



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



Tesis doctoral

Lentes de microondas de bajo perfil en la banda de ondas milimétricas

Universitat Politècnica de València

Departamento de Comunicaciones

Autor

Hon Ching Moy Li

Directores

Prof. Miguel Ferrando Bataller

Dr. Daniel Sánchez Escuderos

Marzo 2020

El presente trabajo está dedicado con todo mi cariño para mi familia. En especial a mi esposa Aleska, quien con su apoyo incondicional, amor y confianza permitieron que lograran culminar mi carrera de Postgrado. Y, sobre todo a mi hija Ainhoa por ser la luz que hace que mis días sean maravillosos.

Agradecimientos

Agradezco a mis directores de tesis el Prof. Miguel Ferrando y Dr. Daniel Sánchez quienes con su conocimientos, experiencias y motivación me orientaron en la elaboración de este proyecto de investigación.

Me gustaría agradecer a todos mis amigos que han estado ayudándome para culminar este trabajo, apoyándome de manera incondicional y con mucho cariño. En especial a Karina por su apoyo infinito. Al Prof. Franklin Martínez por orientarme en mis momentos más difíciles. Y a mis compañeros en el laboratorio del GRE que siempre han tenido una palabra de ánimo y apoyo con la tesis.

Para todos ellos mis infinitas palabras de agradecimiento.

Abstract

Low-profile antenna systems in the millimeter-wave band have experienced an increasing interest in recent years. This thesis presents the design of low-profile antennas based on microwave flat lenses with double polarization, with high gain, and symmetric radiation pattern. In particular, the thesis focuses on flat lenses with artificial dielectrics, and illuminated by low-profile feeders. To improve this illumination, low-profile feeders with artificial dielectrics have also been designed.

In this thesis, a review of different methods for the control of the propagation constant in periodic cells of frequency selective surfaces (FSS), as well as the most important parameters that govern its electromagnetic behavior, is carried out. The multilayer FSS are ideal for the design of flat microwave lenses since they allow controlling the phase of the transmission coefficient with few losses, and are easy to design and build. Lenses designed with this type of FSS are flat structures, low profile, and low weight. This is due to the ability of the FSS to modify the propagation constant through a structure that does not require contact between layers.

In order to be able to illuminate the lenses properly, in this thesis different types of feeders are analyzed and a low-profile feeder with high polarization purity, and high efficiency is proposed. This is achieved by inserting radial corrugations into the walls of the horn, which makes it possible to excite a hybrid mode whose field distribution is practically uniform throughout the aperture.

Given the computational cost of the full-wave analysis of microwave flat lenses, this thesis proposes the design of the lenses using parametric studies of the FSS unit cells. These designs have been manufactured and measured, giving excellent experimental results, both in matching and radiation. These results demonstrate the feasibility of using multilayer FSS for the design of microwave flat lenses.

Resumen

Los sistemas de antenas de bajo perfil en la banda de ondas milimétrica han suscitado un creciente interés en los últimos años. Esta tesis presenta el diseño de antenas de bajo perfil basadas en lentes planas de microondas de doble polarización, con alta ganancia y con simetría en el diagrama de radiación. En concreto, la tesis se enfoca en lentes planas con dieléctricos artificiales, e iluminadas por bocinas de bajo perfil. Para mejorar esta iluminación, también se han diseñado alimentadores de bajo perfil con dieléctricos artificiales.

En esta Tesis se realiza una revisión de diferentes métodos para el control de la constante de propagación en celdas periódicas de superficies selectivas en frecuencia (FSS), así como de los parámetros más importantes que rigen su comportamiento electromagnético. Las FSS multicapa son idóneas para el diseño de lentes planas de microondas ya que permiten controlar la fase del coeficiente de transmisión con pocas pérdidas, y son fáciles de diseñar y construir. Las lentes diseñadas con este tipo de FSS son estructuras planas, de bajo perfil y peso reducido. Esto se debe a la capacidad de las FSS de modificar la constante de propagación por medio de una estructura que no requiere contacto entre capas.

Para poder iluminar las lentes apropiadamente, en esta tesis se analizan diversos tipos de alimentadores y se propone un alimentador de bajo perfil con gran pureza de polarización y alta eficiencia. Esto se consigue insertando corrugaciones radiales en las paredes de la bocina, con lo que se consigue excitar un modo híbrido cuya distribución de campo es prácticamente uniforme en toda la apertura.

Dado el coste computacional del análisis de onda completa de las lentes planas de microondas, en esta tesis se propone el diseño de las lentes usando gráficas paramétricas de las celdas unidad de las FSS. Estos diseños se han fabricado y medido, dando unos resultados experimentales excelentes, tanto en adaptación como en radiación. Estos resultados demuestran la viabilidad de usar FSS multicapa para el diseño de lentes planas de microondas.

Resum

Els sistemes d'antenes de baix perfil en la banda d'ones mil·limètriques han suscitat un creixent interès en els últims anys. Aquesta tesi presenta el disseny d'antenes de baix perfil basades en lents planes de microones de doble polarització, amb alt guany i amb simetria en el diagrama de radiació. En concret, la tesi s'enfoca en lents planes amb dielèctrics artificials, i il·luminades per botzines de baix perfil. Per a millorar aquesta il·luminació, també s'han dissenyat alimentadors de baix perfil amb dielèctrics artificials.

En aquesta Tesi es realitza una revisió de diferents mètodes per al control de la constant de propagació en cel·les periòdiques de superfícies selectives en freqüència (FSS), així com dels paràmetres més importants que regeixen el seu comportament electromagnètic. Les FSS multicapa són idònies per al disseny de lents planes de microones perquè permeten controlar la fase del coeficient de transmissió amb poques pèrdues, i són fàcils de dissenyar i construir. Les lents dissenyades amb aquesta mena de FSS són estructures planes, de baix perfil i pes reduït. Això es deu a la capacitat de les FSS de modificar la constant de propagació per mitjà d'una estructura que no requereix contacte entre capes.

Per a poder il·luminar el lent apropiadament, en aquesta tesi s'analitzen diversos tipus d'alimentadors i es proposa un alimentador de baix perfil amb gran puresa de polarització i alta eficiència. Això s'aconsegueix inserint corrugacions radials en les parets de la botzina, amb el que s'aconsegueix excitar una mode híbrid amb una distribució de camp pràcticament uniforme en tota l'obertura.

Donat el cost computacional de l'anàlisi d'ona completa de les lents planes de microones, en aquesta tesi es proposa el disseny de les lents usant gràfiques paramètriques de les cel·les unitat de les FSS. Aquests dissenys s'han fabricat i mesurat, donant uns resultats experimentals excel·lents, tant en adaptació com en radiació. Aquests resultats demostren la viabilitat d'usar FSS multicapa per al disseny de lents planes de microones.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Estado del arte	2
1.3. Objetivos de la tesis	11
1.4. Organización de la tesis	11
2. Superficies Selectivas en Frecuencia	13
2.1. Ecuaciones de Maxwell	14
2.2. Estructuras continuas	15
2.2.1. Solución con los potenciales escalares: Modos TE y TM	15
2.2.2. Incidencia de onda plana sobre una superficie plana	
continua	17
2.2.2.1. Incidencia de ondas TE	17
2.2.2.2. Incidencia de ondas TM	19
2.3. Estructuras periódicas	21
2.3.1. Análisis de una superficie periódica mediante series de	
Fourier	21
2.3.2. Modos de Floquet en superficies periódicas 2D	23
2.3.3. Soluciones TE y TM para estructuras periódicas: Mo-	
dos de Floquet	26
2.3.3.1. Modos Floquet TE_z	26
2.3.3.2. Modos Floquet TM_z	27
2.3.4. Análisis de problemas canónicos	28
2.3.4.1. Agrupación unidimensional de corrientes	28
2.3.4.2. Agrupación periódica de dipolos	33
2.3.5. Análisis práctico de estructuras periódicas	35
2.4. Celdas FSS	37
2.4.1. Celdas tipo dipolo	38
2.4.2. Celdas tipo anillo	43
2.4.3. Celdas tipo parche	48
2.4.4. Celdas combinadas	50

2.4.4.1.	Celda de doble polarización y doble banda	54
3.	Análisis de celdas 3D	57
3.1.	Guías de onda de sección continua	57
3.1.1.	Modos TE	59
3.1.2.	Modos TM	59
3.1.3.	Tipos de guías	60
3.1.3.1.	Guía de onda cuadrada	60
3.1.3.2.	Guías de onda circular	62
3.1.3.3.	Guías de onda coaxial cuadrada	66
3.1.3.4.	Guías de onda coaxial circular	67
3.1.3.5.	Guías de onda cuadradas <i>Quad-Ridge</i>	70
3.1.3.6.	Guías de onda circulares <i>Quad-Ridge</i>	71
3.1.4.	Síntesis del desfase	72
3.1.5.	Análisis de Guía de Ondas con modos de Floquet	79
3.2.	Guías de onda de sección continua cargadas discretamente	85
3.2.1.	Síntesis del desfase	88
3.3.	Guías de ondas de sección discreta	91
3.3.1.	Respuesta en frecuencia de las guías de onda de sección discreta	92
3.3.2.	Síntesis del desfase en guías de onda de sección discreta	94
3.4.	Celda de doble banda y doble polarización	100
3.4.1.	Síntesis del desfase de la celda de doble banda y doble polarización	109
3.5.	Criterio alternativo de diseño	111
3.6.	Comparación de celdas 3D	115
4.	Alimentadores bajo perfil	119
4.1.	Análisis de antenas de aperturas simples	122
4.2.	Guía de ondas con corrugaciones radiales	126
4.3.	Bocina con corrugaciones radiales	127
4.4.	Prototipo y medidas	133
4.4.1.	Comparación de resultados	135
5.	Diseño de lentes con estructuras FSS	139
5.1.	Introducción	139
5.2.	Análisis de lentes planas de microondas	140
5.3.	Clasificación de lentes	143
5.3.1.	Lentes dieléctricas	144
5.3.2.	Lentes metálicas	148
5.4.	Lentes diseñadas con FSS	151
5.4.1.	Lente con celdas de diferente periodo	156

5.4.1.1.	Diseño de la lente	158
5.4.1.2.	Prototipo y Mediciones	165
5.4.1.3.	Diseño de la lente con cargas capacitivas	170
5.4.2.	Lentes con celdas con el mismo periodo y doble polarización	177
5.4.2.1.	Lentes con celdas inductivas	179
5.4.2.2.	Lentes con celdas de doble banda y doble polarización	189
5.5.	Comparación de lentes	197
6.	Conclusiones	201
6.1.	Temas abiertos y perspectivas de futuro	204
	Referencias	205
	Publicaciones relacionadas	221

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Esta tesis doctoral se ha desarrollado en el Grupo de Radiación Electromagnética (GRE) del Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia de la Universitat Politècnica de València. El GRE cuenta con una amplia experiencia en el diseño de antenas mediante métodos modales, y de agrupaciones grandes de ranuras. Durante los últimos años, el GRE ha estado trabajando intensamente en tecnologías de guiado basadas en metasuperficies, con estructuras EBG (*Electromagnetic Band-Gap*), y en el diseño de guías de onda con tecnología *Gap Waveguide*. Estos trabajos han servido principalmente para diseñar antenas para aplicaciones SOTM (*Satellite communications on the move*) con muy buenas prestaciones, tanto para ser embarcadas en el satélite como para usuarios en tierra.

Con el objetivo de mejorar aún más las prestaciones de estas antenas, se planteó la necesidad de diseñar antenas planas en la banda de frecuencias de ondas milimétricas que pudieran ser alimentadas fácilmente a partir de una red de conformación de haz sencilla, y con un gran ancho de banda. Los requerimientos iniciales estaban abiertos, pero se pedía una alta eficiencia de apertura, así como la posibilidad de diseñar antenas con la mínima presencia de dieléctricos para reducir las pérdidas de la antena.

Teniendo en cuenta estos objetivos, se pensó en diseñar lentes planas de microondas, iluminadas por alimentadores primarios sencillos. La ventaja de este tipo de estructuras es que la distribución a todos los elementos de la lente se realiza de forma óptica, por lo que el ancho de banda es muy grande, y la red de distribución a los diferentes alimentadores es muy sencilla. Además, las lentes son planas, por lo que su altura es muy pequeña, y el alimentador no obstruye la radiación de la lente. Todas estas ventajas motivaron esta tesis doctoral, en la que se han estudiado y propuesto nuevas lentes planas

de microondas, capaces de ofrecer el comportamiento deseado.

A continuación, se realiza un breve estudio del estado del arte de las lentes planas de microondas. En diferentes capítulos de esta tesis se profundiza más en el estado del arte de cada parte de las lentes planas de microondas. Seguidamente se plantean los objetivos generales de esta tesis, y se describen las distintas secciones que componen esta memoria.

1.2. Estado del arte

Las lentes tienen como objetivo transformar un frente de onda esférico radiado por una fuente, en un frente de onda plano. Este frente de onda plano en la región de campo próximo se transforma en un diagrama de radiación en la región de campo lejano con unas determinadas prestaciones, que dependerán de la amplitud del campo próximo y, por tanto, de la implementación de la lente.

Las lentes han sido utilizadas ampliamente en frecuencias ópticas, donde se usan materiales transparentes. Los diseños más simples utilizan medios homogéneos, aunque si se desea mejorar las prestaciones de la lente, debemos hacer uso de medios inhomogéneos, capaces de ajustar los rayos que atraviesan la lente para que el frente de onda plano tenga unas características especiales. En ambos casos, podemos conseguir diseños convergentes o divergentes variando la curvatura de la lente de forma cóncava o convexa.

El desarrollo de las lentes de microondas sigue un camino similar a los trabajos de la óptica clásica con el uso de materiales dieléctricos homogéneos. En el año 1888, Oliver Lodge [1] utilizó una lente dieléctrica para enfocar una onda electromagnética, siguiendo las previsiones teóricas realizadas por Maxwell, y los primeros experimentos realizados por Hertz sobre electromagnetismo. No obstante, el avance más significativo en el campo de las lentes se produjo durante la segunda guerra mundial, cuando se extendió su uso para aplicaciones de radar y comunicaciones.

Uno de los mayores problemas de las lentes es su gran peso y el volumen que ocupan. Para tratar de solventar este problema, se propusieron diversas lentes escalonadas, o de Fresnel, para faros marinos [2]. Este tipo de solución se ha empleado para diseñar lentes con materiales dieléctricos [3], y con anillos metálicos [4].

Estas soluciones, sin embargo, no siempre se pueden aplicar debido a la complejidad de fabricación y de diseño, así como a la pérdida de ancho de banda. Por este motivo, no se han desarrollado grandes lentes con una alta directividad, ya que su peso y volumen serían muy elevados. En su lugar, las lentes se han utilizado, sobre todo, en aplicaciones de baja directividad, para mejorar o modificar el diagrama de radiación de bocinas pequeñas, corrigien-

do la fase de la apertura [5, 6].

En la literatura podemos encontrar diferentes diseños de lentes homogéneas con geometrías esféricas [7], semiesféricas [8] o elípticas [9]. Por lo que respecta a lentes dieléctricas inhomogéneas, podemos destacar las lentes de Luneburg y de Maxwell [10], formadas a partir de la superposición de capas de materiales dieléctricos de diferente constante dieléctrica. En este segundo tipo de lentes también podemos encuadrar las lentes diseñadas mediante metamateriales. Estas lentes son más recientes que las anteriores, y permiten sintetizar la constante dieléctrica en cada punto de la lente diseñando apropiadamente las celdas que componen el metamaterial [11, 12].

Como alternativa a las lentes dieléctricas podemos hacer uso de lentes metálicas. Estas lentes están formadas por una serie de guías de onda metálicas en las que el desfase aplicado por cada una de ellas depende de la longitud de cada elemento. Por ejemplo, en [13, 14] se propuso una lente formada por una agrupación de guías de placas paralelas. En esta lente, el campo incidente debe tener una polarización paralela a las placas de tal forma que excitemos un modo de orden superior, en lugar del modo fundamental TEM. En función de la constante de propagación del modo de orden superior excitado, y de la longitud de las guías, cada elemento de la lente realiza una compensación de la fase de la onda incidente distinta para conseguir un frente de onda plano a la salida. Este tipo de lentes se han utilizado recientemente para enfocar la energía a un punto específico del espacio [15].

Entre las décadas de los 50 y los 80, no se produjeron grandes avances en el ámbito de las lentes metálicas. En esta época sólo cabría destacar el uso de las lentes para aplicaciones de holografía [16]. Sin embargo, a partir de los años 80, el desarrollo de las tecnologías de fabricación planares permitió diseñar nuevos conceptos de lentes compactas, con combinaciones de antenas planas y líneas *microstrip* [17]. La primera y última capa de estas lentes son antenas tipo parche resonante, interconectadas mediante líneas *microstrip* con diferentes longitudes como elementos de control de fase.

Recientemente se han presentado varios diseños de lentes planas de microondas para aplicaciones radar de detección de obstáculos en la banda *W* [18, 19], para antenas multihaz en aplicaciones de satélite en la banda de ondas milimétricas [20], para aplicaciones de órbita baja [21], o para aplicaciones inalámbricas [22], entre otros.

En la actualidad, los nuevos procesos de fabricación aditiva y el uso de sistemas de mecanización numérica, así como los nuevos materiales de bajas pérdidas, han conseguido que surja un nuevo interés en las lentes planas de microondas.

Para conseguir controlar la constante dieléctrica localmente se ha propuesto realizar perforaciones sobre un material de alta constante dieléctrica [23]. Otras alternativas han propuesto crear materiales híbridos, dieléctricos

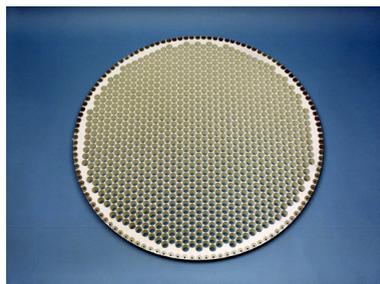
y metálicos, en los que las celdas unidad pueden ser resonantes [24] o no resonantes [25, 26]. En ambos casos, los distintos elementos que componen la lente pueden tener distintas formas, como anillos, estrellas, ranuras o dipolos, por ejemplo [27].

Las superficies selectivas en frecuencia (FSS) se pueden utilizar como lentes si se consigue controlar la fase de los parámetros de transmisión mediante la modificación de algún parámetro de control. La primera referencia documentada del uso de una FSS es una patente de Marconi y Franklin publicada en 1919 [28]. El invento es un reflector parabólico de hilos metálicos de media longitud de onda con periodicidad en dos dimensiones utilizado para aplicaciones de telefonía y telegrafía. No obstante, la utilización de las FSS no se popularizó hasta principios de la década de los 60, debido a su potencial para aplicaciones espaciales y militares. A partir de 1970 se publicaron las primeras investigaciones de gran impacto sobre las FSS para recubrimientos para antenas (radomos) [29, 30]. La principal función de estos recubrimientos es la de dejar pasar las ondas en la banda deseada, y rechazarlas fuera de esta banda, siguiendo así la respuesta de un filtro paso banda.

En los años 70 también se presentaron FSS para implementar reflectores dicroicos en antenas parabólicas de tipo *Cassegrain*. La idea era sustituir las bocinas multifrecuencia por FSS. Schennum [31] propuso usar una agrupación de dipolos para el diseño del subreflector que se muestra en la figura 1.1(a). Cerca de la frecuencia de resonancia de los dipolos, el subreflector se comporta como una superficie metálica. Para frecuencias por debajo de la resonancia, los dipolos son muy cortos, por lo que transmiten la señal sin muchas pérdidas. El caso complementario lo propuso Bathker [32] con una agrupación de agujeros simétricos, como se muestra en la figura 1.1(b). En esta estructura, la resonancia del agujero se utiliza para transmitir la señal, mientras que a frecuencias bajas la agrupación se comporta como un reflector.



(a) Subreflector de dipolos cruzados [31].



(b) Filtro Dicroico [32].

Figura 1.1: Ejemplos de subreflectores Dicroicos.

La Figura 1.2 muestra una FSS actuando como subreflector para una antena parabólica tipo *Cassegrain*. Este subreflector refleja las ondas inci-

dentos para una determinada banda de frecuencias, y es transparente para otra banda [33]. Este comportamiento es la base para el diseño de sistemas con múltiples alimentadores operando a distintas frecuencias ya que permiten concentrar todos los alimentadores en el foco de un único reflector. Basándose en este principio de funcionamiento, se han presentado numerosas investigaciones sobre el uso de FSS a múltiples frecuencias con un reflector común [34, 35].

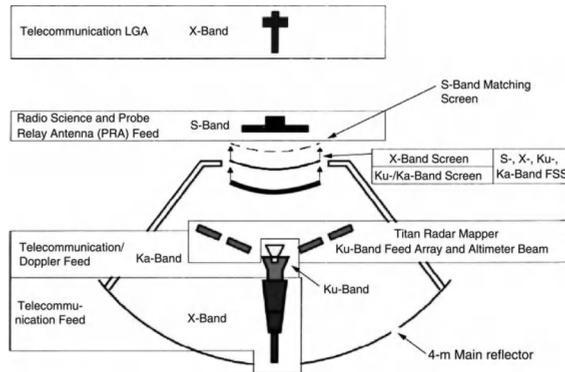


Figura 1.2: Antena de alta ganancia de la sonda Cassini. Configuración Cassegrain con subreflector de FSS. [33]

A principios de los años 90 se publicaron FSS con pérdidas para ser utilizadas como materiales absorbentes. La gran ventaja de estas estructuras es que son relativamente delgadas, en comparación con la longitud de onda, y de bajo peso. Para conseguir el comportamiento deseado, los elementos de las FSS se diseñan para reducir o absorber la energía de una onda incidente. La pantalla de Salisbury [36] fue la primera en utilizar una FSS como material absorbente. Este tipo de estructuras se basan en colocar un plano metálico a una distancia $\lambda/4$ de la FSS, tal y como se observa en la Figura 1.3 [37, 38]. No obstante, tienen el inconveniente de ser de banda estrecha en torno a la frecuencia de resonancia del elemento. Con el objetivo de aumentar el ancho de banda, diversos trabajos han propuesto el uso de FSS multicapas, dando lugar a lo que se conoce como absorbente de Jaumann [39, 40].

Las FSS también han sido empleadas en aplicaciones ópticas para difractar diferentes colores (o frecuencias) de un haz incidente. Este concepto ha sido extendido a las aplicaciones de microondas, exactamente el escaneo de frecuencia [41]. Cuando la frecuencia cambia y el alimentador se desplaza, se produce un cambio en la fase debido a la diferencia de caminos, dando lugar a un desapuntamiento del haz. En la Figura 1.4 se observa la propuesta de Johansson [42] en este ámbito, donde utiliza dipolos impresos sobre un dieléctrico como antena reflectora para aplicaciones de comunicaciones espaciales de múltiples haces [43].

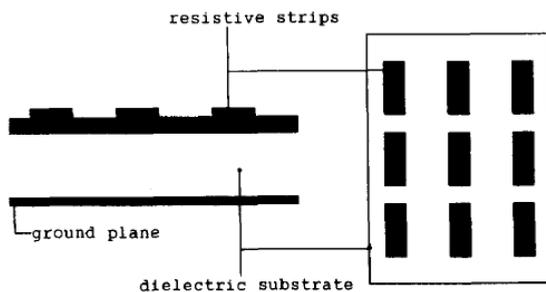


Figura 1.3: FSS sobre un plano conductor que funciona como absorbente [37].

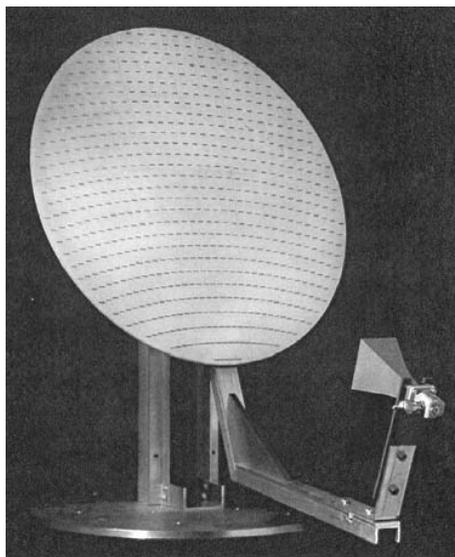


Figura 1.4: Antena reflectora para escaneo en frecuencia utilizando dipolos como elementos de la FSS [42].

En la actualidad, las FSS se utilizan en multitud de aplicaciones como, por ejemplo, el diseño de lentes [44]-[26], la implementación de materiales absorbentes [47]-[51], o para evitar interferencias electromagnéticas (EMI) [52]-[54].

Por lo que respecta al diseño de lentes, las FSS han sido empleadas con éxito en el diseño de lentes de Luneburg utilizando dipolos cruzados como celda unidad [44]. El índice de refracción de la lente se controla doblando los extremos de los dipolos cruzados y variando el ancho de las líneas de transmisión. La Figura 1.5 muestra un ejemplo de lente de Luneburg formada por parches circulares sobre un sustrato dieléctrico [45]. Esta agrupación produce el índice de refracción equivalente necesario para implementar la lente Luneburg. De forma alternativa, el índice de refracción necesario también se puede conseguir realizando agujeros de diferentes diámetros en un sustrato

dieléctrico.

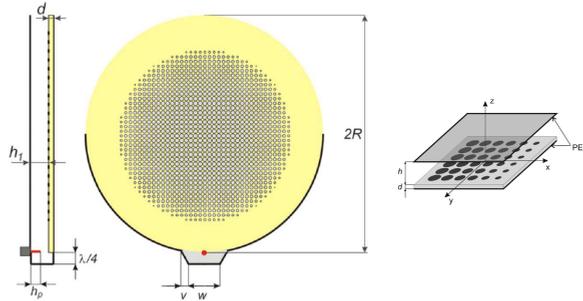


Figura 1.5: Lente Luneburg utilizando parches circulares [45]

Las FSS también se han utilizado para diseñar lentes planas de microondas. Estas lentes se han diseñado empleando celdas unidad de un tamaño del orden de una longitud de onda en las que la fase de la onda transmitida se modifica al variar el periodo de los agujeros [46]. De igual manera, también se han propuesto diversas lentes con celdas unidad de un tamaño bastante inferior a una longitud de onda [26, 55]. Estas celdas se diseñan como si fueran un filtro cuya respuesta en frecuencia se desplaza al variar algún parámetro, lo que produce un desplazamiento de la fase y, con ello, el desfase necesario

Los materiales absorbentes basados en FSS permiten absorber toda la energía de una onda incidente para un determinado rango de frecuencias. En la Figura 1.6 se muestra la celda unidad propuesta por Landry [47], que funciona como un absorbente perfecto de banda estrecha. En este ámbito, con el objetivo de controlar el nivel de absorción de forma dinámica, se ha reportado el uso de diodos en las celdas unidad como elemento de control [48].

