras dos soluciones de la ecuación como modos HE y las siguientes alternas, lo cual conlleva a una nomenclatura contraria.



**Figura 25:** Líneas de campo eléctrico y módulo del campo eléctrico para un instante dado de los modos  $HE_{11}$ ,  $HE_{21m}$ ,  $EH_{11}$  y  $EH_{12}$ .

En la Fig. 24 se ha representado el factor  $\xi$ , tanto en el medio interior como exterior, de los dos primeros modos híbridos de cada tipo para los distintos casos de  $\rho$  considerados. Incluso cuando el espesor es relativamente grande, Fig. 24(a), los modos tienen un carácter muy poco híbrido, tendiendo rápidamente a convertirse en un modo quasi-TE o quasi-TM. Para los modos  $HE_{nm}$  el dominio siempre es  $TM_{nm}$ , siendo muy parecido el porcentaje de dicho modo para los distintos valores del orden  $n$ . Para los modos  $EH_{nm}$ , al inicio de la propagación el predominio es  $TM_{nm}$ , pero rápidamente tienden a convertirse en modos quasi- $TE_{nm}$ .

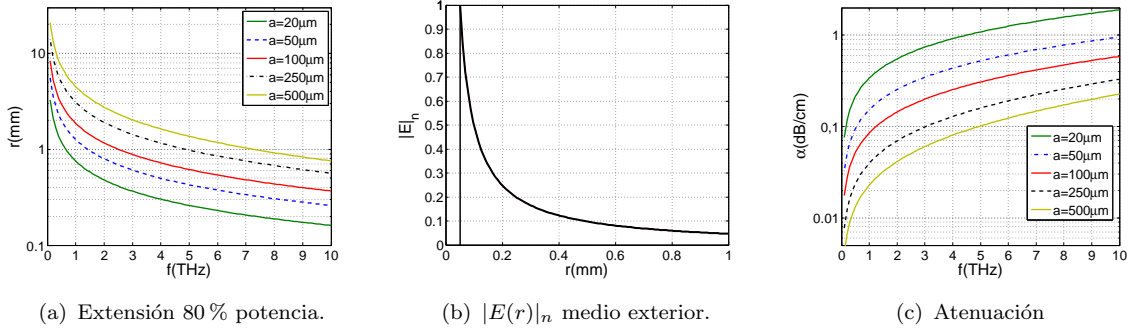
Atendiendo a la polarización de los modos, puede también observarse lo explicado en el párrafo anterior. En la Fig. 25 se puede ver el claro predominio de la componente radial y la concentración de campo cercana al conductor de los modos HE y el comportamiento opuesto para los modos EH.

Conocidos los posibles modos superiores que pueden propagarse en esta guía, se pasa a continuación a estudiar el modo fundamental, con tal de establecer un posible uso conjunto de esta guía con el hilo metálico, cuyo modo fundamental posee la misma polarización y características similares cuando el espesor es muy pequeño, como cabe esperar.

Existen dos posibilidades que deben estudiarse. Una de ellas es la excitación de la guía. Si la guía de hilo metálico pretende ser usada para señales en un gran ancho de banda, será difícil realizar una excitación de alta eficiencia en tanto que el patrón del modo fundamental, atendiendo a la extensión transversal de los campos, es notablemente dependiente de la frecuencia, tal y como se puede ver en la Fig 26(a). Además, incluso la propia excitación de una frecuencia determinada puede resultar un problema teniendo en cuenta que será difícil adecuar un excitación que se acople perfectamente al patrón exponencial que tiene el modo fundamental de esta guía, Fig.26(b). Sin embargo, se podría aplicar la excitación a la guía con camisa dieléctrica, utilizando un espesor del dieléctrico tal que la potencia esté más concentrada para la banda de frecuencias de la señal. Una vez excitada la guía, de forma progresiva se rebajaría el dieléctrico hasta quedar en un espesor nulo o casi nulo, habiendo así transferido la potencia de forma efectiva a la guía de hilo, cuya atenuación es notablemente más baja, Fig 26(c).

Otra posible aplicación de este tipo de transiciones sería la implementación de curvas. De igual forma que en el caso anterior, se podría hacer crecer una capa dieléctrica de forma progresiva hasta confinar la energía en ella, pudiendo de esta forma curvar la guía sin que la potencia se radie, y volver a rebajar el dieléctrico de nuevo una vez el recorrido de la guía vuelva a ser recto. En definitiva, utilizar el diseño con mejores propiedades en cada caso, y aprovechar el conocimiento de cómo se propaga el modo fundamental para realizar las transiciones de forma óptima.

Considerando la década 0.3THz-3THz (ancho de banda de 300%), se va a estudiar el espesor máximo a utilizar, y las propiedades del modo fundamental: atenuación debida a ambos, dieléctrico y conductor, evolución del confinamiento y aparición de modos supe-



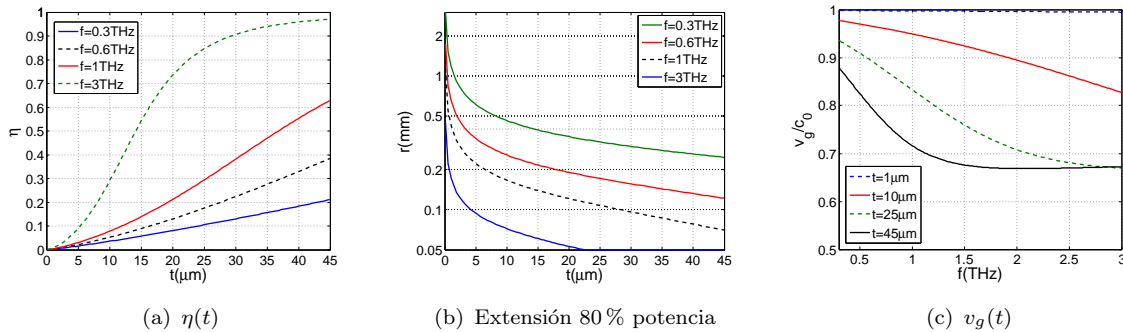
**Figura 26:** Resultados en la banda de THz de una guía de hilo metálico de cobre ( $\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \text{S/m}$ ) con radio  $a$ . En (a) se muestra la extensión transversal necesaria para abarcar el 80 % de la potencia, en (b) el módulo del campo eléctrico normalizado para un radio de  $a = 50 \mu\text{m}$  y una frecuencia de  $f = 1 \text{THz}$ , y en (c) la atenuación en dB/cm de esta guía.

riores. Se considerará un hilo de cobre, al que se le aplica una cubierta de dieléctrico TPX.

En un principio, según [69], basta con evitar que se propague el siguiente modo con el mismo patrón axial que el fundamental, el  $\text{TM}_{02}$ , para el cual, la frecuencia de corte se halla aplicando el límite  $\alpha_{r_2} \rightarrow 0$  sobre (19). Fijando la frecuencia a la máxima de la banda considerada y considerando un determinado radio y permitividad, se puede hallar el  $t_{max}$  a utilizar. Si  $a$  es lo suficientemente grande ( $a > 0,5 \mu\text{m}$  para el caso propuesto)  $t_{max}$  es casi constante con  $a$ , tal y como se podía intuir de las gráficas de dispersión, siendo el valor límite,  $t_{max} = \lambda_0(3 \text{THz})/2\sqrt{\epsilon_r - 1}$ , aproximadamente  $45 \mu\text{m}$  si se utiliza TPX ( $\epsilon_r = 2,1$ ). Consideraremos por lo tanto, un radio de  $a = 50 \mu\text{m}$  y un espesor máximo de  $t_{max} = 45 \mu\text{m}$ .

En las gráficas de la Fig. 27 se muestra el como varían distintos parámetros para las frecuencias de la señal de banda ancha conforme se incrementa el espesor  $t$ . En la Fig. 28(a) podemos ver que para cuando se haya alcanzado el máximo espesor existirá un buen confinamiento para buena parte de la banda (más del 60 % de la potencia en el interior entre 1THz-3THz). Evidentemente, el tamaño eléctrico de la guía depende de la frecuencia, y en cuanto mayor sea la banda considerada, más dispares serán los resultados entre la frecuencia inicial y final. Resulta importante apuntar en relación a esta gráfica, que en las guías abiertas, no se puede definir de forma clara una impedancia [18], pero la fracción de potencia en el interior nos puede dar un concepto relativamente similar. Es por ello que la transición deberá efectuarse atendiendo a la variación de la fracción de potencia en el dieléctrico. En el caso presentado, ya que este parámetro varía notablemente con la frecuencia, lo anterior no tiene mayor importancia y se optaría por una transición lineal. Sin embargo, si la banda fuera estrecha, se debería implementar una transición con una pendiente de variación de  $t$  inversamente proporcional a la derivada de  $\eta(t)$ , para asegurar la mejor adaptación.

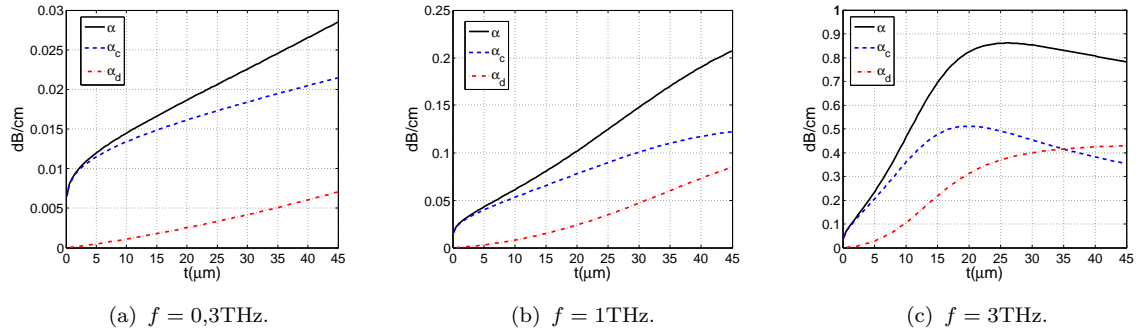
En cuanto a la extensión de la señal de banda ancha, la Fig. 28(b) se puede ver como el 80 % de la potencia de toda la señal en conjunto estará por debajo de las  $300\mu\text{m}$  lo cual es una notable mejora frente a los varios mm del hilo sin camisa a la hora de implementar la excitación. Por último, se muestra en 28(c) la dispersión en términos de la velocidad de grupo normalizada en la banda considerada para distintos espesores. No es de mayor importancia que durante momentos de la transición (líneas verde y roja) se experimente cierta dispersión ya que es de suponer que el tramo de la transición sea corto. Una vez se ha llegado al espesor máximo, la velocidad de grupo es bastante constante en la mayor parte de la banda, por lo que el recorrer una pequeña longitud de la guía con este espesor, por ejemplo una curva, supondrá una dispersión bastante baja.



**Figura 27:** Fracción de potencia en el interior del dieléctrico, extensión del 80 % de la potencia y velocidad de grupo en función del espesor para varias frecuencias de la banda 0.3THz-3THz. El comportamiento de una subbanda en concreto se puede deducir de las frecuencias que la limitan. Resulta importante observar como han llegado a cambiar los parámetros cuando  $t$  posee su valor máximo:  $t = 45\mu\text{m}$ .

Por otra parte, en la Fig. 28 se muestra la atenuación que experimentarán las distintas partes de la banda: frecuencia inicial (0.3THz) frecuencia intermedia (1THz) y frecuencia final (3THz). Se observa el notable incremento de la atenuación con la frecuencia debido a que esta es proporcional a ambos, frecuencia y confinamiento, teniendo una gran variación en toda la banda. Sin embargo, se espera que esto no sea muy influyente dado el poco recorrido que se espera realizar en una curva. Por otra parte se observa un comportamiento no monótono de la atenuación para la frecuencia superior. Este efecto es debido a que, una vez la mayor parte de la energía viaja dentro del dieléctrico, seguir incrementando el espesor no implica una mayor absorción dieléctrica, pero sí una menor concentración de campo magnético cerca del conductor, con lo cual, se reducen las pérdidas del conductor, y por tanto, las totales. Esto quiere decir que aunque se diseñase la guía para una banda estrecha, el espesor óptimo sería el máximo posible que asegurase una transmisión monomodo, pues atenuación, radiación y dispersión son mejores en conjunto.

En cuanto a los modos superiores, del análisis espectral resulta evidente que van a aparecer una serie de modos de forma previa al  $\text{TM}_{02}$ . En la Fig 29(a) se muestran los



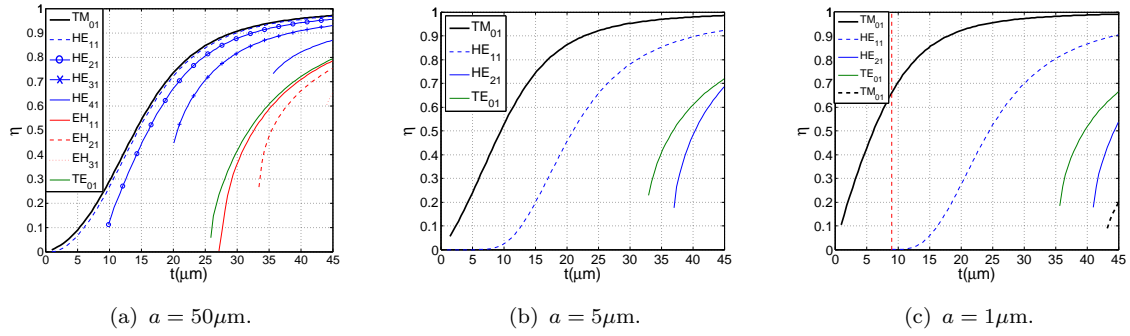
**Figura 28:** Atenuación en función del espesor dieléctrico para la frecuencia inicial (0.3THz) frecuencia intermedia (1THz) y frecuencia final (3THz). Se distinguen la contribución a la atenuación del conductor (en azul), y del dieléctrico (en rojo).

modos que irán apareciendo con el incremento de  $t$ , considerando la mayor frecuencia de la banda: 3THz. Vemos que los dos modos fundamentales serían casi degenerados, lo cual en caso de acoplo no sería especialmente grave, sin embargo aparecen una serie de modos superiores con una propagación notablemente distinta. Probablemente, en la excitación de la guía, estos modos podrían ser fácilmente evitados, siempre y cuando se controle de forma precisa el patrón de excitación.

Sin embargo, en el caso de las curvas no se puede ser tan optimistas, generalmente. Habría que estudiar más a fondo la influencia de estos modos y considerar si realmente el límite impuesto por el modo  $\text{TM}_{02}$ , propuesto en [69], donde no se mencionan estos modos superiores, es suficiente. Muy seguramente fuese necesario un análisis exacto de la guía considerando tres medios (conductor como dieléctrico de permitividad compleja, dieléctrico y aire), de forma que pudiese aplicarse una continuidad exacta con los modos de la guía de hilo metálica, una vez esta fuera analizada.

Por otra parte, utilizando el hecho que la frecuencia de corte del modo  $\text{TM}_{02}$  no depende del radio, se puede reducir el mismo para evitar la propagación de los modos superiores. En las figuras Fig. 29(b) y Fig. 29(b) se muestra el resultado de utilizar radios de  $a = 5\mu\text{m}$  y  $a = 1\mu\text{m}$ , respectivamente. Se observa que se puede conseguir un gran confinamiento, de forma inversamente proporcional al radio, llegando hasta valores de  $t$  en los que solo se propagan los dos modos fundamentales. Entraría aquí la cuestión de si es necesario evitar el modo  $\text{HE}_{11}$ , cuya frecuencia de corte teórica es nula, y de cómo hacerlo. Con este modo, lo máximo que se puede hacer es tratar de usar un radio muy pequeño, y limitar el espesor a valores para los que de forma práctica parece estar al corte, línea roja a trazos de la Fig. 29(c).

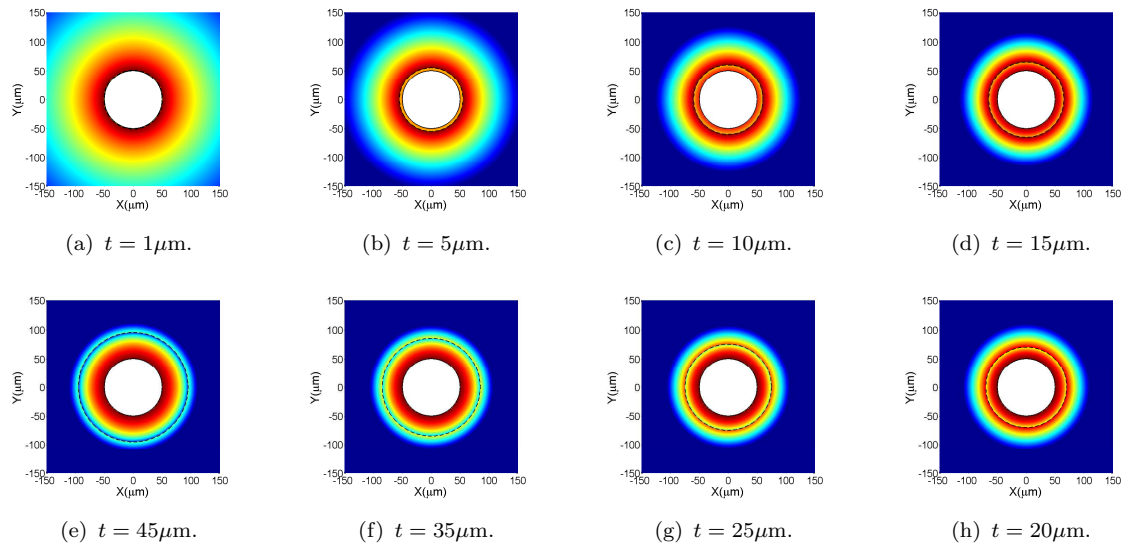
En cuanto a los valores posiblemente irrealizables de los dos radios menores considerados, cabe citar que en un artículo reciente se muestra como se puede conseguir un equivalente a la *G-Line* a través de un hilo metálica con la superficie corrugada [73]. Esta



**Figura 29:** Fracción de potencia en el interior del dieléctrico del modo fundamental y los modos superiores que dejan de estar al corte al incrementar el espesor  $t$  para 3 radios  $a$  del conductor distintos.

alternativa permite una gran versatilidad de diseño y demuestra una gran validez de la equivalencia, que además es mayor para elevados factores de reducción del tamaño.

Por último, en la Fig. 30 se muestra de una forma muy visual, la evolución del patrón de campo del modo fundamental  $TM_{01}$  para  $f = 3\text{THz}$  al incrementar el espesor  $t$  del dieléctrico. Se aprecia la gran mejora conseguida ya incluso con espesores medios, y como al llegar a  $t_{max}$  el campo queda en el interior del dieléctrico, siendo este el patrón óptimo para la excitación del modo o su propagación a través de curvas.



**Figura 30:** Módulo del campo eléctrico normalizado, para  $f = 3\text{THz}$  y  $a = 50\mu\text{m}$  y distintos espesores crecientes, en la primera fila de izquierda a derecha, y en la segunda en sentido inverso. La escala es logarítmica con un rango de 0 a  $-40\text{dB}$ .

## 4. Conclusiones y Líneas Futuras

De los capítulos presentados en este trabajo se pueden extraer una serie de importantes conclusiones relativas al guiado de onda en THz. En primer lugar, del estado de arte de esta temática se deduce que la clara tendencia es tratar de que la energía sea guiada con la menor interacción posible de los materiales que conforman la guía, cuya atenuación a frecuencias de THz es muy elevada, ya sean metales o dieléctricos. Se ha visto que esto se puede realizar de muchas formas posibles, adaptando diseños habituales de la banda de microondas y óptica, pero por lo general, tales guías poseen una atenuación todavía elevada o son muy dispersivas, y por lo tanto, aplicables a una banda estrecha de frecuencias.

La única solución viable para el transporte de señales de gran ancho de banda parece ser el empleo de guías superficiales, en las que, gracias al guiado externo de la onda por el aire, la atenuación se reduce notablemente y la dispersión es prácticamente nula. Sin embargo, estas guías conllevan por su propia naturaleza superficial graves problemas para su excitación o implementación de tramos curvos. Es por ello, que si no se adoptan soluciones que eviten estos problemas, tales guías no podrán llegar a ser utilizadas con éxito en aplicaciones reales. El poder diseñar estas soluciones pasa por conocer perfectamente como es la propagación superficial y de forma más general, la propagación en guías dieléctricas.

El cilindro dieléctrico presenta una geometría susceptible de un análisis profundo que permita entender los conceptos clave de guías dieléctricas. Se ha comprobado como este problema es mucho más complejo que el resolver la propagación en estructuras cerradas de geometría similar, pues la condición de contorno es una variable continua con la permitividad, que va desde la adaptación total a los extremos de PEC y PMC, e implica propagación en varios medios, así como la aparición de modos con carácter híbrido.

En este análisis se ha establecido que tipos de modo sufren guiado superficial y bajo que condiciones, y se ha mostrado como se puede averiguar la composición de un modo híbrido, gracias a lo cual se pueden predecir sus propiedades. También han sido observados efectos poco comunes asociados a altos contrastes de permitividad, como son la potencia exterior *backward* y el pico de atenuación debido a la alta propagación transversal. De estos fenómenos se ha deducido que un análisis completo debe ser llevado a cabo de forma más adecuada utilizando el enfoque exacto, y por tanto considerando una constante de propagación compleja y toda la teoría de modos complejos asociada.

De los resultados obtenidos se deduce que para un guiado superficial de banda ancha se requiere un contraste de permitividades tan alto como se pueda, y que los materiales habituales no pueden proporcionar. Es por ello que se establece un paralelismo con las permitividades complejas efectivas de superficies metálicas, que proporcionan el contraste deseado. Gracias a las conclusiones del análisis, el problema de resolver los modos de un hilo metálico, de los que actualmente el conocimiento es casi nulo, puede ser abordado con mayor éxito. También el conocimiento de la propagación en el cilindro dieléctrico ha



permitido analizar con éxito la guía de hilo con camisa, tanto en aspectos relacionados con la resolución de las ecuaciones implicadas, como en la comprensión de importantes conceptos, que para esta segunda guía no eran tan obvios.

La guía de hilo con camisa dieléctrica ha sido analizada también en profundidad. La cantidad de parámetros de diseño de esta guía, y el amplio margen en el que pueden variar hacen de este un problema muy amplio. Mediante este estudio se ha demostrado que el hilo metálico puede ser cubierto de forma progresiva con una camisa dieléctrica transiéndose con éxito entre guiado superficial y confinamiento para un ancho de banda grande. Los resultados son prometedores y de realizarse correctamente esta implementación se podrían obtener resultados notablemente mejores que los actuales. También gracias al estudio completo de los modos superiores realizado, se concluye que estos modos pueden estar presentes en la transición y que se hace necesario un estudio de su posible efecto, así como la viabilidad de suprimirlos o bien de no excitarlos, algo que en trabajos previos sobre la línea Goubau no se ha tenido en cuenta. En este trabajo se han propuesto alternativas de diseño basadas en el uso de hilos de radio pequeño en caso de que estos modos supusieran un problema.

En cuanto a las líneas futuras de este trabajo, se podría situar en primer lugar fabricar algún prototipo y realizar medidas que constaten las mejoras previstas al añadir la capa dieléctrica, midiendo la eficiencia de excitación y las pérdidas en curvatura. Por otra parte, se pueden seguir mejorando las herramientas de análisis y la comprensión del problema. Sería importante abordar el análisis modal completo de la guía de hilo, que es sin duda un problema de gran complejidad, tratando de aprovechar la similitud del problema con el cilindro dieléctrico. Conseguido esto, sería importante utilizar la teoría de guías dieléctricas de varias capas para analizar la línea Goubau considerando la región del metal como un dieléctrico con su permitividad compleja, y poder con esto establecer una continuidad mucho más exacta entre los problemas del hilo metálico y su versión con camisa dieléctrica. Trasladar el problema a su versión planar también tendría un gran interés, por la mayor practicidad de estas estructuras. Por último, resultaría útil analizar más a fondo la equivalencia entre superficies corrugadas y dieléctricos de alta permitividad, que puede dar lugar a una gran versatilidad de diseño.

## 5. Agradecimientos

Este trabajo ha sido realizado gracias a la financiación de la Consellería de Educación de la Generalitat Valenciana a través del programa PROMETEO C-4940 y a la financiación del Ministerio de Ciencia e Innovación del Gobierno de España a través de los proyectos CSD2008-00068 y TEC2010-20841-C04-01.

## Referencias

- [1] P. Siegel, "Terahertz technology," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 3, pp. 910–928, 2002.
- [2] I. Hosako, N. Sekine, M. Patrashin, S. Saito, K. Fukunaga, Y. Kasai, P. Baron, T. Setta, J. Mendrok, S. Ochiai *et al.*, "At the dawn of a new era in terahertz technology," *Proceedings of the IEEE*, vol. 95, no. 8, pp. 1611–1623, 2007.
- [3] M. Walther, P. Plochocka, B. Fischer, H. Helm, and P. Uhd Jepsen, "Collective vibrational modes in biological molecules investigated by terahertz time-domain spectroscopy," *Biopolymers*, vol. 67, no. 4-5, pp. 310–313, 2002.
- [4] F. De Lucia, "Science and technology in the submillimeter region," *Optics and photonics news*, vol. 14, no. 8, pp. 44–50, 2003.
- [5] P. Shumyatsky and R. Alfano, "Terahertz sources," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 16, p. 033001, 2011.
- [6] C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, and J. Faist, "Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 thz," *Applied Physics Letters*, vol. 91, p. 131122, 2007.
- [7] W. Yuran, "Terahertz quantum cascade laser," *Electronic Technology*, p. 09, 2009.
- [8] B. Karasik, M. Gaidis, W. McGrath, B. Bumble, and H. LeDuc, "Low noise in a diffusion-cooled hot-electron mixer at 2.5 thz," *Applied physics letters*, vol. 71, p. 1567, 1997.
- [9] T. Phillips and J. Keene, "Submillimeter astronomy [heterodyne spectroscopy]," *Proceedings of the IEEE*, vol. 80, no. 11, pp. 1662–1678, 2002.
- [10] D. Leisawitz, W. Danchi, M. DiPirro, L. Feinberg, D. Gezari, M. Hagopian, W. Langer, J. Mather, S. Moseley Jr, M. Shao *et al.*, "Scientific motivation and technology requirements for the SPIRIT and SPECS far-infrared/submillimeter space interferometers," in *Proceedings of SPIE*, vol. 4013, 2000, p. 36.
- [11] A. Danylov, T. Goyette, J. Waldman, M. Coulombe, A. Gatesman, R. Giles, X. Qian, N. Chandrayan, S. Vangala, K. Termkoa *et al.*, "Terahertz inverse synthetic aperture radar (ISAR) imaging with a quantum cascade laser transmitter," *Optics Express*, vol. 18, no. 15, pp. 16 264–16 272, 2010.
- [12] E. Pickwell and V. Wallace, "Biomedical applications of terahertz technology," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, p. R301, 2006.
- [13] J. Dickinson, "Terahertz imaging of subjects with concealed weapons," DTIC Document, Tech. Rep., 2006.

- [14] X. Zhang, "Terahertz wave imaging: horizons and hurdles," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, p. 3667, 2002.
- [15] A. Davies, A. Burnett, W. Fan, E. Linfield, and J. Cunningham, "Terahertz spectroscopy of explosives and drugs," *Materials Today*, vol. 11, no. 3, pp. 18–26, 2008.
- [16] C. Strachan, P. Taday, D. Newnham, K. Gordon, J. Zeitler, M. Pepper, and T. Rades, "Using terahertz pulsed spectroscopy to quantify pharmaceutical polymorphism and crystallinity," *Journal of pharmaceutical sciences*, vol. 94, no. 4, pp. 837–846, 2005.
- [17] M. Ordal, R. Bell, R. Alexander Jr, L. Long, and M. Querry, "Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W." *Applied optics*, vol. 24, no. 24, pp. 4493–4499, 1985.
- [18] C. Yeh and F. Shimabukuro, *The essence of dielectric waveguides*. Springer Verlag, 2008.
- [19] P. Bolivar, M. Brucherseifer, J. Rivas, R. Gonzalo, I. Ederra, A. Reynolds, M. Holker, and P. de Maagt, "Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 4, pp. 1062–1066, 2003.
- [20] A. Berenguer Verdú, *Estudio de los nuevos medios guiados para frecuencias de THz*. Proyecto Final de Carrera, 2010.
- [21] R. McGowan, G. Gallot, and D. Grischkowsky, "Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides," *Optics letters*, vol. 24, no. 20, pp. 1431–1433, 1999.
- [22] G. Gallot, S. Jamison, R. McGowan, and D. Grischkowsky, "Terahertz waveguides," *JOSA B*, vol. 17, no. 5, pp. 851–863, 2000.
- [23] J. Harrington, R. George, P. Pedersen, and E. Mueller, "Hollow polycarbonate waveguides with inner cu coatings for delivery of terahertz radiation," *Opt. Express*, vol. 12, no. 21, pp. 5263–5268, 2004.
- [24] B. Bowden, J. Harrington, and O. Mitrofanov, "Silver/polystyrene-coated hollow glass waveguides for the transmission of terahertz radiation," *Optics letters*, vol. 32, no. 20, pp. 2945–2947, 2007.
- [25] —, "Low-loss modes in hollow metallic terahertz waveguides with dielectric coatings," *Applied physics letters*, vol. 93, p. 181104, 2008.
- [26] T. Ito, Y. Matsuura, M. Miyagi, H. Minamide, and H. Ito, "Flexible terahertz fiber optics with low bend-induced losses," *JOSA B*, vol. 24, no. 5, pp. 1230–1235, 2007.
- [27] Y. Matsuura and E. Takeda, "Hollow optical fibers loaded with an inner dielectric film for terahertz broadband spectroscopy," *JOSA B*, vol. 25, no. 12, pp. 1949–1954, 2008.

- [28] T. Jeon and D. Grischkowsky, "Direct optoelectronic generation and detection of sub-ps-electrical pulses on sub-mm-coaxial transmission lines," *Applied physics letters*, vol. 85, p. 6092, 2004.
- [29] R. Mendis and D. Grischkowsky, "Thz interconnect with low-loss and low-group velocity dispersion," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 11, no. 11, pp. 444–446, 2001.
- [30] S. Coleman and D. Grischkowsky, "Parallel plate THz transmitter," *Applied physics letters*, vol. 84, p. 654, 2004.
- [31] A. Bingham, Y. Zhao, and D. Grischkowsky, "Thz parallel plate photonic waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 051101, 2005.
- [32] M. Wächter, M. Nagel, and H. Kurz, "Metallic slit waveguide for dispersion-free low-loss terahertz signal transmission," *Applied physics letters*, vol. 90, p. 061111, 2007.
- [33] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, "Theory of bragg fiber," *JOSA*, vol. 68, no. 9, pp. 1196–1201, 1978.
- [34] N. Llombart, A. Mazzinghi, P. Siegel, and A. Freni, "Design of a low loss metallo-dielectric EBG waveguide at submillimeter wavelengths," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 19, no. 7, pp. 437–439, 2009.
- [35] D. Sanchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "Rectangular waveguide with low metallic losses on side walls at THz," in *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*. IEEE, pp. 1–2.
- [36] D. Sanchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, M. Baquero-Escudero, J. Herranz-Herruzo, and A. Berenguer, "H-plane horn array using low-loss rectangular waveguide at THz frequencies," in *Antennas and Propagation (EUCAP), Proceedings of the 5th European Conference on*. IEEE, pp. 452–456.
- [37] D. Sanchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "EBG structures for antenna design at THz frequencies," in *Antennas and Propagation (APS), 2011 International Symposium on*, pp. 1–2.
- [38] D. Sanchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, B. A., and M. Baquero-Escudero, "Application of EBG structures for the desing of low-loss rectangular waveguides in the THz band," in *XXVI Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI), 2011*. IEEE (accepted for publication).
- [39] D. Sanchez Escuderos, M. Ferrando-Bataller, B. A., and M. Baquero-Escudero, "Design of low-loss waveguides and devices at THz frequencies using EBG structures," in *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on*. IEEE (accepted for publication).