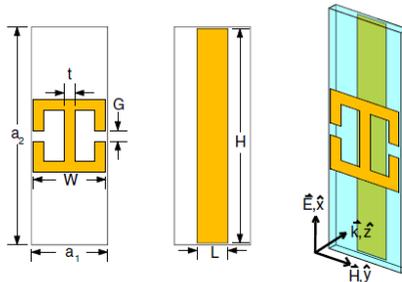
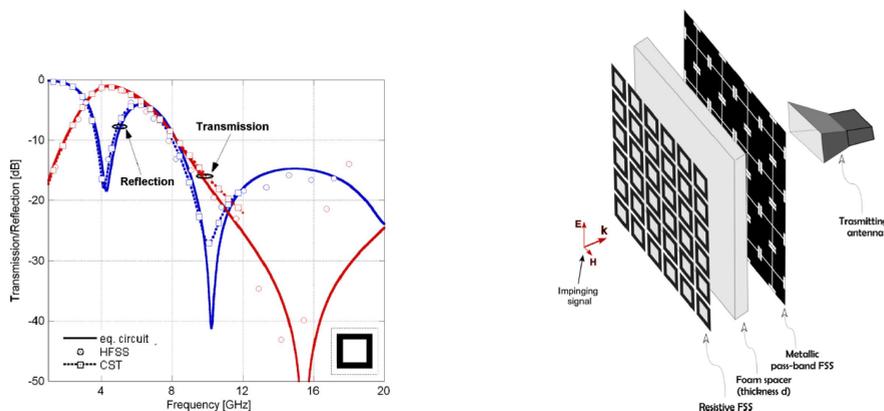


Figura 1.6: Celda unidad formada por un anillo resonador sobre una tira metálica actuando como absorbente [47].

La gran ventaja de los materiales absorbentes realizados mediante FSS es su alta capacidad de absorción. Sin embargo, estos materiales presentan una serie de limitaciones en su aplicabilidad, como, por ejemplo, su sensibilidad a la polarización, su banda estrecha, o el empeoramiento de su respuesta

para ángulos de incidencia pequeños. Para paliar estos inconvenientes, se han propuesto diversas soluciones [56, 57] en el campo de la óptica. Por lo que respecta al ámbito de las microondas, en [49] se propone una solución de doble polarización para mejorar la estabilidad angular del absorbente mediante la inserción de vías metalizadas entre una agrupación de parches y un plano de masa. En [50], Costa propone una FSS de banda ancha compuesta por dos capas separadas por aire (ver Figura 1.7(b)). La primera de ellas es una capa resistiva formada mediante una agrupación de anillos cuadrados, y la segunda es una capa transmisora formada por cruces de Jerusalén. La Figura 1.7(a) muestra los coeficientes de transmisión y reflexión de esta celda. Como se puede observar, se aumenta la absorción a costa de reducir la transmisión. En [51] se presenta un resumen general sobre absorbentes delgados en la banda de microondas implementados mediante FSS.



(a) Coeficientes de transmisión y reflexión del absorbente cuando es iluminado por una onda plana.

(b) Esquema del absorbente.

Figura 1.7: Absorbente implementado mediante una FSS metálica propuesto por Costa [50].

En aplicaciones de blindaje contra interferencias electromagnéticas (EMI) se han propuesto FSS de doble polarización tanto de una capa [53] como de dos capas [52], manteniendo en ambos casos una gran estabilidad angular, así como FSS con diodos para proporcionar un blindaje dinámico [54]. Por otra parte, las FSS también han sido propuestas en diferentes aplicaciones modernas como, por ejemplo, la identificación por radio frecuencia [58, 59], en comunicaciones móviles [60], para la detección de la polarización de las ondas incidentes [61], en antenas direccionales multibanda [60], o lentes con una polarización [62] y con dos polarizaciones [63].

En la actualidad, las herramientas de simulación electromagnética con condiciones de periodicidad han permitido el diseño de celdas muy complejas

de forma rápida y sencilla [64]. En la literatura podemos encontrar celdas con múltiples resonancias [65], celdas estables para incidencias oblicuas [49], o celdas reconfigurables [66], por citar algunos ejemplos. Asimismo, la posibilidad que ofrecen estas herramientas para diseñar estructuras periódicas 3D [67] y estructuras con elementos reconfigurables [68] han abierto una nueva ventana en el diseño de FSS para aplicaciones de microondas.

Existen diversas formas de clasificar las FSS. Por una parte, podemos clasificarlas en función del número de capas que contengan. Los primeros diseños estaban formados por una sola capa, teniendo como resultado respuestas en frecuencia de banda estrecha y con poco control en fase. Las Figuras 1.8 y 1.9 muestran ejemplos de FSS de una sola capa formadas por dipolos cruzados y cruces de Jerusalén, respectivamente. El escaso control de fase que proporcionan estas FSS provoca que no se puedan utilizar en aplicaciones modernas, como lentes o reflectores, donde se requieren 360° de ajuste. Con el objetivo de paliar estos problemas, se han propuesto celdas FSS de múltiples capas separadas por aire o sustratos dieléctricos. En [69] se propone una FSS multicapa con variación de fase de más de 360° con pocas pérdidas de transmisión utilizando tres de capas de FSS en las que se modifican las dimensiones de la celda unidad para controlar la fase, y en [70] se propone una FSS que aumenta el grado de compensación de fase con la incorporación de un elemento de control adicional en la celda unidad para alcanzar un rango de fase total.

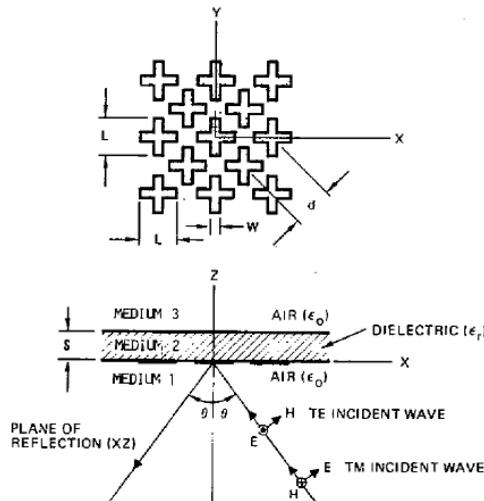


Figura 1.8: FSS con dipolos cruzados [33]

Por otro lado, las FSS se puede clasificar como resonantes y no resonantes. Las FSS no resonantes son estructuras en las que la celda unidad tiene un periodo mucho más pequeño que la longitud de onda a la frecuencia de

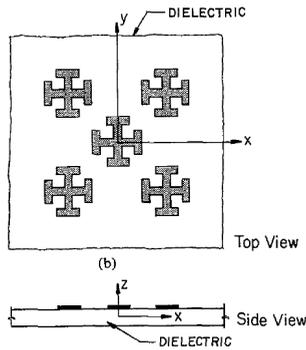


Figura 1.9: FSS con cruces de Jerusalén [71]

trabajo. Las celdas unidad de las estructuras no resonantes suelen ser una combinación de parches y anillos metálicos, para emular un comportamiento capacitivo e inductivo, respectivamente. En el caso de estar compuestas únicamente por parches, la respuesta de la celda unidad es la de un filtro paso bajo, mientras que, si están compuestas por anillos, la respuesta es la de un filtro paso alto. De la combinación de ambos elementos surgen las respuestas tipo paso banda o elimina banda [27].

Las estructuras resonantes están compuestas por celdas unidad con un periodo del orden de media longitud de onda. Las celdas unidad básicas de las FSS resonantes son dipolos y ranuras. Tomando como criterio la respuesta en frecuencia de la primera resonancia, las celdas tipo dipolo tienen un modelo circuital equivalente formado por una inductancia (L) y un condensador (C) en serie, lo que da lugar a respuestas de tipo elimina banda. Por su parte, las celdas tipo ranura presentan un modelo circuital equivalente formado una inductancia y un condensador en paralelo, lo que da lugar a respuestas tipo paso banda.

En esta tesis nos vamos a centrar en este último tipo de celdas ya que proporcionan respuestas paso banda con un único tipo de celda, lo que permite simplificar el diseño de las lentes planas de microondas, objetivo último de esta investigación. En el siguiente capítulo, se describirá el análisis de estructuras periódicas mediante el teorema de Floquet. La idea es ilustrar de qué forma se analizan las estructuras periódicas, y cómo habría que hacerlo de no disponer de simuladores electromagnéticos comerciales. Posteriormente, se utilizarán estos simuladores para mostrar la respuesta en frecuencia de celdas resonantes básicas, así como de celdas más avanzadas, especialmente interesantes para el diseño de lentes.

A partir de la revisión del estado del arte se llega a la conclusión de que las lentes planas de microondas no han sido suficientemente desarrolladas y quedan muchos puntos de mejora. Entre ellos está el diseño de antenas de alta

ganancia y eficiencia, duales en polarización, y que permitan la fabricación con tecnologías multicapa.

En esta tesis haremos uso de materiales metálicos ya que nos van a permitir el control de la constante dieléctrica efectiva a partir de parámetros geométricos. Además, las estructuras resultantes presentarán un peso y volumen mucho menor que el de las soluciones clásicas derivadas de la óptica.

1.3. Objetivos de la tesis

El objetivo general de esta Tesis Doctoral es el diseño de antenas de bajo perfil, alta ganancia, duales en polarización y de gran ancho de banda. El funcionamiento debe ser similar al de las lentes dieléctricas clásicas. Las bandas de funcionamiento de las antenas serán las de microondas y milimétricas con el objetivo de que puedan ser utilizadas en los nuevos sistemas 5G, y en los sistemas de comunicaciones para satélites en banda Ku y Ka.

Para alcanzar el objetivo general podemos dividir el trabajo en los siguientes objetivos parciales:

- Analizar y proponer métodos para el control de la constante de propagación de las ondas utilizando estructuras metálicas.
- Estudiar la posibilidad de utilizar Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS) como elementos básicos para el diseño de las lentes.
- Utilizar simuladores electromagnéticos, optimizando los tiempos de análisis y síntesis, mediante el uso de herramientas avanzadas como los modos de Floquet.
- Proponer soluciones para el control local de fase en las estructuras periódicas.
- Diseñar alimentadores primarios de gran pureza de polarización y eficiencia para alimentar las lentes.
- Proponer varios prototipos que demuestren de forma práctica la viabilidad de los modelos teóricos.
- Presentar los avances de la tesis a la comunidad científica en comunicaciones a congresos y en revistas de alto índice de impacto.

1.4. Organización de la tesis

Las estructuras que se van a desarrollar en esta Tesis Doctoral constan de una lente plana, diseñada haciendo uso de una FSS, iluminada por un

alimentador primario. Para presentar estos diseños se ha organizado la tesis de la siguiente manera:

En el capítulo 2 se estudian las Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS). Comenzaremos con una breve reseña históricas de las FSS y de las aplicaciones más relevantes en el área de las telecomunicaciones. A continuación, se describen las ecuaciones electromagnéticas para modelar las estructuras continuas homogéneas. Este estudio servirá de partida para el análisis de estructuras periódicas, las cuales son el objetivo principal de este capítulo. Para analizar las estructuras periódicas se utilizará una serie infinita de modos de Floquet. Para finalizar con este capítulo estudiaremos la respuesta en frecuencia de las celdas unidad más básicas de una capa.

Tradicionalmente, las FSS clásicas son estructuras bidimensionales. El inconveniente que presentan estas estructuras es la poca corrección de fase que ofrecen para el diseño de lentes. Para solventar este inconveniente, en el capítulo 3 se presenta un método simple de análisis de estructuras FSS 3D, o FSS multicapa, con el objetivo de conseguir el ajuste de fase necesario para el diseño de las lentes planas de microondas. El comportamiento electromagnético de las FSS multicapa es equivalente al de las lentes realizadas con guía de ondas. Para demostrar esto, en primer lugar, se analizará la constante de propagación de guías de ondas con la misma sección que las celdas del primer capítulo. A continuación, se estudiarán diferentes cargas para mejorar el control de fase. Para finalizar este capítulo, se presentará el desfase máximo en función del número de capas y de los parámetros geométricos de las celdas.

En el capítulo 4 se presentará un alimentador de bajo perfil y alta pureza de polarización con el objetivo de iluminar de forma apropiada la lente. Primero presentaremos una visión general de las aperturas básicas con sus características de radiación. Estas aperturas presentan una buena directividad y bajos niveles de polarización cruzada. No obstante, son estructuras largas y, por tanto, no son apropiadas para aplicaciones de bajo perfil. En esta investigación proponemos como alternativa una bocina con corrugaciones radiales de bajo perfil que combina diferentes técnicas empleadas en el diseño de bocinas híbridas.

En el capítulo 5 se diseñarán lentes con las celdas propuestas en el capítulo 3. Para ello, en primer, lugar realizaremos una clasificación de las lentes de microondas. Posteriormente presentaremos 4 propuestas de lentes diseñadas con diferentes celdas unidad. Para diseñar estas lentes se ajustará el periodo y los elementos de sintonía de cada una de las celdas que componen las lentes para poder realizar el control de fase apropiadamente. Finalmente, se presentarán los resultados medidos de los distintos prototipos fabricados.

Capítulo 2

Superficies Selectivas en Frecuencia

Las superficies selectivas en frecuencia (FSS, de sus siglas en inglés, *Frequency Selective Surfaces*) son estructuras periódicas que presentan unas determinadas características de transmisión, reflexión o absorción en función de la frecuencia y polarización de las ondas incidentes. Las FSS se forman mediante repeticiones de una celda unidad en una o varias dimensiones, dando lugar a FSS 2D o 3D.

La geometría, periodicidad y materiales de la celda unidad definen la respuesta en frecuencia de las FSS. Las estructuras más habituales en la literatura son planas, con periodicidad en dos dimensiones para mantener un bajo perfil, y suelen combinar materiales metálicos y dieléctricos [27]. Debido a su respuesta en frecuencia, las FSS se suelen considerar como filtros espaciales [72]. Diseñando apropiadamente la celda unidad se pueden obtener respuestas en frecuencia como las de cualquier tipo de filtro.

Las FSS se analizan a partir de la incidencia de una onda plana en la celda unidad con condiciones de periodicidad infinita. Analizando la onda transmitida y reflejada se puede determinar qué cambio en amplitud y fase sufre la onda incidente a cada frecuencia. Estos cambios han permitido utilizar las FSS en una gran variedad de aplicaciones, tanto del campo de las microondas, como de la óptica. En todas ellas, y de forma general, las propiedades más demandadas han sido el bajo perfil, la periodicidad reducida, la estabilidad angular, la doble polarización, y la facilidad de construcción.

El objetivo de este capítulo es revisar el análisis de las FSS, así como la respuesta en frecuencia de las celdas unidad más habituales. Además, al final del capítulo se propone el uso de geometrías menos convencionales capaces de proporcionar respuestas en frecuencia muy interesantes.

Para ello, en primer lugar, realizaremos una breve descripción de las ecua-

ciones de Maxwell. Estas ecuaciones sirven de base para el análisis de estructuras homogéneas utilizando la solución con potenciales vectoriales del campo eléctrico y magnético. Estas soluciones se utilizarán para el análisis de estructura periódicas. Para ello, analizaremos las estructuras periódicas mediante la expansión en modos TE y TM de Floquet. Por último, se describirán y clasificarán las celdas unidad básicas, y se propondrán celdas unidad más avanzadas con respuestas en frecuencia de doble banda y doble polarización.

2.1. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell rigen el comportamiento de las ondas electromagnéticas, y son el fundamento del desarrollo de las telecomunicaciones y de otras disciplinas de la física. Las ecuaciones de Maxwell en su forma armónica son las siguientes:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.2)$$

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

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

La ecuación (2.1) es la ley de inducción electromagnética de Faraday, la ecuación (2.2) es la ley de Ampère generalizada, y las ecuaciones (2.3) y (2.4) son las leyes de Gauss para campos eléctricos y campos magnéticos. En la ecuaciones de Maxwell aparecen las distribuciones de carga (ρ) y de corriente \vec{J} , por lo que la ecuación de continuidad (2.5) está implícita en ellas.

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

La ecuación de continuidad se deduce a partir de la divergencia de la ley de Ampère. Las ecuaciones (2.1)–(2.5) son las leyes fundamentales que gobiernan el comportamiento de los campos electromagnéticos en cualquier medio. En medios materiales, los campos electromagnéticos (\vec{E} , \vec{H}) y las inducciones (\vec{D} , \vec{B}) se relacionan mediante la permitividad eléctrica (ϵ) y la permeabilidad magnética (μ) de la siguiente manera:

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (2.7)$$

2.2. Estructuras continuas

Las ecuaciones de Maxwell permiten resolver directamente problemas electromagnéticos con condiciones de contorno. En la práctica, sin embargo, es más sencillo utilizar un procedimiento de dos pasos que permita simplificar la resolución del problema. El primero paso consiste en encontrar los potenciales vectoriales eléctrico (\vec{F}) o magnético (\vec{A}) aplicando las condiciones de contorno. El segundo paso es determinar los campos electromagnéticos a través de los potenciales vectoriales. En esta sección se resuelven las ecuaciones de Maxwell en una región sin fuentes para el caso de estructuras continuas. En primer lugar, se deducen los campos eléctricos y magnéticos utilizando los potenciales vectoriales [73] y, a continuación, se hallan las soluciones TE y TM de los campos electromagnéticos.

El campo eléctrico total para $\vec{J} = \vec{M} = 0$ es la superposición de los potenciales vectoriales [74], quedando como:

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla\cdot\vec{A}) - \frac{1}{\epsilon}\nabla\times\vec{F} \quad (2.8)$$

De forma similar, superponiendo los potenciales vectoriales, obtenemos el campo magnético total:

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mu}\nabla\times\vec{A} - j\omega\vec{F} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla\cdot\vec{F}) \quad (2.9)$$

2.2.1. Solución con los potenciales escalares: Modos TE y TM

La solución de las ecuaciones de Maxwell, tras aplicar las condiciones de contorno, se puede descomponer en la suma ponderada de tres tipos de soluciones, o modos, ortogonales [75]. Estos modos se hallan con respecto a una determinada dirección del espacio, de tal forma que podemos tener modos TEM, TE y TM. En los modos TEM (transversales electromagnéticos), tanto las componentes del campo eléctrico como las componentes del campo magnético son transversales a la dirección de referencia escogida, en los modos TE (transversales eléctricos) las componentes de campo eléctrico son transversales a la dirección de referencia, y en los modos TM (transversales magnéticos) las componentes de campo magnético son transversales a la dirección de referencia

Para mostrar las soluciones TE y TM en una región continua tomaremos como dirección de referencia el eje z . No consideraremos las soluciones TEM ya que requieren la presencia de dos conductores y no son de interés para esta tesis. Las soluciones TE [76] se derivan a partir de las ecuaciones (2.8) y (2.9), imponiendo que el potencial vector eléctrico solo tenga componente en la dirección de referencia (2.10), y que el potencial vector magnético sea 0 (2.11).

$$\vec{F} = F_z(x, y, z)\hat{z} \quad (2.10)$$

$$\vec{A} = 0 \quad (2.11)$$

A partir de estos potenciales, el campo eléctrico y magnético para los modos TE queda de la siguiente manera:

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon}\nabla \times \vec{F} \quad (2.12)$$

$$\vec{H} = -j\omega\vec{F} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \vec{F}) \quad (2.13)$$

Desarrollando estas expresiones podemos deducir las siguientes componentes de campo eléctrico y magnético:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{1}{\epsilon}\frac{\partial F_z}{\partial y} \\ E_y &= \frac{1}{\epsilon}\frac{\partial F_z}{\partial x} \\ E_z &= 0 \\ H_x &= -j\frac{1}{\omega\mu\epsilon}\frac{\partial^2 F_z}{\partial x\partial z} \\ H_y &= -j\frac{1}{\omega\mu\epsilon}\frac{\partial^2 F_z}{\partial y\partial z} \\ H_z &= -j\frac{1}{\omega\mu\epsilon}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2\right)F_z \end{aligned} \quad (2.14)$$

Para obtener las soluciones TM imponemos los siguientes potenciales vectoriales eléctricos y magnéticos [76]:

$$\vec{A} = A_z(x, y, z) \quad (2.15)$$

$$\vec{F} = 0, \quad (2.16)$$

A partir de estos potenciales, el campo eléctrico y magnético para los modos TM queda de la siguiente manera:

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\nabla \times \vec{A} \quad (2.17)$$

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) \quad (2.18)$$

con los que se pueden deducir las siguientes componentes de campo eléctrico y magnético para los modos TM:

$$\begin{aligned}
 E_x &= -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \\
 E_y &= -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} \\
 E_z &= -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) A_z \\
 H_x &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y} \\
 H_y &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x} \\
 H_z &= 0
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Es importante reseñar que, en cualquier región homogénea sin fuentes, se puede expresar la solución de las ecuaciones de Maxwell como una suma de modos TE y TM, cuyas expresiones de campo eléctrico y magnético son las detalladas en (2.14) y (2.19)

2.2.2. Incidencia de onda plana sobre una superficie plana continua

El campo eléctrico y magnético de una onda plana incidente en una superficie plana puede descomponerse en dos componentes ortogonales, transversal eléctrica (TE) y transversal magnética (TM):

$$\vec{E} = \vec{E}^{TE} + \vec{E}^{TM} \tag{2.20}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{TE} + \vec{H}^{TM} \tag{2.21}$$

La componente TE de la onda plana es aquella cuyo vector de campo eléctrico \vec{E}^{TE} es perpendicular a la dirección de propagación y al plano de incidencia, mientras que la componente TM es aquella cuyo vector de campo magnético \vec{H}^{TM} es perpendicular a la dirección de propagación y al plano de incidencia. Esta descomposición permite analizar la incidencia de una onda plana en una superficie plana como dos problemas independientes, TE y TM.

2.2.2.1. Incidencia de ondas TE

Consideramos una onda plana propagándose en un medio isotrópico denominado como región 0 con permitividad ϵ_0 y permeabilidad μ_0 , que incide

sobre otro medio denominado como región 1 con permitividad ϵ_t y permeabilidad μ_t , tal y como se muestra en la figura 2.1. El plano de incidencia es paralelo al plano XZ , por lo que el campo es independiente de la coordenada y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$). La dirección de propagación \vec{k} de la onda plana está contenida en el plano XZ , mientras que el campo eléctrico es perpendicular al plano XZ (incidencia TE).

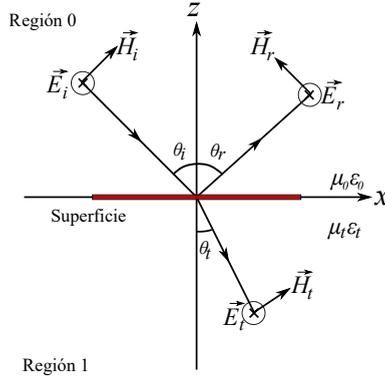


Figura 2.1: Incidencia de una onda plana TE en un medio μ_t y ϵ_t

En la región 0, el campo eléctrico y magnético total es la suma de la onda incidente y la onda reflejada. Esta suma se puede expresar de la siguiente forma:

$$E_y^{TE,0} = E_0 \left(R^{TE} e^{jk_z z} + e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x} \quad (2.22)$$

$$H_x^{TE,0} = -\frac{k_z}{\omega \mu_0} E_0 \left(R^{TE} e^{jk_z z} - e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x} \quad (2.23)$$

$$H_z^{TE,0} = \frac{k_x}{\omega \mu_0} E_0 \left(R^{TE} e^{jk_z z} + e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x} \quad (2.24)$$

donde E_0 es la amplitud de la onda incidente y R^{TE} es el coeficiente de reflexión del campo. La exponencial que expresa la propagación en el eje z de la onda plana reflejada en (2.22)-(2.24) tiene un signo distinto de la exponencial de la onda incidente para indicar que las ondas se propagan en direcciones opuestas en el eje de z . La relación entre las constantes k_x y k_z es la siguiente:

$$k_x^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \quad (2.25)$$

En la región 1 solo existe una onda transmitida, cuyas expresiones de campo eléctrico y magnético son:

$$E_y^{TE,1} = T^{TE} E_0 e^{j(k_x x - k_{z,t} z)} \quad (2.26)$$

$$H_x^{TE,1} = \frac{k_{z,t}}{\omega \mu_t} T^{TE} E_0 e^{j(k_x x - k_{z,t} z)} \quad (2.27)$$

$$H_z^{TE,1} = \frac{k_x}{\omega \mu_t} T^{TE} E_0 e^{j(k_x x - k_{z,t} z)} \quad (2.28)$$

donde T^{TE} es el coeficiente de transmisión, y la relación de dispersión es la siguiente:

$$k_x^2 + k_{z,t}^2 = k_t^2 = \omega^2 \mu_t \epsilon_t \quad (2.29)$$

En la frontera de la superficie incidente ($z = 0$) las componentes tangenciales de campo eléctrico y magnético deben ser continuas. Si imponemos esta condición de continuidad, obtenemos las siguientes relaciones:

$$R^{TE} + 1 = T^{TE} \quad (2.30)$$

$$\frac{k_z}{\mu_0} (R^{TE} - 1) = \frac{k_{z,t}}{\mu_t} \quad (2.31)$$

Simplificando las ecuaciones (2.30) y (2.31) podemos deducir los siguientes coeficientes de reflexión y transmisión:

$$R^{TE} = \frac{1 - \Gamma^{TE}}{1 + \Gamma^{TE}} \quad (2.32)$$

$$T^{TE} = \frac{2}{1 + \Gamma^{TE}} \quad (2.33)$$

donde Γ^{TE} está definido como:

$$\Gamma^{TE} = \frac{\mu_0 k_{z,t}}{\mu_t k_z} \quad (2.34)$$

2.2.2.2. Incidencia de ondas TM

La figura 2.2 muestra un esquema análogo al de la figura 2.1 pero considerando la incidencia de una onda TM. De forma dual al caso de incidencia TE, podemos expresar el campo en las dos regiones a partir del coeficiente de reflexión (R^{TM}) y de transmisión T^{TM} para ondas TM.

El campo eléctrico y magnético en la región 0 viene dado por:

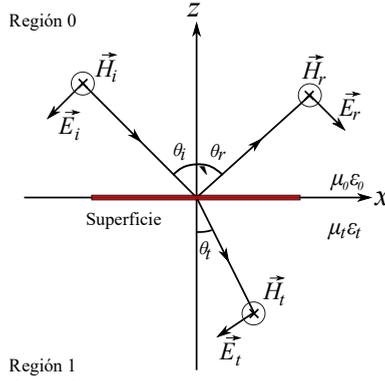


Figura 2.2: Incidencia de una onda plana TM en un medio μ_t y ϵ_t

$$H_y^{TM,0} = E_0 \left(R^{TM} e^{jk_z z} + e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x} \quad (2.35)$$

$$E_x^{TM,0} = \frac{k_z}{\omega \epsilon_0} E_0 \left(R^{TM} e^{jk_z z} - e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x} \quad (2.36)$$

$$E_z^{TM,0} = -\frac{k_x}{\omega \epsilon_0} E_0 \left(R^{TM} e^{jk_z z} + e^{-jk_z z} \right) e^{jk_x x}, \quad (2.37)$$

mientras que en la región 1 es:

$$H_{ty}^{TM,1} = T^{TM} E_0 e^{j(k_x x - k_z z)} \quad (2.38)$$

$$E_{tx}^{TM,1} = -\frac{k_{tz}}{\omega \mu_t} T^{TM} E_0 e^{j(k_x x - k_z z)} \quad (2.39)$$

$$E_{tz}^{TM,1} = -\frac{k_x}{\omega \mu_t} T^{TM} E_0 e^{j(k_x x - k_z z)} \quad (2.40)$$

Imponiendo la condición de continuidad de las componentes tangenciales en $z = 0$, obtenemos las siguientes relaciones para los coeficientes de reflexión y transmisión:

$$R^{TM} = \frac{1 - \Gamma^{TM}}{1 + \Gamma^{TM}} \quad (2.41)$$

$$T^{TM} = \frac{2}{1 + \Gamma^{TM}}, \quad (2.42)$$

donde Γ^{TM} para la incidencia TM está definido como:

$$\Gamma^{TM} = \frac{\epsilon_0 k_{z,t}}{\epsilon_t k_z} \quad (2.43)$$

2.3. Estructuras periódicas

Las estructuras periódicas se forman mediante repeticiones de una celda unidad en una o varias dimensiones. La figura 2.3 muestra un ejemplo de estructura periódica en una dimensión con periodo a . En este caso, la celda unidad es la estructura ubicada en el origen de coordenadas.