- [40] A. Snyder and J. Love, *Optical waveguide theory*. Springer, 1983, vol. 190.
- [41] L. Chen, H. Chen, T. Kao, J. Lu, and C. Sun, “Low-loss subwavelength plastic fiber for terahertz waveguiding,” *Optics letters*, vol. 31, no. 3, pp. 308–310, 2006.
- [42] S. Jamison, R. McGowan, and D. Grischkowsky, “Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, p. 1987, 2000.
- [43] V. Almeida, Q. Xu, C. Barrios, and M. Lipson, “Guiding and confining light in void nanostructure,” *Optics letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1209–1211, 2004.
- [44] P. Anderson, B. Schmidt, and M. Lipson, “High confinement in silicon slot waveguides with sharp bends,” *Optics Express*, vol. 14, no. 20, pp. 9197–9202, 2006.
- [45] M. Nagel, A. Marchewka, and H. Kurz, “Low-index discontinuity terahertz waveguides,” *Optics Express*, vol. 14, no. 21, pp. 9944–9954, 2006.
- [46] T. Fujisawa and M. Koshiba, “Guided modes of nonlinear slot waveguides,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 18, no. 14, pp. 1530–1532, 2006.
- [47] C. Lai, Y. Hsueh, H. Chen, Y. Huang, H. Chang, and C. Sun, “Low-index terahertz pipe waveguides,” *Optics letters*, vol. 34, no. 21, pp. 3457–3459, 2009.
- [48] J. Lu, Y. Hsueh, Y. Huang, Y. Hwang, and C. Sun, “Bending loss of terahertz pipe waveguides,” *Optics Express*, vol. 18, no. 25, pp. 26 332–26 338, 2010.
- [49] S. Atakaramians, V. Afshar *et al.*, “Porous fibers: a novel approach to low loss THz waveguides,” *Optics Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8845–8854, 2008.
- [50] A. Dupuis, J. Allard, D. Morris, K. Stoeffler, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, “Fabrication and THz loss measurements of porous subwavelength fibers using a directional coupler method,” *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8012–8028, 2009.
- [51] S. Atakaramians, V. Afshar *et al.*, “Thz porous fibers: design, fabrication and experimental characterization,” *Optics Express*, vol. 17, no. 16, pp. 14 053–15 062, 2009.
- [52] K. Nielsen, H. Rasmussen, A. Adam, P. Planken, O. Bang, and P. Jepsen, “Bendable, low-loss topas fibers for the terahertz frequency range,” *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8592–8601, 2009.
- [53] A. Dupuis, K. Stoeffler, B. Ung, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, “Transmission measurements of hollow-core THz Bragg fibers,” *JOSA B*, vol. 28, no. 4, pp. 896–907, 2011.
- [54] A. Sommerfeld, “Über die fortpflanzung elektrodynamischer wellen längs eines drahtes,” *Annalen der Physik*, vol. 303, no. 2, pp. 233–290, 1899.

- [55] —, “An oscillating dipole above a finitely conducting plane,” *Ann. der Physik*, vol. 28, p. 665, 1909.
- [56] G. Goubau, “Surface waves and their application to transmission lines,” *Journal of Applied Physics*, vol. 21, p. 1119, 1950.
- [57] —, “Single-conductor surface-wave transmission lines,” *Proceedings of the IRE*, vol. 39, no. 6, pp. 619–624, 1951.
- [58] M. King and J. Wiltse, “Surface-wave propagation on coated or uncoated metal wires at millimeter wavelengths,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 10, pp. 246–254, 1962.
- [59] J. Fikioris and J. Roumeliotis, “Cutoff wavenumbers of Goubau lines,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 27, no. 6, pp. 570–573, 1979.
- [60] H. Rao, “Mode spectrum of the modified Goubau line,” *Proc. IEE*, pp. 1227–32, 1979.
- [61] R. Harman and A. Gagnon, “Cable for use as a distributed antenna,” Dec. 5 1995, US Patent 5,473,336.
- [62] K. Wang and D. Mittleman, “Metal wires for terahertz wave guiding,” *Nature*, vol. 432, no. 7015, pp. 376–379, 2004.
- [63] Q. Cao and J. Jahns, “Azimuthally polarized surface plasmons as effective terahertz waveguides,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 2, pp. 511–518, 2005.
- [64] K. Wang and D. Mittleman, “Guided propagation of terahertz pulses on metal wires,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, no. 9, pp. 2001–2008, 2005.
- [65] T. Jeon, J. Zhang, and D. Grischkowsky, “THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 161904, 2005.
- [66] J. Yang, Q. Cao, and C. Zhou, “An explicit formula for metal wire plasmon of terahertz wave,” *Optics Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20 806–20 815, 2009.
- [67] X. He, “Investigation of terahertz surface waves of a metallic nanowire,” *JOSA B*, vol. 27, no. 11, pp. 2298–2303, 2010.
- [68] J. Chiba, “Experimental studies of the losses and radiations due to bends in the Goubau line,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 25, no. 2, pp. 94–100, 1977.
- [69] Y. Xu and R. Bosisio, “Study of Goubau lines for submillimetre wave and terahertz frequency applications,” in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings-*, vol. 151, no. 5. IET, 2004, pp. 460–464.

- [70] A. Treizebré, B. Bocquet, Y. Xu, and R. Bosisio, “New thz excitation of planar goubau line,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 50, no. 11, pp. 2998–3001, 2008.
- [71] M. Gong, T. Jeon, and D. Grischkowsky, “THz surface wave collapse on coated metal surfaces,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 19, pp. 17 088–17 101, 2009.
- [72] H. Cao and A. Nahata, “Coupling of terahertz pulses onto a single metal wire waveguide using milled grooves,” *Optics Express*, vol. 13, no. 18, pp. 7028–7034, 2005.
- [73] Y. Chen, Z. Song, Y. Li, M. Hu, Q. Xing, Z. Zhang, L. Chai, and C. Wang, “Effective surface plasmon polaritons on the metal wire with arrays of subwavelength grooves,” *Optics Express*, vol. 14, no. 26, pp. 13 021–13 029, 2006.
- [74] A. Berenguer, M. Baquero-Escudero, D. Sanchez Escuderos, and M. Ferrando-Bataller, “Study of surface waveguides at THz frequencies,” in *XXVI Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI), 2011*. IEEE (accepted for publication).
- [75] —, “Study of the effect of coating the single wire waveguide with a dielectric,” in *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on*. IEEE (accepted for publication).
- [76] C. Yeh, F. Shimabukuro, and P. Siegel, “Low-loss terahertz ribbon waveguides,” *Applied optics*, vol. 44, no. 28, p. 5937, 2005.
- [77] D. Hondros and P. Debye, “Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten,” *Annalen der Physik*, vol. 337, no. 8, pp. 465–476, 1910.
- [78] L. Novotny and C. Hafner, “Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function,” *Physical review E*, vol. 50, no. 5, p. 4094, 1994.
- [79] J. Capmany, J. Martí, and F. Fraile Peláez, “Fundamentos de comunicaciones ópticas,” 1998.
- [80] A. Kapoor and G. Singh, “Mode classification in cylindrical dielectric waveguides,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, no. 6, p. 849, 2000.
- [81] C. Balanis, *Advanced engineering electromagnetics*. Wiley New York, 1989.
- [82] T. Jablonski, “Complex modes in open lossless dielectric waveguides,” *JOSA A*, vol. 11, no. 4, pp. 1272–1282, 1994.

## A. Artículos



# STUDY OF SURFACE WAVEGUIDES AT THz FREQUENCIES

Antonio Berenguer<sup>1</sup>, Mariano Baquero-Escudero<sup>1</sup>, Daniel Sánchez-Escuderos<sup>1</sup>, Miguel Ferrando-Bataller<sup>1</sup>  
anbever@iteam.upv.es, mbaquero@dcom.upv.es, dasanes1@iteam.upv.es, mferrand@dcom.upv.es

<sup>1</sup>Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM)  
Universitat Politècnica de València, c/ Camí de Vera s/n, 46022, Valencia, Spain

**Abstract**—THz band, usually defined as the spectrum region between 0.1THz and 10THz, has attracted the interest of researchers during last years. The reason lies in the special interaction with matter of THz waves, which suggests several applications in areas such as medicine, environment, security or communications. Source and receivers for THz band have been sufficiently improved, however, there is not a clear trend in the design of waveguides at these frequencies. This paper shows, through a review of several waveguides, that approaches carried out at microwave and optical bands are not appropriated for the THz band. In addition, two surface waveguides, which improve the behavior obtained with common structures, are analyzed and their advantages and drawbacks are discussed.

## I. INTRODUCTION

Recent advances in sources and, specially, receivers, working at THz frequencies have allowed the emergence of several applications for this band [1]. The unique interaction of THz energy with matter offers the possibility of obtaining interesting tomographies and spectral responses. Furthermore, the wavelength size, ranging from 3mm to 30 $\mu$ m, implies, on the one hand, higher resolution in imaging applications, and on the other hand, reduction of device size.

However, THz technology is far from being a mature technology and applications at these frequencies are not enough consolidated. This is because the absence of a structure capable of guiding THz waves without excessive attenuation along a defined path, as occurs in the microwaves and optical bands. The existence of such structures would allow to implement array antennas based on a single laser emisor or to transport the sampled signal from de receiver to another point. Moreover, a low-loss waveguide in THz could open the door to new applications like high speed circuits.

The main problem in designing waveguides for the THz band is the large attenuation that introduce both, conductors and dielectrics. The high conductor losses are due to the reduction of skin depth  $\delta$  with frequency, which causes an increment of the surface resistance  $R_s$ . The dielectric losses are caused by their high absorbtion at THz frequencies.

If the microwaves band approach is used, i.e., confinement of the energy inside a metallic structure, appears an increment of losses due to different factors. One is the intrinsic increment with frequency of conductor losses, cited above. The other one is the reduction of the waveguide size to achieve monomode operation, what implies more power concentration near the metallic walls and, therefore, higher attenuation. Finally, if a dielectric is needed by mechanical reasons, as in the coaxial waveguide, or the microstrip line, it will also appear dielectric losses that will contribute to have higher total losses.

If the optical band approach is used, i.e, confinement of the energy inside a dielectric waveguide, a big amount of this energy will be absorbed by the dielectric.

Firstly, this paper makes a review of the mainly used microwave waveguides to observe and quantify the effects of both, conductors and dielectrics, on the wave attenuation. Then, surface waveguides are presented as a better solution for THz waveguiding.

In section II the most used microwave waveguides are analyzed and several results are given. In section III, a dielectric waveguide is analyzed in both cases, optical approach (confinement of the energy inside the dielectric) and surface waveguiding (most of energy outside the waveguide). In section IV, the recently considered wire waveguide [2]-[5] is presented as a wide band solution for THz waveguiding. Finally, in Conclusions section the main ideas are exposed.

## II. CONVENTIONAL MICROWAVE WAVEGUIDES

Microwave waveguiding, either bulk or planar, is based on closed metallic structures. These structures confine the wave and transport the energy along a certain path with no radiation losses. High conductivity of metal walls allows this waveguides to achieve low attenuation at this frequencies. If a dielectric is required, losses are not much higher because a low loss tangent dielectric can be easily found at microwave frequencies. This situation changes considerably for THz frequencies. Six waveguides are going to be analyzed to quantify how their behavior is deteriorated.

To achieve low loss at high microwave frequencies, rectangular and circular waveguides are the most common solution. Rectangular waveguides are usually designed with an aspect ratio  $a = 2b$ , to maximize monomode ( $TE_{10}$ ) operation. Theoretically this aspect ratio allows a monomode transmission between  $f_c$  and  $2f_c$ , where  $f_c$  is the fundamental mode cutoff frequency. However, it is a common practise to use this waveguide between  $1.25f_c$  and  $1.9f_c$ . Thus, high attenuation near cutoff and high order modes propagation are avoided. Under these conditions, ten waveguides would be necessary to cover the whole THz band. The main features of five of them are shown in table I. Gold ( $\sigma = 4.55 \cdot 10^7$  S/m) is used for all waveguides as conductor because of its malleability.

Similarly, circular waveguides are used between  $1.15f_c$  and  $1.4f_c$  to operate only with the fundamental mode,  $TE_{11}$ . Thus, a total of eighteen waveguides would be necessary to cover the whole band. Five of these waveguides, and their parameters are shown in table II. In this case,  $a$  is the waveguide radius.

TABLE I. Rectangular Waveguides in THz Band

$a(\mu\text{m})$	$f_{min}(\text{THz})$	$f_{max}(\text{THz})$	$f_0(\text{THz})$	$\alpha(f_0)(\text{dB/mm})$
1778.0	0.105	0.169	0.137	<b>0.005</b>
406.4	0.461	0.738	0.600	<b>0.046</b>
101.6	1.845	2.953	2.399	<b>0.359</b>
40.6	4.614	7.382	5.998	<b>1.433</b>
25.4	7.382	11.811	9.596	<b>2.896</b>

TABLE II. Circular Waveguides in THz Band

$a(\mu\text{m})$	$f_{min}(\text{THz})$	$f_{max}(\text{THz})$	$f_0(\text{THz})$	$\alpha(f_0)(\text{dB/mm})$
1200	0.088	0.117	0.103	<b>0.003</b>
225	0.469	0.625	0.547	<b>0.030</b>
50	2.109	2.811	2.460	<b>0.283</b>
25	4.217	5.623	4.920	<b>0.800</b>
12	8.786	11.714	10.250	<b>2.403</b>

Clearly, the attenuation becomes very large at the highest frequencies. This is not only by the increment of conductor attenuation with  $f^{1/2}$ , but also by the reduction of size with  $f$  to achieve monomode transmission. This reduction makes the field to have more interaction with metal walls and hence, more losses. Therefore, it may be concluded that losses are proportional to  $f^{3/2}$ .

Furthermore, many waveguides with limited band are necessary. Probably, highest frequencies waveguides would be difficult to manufacture with actual technology. Finally, it must be pointed out that rectangular and circular waveguides are intrinsically dispersive.

The above dispersion and multiple waveguides problems can be avoided with the use of a TEM or quasi-TEM waveguide. For this reason, the following waveguide to be analyzed is the coaxial cable. In this case, dielectric is necessary to keep the distance between inner and outer conductor. High permittivity dielectrics must be avoided since they imply more proximity of the metal walls to achieve monomode operation. Thus, polymer TPX, which has low permittivity and one of the lowest loss tangents in THz band ( $\epsilon = 2.13$ ,  $\tan \delta = 1.1 \cdot 10^{-3}$  at 1THz), is selected for the present and the following microwave waveguides.

Inner conductor radius cannot be less than  $a = 12\mu\text{m}$  (bounding wires radius), since is not technologically possible. Looking for a trade off between bandwidth and attenuation, a ratio  $b/a = 1.5$  is chosen, where  $b$  is the outer conductor radius. This leads to have a maximum monomode operating frequency of  $f = 2.2\text{THz}$ .

The computed attenuation for the monomode transmission band is shown in Fig. 1. This figure shows that the coaxial waveguide attenuation is even higher than in previous waveguides. Now the attenuation grows with  $f^{1/2}$  due to the main contribution comes from conductor losses. However, it must be highlighted that separation between conductors is set according to the highest frequency of the monomode operation band. Therefore, the proximity of conductors ( $6\mu\text{m}$  of separation for this case) implies larger ohmic losses.

Planar technology can offer a much better resolution in the fabrication of components. Hence, stripline or microstrip

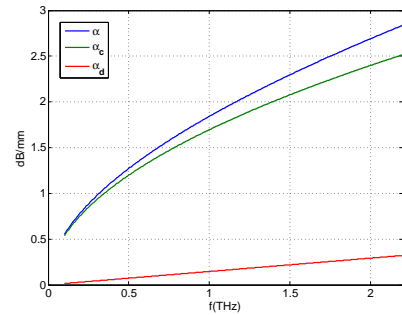


Fig. 1. Attenuation vs. frequency until maximum monomode frequency (2,2THz) for a gold coaxial cable with  $a = 12\mu\text{m}$  and  $b = 18\mu\text{m}$ , using TPX as dielectric. The separated contributions of dielectric and conductor losses are shown.