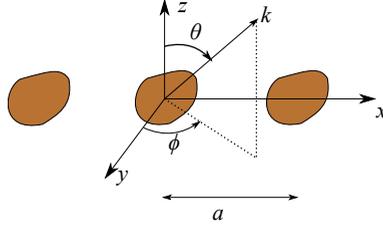


Figura 2.3: Agrupación periódica 1D

Las estructuras periódicas se utilizan en multitud de aplicaciones de electromagnética como, por ejemplo, para diseñar medios artificiales, redes de difracción o filtros de microondas. Estas estructuras se suelen analizar considerando condiciones de periodicidad infinita, de tal forma que basta con analizar la celda unidad de la estructura periódica para conocer el comportamiento de toda la estructura. Para que este análisis sea correcto, el periodo de repetición debe coincidir con el tamaño de la celda unidad.

Para analizar la celda unidad de una estructura periódica se utiliza el teorema de Floquet. Según este teorema, cualquier función periódica puede ser expandida como una superposición infinita de armónicos de Floquet, formando lo que se conoce como serie de Floquet. Esta serie se puede deducir a partir de la serie de Fourier de una estructura periódica, por lo que comenzaremos desarrollando esta serie para pasar posteriormente a la expansión de la serie de Floquet bidimensional.

2.3.1. Análisis de una superficie periódica mediante series de Fourier

Las series de Floquet se deducen a partir de la serie de Fourier de una función periódica. Por ello, en primer lugar, necesitamos expresar una función periódica $g(x)$ con periodicidad a en función de la celda unidad $f(x)$ de la siguiente manera:

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(x - na) \quad (2.44)$$

La transformada de Fourier de $g(x)$ se puede expresar como:

$$\tilde{g}(k_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{jk_x x} dx \quad (2.45)$$

Sustituyendo $g(x)$ de (2.44) en (2.45) obtenemos:

$$\tilde{g}(k_x) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - na) e^{jk_x x} dx \quad (2.46)$$

Si aplicamos el teorema de desplazamiento en (2.46), y sustituyendo $(x - na)$ por x , el resultado es la siguiente serie infinita:

$$\tilde{g}(k_x) = \tilde{f}(k_x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jnk_x a} \quad (2.47)$$

La serie infinita de exponenciales en (2.47) se puede reemplazar por una serie infinita de funciones delta de Dirac utilizando la siguiente relación:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jnk_x a} = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - \frac{2n\pi}{a}\right) \quad (2.48)$$

En la identidad (2.48) podemos aplicar directamente la sumatoria de Poisson [77]. Sustituyendo la ecuación (2.48) en la ecuación (2.47) obtenemos:

$$\tilde{g}(k_x) = \frac{2\pi}{a} \tilde{f}(k_x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - \frac{2n\pi}{a}\right) \quad (2.49)$$

La transformada de Fourier inversa de $\tilde{g}(k_x)$ en su forma integral se define como:

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k_x) e^{-jk_x x} dk_x, \quad (2.50)$$

por lo que, sustituyendo (2.49) en (2.50), y simplificando el resultado, obtenemos:

$$g(x) = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}\left(\frac{2n\pi}{a}\right) e^{-j\frac{2n\pi x}{a}} \quad (2.51)$$

Esta expresión es la expansión en serie de Fourier de la función periódica $g(x)$.

2.3.2. Modos de Floquet en superficies periódicas 2D

La teoría de Floquet se presentó en 1883 en un artículo sobre ecuaciones diferenciales unidimensionales con coeficientes que cambian periódicamente cuyas soluciones también son periódicas [78]. En 1929, Bloch, en un artículo sobre mecánica cuántica [79], demostró que cualquier función de onda periódica se puede escribir como una onda plana multiplicada por una función periódica con el mismo periodo que la estructura. El teorema de Bloch se puede considerar como el teorema de Floquet para aplicaciones multidimensionales.

La expansión en ondas planas, también conocida como funciones de Bloch, se utiliza en múltiples áreas, como mecánica cuántica, óptica [80] o física [81]. En el ámbito electromagnético, esta expansión se suele conocer como modos, o armónicos, de Floquet. En esta área, estos modos se utilizan para analizar estructuras periódicas, cuyas soluciones de campo electromagnético se conocen como modos de Floquet [82]. El teorema de Floquet relaciona el campo, o la distribución de corrientes, en una celda, con el campo, o la distribución de corrientes, en las celdas adyacentes en una agrupación periódica [83]. El campo, o la corriente, en cualquier punto de una celda tiene el mismo valor que en el mismo punto de las celdas adyacentes, pero con un factor de fase.

La serie de Floquet es la base fundamental del análisis electromagnético de estructuras periódicas. Cualquier función periódica $h(x)$ puede ser representada como una suma infinita de armónicos de Floquet. La estructura periódica de la figura 2.4 es periódica en la dirección de los ejes x e y , con periodo a y b , respectivamente. Para el análisis de esta estructura periódica vamos a suponer que está iluminada por una onda plana cuyo vector de onda k se propaga en la dirección (θ_0, ϕ_0) .

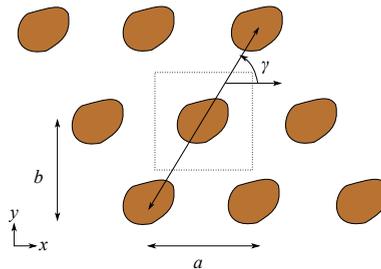


Figura 2.4: Agrupación genérica de estructuras periódica en dos dimensiones

Consideramos la función periódica $h(x, y)$ de dos variables independiente x e y definida como:

$$h(x, y) = \sum_m \sum_n f(x - x_{mn}, y - y_{mn}) e^{-j(k_{x0}x_{mn} + k_{y0}y_{mn})}, \quad (2.52)$$

para $-\infty < m < \infty$ y $-\infty < n < \infty$, donde (x_{mn}, y_{mn}) es la posición de los elementos discretos en el plano XY , y k_{x0} y k_{y0} son constantes que indican el cambio de fase discreto entre celdas adyacentes en función de la dirección de la onda plana incidente (θ_0, ϕ_0) .

La posición de las celdas en la figura 2.4 (x_{mn}, y_{mn}) se puede expresar en función del ángulo de la agrupación γ de la siguiente manera:

$$x_{mn} = ma + \frac{nb\pi}{\tan \gamma} \quad (2.53)$$

$$y_{mn} = nb \quad (2.54)$$

donde m y n son números enteros. Si $\gamma = 90^\circ$, la agrupación se reduce a una distribución rectangular.

Para deducir la expansión en serie de Floquet de $h(x, y)$ primero debemos expresar la transformada de Fourier de $h(x, y)$ como:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (2.55)$$

Sustituyendo (2.52) en (2.55) obtenemos:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_m \sum_n e^{-j(k_{x0}x_{mn} + k_{y0}y_{mn})} \left[\int_x \int_y f(x - x_{mn}, y - y_{mn}) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \right] \quad (2.56)$$

Realizando el cambio de variables: $x' = x - x_{mn}$ e $y' = y - y_{mn}$ en (2.56) obtenemos:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \tilde{f}(k_x, k_y) \sum_m \sum_n e^{j[x_{mn}(k_x - k_{x0}) + y_{mn}(k_y - k_{y0})]}, \quad (2.57)$$

donde $\tilde{f}(k_x, k_y)$ está definida como:

$$\tilde{f}(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_x \int_y f(x', y') e^{j[k_x x' + k_y y']} dx dy$$

Sustituyendo la ecuación (2.53) y (2.54) en la ecuación (2.57) obtenemos:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \tilde{f}(k_x, k_y) \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jma(k_x - k_{x0})} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{[jnb(k_y - k_{y0} + \frac{k_x - k_{x0}}{\tan \gamma})]} \quad (2.58)$$

Aplicando la relación definida en (2.48) podemos sustituir las exponenciales en (2.58) por deltas de Dirac de la siguiente forma:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \tilde{f}(k_x, k_y) \frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - k_{x0} - \frac{2m\pi}{a}\right) \frac{2\pi}{b} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_y - k_{y0} + \frac{k_x - k_{x0}}{\tan \gamma} - \frac{2n\pi}{b}\right) \quad (2.59)$$

Por definición, la función Delta de Dirac es cero para todo los valores menos en $k_x = k_{x0} + \frac{2m\pi}{a}$, por lo cual podemos sustituir en el segundo sumatorio:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \tilde{f}(k_x, k_y) \frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - k_{x0} - \frac{2m\pi}{a}\right) \frac{2\pi}{b} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_y - k_{y0} + \frac{2m\pi}{a \tan \gamma} - \frac{2n\pi}{b}\right) \quad (2.60)$$

sustituyendo la expresión del sumatorio en la ecuación (2.57) obtenemos:

$$\tilde{h}(k_x, k_y) = \frac{4\pi^2}{ab} \tilde{f}(k_x, k_y) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - k_{x0} - \frac{2m\pi}{a}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_y - k_{y0} + \frac{2m\pi}{a \tan \gamma} - \frac{2n\pi}{b}\right) \quad (2.61)$$

La transformada de Fourier inversa de $\tilde{f}(k_x, k_y)$ está definida como:

$$h(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.62)$$

Sustituyendo (2.59) en (2.62) obtenemos la siguiente expansión en serie de Floquet de la función bidimensional $h(x, y)$:

$$h(x, y) = \frac{4\pi^2}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn}) e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y)}, \quad (2.63)$$

donde k_{xmn} y k_{ymn} son los números de onda para los que la delta de Dirac no se anula en la ecuación (2.61), es decir:

$$k_{xmn} = k_{x0} + \frac{2m\pi}{a} \quad k_{ymn} = k_{y0} - \frac{2m\pi}{b \tan \gamma} + \frac{2n\pi}{b} \quad (2.64)$$

En el término de la derecha de la ecuación (2.63), $\tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn})$ representa los coeficientes de amplitud compleja, y $e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y)}$ los términos exponenciales de los armónicos de Floquet.

2.3.3. Soluciones TE y TM para estructuras periódicas: Modos de Floquet

Como ocurre para las estructuras continuas, el análisis electromagnético de estructuras periódicas resulta más sencillo si descomponemos la solución en dos modos ortogonales. Para ello consideramos la incidencia en la estructura periódica de dos ondas planas, TE_z y TM_z , transversales con respecto al eje z . Al tratarse de estructuras periódicas, estas soluciones se conocen como modos de Floquet TE_z y TM_z . A continuación, se deducen ambas soluciones.

2.3.3.1. Modos Floquet TE_z

Por definición, los modos TE_z no tiene componente de campo eléctrico en el eje z [76]. De esta manera, las distintas componentes del campo eléctrico y magnético de los modos TE_z se pueden generar considerando que el vector potencial \vec{F} solo tiene componente z [74]:

$$\vec{F} = F_z(x, y, z) \hat{z} \quad (2.65)$$

donde F_z debe satisfacer la ecuación de onda escalar:

$$\nabla^2 F_z(x, y, z) + \beta^2 F_z(x, y, z) = 0 \quad (2.66)$$

La ecuación (2.66) se resuelve utilizando el método de separación de variables [84]. La solución en coordenadas cartesianas se puede expresar en función de los armónicos de Floquet de la siguiente forma:

$$\vec{F} = C_{TE} e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \hat{z} \quad (2.67)$$

donde C_{TE} es una constante, y k_{xmn} y k_{ymn} son los números de onda para el modo de Floquet TE_{zmn} , definidos en las ecuaciones (2.64) para la estructura

periódica genérica definida en la figura 2.4 cuyos parámetros geométricos más importantes son a , b , γ . En (2.64), las constantes k_{x0} y k_{y0} están relacionadas con el ángulo de incidencia de la onda plana incidente (θ, ϕ) como:

$$k_{x0} = k_0 \sin \theta \cos \phi \quad k_{y0} = k_0 \sin \theta \sin \phi \quad (2.68)$$

siendo k_0 el número de onda en el espacio libre. El número de onda en la dirección z (k_{zmn}) viene dado por:

$$k_{zmn} = \sqrt{k_0^2 - k_{xmn}^2 - k_{ymn}^2} \quad (2.69)$$

Si k_{zmn} es real, el modo se propaga, mientras que si k_{zmn} es imaginario, el modo es evanescente. Las componentes de campo eléctrico del modo TE_{zmn} se obtienen a partir ecuación (2.12), obteniendo:

$$\vec{E} = jC_{TE}(k_{xmn}\hat{x} - k_{ymn}\hat{y})e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \quad (2.70)$$

Los componentes de campo magnético se pueden obtener a partir de la ecuación de Maxwell 2.1:

$$\vec{H} = jC_{TE} \frac{k_{zmn}}{\omega\mu} \left(k_{xmn}\hat{x} + k_{ymn}\hat{y} - \frac{k^2 - k_{zmn}^2}{k_{zmn}} \hat{z} \right) e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \quad (2.71)$$

donde la constante C_{TE} para una celda $a \times b$ es [85]:

$$C_{TE} = \frac{1}{j\sqrt{ab}(k_0^2 - k_{zmn}^2)} \quad (2.72)$$

2.3.3.2. Modos Floquet TM_z

El campo eléctrico y magnético para una incidencia TM_z se puede obtener considerando que el potencial vector magnético \vec{A} solo tiene componente z [74]:

$$\vec{A} = A_z(x, y, z)\hat{z} \quad (2.73)$$

donde A_z debe satisfacer la ecuación de onda escalar:

$$\nabla^2 A_z(x, y, z) + \beta^2 A_z(x, y, z) = 0 \quad (2.74)$$

Utilizando el método de separación de variables como para el caso TE_z , podemos expresar la solución de la ecuación de onda escalar para el caso TM_z en función de los armónicos de Floquet en coordenadas cartesianas de la siguiente manera:

$$\vec{A} = C_{TM} e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \hat{z} \quad (2.75)$$

donde C_{TM} es una constante. Las componentes de campo eléctrico y magnético del modo Floquet TM_z se obtienen a partir de la ecuación (2.9) con $\vec{F} = 0$.

Siguiendo un procedimiento similar al del caso TE_z podemos llegar a obtener las siguientes expresiones de campo eléctrico y magnético para los modos de Floquet TM_{zmn}

$$\vec{H} = -jC_{TM}(k_{xmn}\hat{x} - k_{ymn}\hat{y})e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \quad (2.76)$$

$$\vec{E} = jC_{TM} \frac{k_{zmn}}{\omega\mu} \left(k_{xmn}\hat{x} + k_{ymn}\hat{y} - \frac{k^2 - k_{zmn}^2}{k_{zmn}} \hat{z} \right) e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y + k_{zmn}z)} \quad (2.77)$$

donde la constante C_{TM} para una celda $a \times b$ es [85]:

$$C_{TM} = \frac{1}{j\sqrt{ab(k_0^2 - k_{zmn}^2)}} \quad (2.78)$$

2.3.4. Análisis de problemas canónicos

En la sección anterior hemos estudiado la solución de la ecuación de onda para estructuras genéricas. La interpretación física de esta solución, sin embargo, puede ser complicada. Por ello, en esta sección vamos a estudiar la interpretación física de la solución para dos estructuras periódicas canónicas. En primer lugar, veremos una agrupación de corrientes con periodicidad unidimensional, y en el segundo caso una agrupación de corrientes con periodicidad en dos dimensiones.

2.3.4.1. Agrupación unidimensional de corrientes

El campo electromagnético radiado por una agrupación infinita de corrientes se puede representar por una serie de Floquet, dando lugar a lo que se conoce como fuentes de Floquet. En nuestro caso, estas fuentes están localizadas en el plano $z = 0$, como se puede observar en la figura 2.5. Las corrientes, de periodo a , están orientadas según el eje y y tienen una distribución de pesos uniforme. La ecuación (2.52) muestra la expresión matemática de estas corrientes, donde φ es la fase progresiva de los distintos elementos.

$$\vec{J} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f(x - ma) e^{-jm\varphi} \hat{y} \quad (2.79)$$

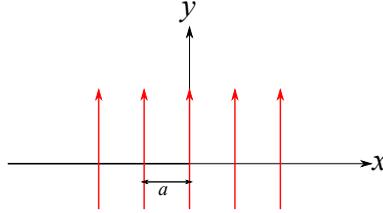


Figura 2.5: Agrupación lineal de corrientes orientadas según el eje y con periodo a .

El potencial vector magnético generado en este caso es $\vec{A} = \hat{y}A_y$, donde A_y satisface la ecuación de onda para el potencial vector magnético [74]. Sustituyendo la ecuación (2.79) en el potencial vector magnético [74]:

$$\nabla^2 A_y + k_0^2 A_y = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} f(x - ma) e^{-jm\varphi} \quad (2.80)$$

La expansión en serie de Floquet de la ecuación (2.63) para el caso de una dimensión es:

$$h(x) = \frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_{xmn}) e^{-j(k_{xmn}x)} \quad (2.81)$$

donde k_{xmn} , a partir de la ecuación (2.64), es:

$$k_{xmn} = k_{x0} + \frac{2m\pi}{a} \quad (2.82)$$

siendo

$$k_{x0} = \frac{\varphi}{a} \quad (2.83)$$

Sustituyendo $f(x)$ en (2.80) por $h(x)$ obtenemos:

$$\nabla^2 A_y + k_0^2 A_y = -\frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}\left(\frac{2m\pi + \varphi}{a}\right) e^{-j\left(\frac{2m\pi + \varphi}{a}x\right)} \quad (2.84)$$

La solución de esta ecuación diferencial no homogénea se puede expresar como la siguiente serie de Fourier para estructuras periódicas:

$$A_y = \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(z) e^{-j\left(\frac{2m\pi + \varphi}{a}x\right)} \quad (2.85)$$

Sustituyendo (2.85) en (2.84) y desarrollando el laplaciano obtenemos:

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(z) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \\
 & \quad + k_0^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(z) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \\
 & \quad = -\frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \quad (2.86)
 \end{aligned}$$

Aplicando las derivadas parciales de la ecuación (2.86) tenemos:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(-\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)^2 F_m(z) + 0 + \frac{\partial^2 F_m(z)}{\partial z^2} \right) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \\
 & \quad + k_0^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(z) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \\
 & \quad = -\frac{2\pi}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right) e^{-j\left(\frac{2m\pi+\varphi}{a}\right)x} \quad (2.87)
 \end{aligned}$$

siendo:

$$k_{xn} = \frac{2m\pi + \varphi}{a} \quad k_{zm}^2 = k_0^2 - k_{xm}^2 \quad k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

La ecuación (2.87) se puede simplificar con lo que obtenemos:

$$\frac{\partial^2 F_m(z)}{\partial z^2} + k_{zm}^2 F_m(z) = -\frac{2\pi}{a} \tilde{f}(k_{xm}) \quad (2.88)$$

Si la fuente de corriente esta simétricamente localizadas en el espacio libre, la solución de A_y para $z > 0$ es:

$$F_m(z) = \frac{\pi}{ja k_{zm}} \tilde{f}(k_{xm}) e^{-jk_{zm}z} \quad (2.89)$$

y para $z < 0$ es:

$$F_m(z) = \frac{\pi}{ja k_{zm}} \tilde{f}(k_{xm}) e^{jk_{zm}z} \quad (2.90)$$

Por tanto, el potencial vector incógnita A_y en la región $z > 0$ es:

$$A_y = \frac{\pi}{ja} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}(k_{xm})}{k_{zm}} e^{-j(k_{xm}x + k_{zm}z)} \quad (2.91)$$

Para el caso $z < 0$, se cambia el signo del término exponencial de la ecuación 2.91.

Las componentes de campo eléctrico y magnético se pueden deducir utilizando las ecuaciones (2.8) y (2.9) para el caso TM. En concreto, el campo magnético \vec{H} se obtiene de la siguiente manera:

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A}$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{x} + \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial x} \hat{z}$$

obteniendo:

$$H_x = \frac{\pi}{a\mu} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_{xm}) e^{-j(k_{xm}x + k_{zm}z)} \quad (2.92)$$

$$H_z = -\frac{\pi}{a\mu} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{k_{xm} \tilde{f}(k_{xm})}{k_{zm}} e^{-j(k_{xm}x + k_{zm}z)} \quad (2.93)$$

Por otra parte, el campo eléctrico \vec{E} se halla con la siguiente expresión:

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} \hat{x} - \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \hat{y} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \hat{z} \right] \quad (2.94)$$

Sustituyendo H_x y H_z en la ecuación (2.94) obtenemos:

$$\vec{E} = -\frac{\pi}{\omega\mu\epsilon_0 a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_{xm}) \left(\frac{k_{xm}^2}{k_{zm}} + k_{zm} \right) e^{-j(k_{xm}x + k_{zm}z)} \hat{y}$$

Simplificando esta ecuación con $k_{zm}^2 = k_0^2 - k_{xm}^2$, obtenemos la expresión final para el campo eléctrico:

$$\vec{E} = -\frac{\pi\omega}{a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}(k_{xm})}{k_{zm}} e^{-j(k_{xm}x + k_{zm}z)} \hat{y} \quad (2.95)$$

La ecuación (2.95) expresa el campo radiado por una serie infinita de corrientes (2.79) mediante una serie infinita de ondas planas, que satisfacen la ecuación de onda. El término $\frac{\tilde{f}(k_{xm})}{k_{zm}}$ es la amplitud de cada onda plana, o modo, y depende de los pesos de la fuente de corrientes. El término exponencial son los modos de Floquet descritos anteriormente.

La figura 2.6(a) muestra la dirección de propagación de los m modos de Floquet, dada por:

$$\vec{p}_n = k_{xm} \hat{x} + k_{zm} \hat{z} \quad (2.96)$$

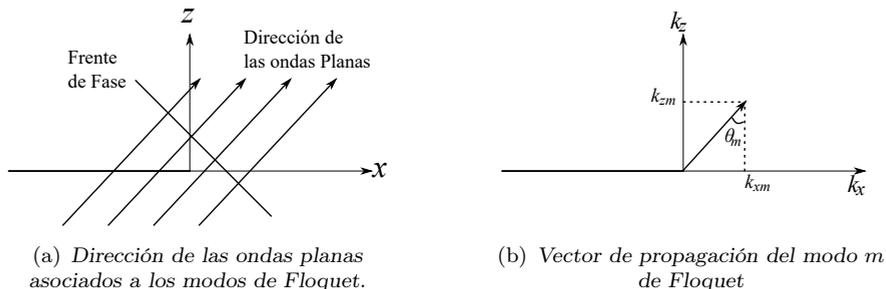


Figura 2.6: Propagación de las ondas planas de los modos de Floquet .

En la figura 2.6(b) se observa el vector de propagación del modo Floquet m , cuyo ángulo es:

$$\tan \theta_m = \frac{k_{xm}}{k_{zm}} = \frac{\frac{2m\pi + \varphi}{a}}{\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2m\pi + \varphi}{a}\right)^2}} \quad (2.97)$$

El modo fundamental de Floquet corresponde a $m = 0$, cuyo ángulo de radiación es:

$$\theta_0 = \arcsin \frac{\varphi}{k_0 a} \quad (2.98)$$

Cuando k_{zm} es real, es decir, cuando $k_0 \geq |(\varphi + 2m\pi)/a|$, el modo de Floquet m se propaga en la dirección del espacio indicada en (2.97), lo que se traduce en lóbulos de difracción en el diagrama de campo eléctrico. Por otra parte, si k_{zm} es imaginario, los modos de Floquet son evanescentes y no contribuyen a la radiación de las fuentes de corriente en la región de campo lejano ya que la propagación decae en z . La figura 2.7 muestra un esquema de este comportamiento para modos con distintas amplitudes según (2.95).

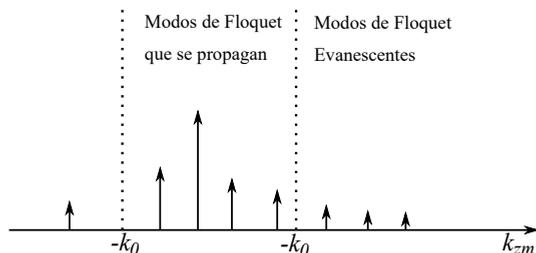


Figura 2.7: Amplitud de los modos de Floquet.

2.3.4.2. Agrupación periódica de dipolos

En esta sección vamos a extender las fuentes de corrientes periódicas a dos dimensiones. En la figura 2.8 se observa la agrupación de corrientes $J(x, y)$ con periodicidad (a, b) ubicada en $z = 0$.