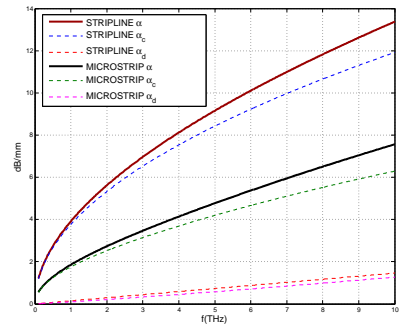


Fig. 2. Attenuation vs. frequency in THz band for stripline and microstrip waveguides. Gold is used as conductor and TPX as dielectric. The separated contributions of dielectric and conductor losses for each one are shown.

can achieve the 10THz bandwidth with implementable dimensions. In the case of a stripline with TPX as dielectric, a distance between metal plates of  $2h = 8.44\mu\text{m}$  is necessary, using a centered strip with  $w = 5.23\mu\text{m}$  width and  $t = 0.5\mu\text{m}$  of thickness. In the same way, for a microstrip line, the distance between the ground plate and the strip must be  $h = 6.83\mu\text{m}$  and the strip must have  $w = 5.23\mu\text{m}$  and  $t = 0.5\mu\text{m}$ . In both waveguides dimensions are chosen for optimal attenuation while maintaining the required bandwidth.

Fig. 2 shows attenuation calculated for both waveguides. The stripline has the highest losses since there are two plates surrounding the central strip and the separation between the strip and these plates is lower than the microstrip case. Despite these waveguides present a non-dispersive behavior and only one waveguide is necessary to cover all the band, their extremely high losses impossibilities their use.

Finally, the parallel plate waveguide is analyzed. This waveguide is more a theoretical concept than a realistic guide [6], [7]. The problem of this waveguide is the low confinement of energy in one of the transversal directions, since there are not side walls. However, it has been recently demonstrated that some modifications avoid this problem. This modifications make the waveguide feasible with results that fit enough with analytic results [8], [9].

Two cases are going to be considered. In the first case the parallel plate is filled with TPX, which ensures the mechanical consistence and separation between plates. Thus,  $d = 10.35\mu\text{m}$  is the maximum value for the plates separation to achieve monomode transmission until 10THz.

For the second case, it is supposed that the waveguide is

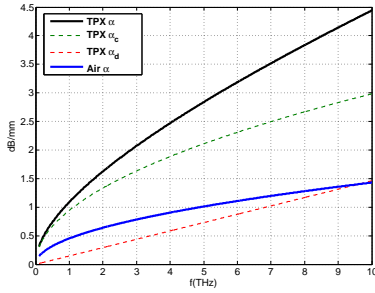


Fig. 3. Attenuation vs. frequency in THz band for two different parallel plate waveguides. Gold is used as conductor in both cases. TPX refers to TPX filled waveguide and Air refers to air filled one. The separated contributions of dielectric and conductor losses for TPX case are also shown.

filled by air and separation between plates is achieved by another method than the use of dielectric. By using air, the separation of plates can be extended to  $d = 15\mu\text{m}$  to achieve monomode operation in the whole THz band.

The losses of parallel plate waveguide have been calculated and represented in Fig. 3 for both cases. The presence of dielectric not only produces an increment of conductor losses due to reduction of distance between plates, but also dielectric itself introduces high losses due its high loss tangent at these frequencies.

Obviously, the waveguide of interest is the air filled one. For that case, losses are much better than those of other waveguides, only one waveguide is needed to cover the band and a non-dispersive behavior is achieved. Thus, narrow pulses containing all the THz band frequencies can be transmitted. However, if a dielectric is required, this waveguide is no longer a good solution. The analysis of this waveguide clearly shows how not only ohmic losses must be avoided, but also the energy must not be confined inside a dielectric.

### III. DIELECTRIC WAVEGUIDES

Dielectric waveguides do not use conductor(s) to guide the wave along a path. Hence, ohmic losses are completely avoided. However, radiation losses or energy coupling can easily appear. Depending of the electrical size of the waveguide, power would be more or less confined. Concretely, the larger the waveguide, the more power is confined.

As a example of this waveguide, the planar ribbon waveguide (Fig. 4) is presented. Silicon ( $\epsilon = 11.9$ ,  $\tan \delta = 1.9 \cdot 10^{-3}$  at 0.9THz) [10] is used as core material, since crystalline dielectrics are the most usual to construct dielectric waveguides.

In the optical band, the approach is to confine the wave inside the dielectric, usually Silicon, which is practically transparent at optical frequencies. The odd  $\text{TE}_0$  fundamental mode is highly confined due to their electric polarization, parallel to the waveguide surface. Furthermore, the largest width that allows monomode transmission is used. If a Silicon waveguide were used under these conditions to transmit THz pulses, the width of the ribbon would be set to  $2h = 4.54\mu\text{m}$ . In Fig.5, the wide black dashed lines represent the attenuation and the normalized group velocity for this example.

The higher the frequency the more power is confined inside the waveguide. This means that high frequencies would be strongly attenuated due to the high dielectric absorption. Also, it should not to be forgot that this waveguide presents large

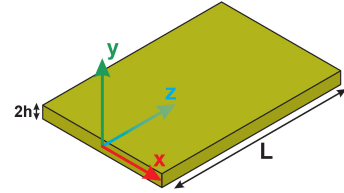


Fig. 4. Dielectric Ribbon Waveguide.

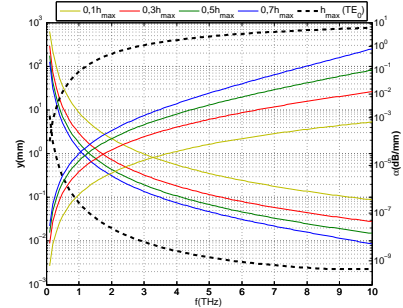


Fig. 5. Attenuation and extension of 80% vs. frequency in THz band for several Silicon Ribbon Waveguides of different semi-width. Extension of power is calculated from origin of coordinates. For the case  $h = h_{max}$  the mode employed is the odd  $\text{TE}_0$  mode, while rest of cases are related to odd  $\text{TM}_0$  mode.

dispersion, as can be observed in Fig.6. Thus, narrow pulses containing a wide spectrum will be completely distorted.

However, a more suitable behavior for THz band can be achieved by designing the waveguide to act as a surface waveguide. Thus, most of power travels along the external air region. The way to proceed is to reduce its width and operate with the  $\text{TM}_{01}$  mode, which electric field is orthogonal to the waveguide surface. This makes electric field to be concentrated outside since displacement vector,  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , must be continuous and there is a big difference of permittivities. Nevertheless, with this approach, the extension of power from the waveguide surface becomes a feature to take account. It has been considered fractional values from the maximum semi-width for monomode transmission,  $h_{max} = 2.27\mu\text{m}$ , to calculate both, attenuation and extension of 80% of total power. Results are shown also in Fig. 5.

Attenuation is quite good, however, at lowest frequencies, the extension of power from the waveguide becomes very high. The problem is that both parameters experience a big change along the band. This means that a low attenuation at highest frequencies implies a high extension of power at lowest frequencies. Therefore, ribbon waveguide is not a wide-band waveguide. Furthermore, dispersion is not completely avoided. Despite these facts, this waveguide can achieve good behavior for a THz sub-band. For example, using  $h = 0.5h_{max}$  in the 4THz-5THz band, a maximum attenuation of 0.003dB/mm is achieved and 80% of total power is always kept under 0.107mm with a quite little variation of both.

### IV. SINGLE METAL WIRE WAVEGUIDE

From previous sections, it can be deduced that neither the microwave approach nor the optical approach are adequate for guiding waves at THz frequencies. It seems that the optimal solution for THz waveguiding with low attenuation

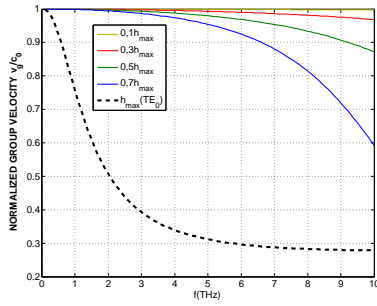


Fig. 6. Group velocity vs. frequency in THz band for several Silicon Ribbon Waveguides of different semi-width  $h$ . Extension of power is calculated from origin of coordinates.

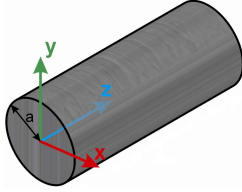


Fig. 7. Single Metal Wire Waveguide.

is to transport the energy along an external air medium using a surface waveguide. In this section, the single metal wire waveguide [2]-[5], [11]-[13], shown in Fig. 7, is presented. This waveguide can operate as a surface waveguide in a more homogeneous way than the ribbon waveguide.

In the single metal wire waveguide, the surface waveguiding behavior is perfectly achieved by the fundamental mode: the axial symmetric  $TM_{01}$ . This mode has the electric field orthogonal to the wire surface, therefore almost all the power is carried along on the external air region. The rest of mode patterns implies a high concentration of power inside the wire. Consequently, these modes are extremely rapid attenuated, as they were evanescent. For this reason, it can be concluded that a virtual monomode transmission is achieved, no matter the size of the wire.

Considering several radius from  $25\mu\text{m}$  to  $400\mu\text{m}$ , the attenuation and radius in which 80% of the total power is transmitted for a gold wire are calculated and shown in figure 8. Comparing this figure to Fig.5, it can be deduced that single wire waveguide is much more homogenous than ribbon waveguide along the whole THz band. The radius will be chosen as trade off between losses and power extension required by a certain application.

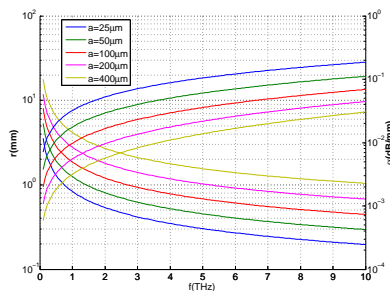


Fig. 8. Attenuation ( $\alpha$ ) and extension ( $r$ ) of 80% vs. frequency in THz band for several Gold single Wire Waveguides of different radius  $a$ . Extension of power is calculated from origin of coordinates.

Furthermore, a difference of 0.01% between the group velocities at lowest and highest frequencies is achieved. Hence, this waveguide is really non-dispersive.

## V. CONCLUSIONS

Several waveguides have been analyzed in this paper for THz band. From this analysis it has been obtained that neither microwave waveguides nor optical waveguides can be suitably applied to THz frequencies. In first case, losses were mainly produced by the extreme high ohmic losses. In the second, the losses came from high dielectric absorption. The parallel plate waveguide was the only one that was considered as a possible solution providing that no dielectric were used.

Also in this paper it has been seen that a much better behavior can be obtained if most of energy is guided along the air external medium of a surface waveguide. Dielectric waveguides can be designed to act as a surface waveguide with very low losses and not too much extension of power. This design may cover just a narrow band due to the fast variation of its behavior with the frequency.

Finally, the single metal wire waveguide has been presented. This waveguide can cover a much wider band than previous waveguide, but results are slightly worse. Thus, two options have been studied as a solution for guiding THz waves, one more suitable for narrow band applications and the other one for wide band applications.

## ACKNOWLEDGMENT

This work has been supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (Ministerio de Ciencia e Innovación) under the projects TEC2010-20841-C04-01 and CSD2008-00068

## REFERENCES

- [1] P. Siegel, "Terahertz technology," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 3, pp. 910–928, 2002.
- [2] K. Wang and D. Mittleman, "Metal wires for terahertz wave guiding," *Nature*, vol. 432, no. 7015, pp. 376–379, 2004.
- [3] —, "Guided propagation of terahertz pulses on metal wires," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, no. 9, pp. 2001–2008, 2005.
- [4] M. Wtcheter, M. Nagel, and H. Kurz, "Frequency-dependent characterization of THz Sommerfeld wave propagation on single-wires," *Optics Express*, vol. 13, no. 26, pp. 10 815–10 822, 2005.
- [5] T. Jeon, J. Zhang, and D. Grischkowsky, "THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire," *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 161904, 2005.
- [6] D. Pozar, "Microwave Engineering, 3rd," 2005.
- [7] D. Cheng, *Field and wave electromagnetics*. Addison-Wesley Reading, MA, 1989.
- [8] R. Mendis and D. Grischkowsky, "THz interconnect with low-loss and low-group velocity dispersion," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 11, no. 11, pp. 444–446, 2001.
- [9] A. Bingham, Y. Zhao, and D. Grischkowsky, "THz parallel plate photonic waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 051101, 2005.
- [10] C. Yeh and F. Shimabukuro, *The essence of dielectric waveguides*. Springer Verlag, 2008.
- [11] A. Sommerfeld, "Ueber die fortpflanzung elektrodynamischer wellen I "angs eines drahtes," *Annalen der Physik*, vol. 303, no. 2, pp. 233–290, 1899.
- [12] G. Goubau, "Surface waves and their application to transmission lines," *Journal of Applied Physics*, vol. 21, p. 1119, 1950.
- [13] M. King and J. Wiltse, "Surface-wave propagation on coated or uncoated metal wires at millimeter wavelengths," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 10, pp. 246–254, 1962.

# Study of the effect of coating the single wire waveguide with a dielectric<sup>1</sup>

Antonio Berenguer<sup>a</sup>, Mariano Baquero-Escudero<sup>a</sup>, Daniel Sánchez-Escuderos<sup>a</sup> and Miguel Ferrando-Bataller

<sup>a</sup> Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM)  
Universitat Politècnica de València, c/ Cami de Vera, s/n, 46022, Valencia, Spain  
e-mail: anbever@iteam.upv.es

**Abstract**—Recently, several waveguides have been proposed for THz waveguiding. The single metal wire waveguide is one of the most promising due its low-loss and non-dispersive behavior. However, waves are very weakly guided by this waveguide. This paper analyzes the effect on power confinement, attenuation and dispersion, of coating the wire with a dielectric jacket, depending on its thickness and permittivity.

## I. INTRODUCTION AND BACKGROUND

WAVEGUIDE design in the THz band is a great challenge. Both, ohmic losses in metals and dielectric absorption losses are high at these frequencies for existing materials [1], [2]. This means that neither typical microwave waveguides nor typical optical waveguides can be successfully used.

For this reason, some surface waveguides have been proposed as a solution, e.g. dielectric ribbon [3] or single metal wire [4], [5]. However, an important drawback of such waveguides is their weak guiding, which implies strong radiation losses on bends.

To avoid this problem, a sheet or a jacket of dielectric can be placed on the waveguide surface in order to increase the field confinement when a bend is required [3], [6], [7].

This paper studies the effect of coating the single wire waveguide with a dielectric. Special interest is focused on the relation between the coating parameters (electrical thickness and permittivity) and the waveguide behavior (energy confinement, attenuation and dispersion).

## II. ANALYSIS OF DIELECTRIC COATED WAVEGUIDE

The dielectric-coated wire waveguide has been analytically solved. This analysis has allowed the characterization of the waveguide for a wide range of physical parameters and frequencies. These results agree with those in [6] and [7].

This paper presents a deep study on the coating thickness since it has been observed a strong influence of this parameter on the attenuation and energy confinement. Several guidelines are given to choose the best thickness.

The maximum thickness considered in this study is the one that limits the single-mode (TM<sub>01</sub>) operation. This value can be obtained from the eigenvalue equation for the axially-symmetric TM<sub>0n</sub> modes [8]:

$$J_0(kb)Y_0(ka) - J_0(ka)Y_0(kb) = 0, \quad (1)$$

where  $J_n(x)$  and  $Y_n(x)$  are the  $n$  order Bessel functions of first and second kind,  $k = \omega\sqrt{\mu_0(\epsilon - \epsilon_0)^2}$  and  $b = a + t$ , with  $a$  the wire radius and  $t$  the coating thickness.

The permittivities considered in this paper are  $\epsilon_r = 2$  and  $\epsilon_r = 10$ , which represent, respectively, the case of a low permittivity material, e.g. a polymer, and the case of a high permittivity material, e.g. a crystal.

## III. POWER CONFINEMENT

The first analysis studies the power confinement in the waveguide due to the presence of the coating. A frequency range from 0.5THz to 1THz (relative bandwidth of 66.67%), is considered. Fig. 1 shows the percentage of power inside the dielectric as a function of the coating thickness for different frequencies.

For thin coatings, the influence of the dielectric is quite small and the behavior of the waveguide is similar to that of a single wire waveguide. That is, waves are weakly guided and most of power is propagated through the outer air medium (Fig. 2a). By incrementing the thickness, the percentage of power in the dielectric medium is increased (Fig. 2b), and the radiation losses are expected to be low enough since energy is strongly guided. Between these two clearly different cases there is a transition where a hybrid behavior is obtained. This transition becomes more abrupt for high permittivities.