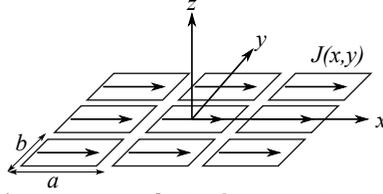


Figura 2.8: Agrupación infinita de corrientes con orientación \hat{x}

Para estas fuentes en dos dimensiones, la corriente superficial se define de la siguiente forma:

$$\vec{J}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(x - x_{mn}, y - y_{mn}) e^{-j(k_{x0}x_{mn} + k_{y0}y_{mn})} \hat{x} \quad (2.99)$$

donde, para una agrupación genérica, a partir de (2.53) y (2.54), x_{mn} y y_{mn} vienen dadas por:

$$x_{mn} = ma + \frac{nb\pi}{\tan \gamma} \quad y_{mn} = nb \quad \text{donde} \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm \infty$$

Expandiendo la ecuación (2.99) en la serie de Floquet (2.63), obtenemos:

$$\vec{J}(x, y) = \frac{4\pi^2}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn}) e^{-j(k_{xmn}x + k_{ymn}y)} \hat{x} \quad (2.100)$$

donde el número de onda está definido por la ecuación (2.64)

$$k_{xmn} = k_{x0} + \frac{2m\pi}{a} \quad k_{ymn} = k_{y0} - \frac{2m\pi}{b \tan \gamma} + \frac{2n\pi}{b}$$

Los campos radiados por la agrupación de corriente bidimensional se determinan considerando que solo tenemos potencial magnético orientado según la dirección de las corrientes (A_x), y resolviendo la siguiente ecuación de Helmholtz para una región con fuentes:

$$\nabla^2 A_x + k_0^2 A_x = -J(x, y) \quad (2.101)$$

Siguiendo el procedimiento de la sección 2.3.4.1, las componentes de campo eléctrico para el caso de una distribución de corrientes bidimensional son [86]:

$$E_x = \frac{2\pi^2}{ab\omega\mu\epsilon_0} \sum_m \sum_n \frac{k_{xmn}k_{ymn}}{k_{zmn}} \tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn}) e^{-j(k_{xmn}x+k_{ymn}y+k_{zmn}z)} \quad (2.102a)$$

$$E_y = -\frac{2\pi^2}{ab\omega\mu\epsilon_0} \sum_m \sum_n \frac{k_0^2 - k_{ymn}^2}{k_{zmn}} \tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn}) e^{-j(k_{xmn}x+k_{ymn}y+k_{zmn}z)} \quad (2.102b)$$

$$E_z = \frac{2\pi^2}{ab\omega\mu\epsilon_0} \sum_m \sum_n k_{ymn} \tilde{f}(k_{xmn}, k_{ymn}) e^{-j(k_{xmn}x+k_{ymn}y+k_{zmn}z)} \quad (2.102c)$$

La dirección de propagación de las ondas planas asociadas a cada modo de Floquet (m, n) es:

$$\vec{p}_{mn} = k_{xmn}\hat{x} + k_{ymn}\hat{y} + k_{zmn}\hat{z} \quad (2.103)$$

El ángulo de radiación (θ_{mn}, ϕ_{mn}) correspondiente al modo de Floquet (m, n) en coordenadas esféricas viene dado por:

$$\begin{aligned} k_{xmn} &= k_0 \sin \theta_{mn} \cos \phi_{mn} \\ k_{ymn} &= k_0 \sin \theta_{mn} \sin \phi_{mn} \\ k_{zmn} &= k_0 \cos \theta_{mn} \end{aligned} \quad (2.104)$$

A partir de estas ecuaciones se puede deducir que los modos de Floquet son ondas planas que se propagan cuando se cumple la siguiente condición:

$$k_{xmn}^2 + k_{ymn}^2 \leq k_0^2, \quad (2.105)$$

en caso contrario, los modos de Floquet son ondas planas evanescentes.

La propagación de los modos de Floquet depende de la periodicidad y del orden del modo. Típicamente, se propaga un número finito de modos de Floquet y el resto se desvanece. El modo fundamental de Floquet es el lóbulo principal del diagrama de radiación generado por las fuentes de corrientes, y el resto de los modos en propagación son lóbulos de difracción.

En esta sección hemos desarrollado las soluciones de la ecuación de onda para dos agrupaciones canónicas. Sin embargo, en la práctica, las estructuras periódicas son mucho más complejas, por lo que se requiere el uso de métodos

numéricos avanzados para deducir su comportamiento. En la siguiente sección haremos una breve reseña de los diferentes métodos que se pueden utilizar para analizar estructuras periódicas.

2.3.5. Análisis práctico de estructuras periódicas

El análisis eficiente de las superficies selectivas en frecuencia depende en gran medida de la geometría de la celda unidad. Las geometrías canónicas permiten estudios analíticos de la transmisión y reflexión de las estructuras. Sin embargo, para geometrías más complejas, necesitamos emplear métodos de análisis avanzados que permitan tener en cuenta la geometría exacta bajo estudio.

En la literatura se pueden encontrar diferentes métodos para analizar el comportamiento electromagnético de estructuras periódicas arbitrarias. Una de las primeras técnicas que se presentó para analizar FSS fue el método de los modos acoplados. Este método realiza una expansión modal del campo electromagnético de la estructura. Wexler [87] desarrolló este método para analizar bifurcaciones de guías de ondas, donde los campos a cada lado de la discontinuidad se expresan en función de los modos de la guía de onda. Para ello se iguala la expansión del campo en cada región de la discontinuidad, teniendo en cuenta las condiciones de contorno de cada región.

En el caso de las estructuras periódicas, los campos de la celda unidad se expanden en función de los modos de Floquet [88]. Utilizando funciones base y test apropiadas, la matriz del sistema se puede simplificar enormemente. La principal incógnita del sistema son las amplitudes de la expansión del campo para las estructuras periódicas, donde las funciones bases y test utilizadas son los autovalores de las estructuras periódicas. Los coeficientes de transmisión y reflexión se definen en función de las amplitudes de los campos, por lo que se obtienen directamente de la matriz de dispersión utilizando análisis de redes.

Otro método muy utilizado para analizar las FSS es el modelo del circuito equivalente. Este método fue presentado por McFarlane en 1946 [89], donde demostró que las agrupaciones en paralelo de hilos metálicos se pueden analizar utilizando un modelo de línea de transmisión, donde los hilos son modelados como una impedancia y el medio homogéneo como una línea de transmisión infinita. Más tarde, Wait [90], a partir del modelo propuesto por McFarlane, analizó las propiedades de transmisión y reflexión de una agrupación de hilos metálicos en un medio dieléctrico; y Ulrich [91] incluyó en el circuito equivalente las pérdidas por absorción, representadas por una impedancia adicional. En general, los circuitos equivalentes propuestos son en régimen quasi-estático, donde los hilos presentan un comportamiento inductivo y los parches un comportamiento capacitivo.

Los circuitos equivalentes modelan con precisión las estructuras metálicas periódicas, delgadas y perfectamente conductoras, donde las dimensiones son menores que la longitud de onda de la onda incidente. Cuando las frecuencias son superiores a la resonancia por la periodicidad, estos modelos fallan debido a que no tienen en cuenta las resonancias de orden superior de las estructuras. La precisión de las capacitancias y de las inductancias equivalentes se pueden mejorar teniendo en cuenta términos de orden superior [92]. Sin embargo, los circuitos equivalentes se utilizan como punto de partida para observar los efectos de cualquier parámetro de la estructura de forma rápida. Los modelos para estructuras complejas, como anillos [93] o cruces de Jerusalén [94], fueron propuestos por Langley a partir de un estudio empírico de las inductancias y capacitancias de la celda unidad. El gran problema del método del circuito equivalente es que no es capaz de predecir la polarización cruzada, y que, aunque han sido útiles para analizar estructuras con ángulos de incidencia menores de 45° [95], no han dado buenos resultados para grandes ángulos de incidencia.

Para analizar estructuras complejas, con cualquier polarización de la onda incidente y para cualquier ángulo de incidencia, es necesario hacer uso de métodos numéricos como, por ejemplo, el método de los momentos (MoM) [75], el método de los elementos finitos (FEM) [96], o el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) [97]. El método de los momentos (MoM), propuesto por Harrington [75], fue expandido para el análisis numérico de estructuras periódicas en [98, 99]. Aunque este método ofrece buenos resultados, se ha demostrado que para modelar mejor la estructura de alimentación, así como para analizar celdas unidad no homogéneas, el método de los elementos finitos [100] ofrece mejores resultados. De forma similar, el método FDTD [101] ofrece una gran flexibilidad para modelar estructuras periódicas.

Con el aumento de la capacidad de cálculo de los ordenadores actuales, los simuladores comerciales se han convertido en una técnica eficaz para el diseño de estructuras periódicas. Simuladores comerciales como HFSS (*High-Frequency Structure Simulator*) [102] o CST (*Computer Simulation Technology*) [103] incorporan módulos para el análisis de estructuras periódicas utilizando FEM o FDTD. HFSS es un simulador de estructuras 3D que utiliza el método de los elementos finitos. Aunque este simulador se ha utilizado para analizar algunos modelos a lo largo de esta investigación, la gran mayoría de simulaciones que se van a presentar a continuación se han llevado a cabo utilizando CST debido a su mayor versatilidad.

CST ofrece diversos módulos para analizar las estructuras 3D con diferentes métodos numéricos. El módulo de solución en el dominio de tiempo utiliza FIT (técnica de integración finita, una variación de FDTD), mientras que el módulo de solución en el dominio de la frecuencia utiliza FEM. Ade-

más, también incorpora un módulo para analizar la estructura utilizando el método de la ecuación integral mediante MoM. Por lo que respecta al análisis de estructuras periódicas, CST permite utilizar el módulo de solución en el dominio de la frecuencia con condiciones periódicas y utilizando puertos de Floquet para diferentes ángulos de incidencia.

En la figura 2.9(a) se muestra un ejemplo de simulación en CST de una estructura periódica, donde se indica la dirección de la onda incidente (Z_{min}) y transmitida (Z_{max}) para diferentes modos de Floquet. Por otra parte, en la figura 2.9(b) se observa la celda unidad con periodicidad en dos dimensiones.

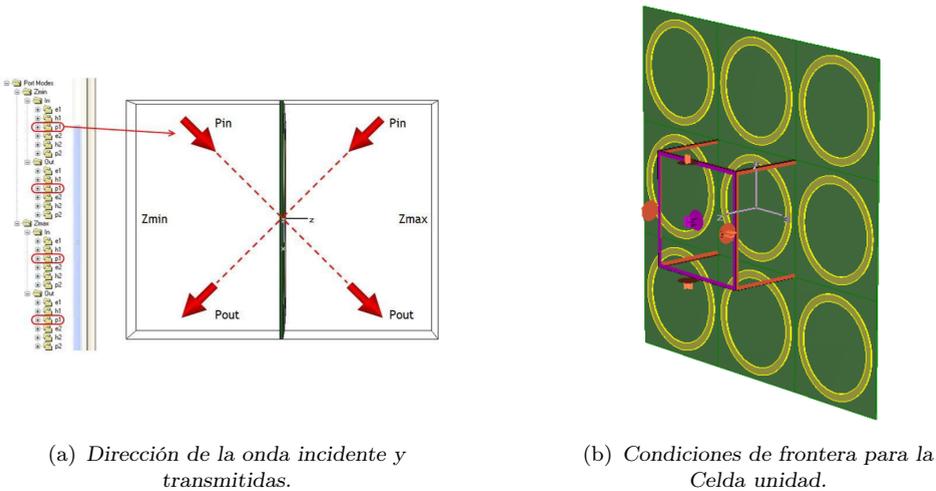


Figura 2.9: Análisis de estructuras periódicas con CST [103].

2.4. Celdas FSS

Para cualquier tipo de aplicación, el primer paso en el diseño de una superficie selectiva en frecuencia consiste en seleccionar la celda unidad más adecuada de acuerdo con la respuesta en frecuencia deseada. Además, se deben tener en cuenta otros aspectos relevantes como la respuesta en función de la polarización de la onda incidente, o la sensibilidad al ángulo de incidencia. Por este motivo, es de gran utilidad tener un conocimiento previo aproximado de la respuesta en frecuencia de diversas celdas básicas que permita realizar una buena selección inicial.

En esta sección vamos a mostrar el comportamiento de distintas celdas agrupadas por categorías [27]. En la figura 2.10 se muestran varios ejemplos típicos de celda unidad clasificados según su forma: dipolos, anillos, parches o combinados. A continuación, vamos a mostrar el comportamiento de cada

uno de estos grupos de celda.

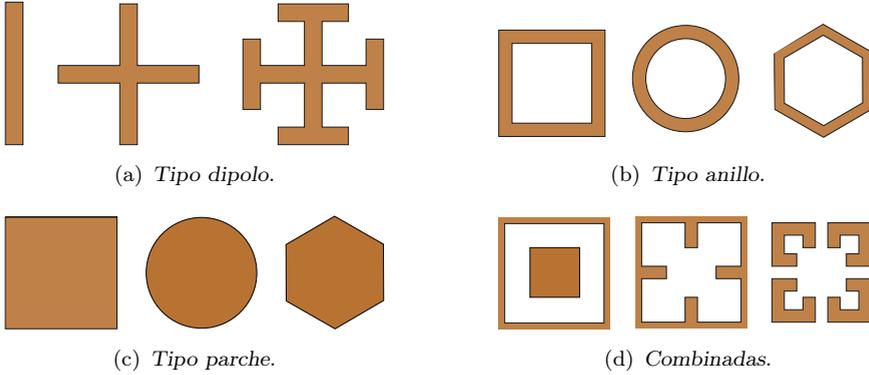


Figura 2.10: Tipos de celda unidad agrupados por categorías [27].

2.4.1. Celdas tipo dipolo

Las agrupaciones tipo dipolo son las más simples ya que están compuestas únicamente por resonadores longitudinales de una determinada longitud y periodo. La figura 2.11(a) muestra una superficie selectiva en frecuencia formada por una agrupación de dipolos metálicos de longitud l , ancho w y periodo p . La celda unidad de esta FSS está formada por un único dipolo. En esta FSS, y en todas las que viene a continuación, junto con la estructura se presenta el modelo circuital equivalente.

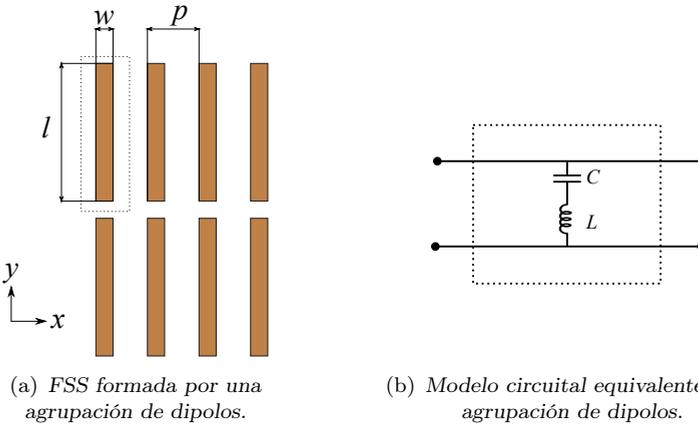


Figura 2.11: FSS formada por una agrupación de dipolos paralelos de longitud l , ancho w y periodo p . Esquema y modelo circuital para una capa.

Los elementos de las agrupaciones tipo dipolo se excitan cuando la polarización de la onda plana incidente es paralela a los dipolos (eje y en la

figura 2.11(a)), y son transparentes para la polarización ortogonal.

En el modelo circuital de la celda unidad presentado en la figura 2.11(b) podemos ver cómo el comportamiento del dipolo se puede modelar como un circuito LC serie. Este modelo es válido para frecuencias menores a la frecuencia de resonancia producida por la periodicidad de la agrupación, ya que a partir de esta frecuencia se producen resonancias de orden superior que escapan al modelado producido un circuito LC serie.

La inductancia L del circuito equivalente depende de la longitud de los dipolos, y la capacidad C de la separación entre dipolos. La respuesta en frecuencia de este tipo de celdas se corresponden con un filtro de banda eliminada, como se puede observar en la figura 2.12. Como se ha indicado anteriormente, esta respuesta, y la del resto que se mostrarán a continuación, se ha obtenido utilizando CST Microwave Studio, utilizando condiciones periódicas y puertos de Floquet. La frecuencia central de la banda eliminada es aquella para la que la longitud l del dipolo es $\lambda/2$.

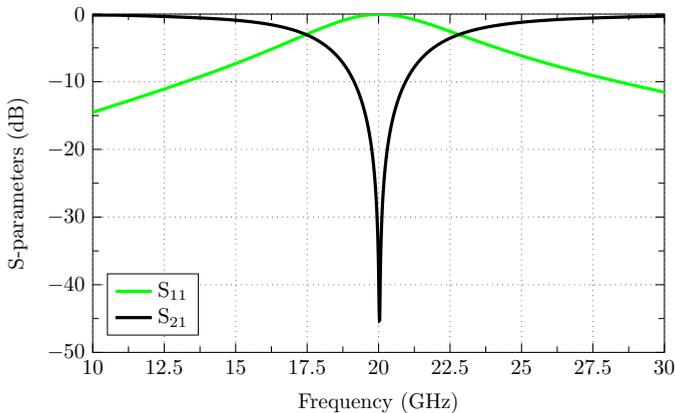


Figura 2.12: Parámetros S de la celda FSS tipo dipolo metálico para una incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=7.45$ mm, $w=0.3725$ mm y $l=7.45$ mm

La agrupación tipo dipolo complementaria a la vista anteriormente es la agrupación de ranuras mostrada en la figura 2.13(a). Este tipo de elementos resuenan cuando incidimos con una onda plana cuya polarización es perpendicular a la dirección longitudinal de las ranuras (eje x en la figura 2.13(a)).

La figura 2.13(b) muestra el modelo circuital equivalente de una celda unidad tipo ranura. La respuesta en frecuencia de este tipo de celda es paso banda, como se muestra en la figura 2.14. Como en las celdas tipo dipolo metálico, la resonancia de las celdas tipo ranura ocurre cuando su longitud l es $\lambda/2$.

La complementariedad vista en los dos tipos de celda anteriores se pueden aplicar en multitud de celdas unidad de una sola capa. Sin embargo, cuando extendemos las celdas a varias capas, esta consideración no es del

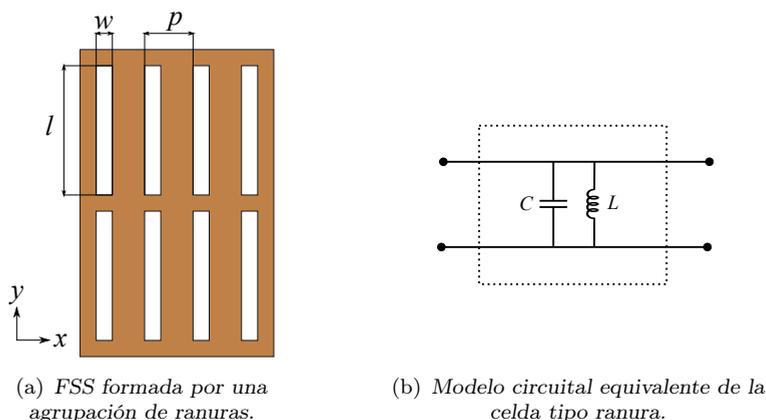


Figura 2.13: FSS formada por una agrupación de ranuras paralelas de longitud l , ancho w y periodo p . Esquema y modelo circuital para una capa.

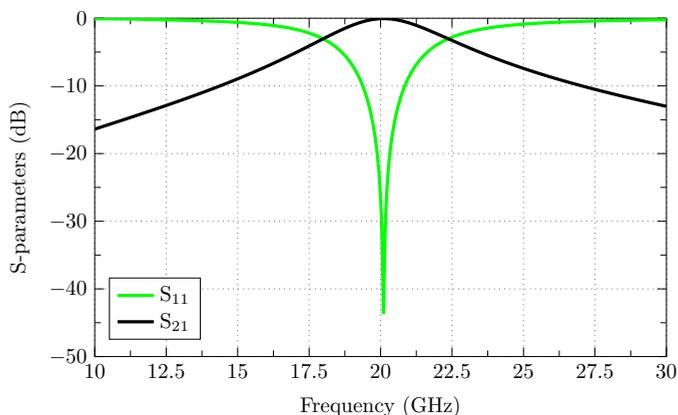


Figura 2.14: Parámetros S de la celda FSS tipo ranura para una incidencia normal con TM (\hat{x}). Con $p=7.45$ mm, $w=0.3725$ mm y $l=7.45$ mm.

todo precisa. Esta diferencia se debe a la impedancia que se produce entre las distintas capas. A la frecuencia de resonancia, el dipolo se comporta como un cortocircuito y la ranura como un circuito abierto. La separación entre las distintas capas se modela como una línea de transmisión que hace que la interacción entre capas sea muy diferente para cada caso. Por este motivo, la respuesta en frecuencia de celdas multicapa complementarias no tiene una respuesta complementaria, como para el caso de una sola capa.

En la práctica no es común utilizar agrupaciones de dipolos (tanto metálicos como ranuras) debido a su dependencia de la polarización de la onda incidente. Como se ha comentado anteriormente, la máxima transmisión de los dipolos ocurre cuando la polarización del campo eléctrico de la onda plana

incidente es paralela a la longitud del dipolo. Para evitar esta fuerte dependencia, podemos colocar un segundo dipolo perpendicularmente al primero, creando de esta manera un dipolo cruzado. Esta celda presenta la misma respuesta en frecuencia para dos polarizaciones ortogonales.

La figura 2.15 muestra un esquema de una FSS formada por dipolos cruzados, donde la celda unidad (de periodo p) aparece enmarcada por líneas punteadas. El dipolo cruzado es simétrico, y presenta la misma respuesta en frecuencia para dos polarizaciones ortogonales (TE y TM) cuando la incidencia es normal. Sin embargo, para incidencias oblicuas, aparecen modos de corriente no deseados que modifican la respuesta en frecuencia para cada polarización. La respuesta en frecuencia para una incidencia normal y una incidencia oblicua (con $\phi=0^\circ$) de una onda TE son idénticas a las de la agrupación lineal de dipolos metálicos. Sin embargo, si la onda es TM, las respuestas son diferentes ya que, aunque la polarización del campo eléctrico incidente es paralela al dipolo lineal, se suma un flujo de corriente del dipolo cruzado que cambia la respuesta. Esta diferencia se puede observar en la respuesta para dos ondas con polarizaciones ortogonales (TE y TM) e incidencia oblicua con $\theta=15^\circ$ y $\phi=0^\circ$ mostrada en la figura 2.16.

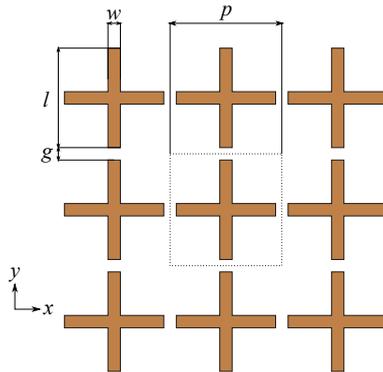


Figura 2.15: Agrupación de dipolos cruzados

Las agrupaciones de dipolos lineales (metálicos o ranuras) y de dipolos cruzados son estructuras con una sola resonancia y, por tanto, de banda estrecha. En aplicaciones de banda ancha es necesario emplear elementos FSS con múltiples resonancias con los que poder conseguir respuestas de banda ancha, multi-banda o multi-resonantes. Un ejemplo típico de celda de banda ancha es la cruz de Jerusalén, mostrada en la figura 2.17(a). Este tipo de celda está formada por dos dipolos cruzados de longitud l y ancho w cargados en los extremos con dos dipolos de longitud l_D . Estos dipolos crean una capacidad adicional entre celdas adyacentes que añaden resonancias a la respuesta en frecuencia, lo que se traduce en último término en una extensión de la banda pasante de la respuesta en frecuencia.

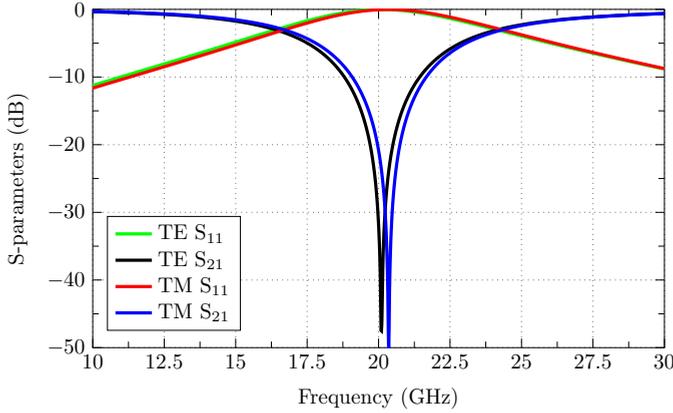


Figura 2.16: Parámetros S de un agrupación de dipolos cruzados para incidencia oblicua ($\theta=15^\circ$ y $\phi=0^\circ$) con TE (\hat{y}) y TM (\hat{x}). Con $p=7.8$ mm, $w=0.3725$ mm, $l=7.3$ mm y $g=0.5$ mm.

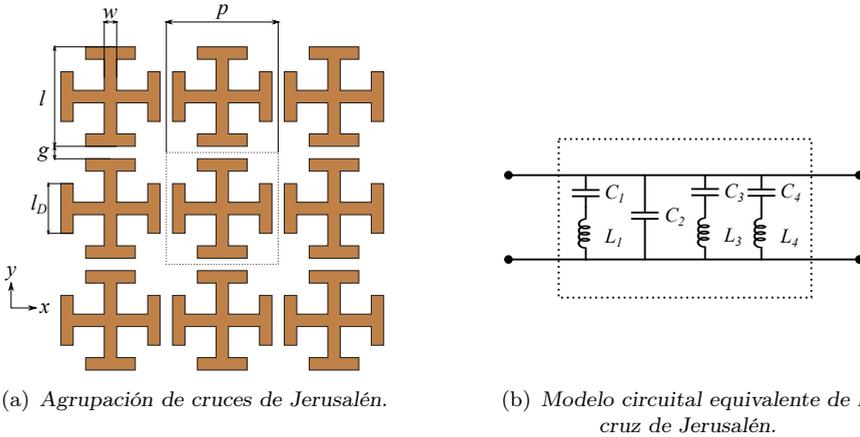


Figura 2.17: FSS formada por una agrupación de cruces de Jerusalén con periodo p , longitud l , ancho w y longitud del dipolo de carga l_D .

La figura 2.18 muestra la respuesta en frecuencia de la cruz de Jerusalén. Como se puede observar, existen dos resonancias de transmisión (a 8.2 GHz y 29.5 GHz) entre las que hay una resonancia de reflexión (en torno a 20 GHz), para la que se produce la máxima transmisión. Las resonancias de transmisión están producidas por los dipolos cruzados, mientras que la resonancia de reflexión se controla mediante la longitud de los dipolos cargados en los extremos de los dipolos cruzados (l_D)

El modelo circuital equivalente de la cruz de Jerusalén, propuesto por Langley [94], se muestra en la figura 2.17. En este modelo, L_1 y C_1 se corresponden con la primera resonancia de transmisión. La segunda resonancia de

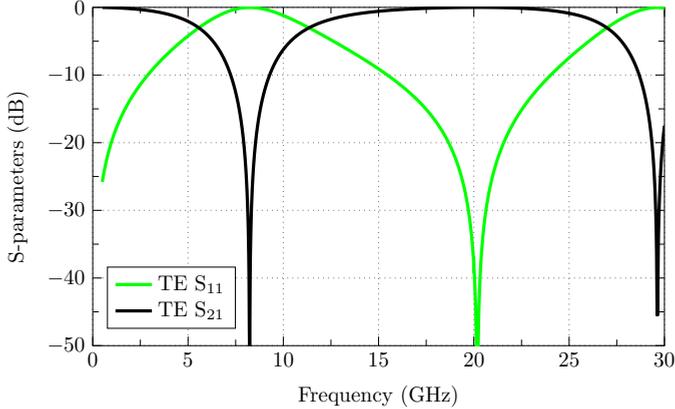


Figura 2.18: Parámetros S de la cruz de Jerusalén para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=8.6$ mm, $g=0.32$ mm, $w=0.3725$ mm, $l=8.24$ mm y $l_D=4.7$ mm.

transmisión está modelada por L_3 y C_3 en paralelo con L_4 y C_4 , que representan las cargas adicionales en cada extremo del dipolo vertical. La componente C_2 determina principalmente la frecuencia de la banda de transmisión. Esta capacitancia es la suma de la capacitancia propia del dipolo vertical, y la capacitancia producida por el dipolo horizontal y las cargas verticales.

2.4.2. Celdas tipo anillo

Este tipo de celdas están formadas por elementos que tienen forma de anillo conductor. Esta forma confiere a la FSS una respuesta en frecuencia tipo elimina banda en la primera resonancia. Los ejemplos más comunes de este tipo de FSS son las agrupaciones de anillos circulares, anillos cuadrados o anillos hexagonales. La frecuencia de resonancia en todos estos casos se produce cuando el perímetro del anillo es una longitud de onda.

La celda unidad más común de este tipo de estructuras es la agrupación de anillos cuadrados. La figura 2.19(a) muestra una FSS formada por una agrupación de anillos cuadrados de periodo p , de lados l y ancho w . Los anillos están separados por un espacio g .

El modelo circuital equivalente es el circuito LC serie mostrado en la figura 2.19(b). En [93] Langley presentó un estudio de los valores de L y C del modelo equivalente en función de los parámetros del anillo cuadrados indicados en la figura 2.19(a).

En la figura 2.20 se muestra la respuesta en frecuencia de la agrupación de anillos. La primera frecuencia de resonancia (8.5 GHz) se produce cuando el lado del cuadrado es $\lambda/4$, mientras que la frecuencia de resonancia producida por la periodicidad de la estructura (alrededor de 25 GHz) tiene lugar cuando el periodo p es $\lambda/2$.

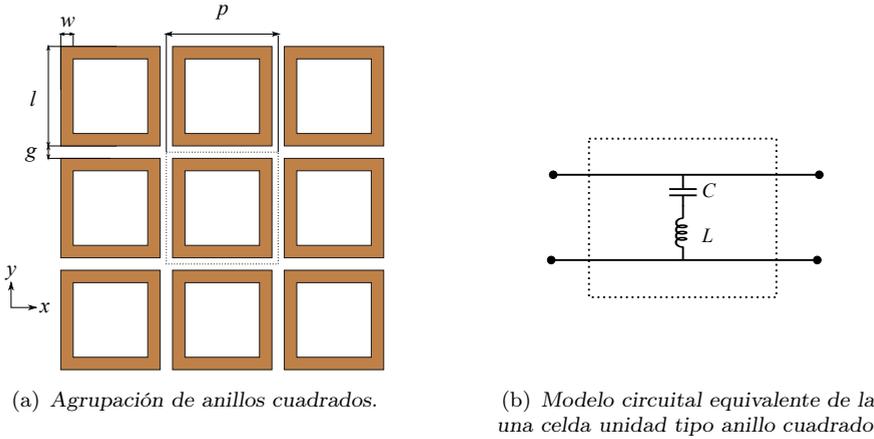


Figura 2.19: FSS formada por una agrupación de anillos cuadrados con periodo p , lado l , ancho w y espacio entre celdas g . Esquema y modelo circuital para una capa.

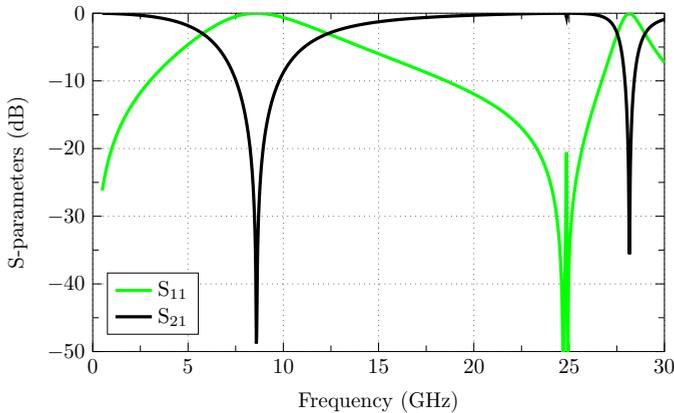


Figura 2.20: Parámetros S de la agrupación de anillos cuadrados para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12$ mm, $l=10$ mm, $w=0.5$ mm y $g=2$ mm.

Una de las principales ventajas de las celdas tipo anillo es la posibilidad que ofrecen de incorporar estructuras resonantes a frecuencias más altas. Esto se logra insertando anillos concéntricos interiores, como se observa en la figura 2.21(a). La inductancia del anillo interior se obtiene de manera similar a la estructura con un único anillo, mientras que la capacitancia se debe al acoplamiento entre los anillos. Por lo que respecta al anillo exterior, la capacitancia es la misma que la de la estructura con un único anillo, pero la inductancia se ve afectada por la inductancia del anillo interno.

La respuesta de la agrupación de doble anillo cuadrado presenta una doble resonancia, como se puede observar en la figura 2.22. La resonancia a la frecuencia más alta se produce por el anillo interior, por lo que se puede

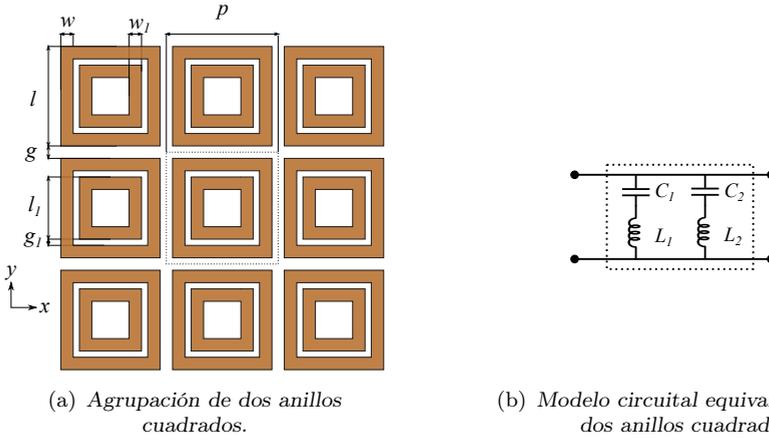


Figura 2.21: FSS formada por una agrupación de dos anillos cuadrados con periodo p , lado del anillo exterior l , ancho w y lado del anillo interior l_1 .

controlar modificando la longitud (l_1) del lado de este anillo. Los valores L_i y C_i del circuito equivalente de la figura 2.21(b) se pueden relacionar con las dimensiones físicas de las celdas, tal y como se detalla en [104].

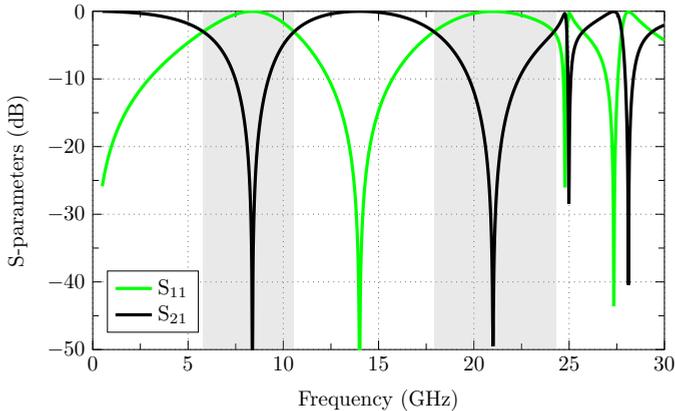


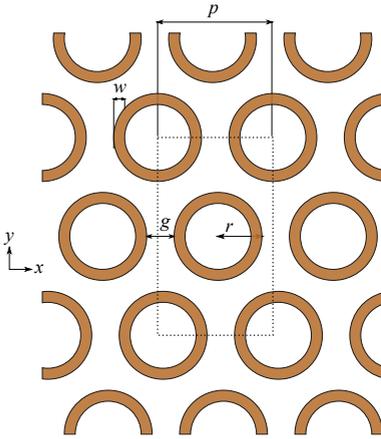
Figura 2.22: Parámetros S de la agrupación de dos anillos cuadrados para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12$ mm, $l=10$ mm, $l_1=5$ mm, $w = w_1=0.5$ mm, $g=4$ mm y $g_1=2$ mm.

Como alternativa a la agrupación de anillos cuadrados podemos utilizar una agrupación de anillos circulares para facilitar la fabricación (note que con la utilización de anillos circulares evitamos las esquinas redondeadas presentes en el interior de los anillos cuadrados). La utilización de anillos circulares implica una disposición triangular de las distintas celdas para formar la agrupación completa, como se puede observar en la figura 2.23(a). Los parámetros principales de esta agrupación son el periodo p de los anillos, así como el radio

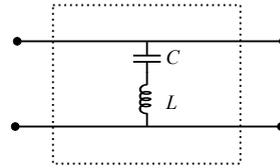
r , el grosor w y la separación g entre los anillos.

El análisis de la celda unidad de la agrupación de anillos circulares con distribución triangular mediante un simulador comercial (como, por ejemplo, CST o HFSS) implica un cambio en la definición de la celda unidad con respecto a las celdas con distribución rectangular. En concreto, la celda que debemos considerar es la indicada con líneas discontinuas en la figura 2.23(a). Esta celda periódica engloba más de un anillo, pero permite definir condiciones de contorno en dos pares de paredes paralelas, requisito de los simuladores comerciales.

Del análisis de la celda unidad indicada en la figura 2.23(a) obtenemos la respuesta en frecuencia mostrada en la figura 2.24. En la figura 2.23(b) se muestra el modelo circuital LC de la celda de anillos circulares. Esta respuesta es muy similar a la del anillo cuadrado (ver figura 2.20), con una banda eliminada a la frecuencia de resonancia del anillo. La segunda resonancia, debido a la periodicidad de la agrupación, se produce a una frecuencia distinta debido a la distribución triangular utilizada para los anillos circulares.



(a) Agrupación de anillos circulares.



(b) Modelo circuital equivalente del anillo circular.

Figura 2.23: FSS formada por una agrupación de anillos circulares con periodo p , radio r , separación g y ancho w .

Como solución intermedia entre la agrupación de anillos cuadrados y la agrupación de anillos circulares podemos utilizar una agrupación de anillos hexagonales. La figura 2.25(a) muestra un esquema de una agrupación de este estilo, y la figura 2.25(b) indica el modelo circuital equivalente para la primera resonancia de la celda unidad.

La figura 2.26 muestra la respuesta en frecuencia de la celda unidad de una agrupación de anillos hexagonales (indicada en la figura 2.25(a) con líneas discontinuas). Como se puede observar, esta respuesta es muy similar a la

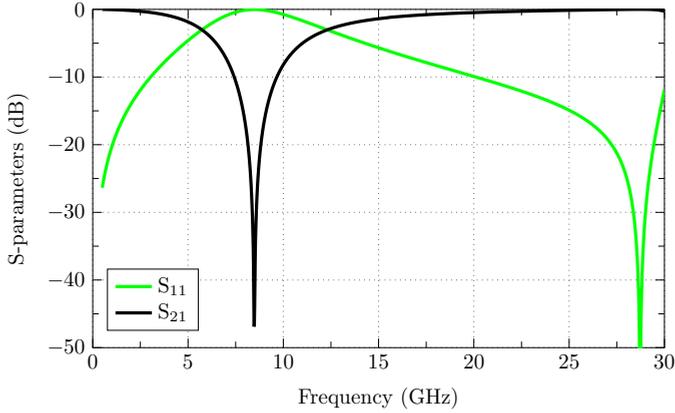
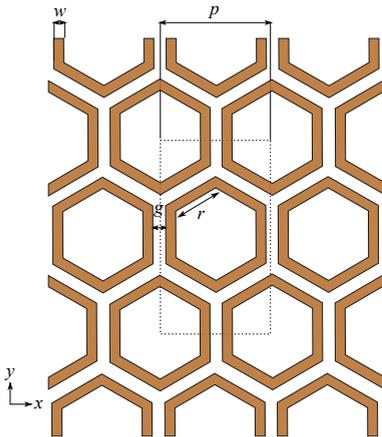
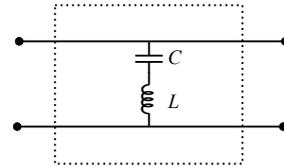


Figura 2.24: Parámetros S de la agrupación de anillos circulares para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12$ mm, $r=4.75$ mm, $w=0.5$ mm y $g=2.5$ mm.

de la agrupación de anillos circulares. La resonancia debida al periodo se produce en este caso a una frecuencia menor debido a la mayor capacidad que se produce entre celdas contiguas.



(a) Agrupación de anillos hexagonales.



(b) Modelo circuital equivalente de la celda unidad de anillos hexagonales.

Figura 2.25: FSS formada por una agrupación de anillos hexagonales con periodo p , lados r , separación entre celdas g y ancho w .

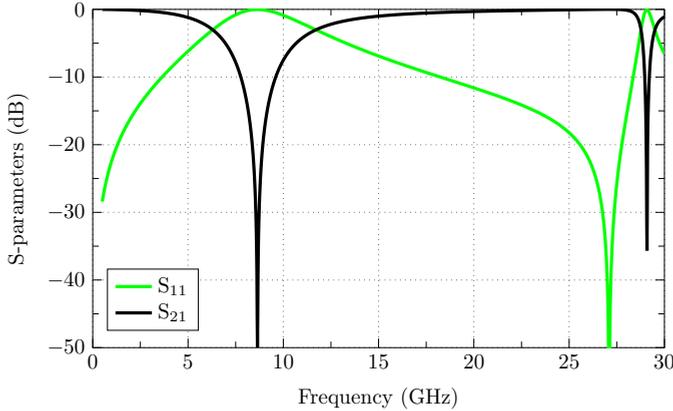


Figura 2.26: Parámetros S de la agrupación de anillos hexagonales para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12.75$ mm, $r=5.875$ mm, $w=0.5$ mm y $g=2.14$ mm.

2.4.3. Celdas tipo parche

Este tipo de celdas están formadas por parches metálicos de distinta forma (cuadrados, circulares, hexagonales, etc) separados una cierta distancia g . Debido a su forma simple, estas celdas fueron las primeras en ser estudiadas en detalle. En 1961, Kieburts analizó estas celdas como una agrupación periódica de aperturas cuadradas [105]. En 1973, Chen estudió una agrupación periódica de aperturas circulares con distribución triangular, y mostró las diferencias en la respuesta en frecuencia para dos polarizaciones ortogonales en función del ángulo de incidencia. Por lo que respecta a la agrupación de celdas hexagonales, tanto tipo parche como tipo anillo, podemos encontrar un estudio de su respuesta en frecuencia en [106].

En la figura 2.27(a) se observa el esquema de una agrupación de parches con periodo p y lado l . La agrupación complementaria a esta celda es la rejilla de hilos metálicos mostrada en la figura 2.27(b). Los parámetros geométricos más importantes de esta rejilla son el periodo p , el lado l y el ancho w de los hilos.

El modelo circuital de las agrupaciones de celdas tipo parche, tanto cuadradas, como circulares o hexagonales, se modela con una capacidad en paralelo. Por otra parte, las agrupaciones con forma rejilla, complementarias a las agrupaciones de celdas tipo parche, se modelan con una inductancia en paralelo. Luukkone presentó en [107] los valores de L y C del modelo equivalente para el caso de parches cuadrados y rejilla cuadrada en función de las variables de la figura 2.27. Para los casos de celdas circulares y hexagonales podemos extrapolar el modelo circuital de la agrupación de celdas cuadradas.

Las figuras 2.28 y 2.29 muestran los parámetros S de la celda unidad de la agrupación de parches metálicos y de la rejilla metálica cuadrada, respecti-

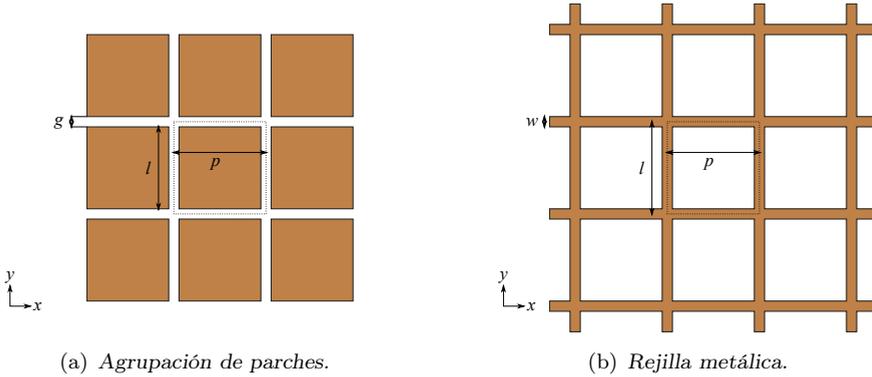


Figura 2.27: FSS formada por estructuras básicas con periodo p , lado l , ancho w para el caso de la rejilla, y separación g para los parches.

vamente. Como se puede observar, su respuesta es complementaria. Mientras que la agrupación de parches cuadrados presenta una respuesta tipo filtro paso bajo, la rejilla cuadrada presenta una respuesta tipo filtro paso alto (en ambos casos hasta la aparición de los modos de orden superior).

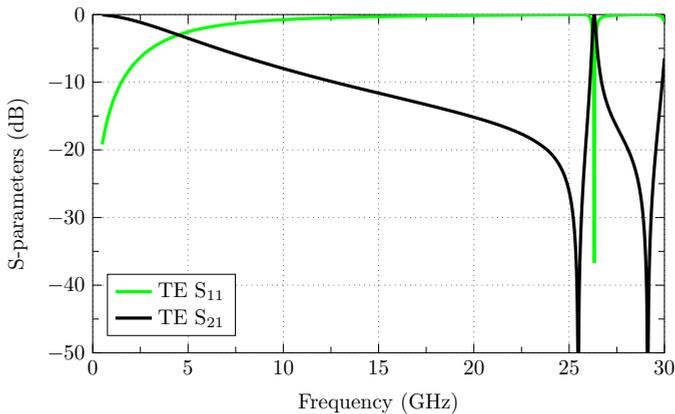


Figura 2.28: Parámetros S de la agrupación de parches cuadrados para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12$ mm, $l=11.4$ mm y $g=0.6$ mm.

Las figuras 2.30(a) y 2.30(b) muestran el esquema de una agrupación de parches hexagonales y de una rejilla hexagonal, respectivamente. El comportamiento electromagnético en ambos casos es similar al del caso cuadrado para una incidencia normal, tal como se observa en la respuesta en frecuencia de las dos celdas mostrada en las figuras 2.31 y 2.32 respectivamente.

El análisis de la celda tipo parche es muy sencillo, pero su utilización en aplicaciones de comunicaciones modernas es muy limitada. Esto se debe a su escasa flexibilidad para sintonizar la respuesta, ya que solo se puede ajustar la separación entre celdas, y su periodo. No obstante, la utilización de estas

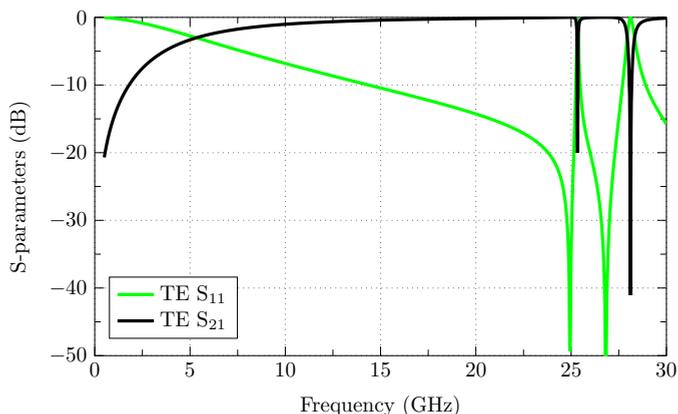
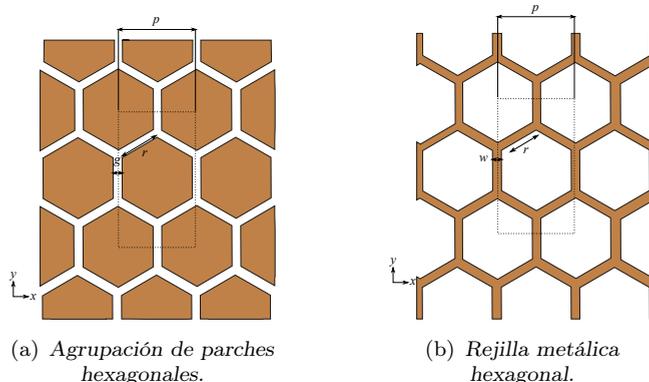


Figura 2.29: Parámetros S de la rejilla cuadrada para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=12$ mm, $l=11.4$ mm y $w=0.6$ mm.



(a) Agrupación de parches hexagonales.

(b) Rejilla metálica hexagonal.

Figura 2.30: FSS hexagonal con periodo p , lado l , ancho w (para el caso de la rejilla) y separación g (para los parches hexagonales).

celdas es muy interesante en combinación con otras celdas para introducir un determinado comportamiento capacitivo o inductivo en la respuesta en frecuencia. En la siguiente sección abordaremos este tipo celdas combinadas.

2.4.4. Celdas combinadas

Las celdas vistas hasta el momento permiten análisis muy simples, pero tienen poca libertad para ajustar la resonancia a la frecuencia deseada. Esto hace que sean poco flexibles para el diseño de determinadas respuestas en frecuencia. Para conseguir la respuesta en frecuencia deseada podemos combinar distintos elementos inductivos y capacitivos en una misma celda. El resultado es lo que conocemos como celdas combinadas.

Se pueden realizar infinitas combinaciones para obtener la respuesta en

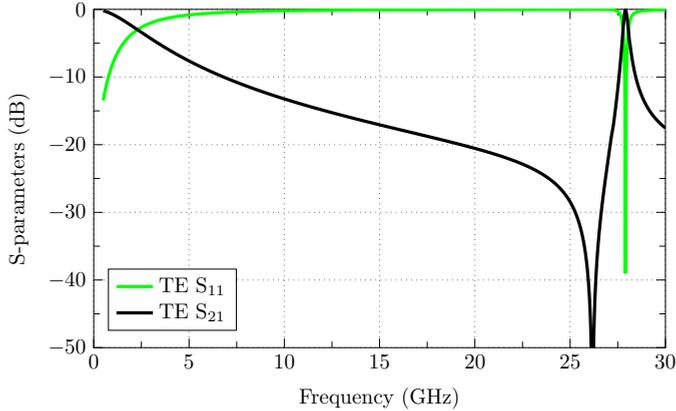


Figura 2.31: Parámetros S de la agrupación de parches hexagonales para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=16$ mm, $r=7.7$ mm y $g=0.5$ mm.

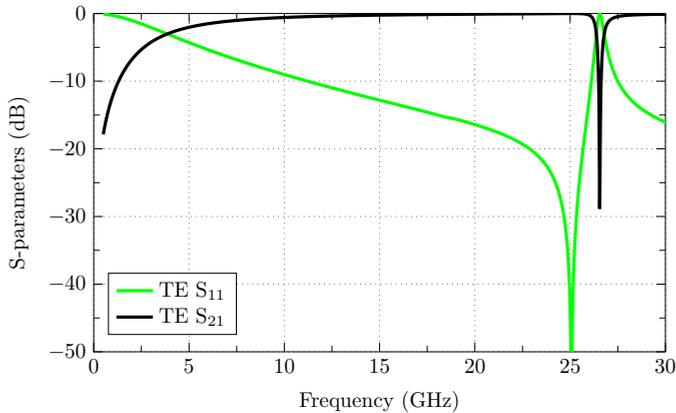


Figura 2.32: Parámetros S de la rejilla hexagonal para incidencia normal con TE (\hat{y}). Con $p=16$ mm, $r=7.7$ mm y $w=0.5$ mm.

frecuencia deseada. En esta sección nos vamos a centrar en dos combinaciones muy sencillas que ofrecen una respuesta en frecuencia muy interesante. La primera de ellas se muestra en la figura 2.33(a). Esta celda combina una rejilla metálica cuadrada (con una respuesta tipo paso alto) y un parches cuadrados en su interior (con una respuesta tipo paso bajo). El modelo circuital de esta combinación es el que se muestra en la figura 2.33(b). Este modelo consta de dos capacitancias y dos inductancias por celda unidad, lo que permite una mejor optimización de la respuesta de la agrupación [108].

La respuesta en frecuencia de la rejilla cuadrada con parches en su interior, mostrada en la figura 2.34, es un filtro paso banda. La resonancia central de la banda de paso está ubicada en 12.5 GHz, lo que se corresponde con un perímetro del cuadrado interno de 2λ . Por lo tanto, variando el tamaño de este parche podemos controlar la ubicación de la banda de paso de la celda

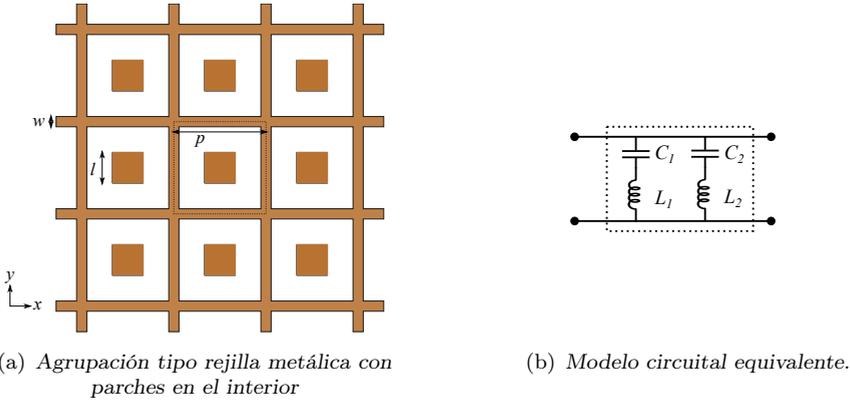


Figura 2.33: FSS formada por una rejilla de anillos cuadrados de periodo p , y parches de lado l en su interior como carga capacitiva.

unidad. Esto, unido a que la fase de transmisión tiene un comportamiento lineal con la frecuencia dentro de la banda de paso, permite utilizar esta celda en aplicaciones en la que es necesario disponer de un cierto rango de frecuencias con pocas pérdidas de transmisión y fase variable. Esta variación se puede conseguir variando la dimensión del parche interno de la celda, lo que produce un desplazamiento en frecuencia de la resonancia de la banda de paso y, con ello, una variación del desfase de la onda transmitida.

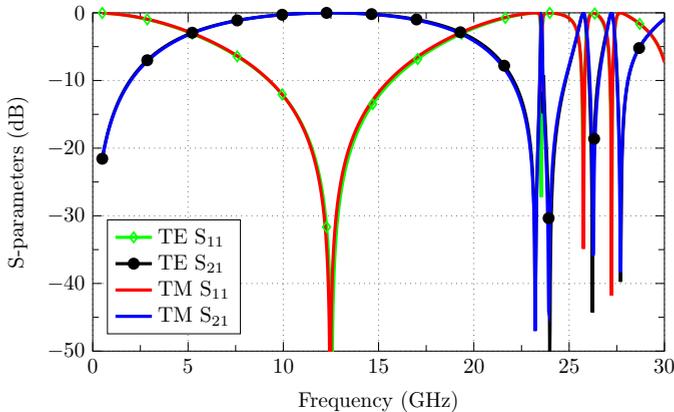


Figura 2.34: Parámetros S de la rejilla con parches cuadrados internos para incidencia normal con TE (\hat{y}) y TM (\hat{x}). Con $p=12$ mm, $l=6$ mm y $w=0.5$ mm.