A high permittivity coating allows a larger confinement at high frequencies than a lower permittivity coating. However, the use of a high permittivity material implies a larger difference of confinement between low and high frequencies. This may distort the signal since radiation losses would strongly depend on frequency. Intermediate values of thickness for which the confinement clearly depends on the frequency must also be avoided for the same reason.

In order to reduce the radiation losses, a high confinement is required, which is achieved by a thick coating. However, this configuration increments the propagation losses. Thus, the attenuation variation on thickness must be studied to choose the best trade-off between propagation and radiation losses. Fig. 3 shows the variation of both the ohmic and dielectric losses with the coating thickness at 1THz.

The waveguide present a very low attenuation for thin coating since most of power is guided in the external lossless air medium. As the thickness increases, dielectric losses  $\alpha_d$  become higher insomuch as more percentage of power is confined in the dielectric medium. In addition, conductor losses also increase since the field is more concentrated near

<sup>1</sup> This work has been supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (Ministerio de Ciencia e Innovación) under projects TEC2010-20841-C04-01 and CSD2008-00068



the conductor and more intense currents are induced. As a result, total losses increase with the thickness.

However, the mentioned behavior is not monotone: the attenuation curve has a peak. The reason for this effect is that from a certain thickness there is not a notable increment of confinement in the dielectric medium. This implies, on one hand, that dielectric losses remain almost invariant with the thickness, and, on the other hand, a reduction of conductor losses since a similar amount of energy is distributed in a larger volume. Total balance leads to a reduction of total losses. This effect becomes more noticeable for high permittivities, as can be observed in Fig. 3b.

High permittivities also imply a higher attenuation because dielectric losses are proportional to the permittivity. Furthermore, more energy is dissipated on conductor walls since this energy is confined in a smaller volume.

Therefore, it can be concluded that, in order to achieve the lowest total losses (propagation and radiation), the maximum thickness allowing single-mode transmission must be chosen.

#### IV. DISPERSION

Finally, the dispersion of this waveguide is analyzed. If a wide band signal is transmitted, the group velocity must be as invariant as possible along its frequency spectrum to avoid signal distortion. Fig 4 shows the variation of the normalized group velocity ( $v_g/c_0$ ) along the considered frequency band for different thickness values.

Normalized group velocity is comprised between 1 (almost all power is propagated in the air) and  $(\sqrt{\epsilon_r})^{-1}$  (most of power is propagated in the dielectric). It is observed that, near the maximum confinement (larger thickness), group velocity has a very little variation with the frequency. However if the power is distributed between the two media, the waveguide becomes very dispersive. Hence, maximum thickness is again the best option.

#### V. CONCLUSIONS

The effect on coating the single wire waveguide has been analyzed in terms of power confinement, attenuation and dispersion. It has been deduced that the thickest allowed coating of a low dielectric permittivity is the best solution since a great confinement is obtained with not so much losses and a non-dispersive behavior is achieved.

#### FIGURES

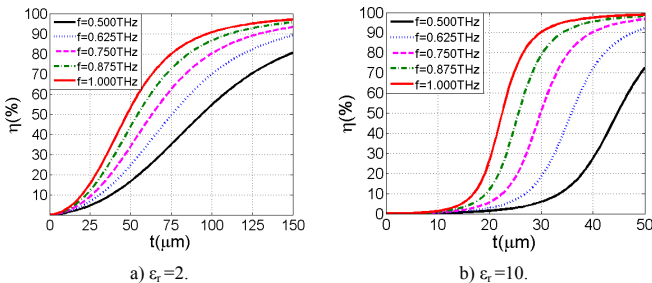


Fig. 1. Percentage of power  $\eta(\%)$  vs. thickness for different frequencies between 0.5THz and 1THz and for two permittivities: a)  $\epsilon_r = 2$  and b)  $\epsilon_r = 10$ . A copper conductor of  $a = 200\mu\text{m}$  has been chosen and the maximum thickness considered for each case is such that only the fundamental mode ( $\text{TM}_{01}$ ) is propagated.

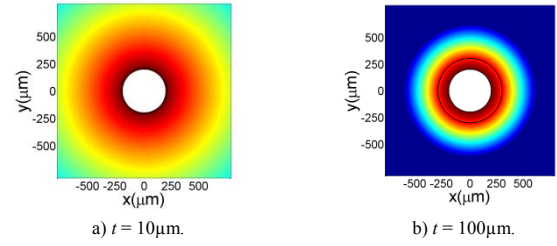


Fig. 2. Transverse power distribution for two different thicknesses: a)  $t = 10\mu\text{m}$  and b)  $t = 100\mu\text{m}$ , of a  $\epsilon_r = 2$  dielectric coating at  $f = 1\text{THz}$ . A copper conductor of  $a = 200\mu\text{m}$  is considered. A logarithmic scale with a range of 60dB is used.

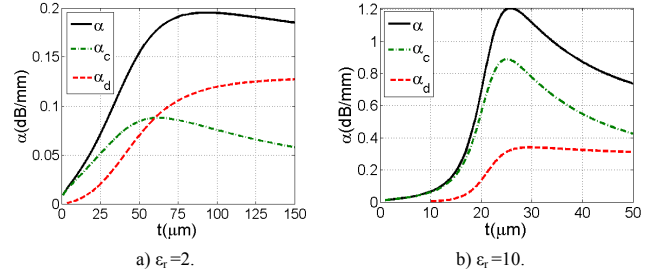


Fig. 3. Attenuation  $\alpha$  vs. dielectric coating thickness  $t$ , at  $f = 1\text{THz}$ , for two permittivities: a)  $\epsilon_r = 2$  and b)  $\epsilon_r = 10$ . In both cases  $\tan\delta = 0.001$ . The conductor has a radius of  $a = 200\mu\text{m}$ , and the metal considered is copper ( $\sigma = 5.8 \times 10^7$ ). Contributions of dielectric and ohmic losses are shown. The maximum thickness considered for each case is such that only the fundamental mode ( $\text{TM}_{01}$ ) is propagated.

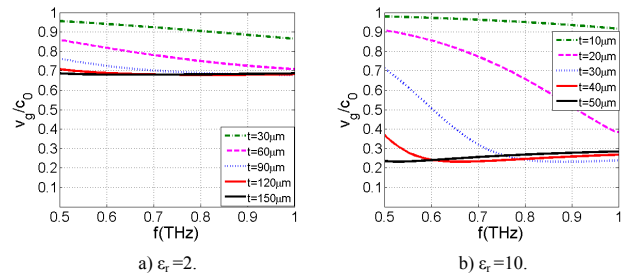


Fig. 4. Normalized group velocity ( $v_g/c_0$ ) vs. frequency between 0.5THz and 1THz for different thickness and for two permittivities: a)  $\epsilon_r = 2$  and b)  $\epsilon_r = 10$ .

#### REFERENCES

- [1] Siegel, P.H.; , "Terahertz technology," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* , vol.50, no.3, pp.910-928, Mar 2002
- [2] C. Yeh, F. I. Shimabukuro, "Essence of Dielectric Waveguides", Ed. Springer, 2008.
- [3] Cavour Yeh, Fred Shimabukuro, and Peter H. Siegel, "Low-loss terahertz ribbon waveguides," *Appl. Opt.* 44, 5937-5946 (2005).
- [4] Wang, K. and D.M. Mittleman, *Metal wires for terahertz waveguiding*. Nature, 2004. **432**: p. 376.
- [5] Jeon, Tae-In; Zhang, Jiangquan; Grischkowsky, D., "THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire," *Applied Physics Letters* , vol.86, no.16, pp.161904-161904-3, Apr 2005.
- [6] G. Goubau, "Surface waves and their application to transmission lines," *Journal of Applied Physics*, vol. 21, p. 1119, 1950.
- [7] Xu, Y.; Bosisio, R.G., "Study of Goubau lines for submillimetre wave and terahertz frequency applications," *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings -* , vol.151, no.5, pp. 460- 464, 20. 2004.
- [8] Fikioris, J.G.; Roumeliotis, J.A.; "Cutoff Wavenumbers of Goubau Lines," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol.27, no.6, pp. 570-573, Jun 1979.

# H-plane horn array using low-loss rectangular waveguide at THz frequencies

Daniel Sánchez-Escuderos<sup>#</sup>, Miguel Ferrando-Bataller<sup>#</sup>, Mariano Baquero-Escudero<sup>#</sup>,  
Jose I. Herranz<sup>#</sup>, Antonio Berenguer<sup>#</sup>

<sup>#</sup>Instituto de telecomunicaciones y aplicaciones multimedia,

Universidad Politécnica de Valencia, c/ Camí de Vera, s/n, Valencia, 46022.

e-mail: dasanes1@iteam.upv.es

**Abstract**— Horn antennas working at THz frequencies cannot be designed using conventional, e.g. rectangular or circular, metallic waveguides. This is because high losses on non-ideal conductors at THz frequencies lead to design horn antennas with a poor performance at these frequencies. To avoid this problem, this paper presents the design of antennas in the THz band by means of a new rectangular waveguide. This waveguide is formed by a 1D-EBG structure on side walls which decreases the attenuation of the waveguide at THz frequencies. By using this new waveguide, this paper presents the design of a power divider and an H-plane horn antenna in the THz band. In addition, both devices are combined to form an array of H-plane horn antennas with a good performance.

## I. INTRODUCTION

Horn antennas working in the THz band (0.1-10THz) cannot be designed using canonical, e.g. rectangular or circular, metallic waveguides [1]. This is because these waveguides present extremely high losses when working at THz frequencies due to the strong dielectric absorption and the high skin-depth of non-ideal conductors. For this reason, new structures must be used to form horn antennas [2].

The first step to form a horn antenna from a waveguide is the definition of a waveguide with a good performance in the band of interest. In the THz band, this means that the waveguide must be low dispersive and present low losses. Such waveguides are not the conventional ones, but new structures which improve the behavior of the conventional waveguides in the THz band. Among the waveguides presented to date to work at THz frequencies, the most important are the dielectric circular waveguides [3], the circular metallic waveguides coated by a thin dielectric [4], the so-called Ribbon waveguides [5] or the metallic wire [6]. However, none of these waveguides presents are suitable to form a horn antenna.

Recently, a new flexible low-loss waveguide has been proposed [7]. This circular waveguide is formed by a central air region enclosed by a multilayer structure of two different permittivities and a metallic surface as an outer boundary. The width and permittivities of the different layers are synthesized to obtain a low impedance from the central air region of the waveguide. By doing so, the magnetic field and, hence, the dissipated power on the outer metallic boundary are minimized.

This waveguide, however, presents an important drawback. Since the geometry of the waveguide is circular, it is hard to assemble mechanically to other waveguides to form devices, e.g. power dividers or couplers. With the aim of solving this problem, recently, a rectangular waveguide with a multilayer structure on left and right sides has been proposed [8]. Similarly to the above circular waveguide, this new rectangular waveguide reduces the losses at THz frequencies by using a multilayer structure.

The most important advantage of this new structure is that it allows the easy manufacturing of devices by taking advantage of the rectangular geometry and the possibility of bending the structure with a low loss of energy [8]. The first aim of this paper is the design of devices by means of the new multilayer rectangular waveguide. Specifically, the design of a power divider is shown.

Also, this paper presents the design of an H-plane horn antenna. This horn is formed by opening the central air region of the rectangular multilayer waveguide. Thus, a low loss horn antenna in the THz band is obtained. Later, the resulting horn is combined with the proposed power divider to form an array of H-plane horn antennas.

Finally, this paper points out the possibility of decreasing the losses of the multilayer rectangular waveguide. To do that a 3D-EBG woodpile structure, which prohibit the propagation of waves in any direction within a certain bandwidth, is placed on the upper and bottom walls of the waveguide.

The paper is organized as follows. Firstly, the multilayer rectangular waveguide is reviewed. Secondly, this waveguide is used to design a power divider and an H-plane. Then, an H-plane horn array antenna is formed by applying the previous horn and the power divider. Finally, the use of a 3D-EBG structure is pointed out and the conclusions are exposed.

## II. MULTILAYER RECTANGULAR WAVEGUIDE

The multilayer rectangular waveguide [8] is formed, in the simplest configuration, by placing 2 layers (in general, an even number of layers can be placed) on the lateral walls of a rectangular waveguide, between the central air region and the outer metallic boundary. These layers are characterized by two different permittivities and widths, which are optimized to obtain an EBG behavior of the multilayer structure. This

behavior prohibits the field to reach the outer metallic surface from the central air region.

The design of the multilayer structure is carried out at the frequency of interest. A wide bandwidth is guaranteed by choosing a high permittivity contrast between both dielectrics, e.g. air ( $\epsilon_r=1$ ) and high resistivity silicon ( $\epsilon_r=11.68$ ) [9].

The widths of the dielectric layers are determined by following a two steps process. The first step of this process starts by considering a metallic rectangular waveguide filled with air. The dimensions of this waveguide are chosen in such a way that just the TE<sub>10</sub> mode, i.e., the fundamental mode, is propagating. The propagation constant of this waveguide may be obtained, for instance, using a commercial software. In this paper *Ansoft HFSS* [10] is used.

Once the propagation constant of the fundamental mode is determined, the mode is divided into two different plane waves, as it is indicated in [1]. These plane waves are TE waves propagating along the rectangular waveguide in opposite directions and reflecting on the side walls. The angle of incidence ( $\theta$ ) of the TE waves on the side walls is

$$\theta = \text{asin}(\beta/k) \quad (1)$$

where  $\beta$  is the propagation constant and  $k$  is the wavenumber. By inserting in (1) the waveguide propagation constant computed previously, it can be determined the angle of incidence of the plane waves in which the fundamental mode is divided.

The second step of the process consists in studying the incidence of the above TE plane waves into a multilayer structure [11]. Specifically, the case to be studied is the one depicted in Fig. 1 a). As can be observed, the TE plane wave impinges, from an air region, on a multilayer structure formed by, first, a high permittivity dielectric, and, then, a low permittivity dielectric. Finally, a metallic surface is placed below the multilayer structure to simulate the effect of the surrounding metallic walls in the final multilayer rectangular waveguide.

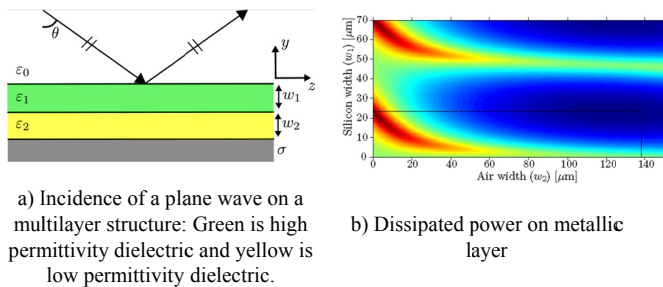


Fig. 1 Design of the multilayer structure by dividing the fundamental mode into two different TE plane waves

The optimal widths of each layer are determined by minimizing the dissipated power in the final metallic surface. To do that, the generalized reflection and transmission coefficients [11] and, with them, the dissipated power on the

metallic surface, are obtained for several combinations of dielectric widths. The point of minimum dissipated power determines the optimal combination of widths.

Once the multilayer structure is designed, the resulting multilayer rectangular waveguide can be formed. This is done by placing, first, a central air region with the same dimensions as the waveguide used above to determine the propagation constant. Then, the designed multilayer structure is placed on side walls of the central air region. Finally, the whole structure is surrounded by a metallic layer.

As an example, in this paper it has been assumed a high contrast of permittivities, specifically high resistivity silicon ( $\epsilon_r=11.68$ ) for the first layer and air ( $\epsilon_r=1$ ) for the second layer. In addition, the propagation constant has been obtained with *Ansoft HFSS* [10] for a rectangular waveguide of size  $245\mu\text{m} \times 120\mu\text{m}$ , which is monomode at 950GHz. By using this propagation constant, the angle of incidence has been determined applying (1). Considering these parameters and using copper as a metallic layer, Fig. 1 b) shows the dissipated power for several combinations of dielectric widths. Also, this figure shows the optimal combination of widths that minimizes the dissipated power on the metallic surface,  $w_1 = 23.33\mu\text{m}$  and  $w_2 = 124.92\mu\text{m}$ .

The above multilayer design has been used to form the complete multilayer rectangular waveguide. The resulting structure is depicted in Fig. 2 a) and the electric field simulated with *Ansoft HFSS* is shown in Fig. 2 b). As can be observed, the field is well confined in the central air region and the field in the lateral dielectric layers is almost zero. This fact decreases the attenuation of the waveguide, from 0.9dB/cm at 950GHz in the metallic rectangular waveguide, to 0.7dB/cm at 950GHz in the multilayer rectangular waveguide. This means, a reduction of around 20% in the attenuation of the waveguide.

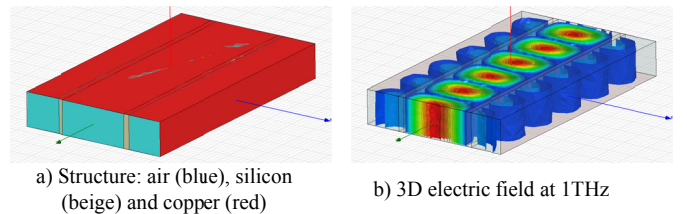


Fig. 2 Rectangular multilayer waveguide: Structure and field simulated with Ansoft HFSS

### III. POWER DIVIDER

The final aim of this paper is the design of an H-plane horn array antenna. To do that, it is required a power divider to distribute the input power to each of the antennas that form the array. In this section, this power divider is designed using the multilayer rectangular waveguide. This design is possible because this waveguide also presents low losses on bends [8]. Fig. 3 shows the multilayer rectangular waveguide with a 90° bend. As can be observed in Fig. 3 b), the field is well



confined in the central air region along the curve. The coupling on bend is of 19dB, hence, only a small amount of energy is lost in the curve.

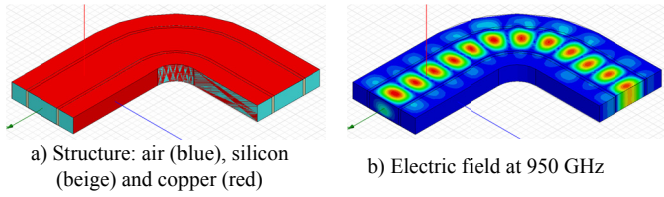


Fig. 3 Multilayer rectangular waveguide with a bend of 90° and a curvature radio of 175 $\mu$ m

The above well behaviour of the multilayer rectangular waveguide on curves is used to form the power divider. To do that, two bends oriented in opposite directions are joined by a common port. The intermediate region, where the common port is divided into the two output ports, can be kept with a notch or extended to form a rectangular region. By simulating both structures, the best results have been obtained with the latter option, which is shown in Fig. 4 a).

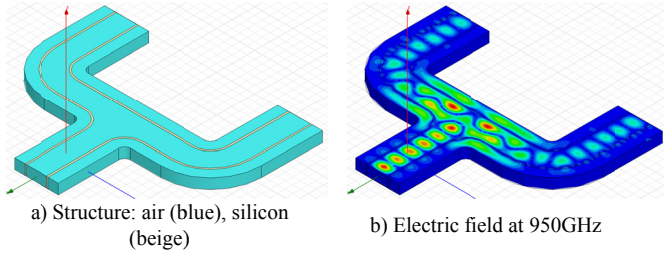


Fig. 4. Power divider using the multilayer rectangular waveguide. The color for the outer metallic boundary has been set to transparent to be able to see completely the inner structure.

As can be observed in Fig. 4 b), the field is divided correctly between the two output port, and no high order modes are excited, beside the central region of the power divider, where a transition takes place. The insertion losses on each output port are 3.54 dB, i.e., almost all the energy is correctly divided between the output ports and only a small energy is lost in the power division.

#### IV. H-PLANE HORN ANTENNA

The design of a horn antenna from the multilayer rectangular waveguide can be easily carried out by just widening the central air region of the waveguide in the radiating aperture plane. Thus, the matching between the inner impedance and the free space impedance is progressively achieved.

The widening of the aperture can be applied to the upper and bottom metallic walls (an E-plane horn), to the lateral walls (an H-plane horn), or to all walls (pyramidal horn). In this paper the second option, i.e., the widening on side walls, has been chosen to take advantage of the multilayer structure

placed on side walls. The length and width of the horn have been optimized to obtain a high directivity at 950 GHz.

Fig. 5 a) shows the horn antenna designed using the dimensions of the multilayer rectangular waveguide described above, i.e.,  $w_1 = 23.33\mu\text{m}$  and  $w_2 = 124.92\mu\text{m}$ . The length of the horn is 1500  $\mu\text{m}$  and the width of the aperture applied to the central air region is 1162  $\mu\text{m}$ . As can be observed in this figure, the multilayer structure is kept with the same dimensions along the aperture region. By doing so, the field is also confined in the central air region along the horn, as can be seen in Fig. 5 b), where the electric field in the whole structure is shown. By looking at this field it is clear that the field does not reach the side metallic walls along the feeding waveguide and the horn region.

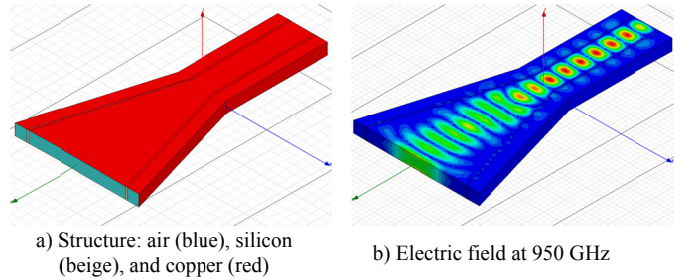


Fig. 5 H-plane horn using the multilayer rectangular waveguide

Fig. 6 shows the directivity patterns for the H-plane horn. The maximum directivity is 11.32 dB, and the -3dB beamwidth in the H-plane is 22.49° and in the E-plane is 99.78°. In addition, the antenna has a high efficiency (around 95%) due to the use of a multilayer structure on side walls. Since the electric field does not reach the side walls, no power is dissipated on these walls and, hence, a higher efficiency than with a metallic horn is obtained.

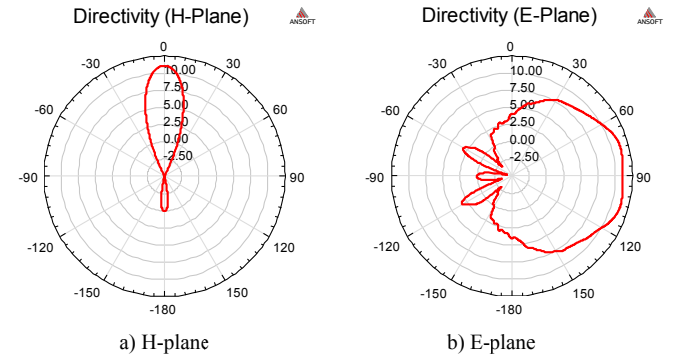


Fig. 6 Directivity of the H-plane horn antenna designed using the multilayer rectangular waveguide

#### V. H-PLANE HORN ARRAY ANTENNA

The power divider and the H-plane horn antenna presented in previous sections can be combined to form an H-plane horn array antenna. The resulting antenna is depicted in Fig. 7 a). Since the insertion losses in the outputs of the power divider

are the same (3.54dB), the horn antennas are fed with the same amplitude and phase. This fact can be observed in the electric field shown in Fig. 7 b), where the input power is equally divided between the outputs of the power divider and the field inside the horn antennas are the same.

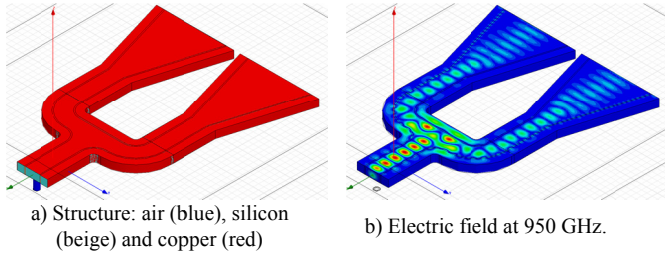


Fig. 7 H-plane horn array using the multilayer rectangular waveguide.

The length of the power divider output arms and the width of the aperture determine the minimum distance between the horn antennas. In the array shown in Fig. 7, the distance between the H-plane horn centres is  $1594\mu\text{m}$  (almost the minimum allowable distance in this case,  $1800\mu\text{m}$ ), what means  $5.3\lambda$  at 950GHz. This large distance implies the presence of grating lobes in the radiation pattern, as can be observed in Fig. 8, where the main planes of the directivity patterns are shown.

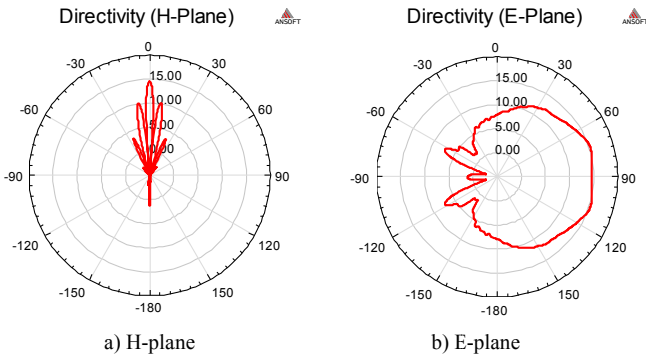


Fig. 8 Directivity of the H-plane horn array antenna designed using the multilayer rectangular waveguide

The grating lobes appear in the H-Plane (see Fig. 8 a)), however the NLPS is 10.18 dB and, hence, these lobes are not a major problem. Also, from Fig. 8 it can be determined the maximum directivity (15.31 dB), and the -3dB beamwidths of the H-plane ( $4.53^\circ$ ) and the E-plane ( $95.33^\circ$ ).

Again, one of the most important advantages of the proposed antenna is the reduction of losses in the waveguide used to design the power divider and the horn antennas at THz frequencies. Since no losses arise on side walls, the total losses of the antenna are reduced and the efficiency of the antenna is better than using a conventional metallic rectangular waveguide to form the array antenna in the THz band. In the proposed antenna, the efficiency is around 91%, which is lower than the efficiency of the single horn antenna due to the use of two antennas and a power divider. Considering that the antenna has been designed at 950GHz, it

may be concluded that the proposed antenna presents a quite good performance for an array at THz frequencies.

## VI. 3D-EBG STRUCTURE

The multilayer rectangular waveguide eliminates the losses on side walls; nevertheless it does not affect the losses on the upper and bottom metallic walls. In order to reduce the losses on these walls, a multilayer structure cannot be directly applied since it is just a 1D-EBG structure. This is not enough to prohibit the propagation of waves in any direction, as it is required on upper and bottom walls. For this reason, a 3D-EBG structure must be used on the upper and bottom walls [12]. The most used 3D-EBG structure is the so-called *Woodpile* structure [13]. This structure has been recently used to design a waveguide at millimeter frequencies with a good energy confinement [14].

The structure pointed out in this paper is shown in Fig. 9 a). As can be observed, the multilayer structure is placed on side walls, however, the upper and bottom metallic walls have been substituted by the 3D-EBG woodpile structure. By using this structure, the field is completely confined in the central air region, as shown in Fig. 9 b). Thus, losses on all metallic surrounding surfaces are eliminated and, hence, the attenuation of the waveguide is decreased. The use of a multilayer structure on side walls (instead of the complete woodpile) allows circuits, devices and antennas to be easily fabricated at THz frequencies.

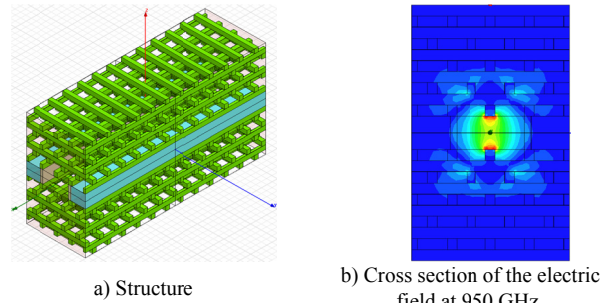


Fig. 9 Multilayer rectangular waveguide with 3D-EBG woodpile on upper and bottom walls.

## VII. CONCLUSIONS

In this paper, four different structures in the THz band have been proposed. All these structures make use of EBG structures to eliminate losses on metallic walls and, therefore, improve the performance of different devices and antennas at THz frequencies.

Firstly, the waveguide used as a base to design the rest of devices was reviewed. This structure, formed by a central air region with a multilayer structure on side walls, was able to eliminate the losses on side walls and, hence, reduce the attenuation of the waveguide. By using this structure, a power divider and an H-plane horn antenna were designed. Both offered quite good results at THz frequencies. For instance,

the power divider presented insertion losses of 3.5dB and the horn antenna had an efficiency of 95%.

By combining the above power divider and horn antenna, an array of two H-plane horn antennas was designed. This array also presented good results, specially, the directivity and efficiency, which in this case was lower (91%) due to the use of a non-ideal power divider. Probably, an important drawback of this antenna is the presence of grating lobes in the H-plane. In the future, new actions might be taken to reduce these lobes.

Finally, it has been pointed out how the losses on the upper and bottom walls can be also eliminated using a woodpile structure on these walls instead of a metallic surface. As it has been observed, the field is well confined in the central air region, what confirms the validity of the proposed model. This new structure has the advantage of being useful to design devices and antennas with very low metallic losses. In the future, this kind of structures will be further studied to confirm the usefulness of the proposed waveguide.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (Ministerio de Ciencia e Innovación) under the projects CSD2008-00068 and TEC2010-20841-C04-01.

#### REFERENCES

- [1] Pozar, D. M., *Microwave engineering*, John Wiley & Sons, 2005
- [2] Weily, A.R.; Esselle, K.P.; Bird, T.S.; Sanders, B.C.; , "Linear array of woodpile EBG sectoral horn antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* , vol.54, no.8, pp.2263-2274, Aug. 2006
- [3] Jamison, S.P., McGowan, R. W. and Grischkowsky, D., "Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers", in *Applied physics letters*, Vol. 76, no. 15, pp. 1987-1989, 2000
- [4] Bowden, B., Harrington, J.A. and Mitrofanov, O., "Low-loss modes in hollow metallic terahertz waveguides with dielectric coatings", in *Applied physics letters*, vol. 93, pp. 181104, 2008
- [5] Yeh, C. and Shimabukuro, F. and Siegel, P.H. " Low-loss terahertz ribbon waveguides", *Applied optics*, Vol. 44 No.28, pp. 5937-5946, 2005
- [6] Wang, K. and Mittleman, D. "Guided propagation of terahertz pulses on metal wires", *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 22, No.9, pp. 2001-2008, Sep. 2005
- [7] Llombart, N. et al. , "Design of a low loss metallo dielectric EBG waveguide at submillimeter wavelengths," in *IEEE microwave and wireless components letters*, vol. 19, no. 7, pp. 437-439, 2009.
- [8] Sánchez-Escuderos, D., Ferrando-Bataller, M., Herranz-Herruzo, J.I., and Baquero-Escudero, M., "Rectangular waveguide with low metallic losses on side walls at THz" *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2010. IRMMW-THz 2010. 35th International Conference on*,
- [9] P. Bolivar, M. Brucherseifer, J. Rivas, R. Gonzalo, I. Ederra, A. Reynolds, M. Holker, and P. de Maagt, "Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies", *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 4, pp. 1062-1066, 2003.
- [10] Ansoft HFSS, <http://www.ansoft.com>
- [11] Chew, W.C., *Waves and fields in inhomogenous media*, IEEE press Piscataway, NJ,1995
- [12] J. Joannopolous, R. Meade, and J. Winn, *Photonic crystals*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1995
- [13] D. Liu, U. Pfeiffer, J. Grzyb, and B. Gaucher, *Advanced millimeter-wave technologies: antennas, packaging and circuits*. Wiley, 2009.
- [14] Ederra, I. et al, "Electromagnetic-bandgap waveguide for the millimeter range", *Microwave theory and techniques, IEEE transactions on*, Vol. 58, No. 7, pp. 1734-1741, July 2010

# APPLICATION OF EBG STRUCTURES FOR THE DESIGN OF LOW-LOSS RECTANGULAR WAVEGUIDES IN THE THz BAND

Daniel Sánchez-Escuderos<sup>1</sup>, Miguel Ferrando-Bataller<sup>1</sup>, Antonio Berenguer<sup>1</sup>, Mariano Baquero-Escudero<sup>1</sup>  
dasanes1@iteam.upv.es, mferrand@com.upv.es, anbever@iteam.upv.es, mbaquero@com.upv.es

<sup>1</sup>Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM)  
Universitat Politècnica de València, c/ Camí de Vera s/n, 46022, Valencia, Spain

**Abstract**—Common metallic waveguides present high losses when designed at THz frequencies due to the ohmic losses of non-ideal conductors. To avoid this problem, several guiding devices have been proposed to date, e.g. the ribbon waveguide or the single metallic wire. Other promising waveguide consists in substituting the metallic walls by EBG materials to confine the energy within an air region. By doing so, the attenuation of the resulting waveguide decreases since metallic and dielectric losses are reduced. This paper describes the most common EBG structures and presents a low-loss waveguide formed completely by EBG structures. Specifically, the confinement of field will be reached by placing a multilayer structure on laterals and the woodpile 3D-EBG material on the upper and lower regions.