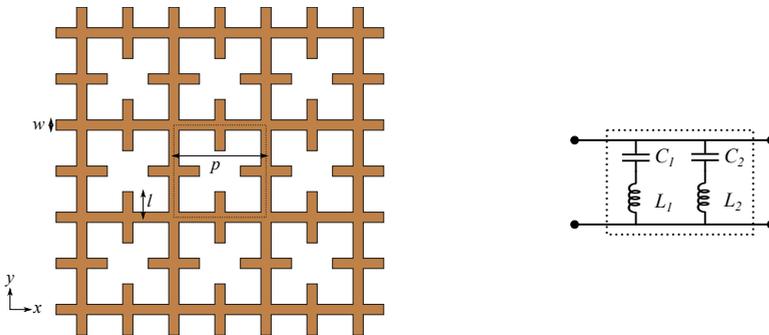
La respuesta en frecuencia tipo paso banda de la figura 2.34 se debe a la superposición de la respuesta de la rejilla metálica con la capacitancia adicional introducida por los parches. A frecuencias bajas, los parches no están excitados, por lo que la respuesta en frecuencia se debe a la rejilla metálica.

En la primera resonancia de transmisión los parches si están excitados, por lo que podemos ajustar la resonancia en función del perímetro del parche. A frecuencias altas, el comportamiento de los parches predomina sobre la rejilla, por lo que disminuye la amplitud de la onda transmitida.

Por último, cabe destacar que, dada su simetría, la rejilla cuadrada con parches metálicos internos tiene la misma respuesta en frecuencia para ambas polarizaciones para una incidencia normal, tal como se observa en la respuesta TE y TM de la figura 2.34

La segunda celda estudiada es la que se muestra en la figura 2.35(a). Esta celda fue propuesta en [109] para ser utilizada como FSS ajustable en reflectores. Estas celdas están conformadas por una rejilla cuadrada metálica y cuatro *stubs* colocados en el medio de los lados. En este caso, el ajuste de la frecuencia de resonancia y, por tanto, de la fase de la onda transmitida se controla mediante la longitud de los *stubs* y se modela mediante L_2 y C_2 en el modelo circuital equivalente mostrado en la figura 2.35(b). En la figura 2.36 se muestra la magnitud de los parámetros S para las respuestas TE y TM, en ellas podemos observar que la resonancia central de la banda de paso está ubicada en 17 GHz.

La gran ventaja de esta celda es que permite ajustar la resonancia para cada polarización de forma independiente, variando los pares de *stubs* que son paralelos a la polarización de la onda incidente. Además, el ancho de banda a -10 dB de la respuesta en frecuencia (ver figura 2.34) es casi el doble, en comparación con la rejilla metálica con partes internos vista anteriormente.



(a) Rejilla metálica con stubs

(b) Modelo circuital equivalente

Figura 2.35: Agrupación de anillos cuadrados (rejilla metálica) de periodo p , cargada con stubs de longitud l .

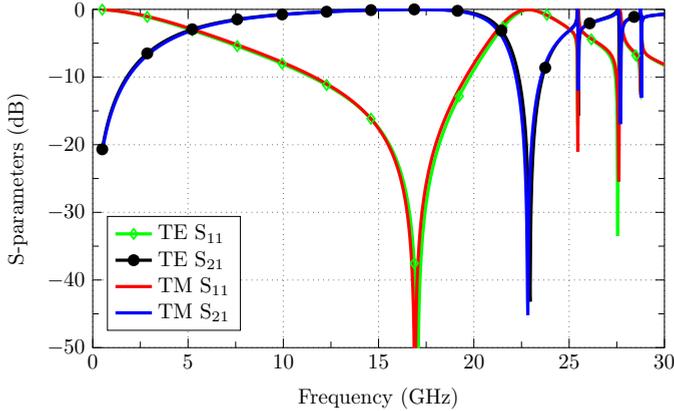


Figura 2.36: Parámetros S de la rejillas con cargas inductivas para incidencia normal con TE (\hat{y}) y TM (\hat{x}). Con $p=12$ mm, $l=2.7$ mm y $w=0.5$ mm.

2.4.4.1. Celda de doble polarización y doble banda

Las dos celdas combinadas presentadas anteriormente son de doble polarización, pero solo tienen una banda pasante. Sin embargo, en algunas aplicaciones puede ser de utilidad tener dos bandas pasantes teniendo, al mismo tiempo, el ancho de banda y la flexibilidad para el control de fase que ofrecen las dos celdas combinadas vistas anteriormente. Para conservar el gran ancho de banda debemos tener una relación metal-aire similar a la de estas celdas, con predominio del aire sobre el metal. Por lo que respecta a la flexibilidad, necesitamos conservar el mismo mecanismo basado en parches o *stubs*.

Para construir una celda con estas características partimos de un anillo cuadrado, cuya respuesta en frecuencia es elimina banda. Como elemento de control incluimos 4 cargas capacitivas en los cuatro lados del anillo. Estas cargas tienen la forma de *stubs* separados una distancia g entre ellos. La figura 2.37 muestra un esquema de la celda unidad propuesta. Esta celda es de doble banda y doble polarización, con ajuste independiente para cada polarización. La respuesta en frecuencia de esta celda se puede observar en la figura 2.38. En esta respuesta, la resonancia de la banda pasante en torno a 14 GHz se puede controlar variando la longitud l del *stub* paralelo a la polarización de la onda incidente. La frecuencia de corte del filtro paso bajo se controla principalmente con el espaciado entre celdas y entre *stubs*.

La respuesta en frecuencia de la agrupación de anillos cuadrados con doble-*stub* es similar a la de la de Cruz de Jerusalén. La ventaja de la celda propuesta es que la separación entre los *stubs* permite ajustar mejor la respuesta en frecuencia de la celda.

Por último, cabe destacar que las celdas analizadas en este capítulo son de una sola capa. La tabla 2.1 muestra un resumen de las principales carac-

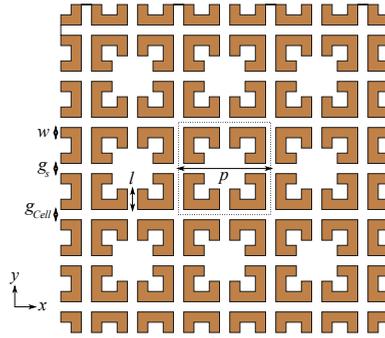


Figura 2.37: Agrupación de anillos cuadrados con doble stub.

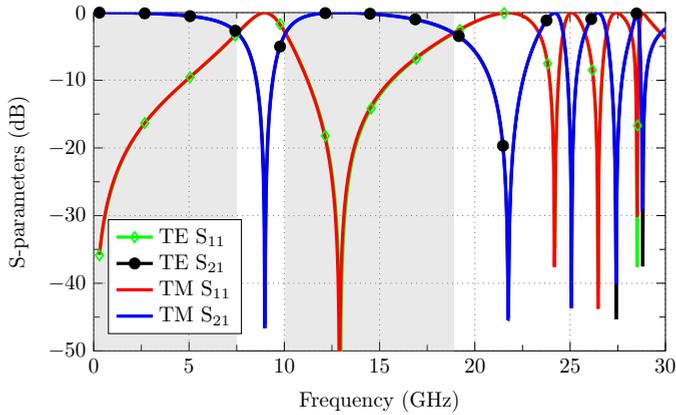


Figura 2.38: Parámetros S de la celda unitaria de la agrupación de anillos cuadrados con doble stub para incidencia normal con TE (\hat{y}) y TM (\hat{x}). Con $p=12$ mm, $l=3.5$ mm, $w=0.5$ mm, $g_s=0.75$ mm y $g_{Cell}=0.75$ mm.

terísticas de estas celdas. En el siguiente capítulo analizaremos estructuras formadas por múltiples capas.

Tabla 2.1: Resumen de celdas estudiadas.

Nombre	Celda Elemental	Tipo de respuesta en frecuencia	Polarización
<i>Dipolo</i>		Banda eliminada [Fig. 2.12]	Una polarización
<i>Ranura</i>		Banda pasante [Fig. 2.14]	Una polarización
<i>Dipolo Cruzado</i>		Banda eliminada [Fig. 2.16]	Dos polarizaciones
<i>Cruz de Jerusalén</i>		Dos bandas pasantes [Fig. 2.18]	Dos polarizaciones
<i>Anillo Cuadrado</i>		Banda eliminada [Fig. 2.20]	Una polarización
<i>Anillo Circular y Hexagonal</i>		Banda eliminada [Fig. 2.24, 2.26]	Dos polarizaciones asimétricas
<i>Sólido Cuadrado</i>		Paso bajo [Fig. 2.28]	Dos polarizaciones sin ajuste independiente
<i>Rejilla Cuadrada</i>		Paso alto [Fig. 2.29]	Dos polarizaciones sin ajuste independiente
<i>Sólido Circular y Hexagonal</i>		Paso bajo [Fig. 2.31]	Dos polarizaciones asimétricas
<i>Rejilla Hexagonal</i>		Paso alto [Fig. 2.32]	Dos polarizaciones asimétricas
<i>Rejilla con carga capacitiva</i>		Paso Banda [Fig. 2.34]	Dos polarizaciones sin ajuste independiente
<i>Rejilla con carga inductiva</i>		Paso Banda [Fig. 2.36]	Dos polarizaciones con ajuste independiente
<i>Anillos con carga capacitiva</i>		Dos bandas pasantes [Fig. 2.38]	Dos polarizaciones con ajuste independiente

Capítulo 3

Análisis de celdas 3D

Las celdas vistas en el capítulo anterior están compuestas por una única capa. De su análisis podemos deducir fácilmente su comportamiento en frecuencia y polarización, así como extraer el modelo circuital equivalente. Sin embargo, las capacidades que ofrecen son limitadas en términos de control de ancho de banda y desfase producido por la celda. Para poder mejorar estos aspectos, necesitamos utilizar celdas de múltiples capas, o celdas 3D.

El análisis de las celdas 3D puede realizarse aplicando condiciones de periodicidad infinita y modos de Floquet. Sin embargo, un análisis exhaustivo de este tipo de celdas requiere comenzar con estructuras análogas más sencillas que permitan conocer en profundidad su comportamiento físico. Es por ello que en este capítulo se analizan, en primer lugar, guías de onda con la misma sección que las celdas de una capa vistas en el capítulo anterior.

Del análisis anterior se pueden deducir los modos de las guías, y sus constantes de propagación, lo que permite sintetizar el desfase deseado en base a la longitud de la guía empleada. Para mejorar el control del desfase, estas celdas se pueden cargar con elementos discretos, dando lugar a estructuras con la misma forma que las celdas unidad bajo estudio. En este capítulo se analizan este tipo de estructuras, así como guías de sección discreta en las que los tramos de guía entre capas son eliminados.

Finalmente, como evolución natural de las estructuras anteriores, se presenta el análisis de celdas FSS multicapa utilizando modos de Floquet. De este análisis se deducen aspectos importantes como el desfase máximo en función del número de capas, o de los parámetros geométricos de la celda.

3.1. Guías de onda de sección continua

Las guías de ondas se desarrollaron de forma práctica a finales de los años 40 por G. Southworth y W. Barrow de manera independiente [110].

Este desarrollo se basó en la investigación sobre la propagación de ondas electromagnéticas en estructuras cilíndricas realizada por Rayleigh a finales del siglo XIX [111].

En esta sección se analizan diferentes guías de onda con la misma forma que el límite exterior de las celdas vistas en el capítulo anterior. De forma general, la figura 3.1 muestra la geometría de una guía de onda de sección arbitraria y uniforme en el eje z . Para simplificar el análisis asumiremos que las guías son sin pérdidas.

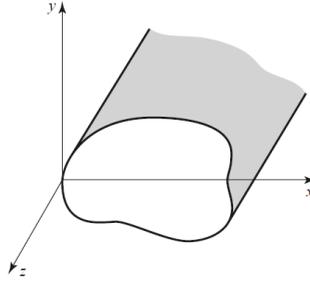


Figura 3.1: Guía de ondas con geometría arbitraria.

El campo eléctrico y magnético en una guía de onda con dependencia temporal $e^{j\omega t}$ y propagación en la dirección del eje z , se puede escribir de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z) &= [\vec{e}_t(x, y) + e_z(x, y)\hat{z}]e^{-j\beta z} \\ \vec{H}(x, y, z) &= [\vec{h}_t(x, y) + h_z(x, y)\hat{z}]e^{-j\beta z}\end{aligned}\quad (3.1)$$

donde $\vec{e}_t(x, y)$ y $\vec{h}_t(x, y)$ son las componentes transversales del campo eléctrico y magnético, y $e_z(x, y)\hat{z}$ y $h_z(x, y)\hat{z}$ las componentes longitudinales. Como la guía de ondas es una región libre de cargas, las ecuaciones de onda que rigen el comportamiento del campo en la guía de onda, (3.2) y (3.3), se simplifican a:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{H} = 0 \quad (3.3)$$

En [112] se desarrollan las ecuaciones anteriores para los tipos de guía de ondas más habituales. En nuestro caso, el parámetro de mayor interés es la constante de propagación (β) de las guías de onda que vamos a analizar, ya que es el que nos va a permitir relacionar la longitud de la guía con el

desfase. Por este motivo, el objetivo es deducir el número de onda de corte (k_c) de los modos de las guías bajo estudio y, con este, deducir la constante de propagación a partir de $k_c^2 = k^2 - \beta^2$, con $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$. A continuación, vamos a mostrar cómo se pueden obtener de forma general los modos TE y TM en guías de onda de sección constante.

3.1.1. Modos TE

Los modos TE (transversal eléctrico) se caracterizan por tener la componente longitudinal del campo eléctrico (E_z) nula. Para obtener las expresiones de campo de estos modos debemos deducir, en primer lugar, la componente longitudinal del campo magnético (H_z). Este campo se obtiene resolviendo la ecuación escalar de onda (2.66) que, aplicada a este caso, se puede expresar como:

$$\nabla^2 H_z(x, y, z) + k^2 H_z(x, y, z) = 0 \quad (3.4)$$

La ecuación (3.4) se puede simplificar a una ecuación de dos dimensiones debido a que $H_z(x, y, z) = h_z(x, y)e^{-j\beta z}$.

Para resolver la ecuación (3.4) debemos aplicar las condiciones de contorno específicas para la guía de onda que estemos analizando en cada caso. En el caso de guías metálicas como las que vamos a ver en esta sección, estas condiciones imponen que el campo eléctrico tangencial a las paredes laterales sea nulo. Como resultado, se deducen los distintos modos TE con un número de onda k_c asociado. La constante de propagación de cada uno de ellos se obtiene de la siguiente forma:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (3.5)$$

donde $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$.

3.1.2. Modos TM

De forma análoga a los modos TE, los modos TM (transversal magnético) se caracterizan por tener la componente longitudinal del campo magnético (H_z) nula. Para deducir las expresiones de campo de estos modos debemos obtener, en primer lugar, la componente longitudinal del campo eléctrico (E_z). Este campo se obtiene resolviendo la ecuación escalar de onda (2.74) que, aplicada a este caso, se puede expresar como:

$$\nabla^2 E_z(x, y, z) + k^2 E_z(x, y, z) = 0 \quad (3.6)$$

Como en el caso TE, la ecuación (3.6) se puede simplificar a una ecuación en dos dimensiones ya que $E_z(x, y, z) = e_z(x, y)e^{-j\beta z}$.

Para resolver la ecuación (3.6) debemos aplicar las condiciones de contorno de la guía de onda que estemos analizando en cada caso. En el caso de guías metálicas como las que vamos a ver en esta sección, estas condiciones imponen que el campo eléctrico tangencial a las paredes laterales sea nulo. Como resultado, se deducen los distintos modos TM con un número de onda k_c asociado. La constante de propagación de cada uno de ellos se obtiene mediante (3.5):

3.1.3. Tipos de guías

En esta sección vamos a analizar guías de ondas con la misma sección transversal que las celdas de una capa vistas en el capítulo anterior. En primer lugar, vamos a analizar algunos casos canónicos, como guías cuadradas o circulares, cuyas expresiones analíticas se pueden deducir fácilmente. Posteriormente estudiaremos de forma numérica las guías de ondas de interés, como la guía de onda coaxial cuadrada y circular, o la guía *Quad-Ridge* cuadrada y circular.

3.1.3.1. Guía de onda cuadrada

El límite exterior de las celdas combinadas vistas en el capítulo anterior tiene forma cuadrada. Las guías de onda con esta forma son canónicas, y tienen una solución analítica ampliamente conocida. Esta solución se descompone únicamente en modos TE y TM ya que, al tener un único conductor la guía, los modos TEM no pueden existir. La figura 3.2 muestra un esquema de una guía rectangular de tamaño $a \times b$ (para una guía cuadrada $a = b$).

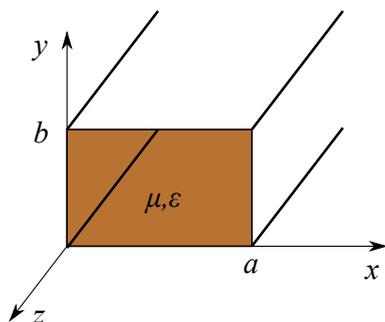


Figura 3.2: Geometría de un guía de onda rectangular

Para obtener las expresiones de campo eléctrico y magnético de los modos TE debemos hallar en primer lugar el campo magnético longitudinal (H_z) resolviendo la ecuación (3.4), y aplicando las condiciones de contorno en las paredes laterales de la guía. Aplicando la técnica de separación de va-

riables en coordenadas cartesianas, podemos deducir la siguiente expresión para H_z [112]:

$$H_z(x, y, z) = A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.7)$$

donde A_{mn} es una constante amplitud arbitraria, y k_x y k_y son los números de onda en x e y , cuyas expresiones son: $k_x = \frac{m\pi}{a}$ y $k_y = \frac{n\pi}{b}$ para $m = 0, 1, 2, \dots$ y $n = 0, 1, 2, \dots$, con $(m, n) \neq (0, 0)$. El número de onda de corte de cada modo se puede hallar como $k_x^2 + k_y^2 = k_c^2$.

Los componentes transversales del campo eléctrico y magnético de los modos TE_{mn} se obtienen utilizando las ecuaciones descritas en (2.12). Sustituyendo en estas ecuaciones F_z por la expresión de H_z (3.7) obtenemos:

$$H_x = \frac{j\beta m\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.8a)$$

$$H_y = -\frac{j\beta n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.8b)$$

$$E_x = \frac{j\omega\mu n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.8c)$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu m\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.8d)$$

La constante de propagación de la guía de onda rectangular es:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (3.9)$$

Por lo tanto, la frecuencia de corte de los modos TE_{mn} viene dada por:

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (3.10)$$

De forma análoga a los modos TE, el primer paso para encontrar las expresiones de campo eléctrico y magnético de los modos TM consiste en resolver la ecuación (3.6) para determinar el campo eléctrico longitudinal E_z . Aplicando separación de variables y las condiciones de contorno en las paredes laterales de la guía, llegamos a la siguiente expresión [112]:

$$E_z(x, y, z) = B_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.11)$$

donde B_{mn} es una constante arbitraria, k_x y k_y son los números de onda en x e y , cuyas expresiones son, de nuevo $k_x = \frac{m\pi}{a}$ y $k_y = \frac{n\pi}{b}$, aunque en este caso

los subíndices m y n solo pueden tener los siguientes valores: $m = 1, 2 \dots$ y $n = 1, 2 \dots$

Los componentes transversales de los modos TM_{mn} se obtienen utilizando las ecuaciones descritas en (2.17), sustituyendo A_z por E_z (3.11). Realizando esta sustitución obtenemos:

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon n\pi}{k_c^2 b} B_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.12a)$$

$$H_y = -\frac{j\omega\epsilon m\pi}{k_c^2 a} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.12b)$$

$$E_x = -\frac{j\beta m\pi}{k_c^2 a} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.12c)$$

$$E_y = -\frac{j\beta n\pi}{k_c^2 b} B_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (3.12d)$$

La constante de propagación de los modos TM_{mn} se obtiene de igual manera que para los modos TE_{mn} , mediante (3.9) con $m = 1, 2, 3 \dots$ y $n = 1, 2, 3 \dots$

Como ejemplo, la figura 3.3 muestra una guía de onda cuadrada de lado $a = 11.5$ mm, y rellena de aire. En la tabla 3.1 se muestra la frecuencia de corte de los primeros 6 modos de la guía cuadrada. Al tratarse de una guía cuadrada, existen pares de modos degenerados con distribución de campo simétrica, y la misma frecuencia de corte.

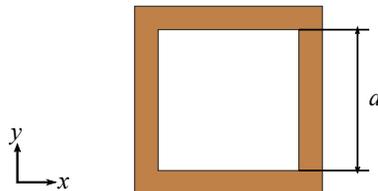


Figura 3.3: Geometría de la guía de onda cuadrada con el lado interior a .

El diagrama de dispersión de la figura 3.4 muestra la constante de propagación calculada mediante la ecuación (3.9) para los modos TE y TM indicados en la tabla 3.1. Esta gráfica muestra más claramente los pares de modos con las mismas características que se producen debido a la simetría de la guía cuadrada.

3.1.3.2. Guías de onda circular

Las guías de onda con sección circular como la mostrada en la figura 3.5 también tienen solución analítica ampliamente conocida. En este caso, la

Modo	$f_{c_{mn}}$ (GHz)
TE ₁₀	13.03
TE ₀₁	13.03
TE ₁₁	18.43
TM ₁₁	18.43
TE ₂₀	26.07
TE ₀₂	26.07

Tabla 3.1: Frecuencia de corte de los 6 primeros modos de una guía cuadrada de lado $a = 11.5$ mm.

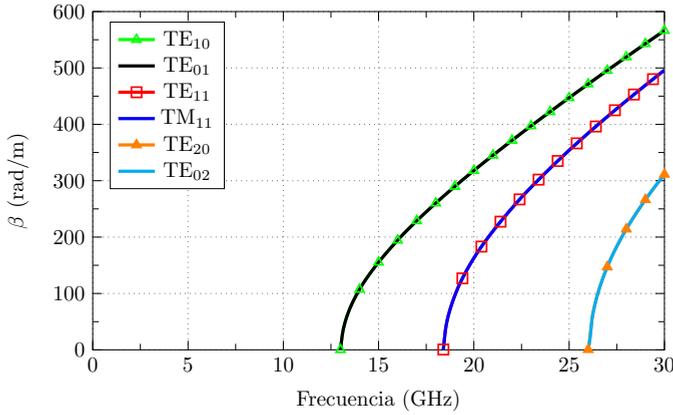


Figura 3.4: Constante de propagación de la guía de onda cuadrada de lado $a = 11.5$ mm.

solución de la ecuación de onda se debe realizar en coordenadas cilíndricas, asumiendo como dirección de propagación el eje z , para hallar modos TE y TM con respecto a esta dirección.

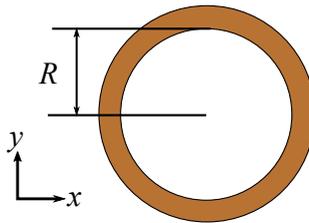


Figura 3.5: Sección transversal de una guía de onda cilíndrica con radio interno R .

Siguiendo un procedimiento análogo que para la guía cuadrada, se pueden determinar las expresiones de campo eléctrico y magnético de los modos TE y TM [74, 112]. Estas expresiones implican el uso de funciones de Bessel para expresar la dependencia radial de los campos. En concreto, para los modos

TE_{nm} tenemos

$$E_z = 0 \quad (3.13a)$$

$$H_z = (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.13b)$$

$$E_\rho = -\frac{j\omega\mu n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.13c)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega\mu}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J'_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.13d)$$

$$H_\rho = -\frac{j\beta}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J'_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.13e)$$

$$H_\phi = -\frac{j\beta n}{k_c^2 b} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.13f)$$

donde la constante de propagación del modo TE_{nm} es:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{p'_{nm}}{a}\right)^2} \quad (3.14)$$

y su frecuencia de corte es:

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{p'_{nm}}{2\pi a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (3.15)$$

para $m = 0, 1, 2, \dots$ y $n = 1, 2, 3, \dots$. En las expresiones anteriores A y B son constantes arbitrarias.

Para los modos TM_{nm} tenemos:

$$E_z = (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.16a)$$

$$H_z = 0 \quad (3.16b)$$

$$E_\rho = -\frac{j\beta}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J'_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.16c)$$

$$E_\phi = \frac{j\beta n}{k_c^2 b} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.16d)$$

$$H_\rho = -\frac{j\omega\epsilon n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.16e)$$

$$H_\phi = -\frac{j\omega\epsilon}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J'_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (3.16f)$$

$$(3.16g)$$

donde la constante de propagación del modo TM_{nm} se obtiene como:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{p_{nm}}{a}\right)^2} \quad (3.17)$$

y la frecuencia de corte es:

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{p_{nm}}{2\pi a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (3.18)$$

para $m = 0, 1, 2, \dots$ y $n = 1, 2, 3, \dots$. De nuevo, A y B son constantes arbitrarias.

En las expresiones anteriores, los términos p_{nm} son las raíces de las funciones de Bessel de primera especie y p'_{nm} las raíces de las derivadas de las funciones de Bessel [74, 112].

La tabla 3.2 presenta las frecuencias de corte de los tres primeros modos para una guía circular con radio interior $R = 6.75$ mm calculadas mediante (3.15) y (3.18). El modo fundamental de la guía de onda circular es el modo TE_{11} . En la gráfica 3.6 se muestra el diagrama de dispersión de los tres modos anteriores, calculado mediante las ecuaciones (3.14) y (3.17).

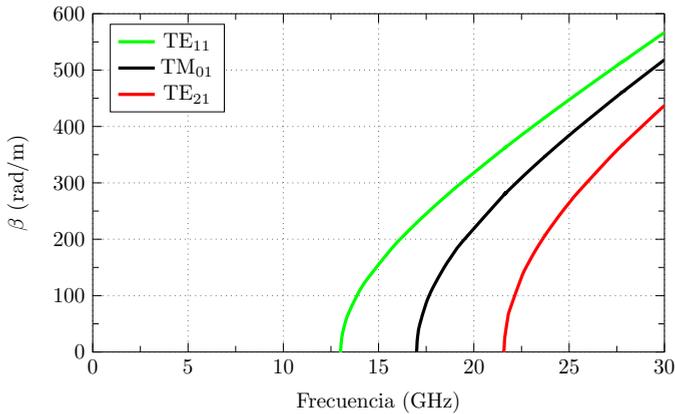


Figura 3.6: Diagrama de dispersión de los primeros modos de una guía de onda circular con radio $R = 6.75$ mm.

Modo	p'_{nm}	p_{nm}	$f_{c_{mn}}$ (GHz)
TE_{11}	1.814		13.02
TM_{01}		2.405	17.01
TE_{21}	3.054		21.60

Tabla 3.2: Frecuencia de cortes de los 3 primeros modos de una guía circular de radio $R = 6.75$ mm

3.1.3.3. Guías de onda coaxial cuadrada

La figura 3.7 muestra la sección transversal de una guía de onda coaxial cuadrada. El lado del conductor externo es a , y el lado del conductor interno es a_{in} . Estas guías no han sido tan estudiadas como las guías anteriores. En la literatura podemos encontrar pocos trabajos que se ocupen de su análisis en profundidad. En su lugar, se ofrecen curvas con las frecuencias de corte para los primeros modos de la guía [113].