## I. INTRODUCTION

The attenuation of conventional waveguides, e.g. circular or rectangular, in the THz band may become extremely high [1]. The reason lies in the use of non-ideal conductors to form the walls of the waveguides. These conductors present high skin-depth losses in the THz band, what produces the loss of energy. In addition, if a dielectric is used to fill the waveguide, the attenuation may be considerably increased due to strong dielectric absorption that takes place at THz frequencies.

In order to overcome the above problems, several waveguides have been proposed to date, i.e., the Ribbon waveguide [2] and the single metallic wire [3]. They are all based on energy transmission through a region of air. Moreover, these waveguides minimize the contact of field with the metal surface areas and the amount of field propagated through dielectric materials. The main problem of these waveguide is the low confinement of field, which may introduce high losses on bends.

Recently, a flexible low-loss circular waveguide has been presented [4]. In this case, the energy is concentrated in the air region located in the center of the waveguide. The confinement of energy is achieved by a multilayer structure formed by two materials with two different permittivities. The whole structure is bounded by a metallic surface which produces low ohmic losses due to the strong field confinement in the central region.

An extension of the previous waveguide has been recently proposed for rectangular waveguides [5]. In this case, the multilayer structure is just located on lateral regions to avoid the dissipation of power on the metallic surfaces placed on laterals. As a result, the attenuation of the proposed waveguide is lower than the attenuation of the metallic rectangular waveguide at THz frequencies. In addition, the multilayer

rectangular waveguide can be bent and allows the easy design of devices, e.g. power dividers, and horn antennas [6].

The main problem of the multilayer rectangular waveguide is that metallic surfaces on the upper and lower walls are kept. In addition, the substitution of these surfaces by multilayer structures does not eliminate the ohmic losses on these walls. To better understand this fact, the EBG [7] (*electromagnetic bandgap*) behavior of the multilayer structure must be studied.

This paper describes the basic properties of the EBG structures. The study is done for 1D, 2D and 3D structures, paying special attention to the most common configurations. By doing so, it will be seen that the multilayer structure is a 1D-EBG material bounded by a metal surface.

In order to reduce the losses on the upper and lower walls, the *wood-pile* 3D-EBG material will be used. This material has been recently used to construct complete waveguides in the W-band [8] and design horn antennas [9].

Specifically, this paper presents the combination of the multilayer structure on laterals with the *wood-pile* 3D-EBG material on upper and lower walls to form a complete EBG rectangular waveguide. The resulting waveguide has a low attenuation at THz frequencies. Furthermore, this waveguide can be used to design devices, antennas and array antennas.

The paper is organized as follows: Firstly, section II reviews the concept EBG structures as well as the most important 1D, 2D and 3D EBG structures. Then, section III describes the use of the 1D-EBG material on lateral walls and section IV applies the wood-pile structure on upper and lower walls. Later, section V proposes the combination of both structures to form a complete EBG rectangular waveguide. Finally, the conclusions section highlights the main ideas.

## II. ELECTROMAGNETIC BANDGAP (EBG)

EBG materials are being widely studied nowadays, from the microwave band [10] to the millimeter-wave band [11] and the THz band [12]. The reason lies in the interesting properties of these materials. For instance, EBG materials allow to manipulate the propagation of electromagnetic waves, e.g. directing or suppressing the radiation of an antenna, and can be used to create power dividers, waveguides, antennas, etc. [11]

The operation of the EBG is based on the full suppression of the propagating modes inside the EBG material in one or more dimensions within a range of frequencies. To achieve this behavior, the EBG structure is created from dielectric



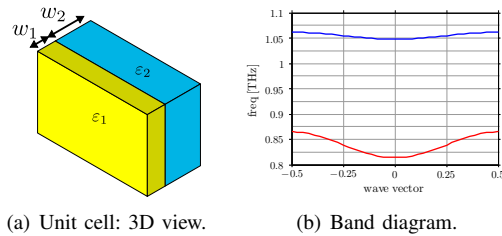


Fig. 1. Multilayer structure (1D-EBG material).

and/or metallic materials arranged periodically in the number of dimensions (one to three) in which the EBG must appear [7].

The analysis of the EBG structures is based on the study of their *unit cell*. Since the EBG material is periodic, the complete material may be created by translating the unit cell in one, two or three dimensions, depending on the type of material. Thus, in order to analyze the field in the EBG material, it is enough to study the field inside the unit cell.

The study of the unit cell is based on the eigenmode solution of the Maxwell's equations and in the Floquet's theorem [7]. As a result, the so-called *band diagram* is obtained. This diagram plots the eigenvalues ( $\omega_n(\mathbf{k})$ ), i.e., the frequencies, for each eigenvector, versus the wavevector  $\mathbf{k}$  of the plane waves impinging on the EBG material.

Before studying all the possible wavevectors, the geometry of the EBG material must be considered. Due to the periodicity of the structure and the symmetries inside the unit cell, the information given by many wavevectors is redundant [11]. For this reason, just a small part of all the possible wavevectors  $\mathbf{k}$ , known as *irreducible Brillouin zone*, must be studied.

The analysis of the unit cell may be carried out by several methods, e.g. the plane wave method [13] or the FDTD method [14]. These methods can be implemented by an own code or by a commercial software, e.g., RSOFT's Band-SOLVE [15] or Ansoft HFSS [16]. Next sections make use of this last commercial software to study the most important EBG materials based on dielectric materials.

### A. 1D-EBG

The 1D-EBG structure is only periodic in one dimension and is extended to the infinite in this direction. It is formed by alternating layers of materials with two different dielectric constants [7]. The permittivity and width of the layers are synthesized to obtain the required bandgap.

Fig. 1(a) shows the unit cell of a typical 1D-EBG material. This unit cell was simulated with Ansoft HFSS [16] using the *eigenmode solver*. The dielectrics used for the simulation were high resistivity silicon [17] ( $\epsilon_1 = 11.58$ ) and air ( $\epsilon_2 = 1$ ). Thus, a high contrast ( $\epsilon_2/\epsilon_1$ ) was obtained and, consequently, a wide bandwidth. The material widths were chosen to center the bandgap at 950GHz, i.e.,  $w_1 = 22.35\mu\text{m}$  and  $w_2 = 134.14\mu\text{m}$ . Also, it must point out that, if these widths were scaled together, it would be obtained the same relative bandgap but centered on a different frequency.

Fig. 1(b) shows the band diagram obtained with HFSS for the *Brillouin zone*. As can be observed, the bandgap is centered at 956GHz and the relative bandwidth is 19%. In this case it has been included the whole Brillouin zone to see how

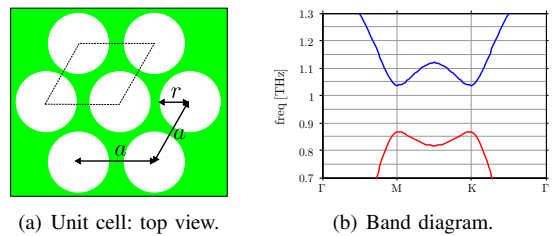


Fig. 2. Infinite rods (2D-EBG material).

redundant may be the region not included in the *irreducible Brillouin zone* (wavenumbers from 0 to 0.5 rad/m).

### B. 2D-EBG

The simplest 2D-EBG material with complete bandgap is formed by a triangular lattice of air rods in a dielectric medium. Fig. 2(a) depicts a top view of this structure, where  $r$  is the air rods radius and  $a$  is the separation between rods. The rods are infinite in the perpendicular direction and are periodically extended to the infinite.

Fig. 2(a) also shows, marked with a dotted line, the unit cell for this structure. This unit cell was simulated with HFSS using a high permittivity contrast (11.58, with high resistivity silicon and air). The parameters  $r$  and  $a$  were chosen to obtain a bandgap centered at 950GHz ( $r = 30.15\mu\text{m}$  and  $a = 73.56\mu\text{m}$ ). The band diagram for the first 2 modes is shown in Fig. 2(b). As can be observed, the central frequency is 951GHz and the relative bandwidth is 17.87%.

### C. 3D-EBG

The 3D-EBG materials present a rather more complicated configuration than previous materials. The periodicity must appear in all three dimensions and propagation must be prohibited in any direction, for any polarization and within a certain bandwidth. This is a hard task and, for this reason, few 3D configurations with complete and wide bandgap have been presented to date.

The first structure with a complete bandgap was presented in 1990 [18] and was formed by dielectric spheres arranged in a diamond lattice. In 1993 Yablonovitch [19] proposed a practical implementation for this structure. This implementation, known as *Yablonovite*, is formed by drilling three holes into a dielectric substrate (separated  $36.26^\circ$  each other and  $120^\circ$  with regard to the normal) on each node of a triangular lattice. The relative bandwidth of this structure is 19.9% for 12.96 of permittivity contrast.

Nowadays, the most used 3D-EBG material is the so-called *woodpile*. This is due to the easy way in which this structure can be manufactured and its quite good performance. The woodpile 3D-EBG structure is constructed by dielectric rods arranged in an air medium. Fig. 3(a) depicts the unit cell of the woodpile. As can be observed, the unit cell is formed by 4 layers. Consecutive layers are orthogonal to each other. Parallel dielectric rods spaced two layers apart are shifted by half of the space between parallel rods inside a layer ( $s/2$ ).

The resulting woodpile 3D-EBG structure presents a complete bandgap. The structure was simulated using high resistivity silicon [17] ( $\epsilon = 11.58$  and  $\tan \delta = 0.0003$  at 950THz). Fig. 3(b) shows the computed band diagrams for the structure with  $w = 35\mu\text{m}$ ,  $h = 40\mu\text{m}$  and  $s = 140\mu\text{m}$ . In this case, the

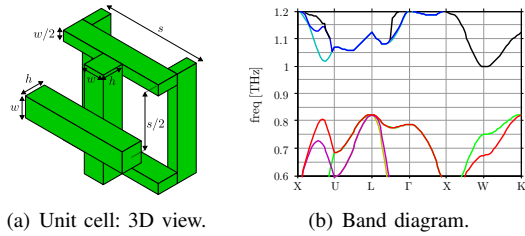


Fig. 3. Woodpile (3D-EBG material).

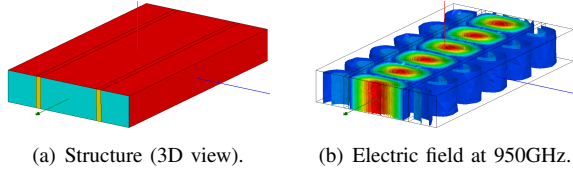


Fig. 4. Multilayer rectangular waveguide simulated with Ansoft HFSS.

central frequency is 909.3GHz and the relative bandwidth is 19.22%.

### III. MULTILAYER RECTANGULAR WAVEGUIDE

As commented above, the materials with a complete bandgap prohibit the propagation of waves within a certain bandwidth. Hence, if a plane wave tries to penetrate inside these materials, the wave is reflected to keep the energy balance. This fact can be used to confine the energy between EBG structures within an air region. Specifically, the case of a rectangular waveguide is considered. The aim is to substitute the metallic walls by EBG materials. To do that, the problem is divided into the substitution of the lateral walls (this section) and the upper and lower walls (section IV).

The substitution of the metallic lateral walls may be done with one, two or three dimension EBG materials. In this paper, the most simple solution is adopted, i.e., a multilayer 1D-EBG material is used [5]. The definition of the 1D-EBG requires the structure to be infinite. This is not possible in practice, though a simpler configuration can be applied.

Since the field is extremely attenuated in few periods, the multilayer structure can be limited to a very small number of periods. Actually, it has been observed that one period is normally enough to achieve a good confinement. To prevent possible lateral radiation, the lateral multilayer structure is bounded by metallic walls. Since, at this point, the field intensity is low, a small amount of energy is dissipated in this conductor.

Fig. 4(a) shows the resulting multilayer rectangular waveguide. To obtain this structure, a rectangular region of air has been placed in the center of the waveguide. The multilayer 1D-EBG with 1 period (2 layers) has been placed on laterals. This 1D-EBG material is formed by a high permittivity dielectric (yellow region) and a low permittivity dielectric (typically air). The whole structure has been surrounded by a metallic surface (in red in the figure).

The simulated field at 950GHz is shown in Fig. 4(b). In this case, the high permittivity dielectric was high resistivity silicon and the dimensions were  $22.35\mu\text{m}$  for the silicon layer,  $134.14\mu\text{m}$  for the lateral air layer and  $270 \times 135\mu\text{m}$  for the central air region. As can be observed, the field of the  $\text{TE}_{10}$  mode is well confined in the center of the waveguide and just

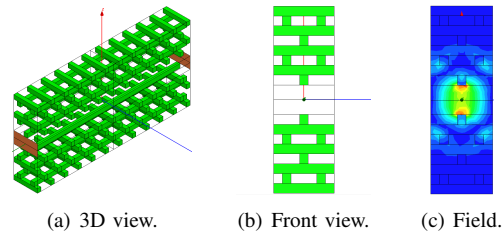


Fig. 5. Rectangular waveguide with Woodpile 3D-EBG structure on upper and lower walls.

a small amount of energy reaches the lateral outer metallic walls. This makes the attenuation of the multilayer rectangular waveguide (0.7dB/cm) to be lower than the attenuation of the metallic rectangular waveguide (0.9dB/cm).

### IV. 3D-EBG ON UPPER AND LOWER WALLS OF A RECTANGULAR WAVEGUIDE

The reduction of losses on the upper and lower walls is not as straightforward as in the lateral walls. The reason lies in the field distribution of the fundamental mode ( $\text{TE}_{10}$ ) field. If this mode is decomposed in plane waves [1], two plane waves are obtained. These waves propagate in opposite directions impinging on lateral walls. Since 1D or 2D EBG materials present their bandgap for the incidence of such waves, the application of these materials on laterals confines the energy.

However, the plane waves propagate parallel to the upper and lower walls. 1D-EBG and 2D-EBG materials do not present bandgap for this kind of incidence and, hence, do not work when placed on the upper and lower regions. Conversely, the 3D-EBG structures prohibit the propagation of waves for any direction of arrival of the plane waves. Hence, the 3D-EBG materials are able to confine the energy when located on upper and lower regions.

In this paper, the upper and lower metallic walls are replaced by the woodpile 3D-EBG structure. In this section, the metallic walls are kept on laterals. The resulting structure is shown in Fig. 5(a) and Fig. 5(b). Although not depicted, the waveguide is completely bounded by a metallic surface. As can be observed, only 2 periods of the woodpile have been applied since it has been detected that this is enough to completely confine the energy.

The structure was simulated at 950GHz with Ansoft HFSS using high resistivity silicon [17]. The size bars was the same as in the example of section II-C, and the dimensions of the central air region were the same as in previous section.

Fig. 5(c) shows a front view of the electric field inside the structure at 950GHz. As can be observed, the field is completely confined in the central region of air. The attenuation at this frequency is 0.43dB/cm. This means a reduction of 50% with regard to the attenuation of the metallic waveguide.

### V. COMPLETE EBG WAVEGUIDE

The waveguides introduced in previous sections are intermediate solutions. They eliminate the power dissipated on the metallic boundaries in two parts: first, on the lateral walls and, then, on the upper and lower walls. In this section, both solutions are adopted simultaneously to form a complete rectangular waveguide where the field is only confined by EBG materials.