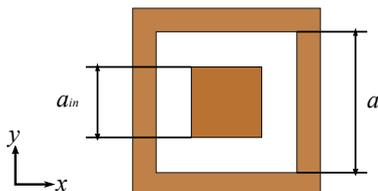


Figura 3.7: Sección transversal de una guía coaxial cuadrada.

La guía de onda coaxial cuadrada es capaz de propagar un modo TEM, cuya frecuencia de corte es 0. Por lo que respecta a los modos de orden superior, la tabla 3.3 muestra las frecuencias de corte de los primeros modos, extraídas de las curvas normalizadas publicadas en [113]. Para obtener estas frecuencias se han considerado las siguientes dimensiones de la guía: $a = 11.5$ mm y $a_{in} = 5.75$ mm, siendo, por tanto, la relación de aspecto entre los dos lados de es 0.45.

Modo	λ_c/a	$f_{c_{mn}}$ (GHz)
TE ₀₁ -TE ₁₀	2.807	9.29
TE ₁₁	1.538	16.96
TE ₂₁	1.29	20.22
TE ₃₁	0.97	26.89

Tabla 3.3: Frecuencia de corte de los primeros modos de orden superior (el modo TEM no se incluye) de una guía de onda coaxial cuadrada con dimensiones $a=11.5$ mm y $a_{in}=5.75$ mm.

La figura 3.8 muestra la constante de propagación del modo TEM, y de los primeros modos de orden superior de una guía de onda coaxial, simulada con CST. Los modos TE₀₁ y TE₁₀ son modos degenerados debido a la simetría de la guía. Como se puede comprobar en esta gráfica, las frecuencias de corte coinciden con las de la literatura, indicadas en la tabla 3.3. Aunque el modo TEM suele ser el más utilizado en este tipo de guías, por lo que respecta a esta tesis, los modos de orden superior serán más interesantes debido al tipo de alimentación simétrica que supone la incidencia de una onda plana.

La figura 3.9 muestra la distribución de campo eléctrico de los modos TE₁₀ y TE₁₁. La distribución de campo del modo TE₁₀ es idéntica a la del

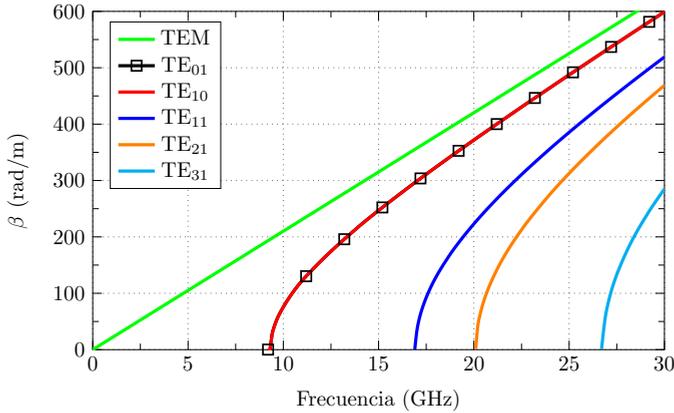


Figura 3.8: Constante de propagación de una guía coaxial cuadrada de lados $a = 11.5$ mm y $a_{in} = 5.75$ mm.

modo TE_{01} pero con una rotación de 90° . Si tratáramos de excitar este tipo de guías con una onda plana con polarización vertical e incidencia normal, se excitaría principalmente el modo TE_{10} . De forma análoga, si la polarización fuese horizontal, se excitaría el modo TE_{01} .

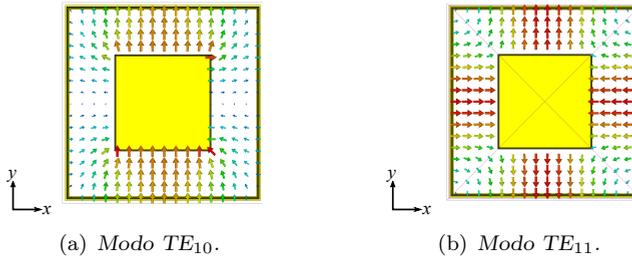


Figura 3.9: Distribución de campo eléctrico de una guía de onda coaxial cuadrada de lados $a = 11.5$ mm y $a_{in} = 5.75$ mm.

3.1.3.4. Guías de onda coaxial circular

Las guías de ondas coaxiales circulares son guías básicas cuya solución analítica es ampliamente conocida [114]. La figura 3.10 muestra una sección transversal de una guía de onda coaxial circular, donde R es el radio del conductor externo, y r_{in} es el radio del conductor interno. Al estar formada por dos conductores, el modo fundamental de este tipo de guías es un modo TEM.

Como en el caso de la guía de onda circular, la ecuación de onda para el caso de la guía de onda coaxial circular se debe resolver en coordenadas cilíndricas. Sin embargo, se deben imponer las condiciones de contorno tanto

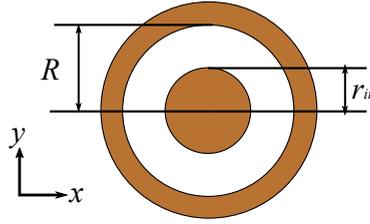


Figura 3.10: Sección transversal de una guía coaxial circular.

Modo	χ_{mn}	$f_{c_{mn}}$ (GHz)
TE ₁₁	2.031	9.577
TE ₂₁	4.023	18.971

Tabla 3.4: Frecuencia de cortes de los primeros modos de orden superior de una guía de onda coaxial circular con $R=6.75$ mm y $r_{in}=3.375$ mm.

en el conductor exterior como en el conductor interior. Esto hace que, para determinar las frecuencias de corte de los modos TE de orden superior (el modo TEM tiene una frecuencia de corte 0), se deba resolver la siguiente ecuación característica [112]:

$$J'_n(k_c r_{in}) Y'_n(k_c R) = J'_n(k_c R) Y'_n(k_c r_{in}), \quad (3.19)$$

mientras que para los modos TM de orden superior debemos resolver esta otra ecuación característica:

$$J_n(k_c r_{in}) Y_n(k_c R) = J_n(k_c R) Y_n(k_c r_{in}) \quad (3.20)$$

A partir de las raíces de la ecuación (3.19) podemos hallar la longitud de onda de corte de los modos TE de la siguiente forma:

$$\lambda_{c_{mn}}^{\text{TE}} = \frac{2\pi}{\chi_{mn}} (R + r_{in}) \quad (3.21)$$

y, a partir de la ecuación (3.20), para los modos TM:

$$\lambda_{c_{mn}}^{\text{TM}} = \frac{2\pi}{\chi_{mn}} (R - r_{in}) \quad (3.22)$$

donde χ_{mn} son las raíces de las ecuaciones (3.19) y (3.20) para los modos de orden superior.

Utilizando las tablas normalizadas de χ_{mn} [114], podemos encontrar las raíces para $R=6.75$ mm y $r_{in}=3.375$ mm. Las frecuencias de corte de los primeros modos de orden superior son las indicadas en la tabla 3.4.

En la figura 3.11 se muestra el diagrama de dispersión calculado con CST de los primeros modos de orden superior de una guía coaxial circular. La distribución de campo eléctrico de estos modos se puede observar en la

figura 3.12. Como pasaba con la guía de onda coaxial cuadrada, el modo TE_{11} es el modo que más nos va a interesar en esta tesis debido a su distribución de campo simétrica. Se puede comprobar cómo la distribución de campo eléctrico de este modo es similar a la del modo TE_{10} (figura 3.9(a)) de la guía coaxial cuadrada.

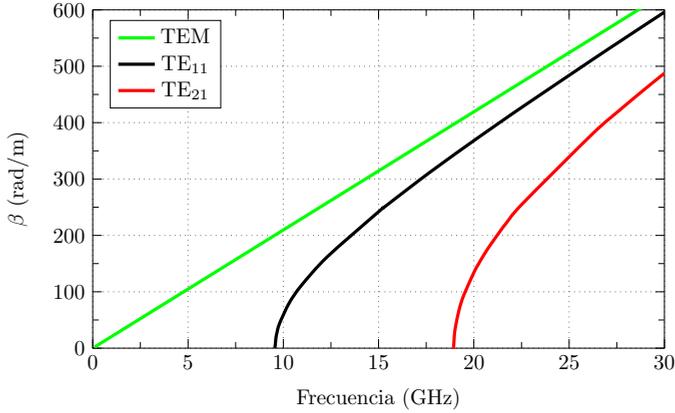


Figura 3.11: Constante de propagación de una guía de onda coaxial circular con $R = 6.75$ mm y $r_{in} = 3.375$ mm.

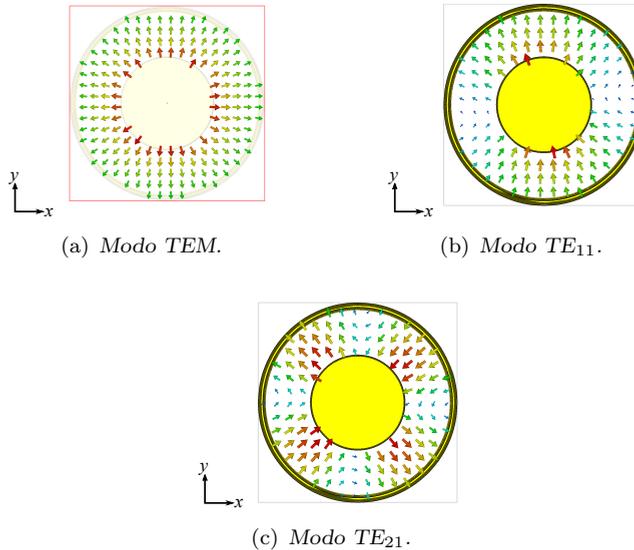


Figura 3.12: Distribución de campo eléctrico de una guía coaxial circular con $R = 6.75$ mm y $r_{in} = 3.375$ mm para los dos primeros modos de orden superior.

Modo	$k_c a$	$f_{c_{mn}}$ (GHz)
TE ₀₁ -TE ₁₀	2.45	10.17
TE ₁₁	2.9	12.04
TE _{20L}	6.1	25.32
TE _{20U}	6.7	27.81

Tabla 3.5: Frecuencia de corte de los primeros modos de una guía de onda cuadrada *Quad-Ridge* con $a=11.5$ mm, $L_s=2.9$ mm y $w=0.7$ mm.

3.1.3.5. Guías de onda cuadradas *Quad-Ridge*

Una guía *Quad-Ridge* es una guía rectangular con una cresta (o *ridge*) perpendicular a cada uno de los lados del cuadro de la guía. La figura 3.13 muestra una guía *Quad-Ridge* cuadrada, donde a es el lado de la guía, y L_s y w son la longitud y el ancho del *ridge*, respectivamente.

En la literatura se puede encontrar varios trabajos que analizan este tipo de guías en detalle. En [115], Chen utiliza el método de los elementos finitos para determinar las frecuencias de corte y la distribución de campo de los distintos modos de la guía. En [116], Sun mejora el estudio anterior utilizando el método de la ecuación integral para campo magnético (MFIE).

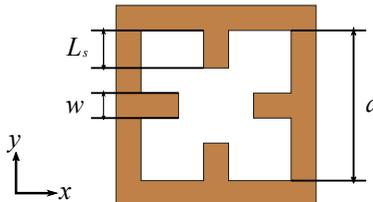


Figura 3.13: Sección transversal de una guía de onda *Quad-Ridge*.

La tabla 3.5 muestra las frecuencias de corte de los primeros modos de una guía *Quad-Ridge* con $a = 11.5$ mm, $L_s = 2.9$ mm y $w = 0.7$ mm extraídos de las curvas normalizadas presentadas por Sun [116]. Estas frecuencias de corte coinciden con las del diagrama de dispersión de la misma guía (ver figura 3.14) calculado mediante CST,

La figura 3.15 muestra la distribución de campo eléctrico de los cuatro primeros modos de la guía de onda cuadrada *Quad-Ridge*. Los modos TE₁₀ y TE₀₁ son modos degenerados por lo que sólo se muestra el campo del modo TE₁₀ ya que la distribución de campo del modo TE₀₁ es como la del modo TE₁₀ (ver figura 3.15(a)) pero rotada 90°. Los modos TE_{20L} y TE_{20U} de las figuras 3.15(c) y 3.15(d) son modos combinados de los modos TE₂₀ y TE₀₂. Este tipo de modos los producen los *ridges*, donde el modo TE_{20L} se obtiene de la suma de los modos combinados, y el modo TE_{20U} se obtiene como la diferencia de los modos combinados [115, 116].

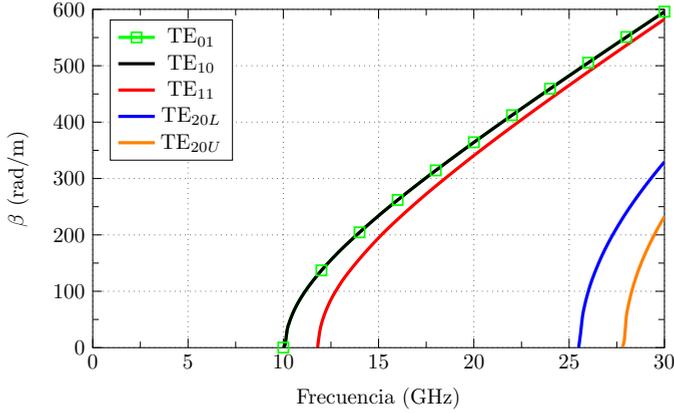


Figura 3.14: Constante de propagación de una guía de onda cuadrada *Quad-Ridge* con $a=11.5$ mm, $L_s=2.9$ mm y $w=0.7$ mm.

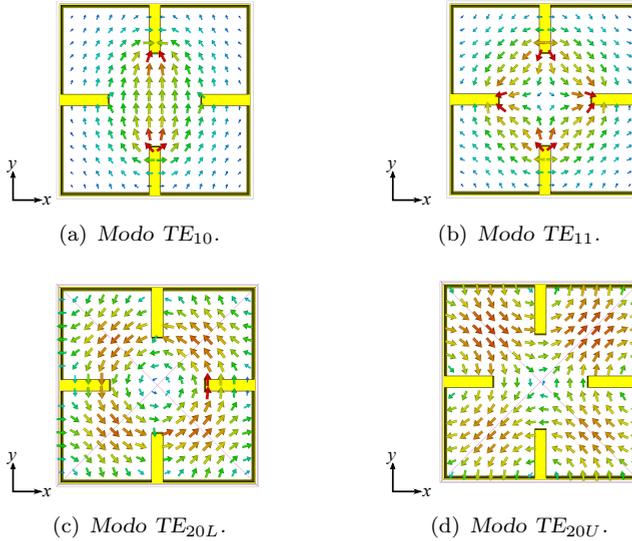


Figura 3.15: Distribución de campo eléctrico de los cuatro primeros modos de una guía cuadrada *Quad-Ridge* con $a = 11.5$ mm, $L_s = 2.9$ mm y $w = 0.7$ mm.

3.1.3.6. Guías de onda circulares *Quad-Ridge*

La guía de onda circular *Quad-Ridge* se forma a partir de una guía circular a la que se le añaden *ridges* en cuatro puntos simétricos internos de la guía. La figura 3.16 muestra una sección transversal de este tipo de guía, donde R es el radio de la guía, y L_s y w son la longitud y el ancho de los *ridges*, respectivamente. En [115] y [116] también podemos encontrar un estudio detallado de este tipo de guías.

La figura 3.17 muestra el diagrama de dispersión de los primeros modos de

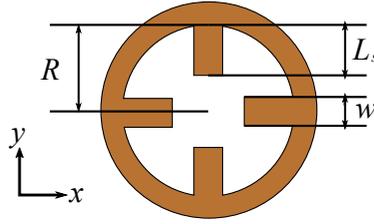


Figura 3.16: Sección transversal de una guía de onda circular *Quad-Ridge*.

la guía de onda circular *Quad-Ridge* calculado mediante CST. El modo fundamental en este caso es el modo TE_{11} , con un ancho de banda de operación monomodo de 8.3 GHz.

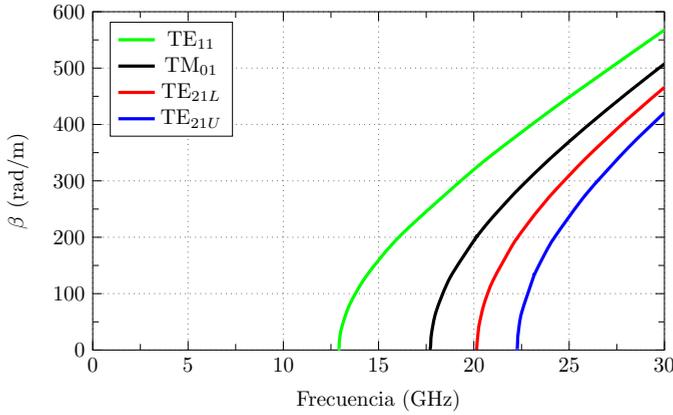


Figura 3.17: Constante de propagación de una guía de onda circular *Quad-Ridge* con $R=6.75$ mm, $L_s=1$ mm y $w=0.5$ mm.

La distribución de campo eléctrico de los modos representados en la figura 3.17 se puede observar en la figura 3.18. Así como en la guía cuadrada *Quad-Ridge* teníamos modos combinados generados a partir del modo TE_{20} , para el caso de la guía circular *Quad-Ridge* tenemos el mismo comportamiento, pero los modos combinados se generan a partir del modo TE_{21} .

3.1.4. Síntesis del desfase

En la sección anterior hemos analizado distintas guías con la misma sección transversal que las celdas unidad de las estructuras FSS vistas en el Capítulo 2. Como resultado hemos obtenido el diagrama de dispersión de los primeros modos de las distintas guías, y hemos observado qué modos son más propensos a ser excitados en el supuesto de la incidencia normal de una onda plana.

Los diagramas de dispersión nos ofrecen información acerca de la constante de propagación de los distintos modos y, por tanto, del desfase que sufren

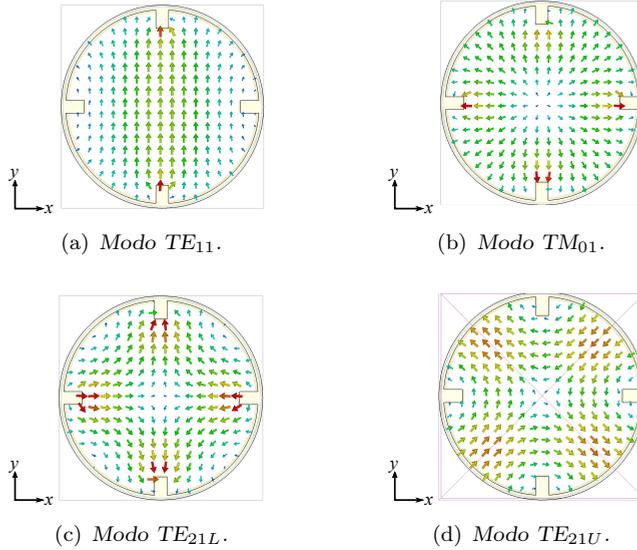


Figura 3.18: Distribución de campos eléctrico de una guía coaxial circular *Quad-Ridge* con $R=6.75$ mm, $L_s=1$ mm y $w=0.5$ mm para los primeros modos en propagación.

los modos al propagarse por la guía. Estas constantes de propagación dependen de los parámetros geométricos de las guías analizadas. En esta sección vamos a estudiar cómo se puede variar la constante de propagación de los principales modos de las guías *Quad-Ridge* y de las guías coaxiales sin modificar el tamaño del contorno exterior de las guías. El objetivo de este estudio es proporcionar un método con el que sintetizar un desfase determinado a la salida de una guía manteniendo intacto el tamaño exterior de la guía.

En primer lugar, podemos considerar la guía coaxial cuadrada de la Sección 3.1.3.3, cuyo conductor interno puede variar de tamaño independientemente del conductor externo. El modo fundamental de esta guía es un modo TEM, pero la constante de propagación de este modo es el número de onda k , por lo que no depende de la geometría de la guía. Además, si pretendemos comparar este análisis con el realizado para la celda unidad de una FSS con parches capacitivos del Capítulo 2, debemos considerar un tipo de excitación basado en la incidencia de una onda plana normal. Ante este tipo de excitación, el modo TEM no se puede excitar. En su lugar, el primer modo que se puede excitar es el modo TE_{10} (o el TE_{01} , dependiendo de la polarización de la onda plana incidente).

La figura 3.19 muestra la constante de propagación del modo TE_{10} de una guía de onda coaxial cuadrada de lado $a=11.5$ mm para varios tamaños de conductor interno (a_{in}). Evidentemente, la constante de propagación para $a_{in} = 0$ coincide con la constante de propagación de una guía cuadrada con

el mismo lado a . Como se puede observar en esta figura, la modificación del tamaño del conductor interno produce un cambio en la constante de propagación del modo TE_{10} . Este mismo comportamiento también se produce para el coaxial circular, como se puede ver en la figura 3.20.

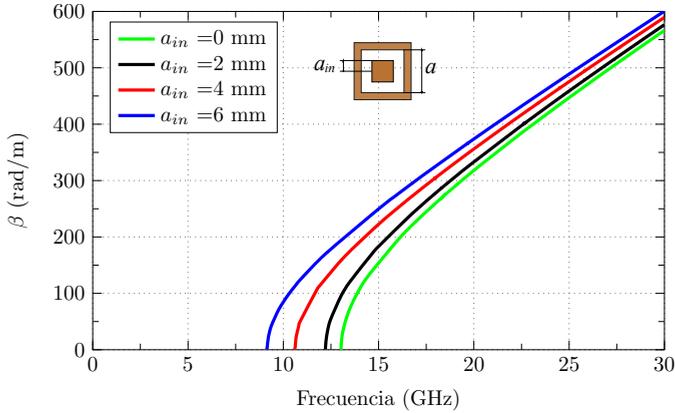


Figura 3.19: Constante de propagación del modo TE_{10} de una guía coaxial cuadrada de lado $a = 11.5$ mm para varios tamaños del conductor interno a_{in} .

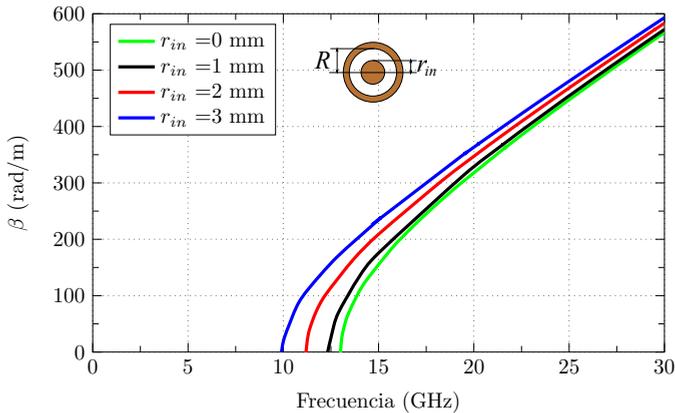


Figura 3.20: Constante de propagación del modo TE_{11} de una guía coaxial circular de radio $R = 6.75$ mm para varios radios del conductor interno r_{in} .

En segundo lugar, podemos considerar la guía cuadrada *Quad-Ridge* de la sección 3.1.3.5. En este caso, el modo de interés es el TE_{10} , ya que es el que excitaríamos ante la incidencia de una onda plana normal a la guía con polarización vertical (si la polarización fuera horizontal excitaríamos el modo TE_{01}). Para conseguir variar la constante de propagación de este modo debemos variar la longitud de las crestas (o *ridges*). La figura 3.21 muestra el diagrama de dispersión del modo TE_{10} de una guía cuadrada *Quad-Ridge* de lado $a = 11.5$ mm para varias longitudes de los *ridges* verticales. Como se

puede observar, esta variación, provoca un desplazamiento de la constante de propagación del modo. Podemos obtener un comportamiento similar para una guía circular *Quad-Ridge*, como se puede ver en la figura 3.22.

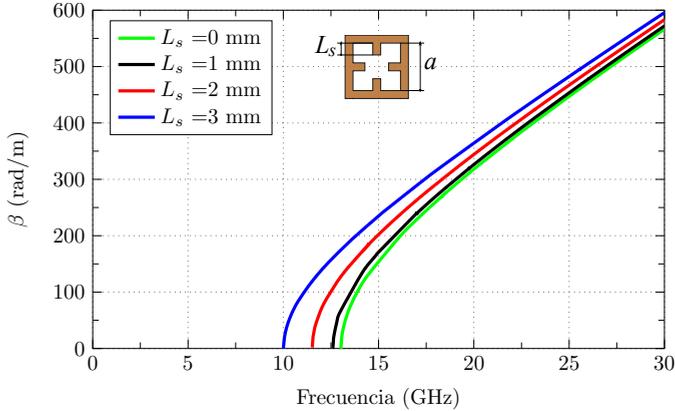


Figura 3.21: Constante de propagación del modo TE_{10} de una guía cuadrada *Quad-Ridge* con $a=11.5$ mm para varios L_s .

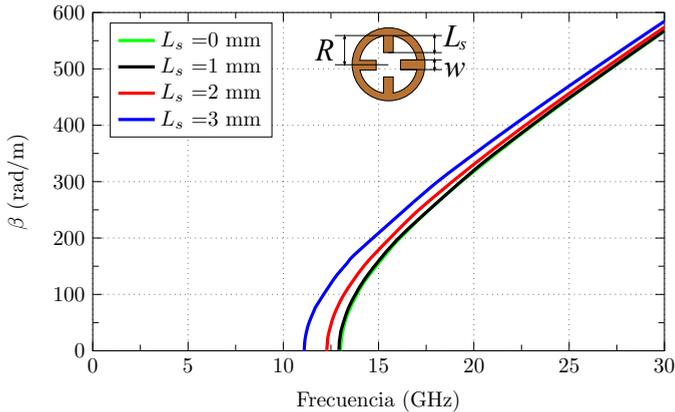


Figura 3.22: Constante de propagación del modo TE_{11} de una guía circular *Quad-Ridge* con $R=6.75$ mm para varios L_s .

Los resultados anteriores indican que, para una guía de longitud y contorno exterior constante, la fase del modo a la salida puede variar cambiando tan solo la dimensión física de los elementos interiores (parches o *ridges*). Este comportamiento es interesante ya que, como veremos más adelante, permite construir una lente combinando varias guías de la misma longitud. Para conseguir el desfase apropiado en cada punto de la lente bastaría con ajustar el tamaño del elemento interior de cada una de las guías que forman la lente. Este tipo de diseño permite conseguir lentes planas con un volumen mucho menor que el de las lentes clásicas diseñadas con guías de onda de diferente

longitud [117, 118].

Para ilustrar mejor este comportamiento, la figura 3.23 compara la constante de propagación en grados/mm a 14 GHz de las distintas guías de onda vistas anteriormente en función del tamaño del elemento interno (L_s , r_{in} o a_{in}). En el caso de la guía coaxial cuadrada el tamaño del conductor interno es $2L_s$.