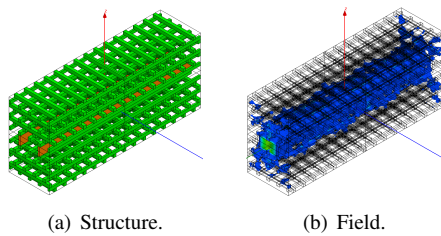


Fig. 6. Complete EBG waveguide: 3D view.

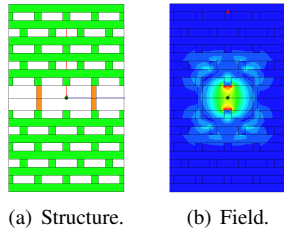


Fig. 7. Complete EBG waveguide: Front view.

The complete EBG waveguide is shown in Fig. 6(a) and Fig. 7(a). In this figures, the green and orange parts are all the same dielectric and a transparent color has been assigned to the air to better distinguish the EBG structures. As can be observed in the figures, the multilayer (1D-EBG) structure has been placed in laterals and the woodpile (3D-EBG) structure covers, not only the central air region, but also the upper and lower sides of the multilayer structures on laterals.

The resulting structure was simulated at 950GHz using the same dimensions for the EBG materials as in previous sections. Fig. 6(b) and Fig. 7(b) show the computed electric field in both, 3D and front views. As can be observed, the field is confined in the central air region. The consequence of this confinement is the reduction of attenuation. At 950GHz, the complete EBG waveguide has an attenuation of 0.3 dB/cm. This is a reduction of 66% with regard to the attenuation of the metallic waveguide. The reduction becomes larger when the frequency increases. For instance, at 4.75THz, the attenuation of the complete EBG waveguide is 2 dB/cm, what means a reduction of 80% with regard to the metallic waveguide.

Finally, it may be pointed out that, if the multilayer structure in laterals were substituted by the woodpile 3D-EBG material, the attenuation would be  $0.68\text{dB/cm}$  at 950GHz. This means that a reduction in attenuation with regard to the metallic waveguide would be also achieved (24%), but lower than the reduction achieved with the complete EBG waveguide proposed in this paper (66%).

## VI. CONCLUSIONS

EBG materials may be a powerful tool in microwave engineering. They present several properties quite interesting for designing waveguides, devices, antennas, etc. Structures with a complete bandgap prohibit the propagation of waves in the dimension in which the material is periodic. The first section of this paper has reviewed the most important structures proposed to date in one, two and three dimensions. Similar results in terms of relative bandwidth have been obtained for all three dimensions.

Taking advantage of the EBG materials properties, the metallic walls of a common metallic rectangular waveguide

have been substituted by these materials. As a result, a complete EBG waveguide has been constructed. In laterals, a multilayer structure has been placed to reduce the losses in the metallic walls. In the upper and lower regions, a woodpile 3D-EBG material has been used to replace the metallic walls.

The resulting waveguide confines the field in the central region of air, as shown in the results. Thus, the ohmic losses are eliminated and just remain the losses caused by the small portion of field that penetrates inside the EBG material. The proposed complete EBG waveguide has an attenuation of 0.3dB/cm at 950GHz, what means a reduction of 66% with respect to the attenuation of a metallic rectangular waveguide. Moreover, the higher the frequency, the larger is the reduction.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (Ministerio de Ciencia e Innovación) under the projects TEC2010-20841-C04-01 and CSD2008-00068

## REFERENCES

- [1] D. Pozar, *Microwave and RF design of wireless systems*. John Wiley & Sons, Inc. New York, NY, USA, 2000.
- [2] C. Yeh, F. Shimabukuro, and P. Siegel, "Low-loss terahertz ribbon waveguides," *Applied optics*, vol. 44, no. 28, p. 5937, 2005.
- [3] K. Wang and D. Mittleman, "Guided propagation of terahertz pulses on metal wires," *JOSA B*, vol. 22, no. 9, pp. 2001–2008, 2005.
- [4] N. Llombart, A. Mazzinghi, P. Siegel, and A. Freni, "Design of a Low Loss Metallo-Dielectric EBG Waveguide at Submillimeter Wavelengths," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 19, no. 7, pp. 437–439, 2009.
- [5] D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "Rectangular waveguide with low metallic losses on side walls at thz," in *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2010. IRMMW-THz 2010. 35th International Conference on*, 2010.
- [6] —, "H-plane horn array antenna using low-loss rectangular waveguide at thz frequencies," in *5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 2011, Rome*, 2011.
- [7] J. Joannopolous, R. Meade, and J. Winn, *Photonic crystals*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1995.
- [8] I. Ederra, I. Khromova, R. Gonzalo *et al.*, "Electromagnetic-Bandgap Waveguide for the Millimeter Range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 7, pp. 1734–1741, 2010.
- [9] A. Weily, K. Esselle, T. Bird, and B. Sanders, "Linear array of woodpile EBG sectoral horn antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 8, pp. 2263–2274, 2006.
- [10] P. de Maagt, R. Gonzalo, Y. Vardaxoglou, and J.-M. Baracco, "Electromagnetic bandgap antennas and components for microwave and (sub)millimeter wave applications," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 10, pp. 2667 – 2677, oct. 2003.
- [11] D. Liu, U. Pfeiffer, J. Grzyb, and B. Gaucher, *Advanced millimeter-wave technologies: antennas, packaging and circuits*. Wiley, 2009.
- [12] R. Gonzalo, I. Ederra, C. Mann, and P. de Maagt, "Radiation properties of terahertz dipole antenna mounted on photonic crystal," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 10, pp. 613 –614, may 2001.
- [13] C. Soukoulis, *Photonic band gaps and localization*. Plenum Press, 1993.
- [14] S. Guo, F. Wu, S. Albin, and R. Rogowski, "Photonic band gap analysis using finite-difference frequency-domain method," *Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1741–1746, 2004.
- [15] F. BandSOLVE, "RSoft Design Group Inc."
- [16] A. Corporation, "HFSS (high frequency structural simulator)," 2009, Suite v11, Pittsburg (PA), USA.
- [17] P. Bolivar, M. Brucherseifer, J. Rivas *et al.*, "Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 4, pp. 1062–1066, 2003.
- [18] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, pp. 3152–3155, Dec 1990.
- [19] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *Journal of the optical society of America B*, vol. 10, no. 2, pp. 283–295, 1993.

# Design of low-loss waveguides and devices at THz frequencies using EBG structures<sup>1</sup>

Daniel Sánchez-Escuderos<sup>a</sup>, Miguel Ferrando-Bataller<sup>a</sup>, Antonio Berenguer<sup>a</sup>  
and Mariano Baquero-Escudero<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM)  
Universitat Politècnica de València, c/ Cami de Vera, s/n, 46022, Valencia, Spain  
e-mail: dasanes1@iteam.upv.es

**Abstract**—This paper presents the design of a low-loss rectangular waveguide in the THz band. The confinement of energy is done by substituting the metallic walls of a rectangular waveguide by EBG structures. The resulting waveguide presents a low attenuation at THz frequencies and can be used to design devices with a quite good performance. This paper shows the design of a power divider with two different configurations.

## I. INTRODUCTION AND BACKGROUND

CONVENTIONAL metallic waveguides, e.g., circular or rectangular, present high losses in the THz band. This is due to the high skin-depth losses in conductors and the strong dielectric absorption that take place at these frequencies [1].

Recently, this problem has been partly overcome for rectangular waveguides by substituting the lateral metallic walls by a 1D-EBG structure (multilayer structure) [2]. By doing so, the field is confined in the central air region and losses on side walls are considerably reduced. As a result, the attenuation of this multilayer rectangular waveguide is 30% lower than the attenuation of the metallic rectangular waveguide in the THz band.

Nevertheless, ohmic losses on upper and lower metallic walls are still present in the multilayer rectangular waveguide. In order to eliminate these losses, a 3D-EBG structure must be used [3]. In this paper, the so-called 3D-EBG wood-pile [4] structure is used to substitute the upper and lower metallic walls of the multilayer rectangular waveguide.

The resulting waveguide presents a very good confinement of field in the central air region and allows the design of devices. The aim of this paper is to describe this new waveguide and present the design of a power divider with two different configurations.

## II. PROPOSED WAVEGUIDE WITH EBG ON WALLS

The reduction of losses in a waveguide at THz frequencies is based on the transmission of field through a region of air (to avoid the dielectric losses) and on the reduction of the interaction between the transmitted field and any metallic surface (to avoid the ohmic losses). This is achieved in the proposed rectangular waveguide by confining the energy by means of EBG structures (instead of metallic surfaces).

The lateral metallic walls are substituted by a 1D-EBG (multilayer) structure, as described in [2]. The multilayer structure is formed by alternating layers of dielectrics with two

different permittivities and widths. The design of these parameters is done to achieve the maximum confinement of field in the central region of air at the frequency of interest.

The upper and lower metallic walls are substituted by a 3D-EBG structure, which prohibits the propagation of waves inside the structure [4] within a certain bandwidth. Although there are other 3D-EBG structures with a complete bandgap, e.g. the Yablonovite structure [5], in this paper the so-called *wood-pile* 3D-EBG material [6] is used due to its ease of simulation and fabrication.

The 3D-EBG structure is extended not only over the central rectangular region of air, but also over the lateral multilayer structures. A front view of the resulting structure is depicted in Fig. 1 a), where the wood-pile bars are in green and the high permittivity dielectric on laterals is in orange.

This structure has been simulated with HFSS [7] using high resistivity silicon [8] for the wood-pile bars and the high permittivity dielectric on laterals, and air for the other regions. Fig. 1 b) and c) show the simulated electric field at 950GHz. As can be observed, the field is well-confined in the central region of air, minimizing the amount of field that penetrates into the surrounding EBG structures.

As a consequence of the high confinement in the air region, the attenuation is decreased at THz frequencies. For instance, the attenuation of the metallic rectangular waveguide at 950GHz is 0.9dB/cm and, at 4.75 THz, 10.1 dB/cm. However, the attenuation of the proposed waveguide is 0.3dB/cm and 2 dB/cm at 950GHz and 4.75THz, respectively.

## III. DEVICES

One of the most important characteristics of the proposed structure is the possibility of designing devices with a good performance. This paper presents the design of a power divider with E-plane and H-plane configurations.

The design of the power dividers may be done with two different techniques. The first technique takes advantage of the evanescent transmission described in [8]. This transmission is based on the energy coupling between the central air regions of two EBG waveguides located close to each other. The most effective way to do that consists in placing the central air regions of the input and output ports at different heights (if the structure is seen from a side view). In order to obtain the desired high coupling, the input and output air regions are partly overlapped.

The E-plane power divider has been designed using this technique. The evanescent transmission has been used to transmit the input power to two different waveguides on the

<sup>1</sup> This work has been supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation (Ministerio de Ciencia e Innovación) under projects TEC2010-20841-C04-01 and CSD2008-00068



output ports. Fig. 2 depicts a 3D view of the resulting power divider. The arrows in this figure represent the flow of power, from the input to the output ports. Fig. 3 shows a lateral view of the E-plane power divider. As can be observed in Fig. 3 a), just a small region of the input and output ports are overlapping (see orange regions, representing the lateral multilayer structures). Fig. 3b) shows how the field is divided between the output ports. The insertion losses at 950GHz in this power divider are 4.8dB.

The second technique is based on bending the full structure, including the wood-pile and the lateral multilayer structures, to guide the energy in different directions and form the devices. The H-plane power divider has been designed using this technique. Fig. 4 shows a 3D view of the resulting structure and Fig. 5b) shows a top view of the lower half of the structure. As can be observed in these figures, the wood-pile is progressively bent and separated between the output ports, and the multilayer structures (in orange) are divided between the output ports.

Fig. 5c) represents a top view of the electric field of the H-plane power divider at 950GHz and, as can be seen, the field is correctly divided between the output ports. The insertion losses in this design are 4.11 dB. Additional losses in the insertion losses (above 3dB), in both configurations, are due to the losses in the proposed waveguide and to the configuration itself.

#### FIGURES

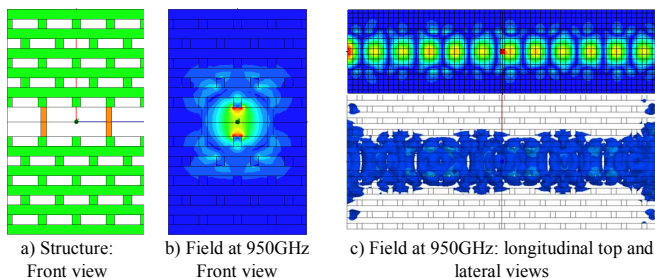


Fig. 1. Rectangular waveguide with EBG structures surrounding the central air region.

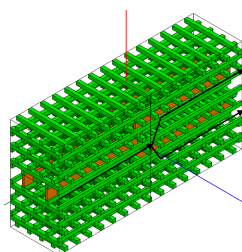


Fig. 2. E-plane power divider using evanescent transmission (3D structure).

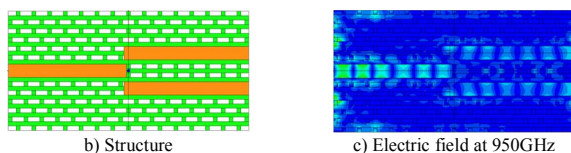


Fig. 3. E-plane power dividers using evanescent transmission: lateral view.

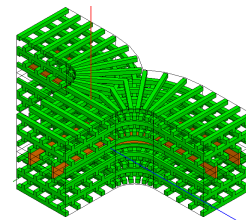


Fig. 4. H-plane power divider obtained by bending the wood-pile material: structure.

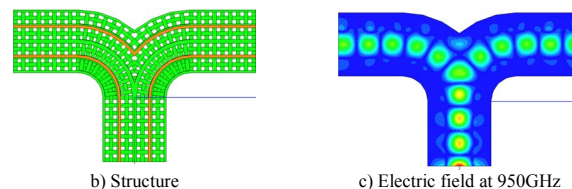


Fig. 5. H-plane power divider obtained by bending the wood-pile material: Top view of the lower half of the structure

#### IV. CONCLUSION

This paper has presented a new rectangular waveguide for low-loss transmission in the THz band. This new waveguide is based on the substitution of the metallic walls of a metallic rectangular waveguide by EBG-structures (multilayer and wood-pile). These structures confine the electric field in the central region of air. The resulting waveguide presents a lower attenuation than the metallic waveguide, 0.3dB/cm at 950GHz.

An important advantage of the proposed waveguide is the possibility of designing devices. In this paper, a power divider with two different configurations has been presented. The design of both configurations has been carried out using two different techniques. The resulting power dividers present a good performance, what proves the validity of both techniques. The choice of each technique will depend on the specific application and on the possibility of manufacturing.

#### REFERENCES

- [1] Llombart, N. *et al.*, "Design of a low loss metallo dielectric EBG waveguide at submillimeter wavelengths," in *IEEE microwave and wireless components letters*, vol. 19, no. 7, pp. 437-439, 2009.
- [2] D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "Rectangular waveguide with low metallic losses on side walls at THz," in *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2010. IRMMW-THz 2010. 35th International Conference on*, 2010.
- [3] D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Bataller, J. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "H-plane horn array antenna using low-loss rectangular waveguide at THz frequencies," in *5th European Conference on Antennas and Propagation*, 2011, Rome, 2011.
- [4] J. Joannopolous, R. Meade, and J. Winn, *Photonic crystals*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1995.
- [5] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *Journal of the optical society of America B*, vol. 10, no. 2, pp. 283-295, 1993..
- [6] D. Liu, U. Pfeiffer, J. Grzyb, and B. Gaucher, *Advanced millimeter-wave technologies: antennas, packaging and circuits*. Wiley, 2009.
- [7] Ansoft Corporation, "HFSS (high frequency structural simulator)," 2009, Suite v11, Pittsburg (PA), USA.
- [8] P. Bolivar, M. Brucherseifer, J. Rivas, *et al.*, "Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 4, pp. 1062-1066, 2003.
- [9] I. Khromova, R. Gonzalo, I. Ederra, *et al.*, "Novel all-dielectric mm-wave horn antennas based on EBG structures," in *5th European Conference on Antennas and Propagation*, 2011, Rome, 2011.