Como se puede observar, todas las guías tienen una variación similar, con un desfase máximo por mm de alrededor de 8° entre el tamaño del elemento interno más pequeño y el más grande. La guía con un comportamiento más lineal es la guía cuadrada *Quad-Ridge*, cuya variación del desfase es la mayor de todos los casos, con 8.19° . No obstante, se debe tener en cuenta que este desfase máximo varía en función de la frecuencia. En general, cuanto más cerca estamos de la frecuencia de corte, mayor es el desfase máximo que podemos conseguir. La frecuencia escogida para el análisis de la figura 3.23 (14 GHz) es aquella para la que el modo está en propagación para todos los tamaños de los elementos internos que hemos considerados.

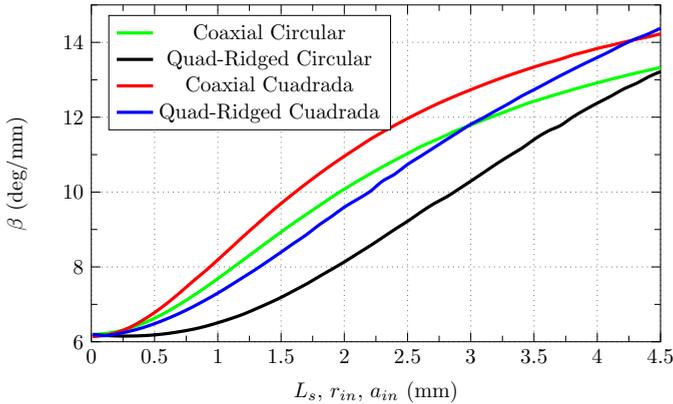


Figura 3.23: Constante de propagación a 14 GHz de las diferentes guías de ondas.

Para ilustrar mejor el comportamiento de las distintas guías mostradas en la figura 3.23, se han simulados tres guías (una cuadrada, una coaxial cuadrada y una *Quad-Ridge*) con 20 mm de longitud. Tanto el lado del conductor interno de la guía coaxial cuadrada como la longitud de los *stubs* de la guía *Quad-Ridge* son 3 mm. La figura 3.24 muestra la fase del parámetro de transmisión (S_{21}) para los tres casos. Como se puede observar, para la misma longitud, la guía que ofrece un mayor desfase es la guía *Quad-Ridge*. Además, cabe destacar que tanto esta guía como la coaxial cuadrada producen un desfase mucho mayor que la guía cuadrada.

La tabla 3.6 compara numéricamente la constante de propagación y el desfase producido entre la entrada y la salida de las tres guías de la figura 3.24 a 14 GHz. Para el caso de las guías *Quad-Ridge* y coaxial cuadrada, el tamaño

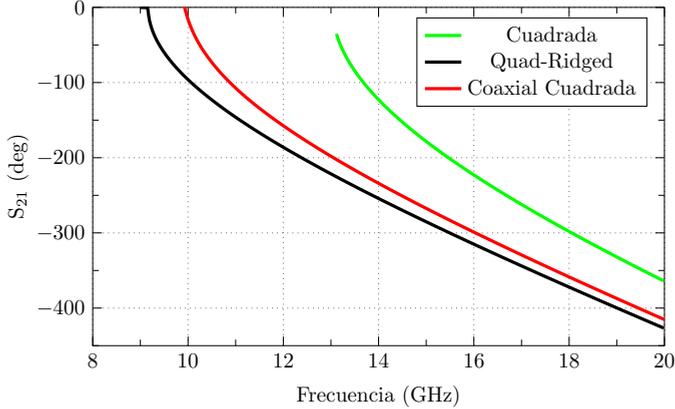


Figura 3.24: Fase del parámetro S_{21} de una guía de onda cuadrada, coaxial cuadrada y Quad-Ridge. En todos los casos, la longitud de las guías es 20 mm, y el tamaño del elemento de control interno 3 mm (L_s en la guía Quad-Ridge y a_{in} en la guía coaxial cuadrada).

del elemento de control, L_s y a_{in} , respectivamente, es de 3 mm. La segunda columna indica la constante de propagación extraída de la figura 3.23, la tercera columna es el desfase de la onda transmitida a lo largo de una guía de 20 mm de longitud calculado a partir de la constante de propagación, y la cuarta columna es la fase del parámetro S_{21} extraída de la figura 3.24. Como era de esperar, los valores teóricos de la tercera columna y los valores simulados de la cuarta columna coinciden.

Tabla 3.6: Fase del coeficiente de transmisión de las guías de sección exterior cuadrada con 20 mm de longitud a 14 GHz.

Guía de onda	β (deg/mm) (Fig. 3.23)	Desfase onda transmitida (deg)	S_{21} (deg) (Fig. 3.24)
Cuadrada	6.18	-123°	-123°
Coaxial cuadrada	12.7	-254°	-254°
Quad-Ridge cuadrada	11.87	-236°	-234°

La guía de onda *Quad-Ridge* ofrece el mayor margen de ajuste de fase con $8.19^\circ/\text{mm}$. Este margen permite tener un desfase de 360° con una guía de 44 mm de longitud. Además, la simetría de esta celda ofrece una respuesta independiente para dos polarizaciones ortogonales. Para ilustrar esta característica, vamos a analizar la guía cuadrada *Quad-Ridge* manteniendo la longitud de las crestas (*ridges*) verticales en 3 mm, y variando la longitud de las crestas horizontales. Los resultados de este análisis para una polarización horizontal se muestran en la figura 3.25, y para una polarización vertical en

la figura 3.26. Como se puede observar, la respuesta del modo con polarización vertical permanece inalterada con el cambio de la longitud de las crestas horizontales. De este modo, podríamos ajustar la dimensión de cada par de crestas de forma independiente para tener una respuesta distinta para cada polarización.

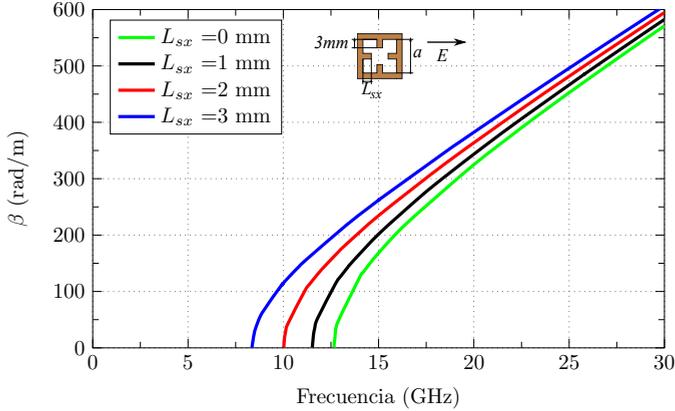


Figura 3.25: Constante de propagación para varias longitudes de los ridges horizontales (L_{sx}) de una guía de onda cuadrada Quad-Ridge con $a = 11.5$ mm y $L_{sy} = 3$ mm para el modo TE_{01} .

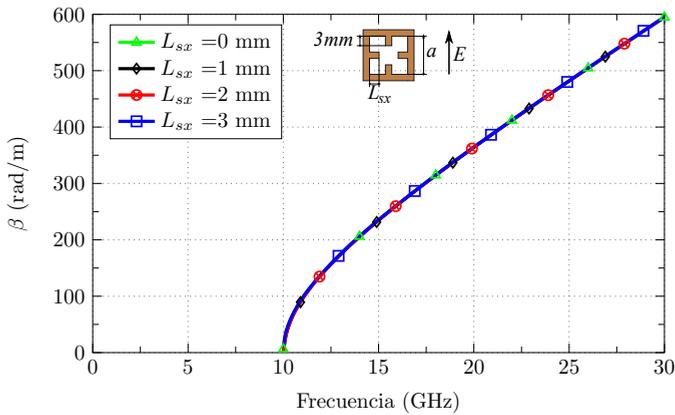


Figura 3.26: Constante de propagación para varias longitudes de los ridges horizontales (L_{sx}) de una guía de onda cuadrada Quad-Ridge con $a = 11.5$ mm y $L_{sy} = 3$ mm para el modo TE_{10} .

Los resultados mostrados hasta el momento indican que es posible controlar el desfase entre el puerto de entrada y salida de una guía manteniendo la longitud de la misma, y variando las dimensiones de un elemento de control interno. Para el caso de las guías coaxiales, el elemento de control es el conductor interno, mientras que para el caso de la guía *Quad-Ridge* el ele-

mento de control son las crestas (*ridges*). La modificación de las dimensiones de estos elementos producen un cambio en la constante de propagación de la guía y, por tanto, en el desfase.

El análisis modal de las guías de onda permite conocer el orden de aparición de los modos superiores, la distribución de campos de estos modos y su constante de propagación. Sin embargo, en agrupaciones periódicas de guías de ondas, no es posible realizar este tipo de análisis por lo que es necesario analizar la estructura utilizando modos de Floquet y condiciones de periodicidad infinita. En el siguiente apartado estudiaremos la respuesta en frecuencia de agrupaciones de guías de ondas coaxial cuadrada y *Quad-Ridge* utilizando modos de Floquet.

3.1.5. Análisis de Guía de Ondas con modos de Floquet

Como vimos en el Capítulo 2, la expansión en modos de Floquet permite obtener la respuesta en frecuencia de estructuras periódicas. En esta sección utilizamos esta expansión para analizar la respuesta de una agrupación infinita de guías de ondas coaxial cuadrada y *Quad-Ridge* cuadrada considerando la incidencia de una onda plana. Se han escogido estas dos agrupaciones de geometría cuadrada debido a su simplicidad en comparación a las guías circulares, lo que permite crear una agrupación infinita de guías sin espacios vacíos entre celdas adyacentes. En la figura 3.27 se muestra un ejemplo de una agrupación periódica de guía de onda coaxial analizada con modos de Floquet utilizando CST (la celda unidad esta remarcada en color gris).

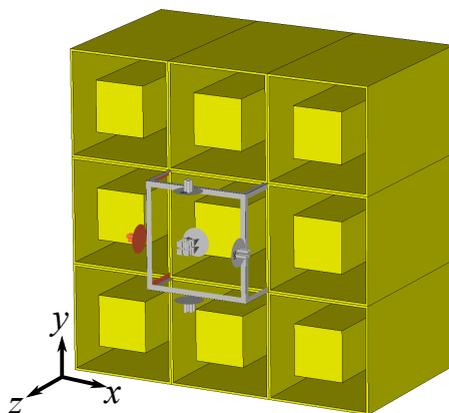


Figura 3.27: Ejemplo de una celda periódica de coaxial cuadrado con modos de Floquet simulado con el CST

Para analizar una agrupación infinita de guías se imponen condiciones de periodicidad infinita en las cuatro paredes de la guía, y se excita esta celda unidad con puertos de Floquet. La figura 3.28 compara el coeficiente

de transmisión de una guía de onda coaxial cuadrada simulada con análisis modal (como se ha visto anteriormente en este capítulo) y con modos de Floquet (como se explicó en el Capítulo 2). En el análisis modal de la guía se considera el modo TE_{10} , y en el análisis con modos de Floquet se muestra la respuesta para un modo TEM (onda plana) con polarización vertical e incidencia normal.

Como se puede observar en la figura 3.28(a), ambas respuestas presentan un comportamiento similar, con una buena transmisión a partir de 9.3 GHz, que se corresponde con la frecuencia de corte del modo TE_{10} de la guía de onda coaxial cuadrada. Esta similitud también se observa en la figura 3.28(b), donde se ve que el comportamiento de la fase es lineal con la frecuencia en ambos casos. Las oscilaciones en el módulo de la respuesta en frecuencia del análisis con modos de Floquet se deben a la dependencia con la frecuencia del acoplamiento de la onda plana a la guía. Si consiguiéramos un acoplamiento suave entre el medio aire y las celdas, disminuirían las pérdidas.

La figura 3.29 realiza la misma comparación anterior, pero para la guía de onda *Quad-Ridge* cuadrada. En este caso, el módulo del coeficiente de transmisión (ver figura 3.29(a)) también muestra una gran similitud entre los dos análisis, especialmente a partir de 10 GHz, ya que esta es la frecuencia de corte del modo TE_{10} de la guía de onda *Quad-Ridge* cuadrada. Además, en ambos casos, tanto para el análisis modal como para el análisis con periodicidad infinita, la fase tiene un comportamiento lineal con la frecuencia, como se muestra en la figura 3.29(b). Como para el caso de la guía coaxial cuadrada, las oscilaciones en el módulo del coeficiente de transmisión del análisis con modos de Floquet se deben al acoplamiento entre la onda plana incidente y la guía.

Los resultados anteriores permiten concluir que, si deseamos caracterizar el coeficiente de transmisión de una agrupación periódica de guías de ondas, debemos realizar previamente un análisis modal de la guía de onda. Este análisis nos permitirá conocer la frecuencia de corte de los modos que pueden propagarse en la guía y, por tanto, la frecuencia inicial de operación de la agrupación de guías de onda.

Además, a partir del análisis modal de la guía podemos conocer la distribución de campo de cada modo, muy similar a la distribución de campo de la agrupación de guías infinita cuando se excita el modo en cuestión. De este modo, podemos evaluar cuál es la incidencia más adecuada para excitar cada modo. Para ilustrar este comportamiento, la figura 3.30 muestra la distribución de campo eléctrico de una agrupación infinita de guías de onda coaxial cuadrada (sólo se muestran cuatro) ante la incidencia de una onda plana con polarización vertical (primer modo de Floquet). Esta distribución coincide con la del modo TE_{10} de una guía coaxial cuadrada (ver figura 3.9(a)). De forma similar, la figura 3.31 muestra la distribución de campo eléctrico

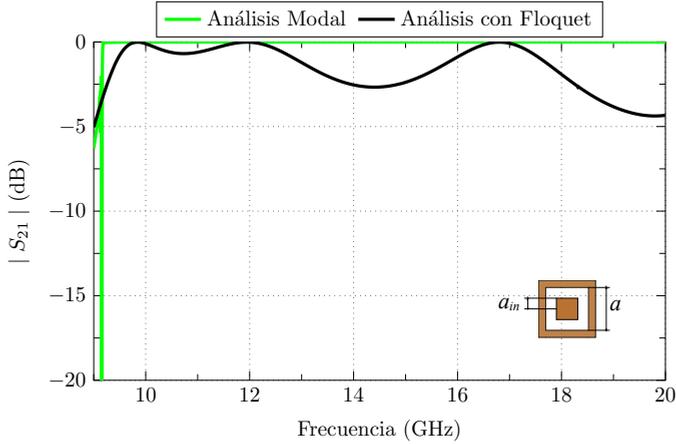
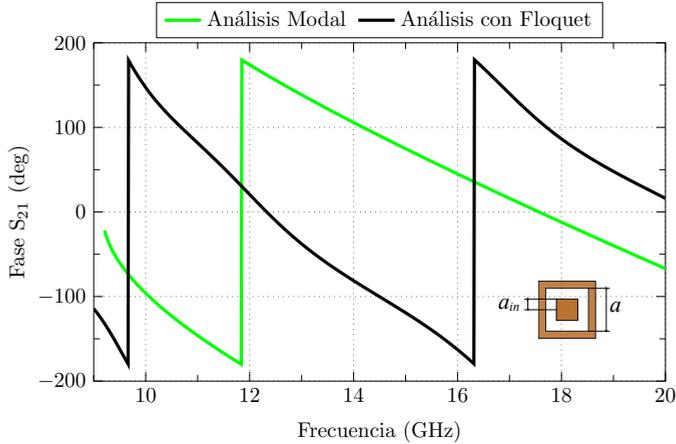
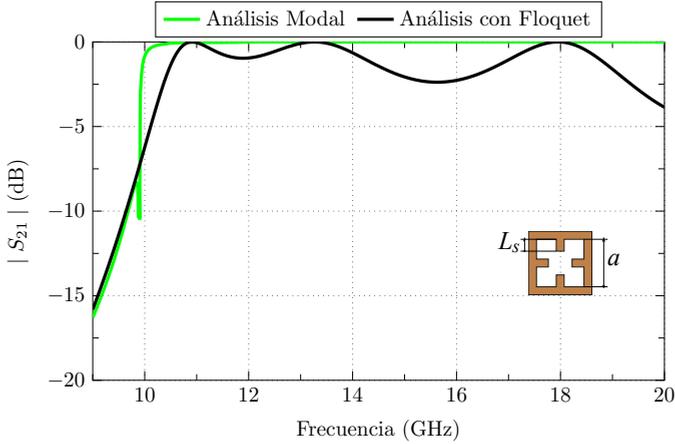
(a) Magnitud de S_{21} .(b) Fase de S_{21} .

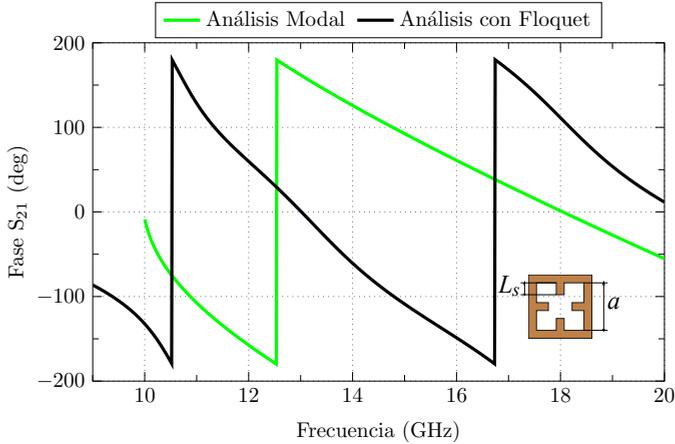
Figura 3.28: Coeficiente de transmisión de una guía de onda coaxial cuadrada con $a = 11.5 \text{ mm}$ y $a_{in} = 3 \text{ mm}$ simulada con análisis modal y con modos de Floquet.

de una agrupación de guías *Quad-Ridge* cuadrada ante la incidencia de una onda plana con polarización vertical. De nuevo se observa que la distribución es muy similar a la del modo TE_{10} de una guía *Quad-Ridge* analizada modalmente (figura 3.15(a)).

El análisis de una agrupación infinita de guías nos permite conocer el comportamiento de cada una de ellas considerando el acoplo mutuo entre guías adyacentes. Este comportamiento es básico para poder modelar correctamente cada elemento de una agrupación de múltiples guías, como puede ser una lente de microondas. Para este tipo de estructuras necesitamos conocer la fase del coeficiente de transmisión de cada una de las guías.



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.29: Coeficiente de transmisión de una guía de onda Quad-Ridge cuadrada con $a = 11.5$ mm y $L_s = 6$ mm simulada con análisis modal y con modos de Floquet.

La figura 3.32 muestra la fase del coeficiente de transmisión de una agrupación de guías de onda coaxiales cuadradas de longitud 20 mm iluminada por una onda plana con incidencia normal para diferentes valores del conductor interno. Como se puede observar, con esta guía conseguimos un desfase de 170° en la frecuencia central (14 GHz) entre el tamaño máximo y mínimo del conductor interno. De forma similar se consiguen 180° de desfase a 14 GHz para el caso de la guía de onda *Quad-Ridge* cuadrada entre el tamaño máximo y mínimo de los *stubs* (ver figura 3.33).

De estos resultados se podría deducir que, para un determinado tamaño exterior (a), la guía *Quad-Ridge* cuadrada ofrece mejores prestaciones que la

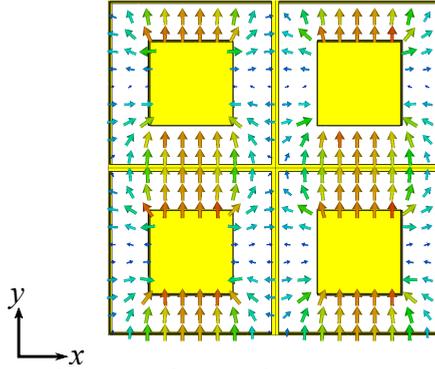


Figura 3.30: Distribución de campo eléctrico de una agrupación de guías de onda coaxial cuadrada a 14 GHz.

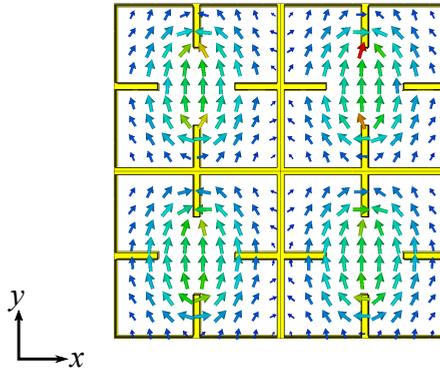


Figura 3.31: Distribución de campo eléctrico de una agrupación de guías de onda Quad-Ridge cuadrada a 14 GHz.

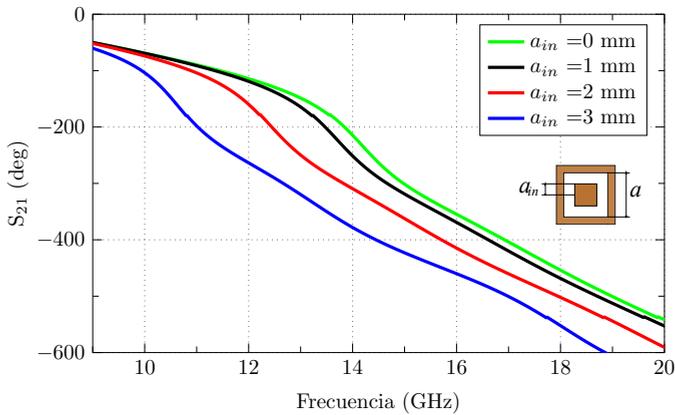


Figura 3.32: Fase del coeficiente de transmisión de una agrupación de guías de onda coaxiales cuadradas con $a = 11.5$ mm para varios tamaños del conductor interno (a_{in}) analizada con modos de Floquet.

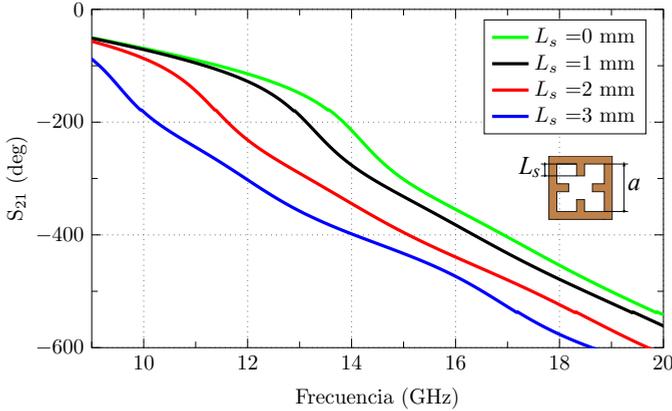
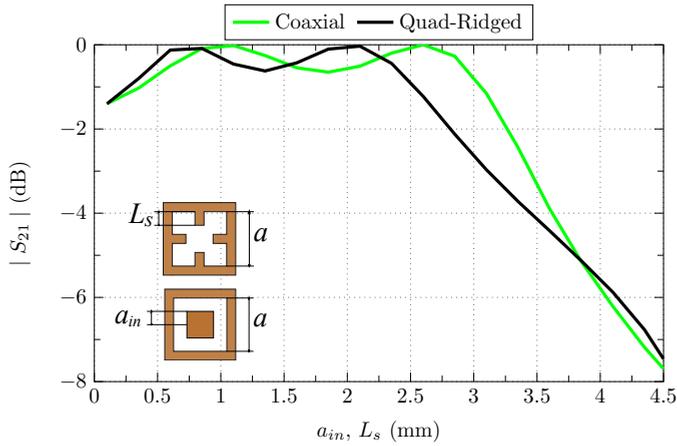


Figura 3.33: Fase del coeficiente de transmisión de una agrupación de guías de onda Quad-Ridge cuadradas con $a = 11.5$ mm para varias longitudes de los stubs (L_s) analizada con modos de Floquet.

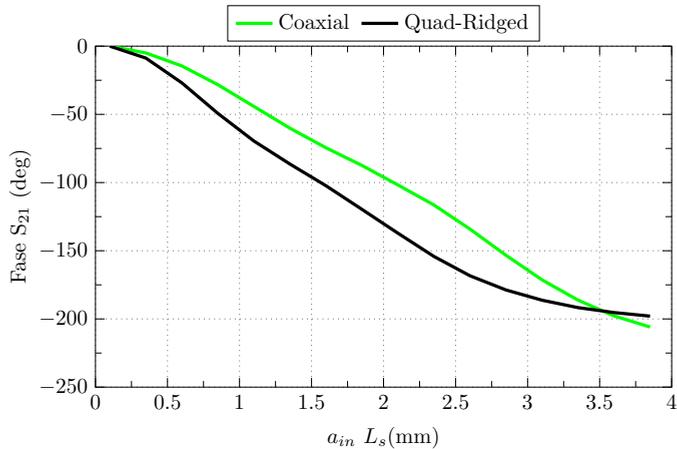
coaxial ya que proporciona un mayor rango de desfases. No obstante, para valorar cuál es la mejor opción debemos tener en cuenta también el módulo del coeficiente de transmisión. Para ello, la figura 3.34(a) muestra el módulo del parámetro S_{21} de las dos guías bajo estudio en función del tamaño del elemento de control (a_{ain} o L_s) a 14 GHz. Como se puede observar, para que las pérdidas de transmisión no sean mayores de 2 dB, el conductor interno de la guía coaxial debe ser menor de 3.25 mm, mientras que la longitud de los *stubs* de la guía *Quad-Ridge* debe ser menor de 2.8 mm. Para estos tamaños de elementos de sintonía, el desfase máximo que podemos conseguir con la guía coaxial es de 180° , y con la guía *Quad-Ridge* 160° . Por tanto, en una aplicación real, la guía coaxial puede ofrecer un mayor desfase con una estabilidad del módulo mayor.

A partir de los resultados obtenidos en esta sección podemos concluir que, para conseguir grandes variaciones de desfase a la salida de una agrupación de guías de onda, necesitamos trabajar cerca de la frecuencia de corte del modo que necesitamos excitar. Para poder escoger adecuadamente las dimensiones de la guía de onda necesitamos realizar previamente un análisis modal de la misma con el que podamos ubicar correctamente la banda de frecuencias de operación.

Para conseguir desplazar la constante de propagación de los modos sin modificar el tamaño exterior de las guías podemos cargar las guías con un conductor interno, o con *stubs* en las paredes. Modificando el tamaño de estos elementos conseguimos desplazar la constante de propagación del modo que estamos excitando sin modificar el tamaño exterior de la guía. Este comportamiento se observa tanto para una guía individual como para una agrupación de guías cargadas, iluminadas por una onda plana.



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.34: Coeficiente de transmisión (S_{21}) a 14 GHz en función del tamaño del conductor interno de la guía coaxial (a_{in}) y de la longitud de los stubs de la guía Quad-Ridge (L_s). La longitud de las guías es de 20 mm en todos los casos.

3.2. Guías de onda de sección continua cargadas discretamente

Las guías de ondas vistas en la sección anterior presentan una sección transversal continua a lo largo del eje de propagación. Esta geometría permite una caracterización sencilla, tanto si realizamos un análisis con periodicidad infinita como un análisis modal de la sección transversal de cada una de las guías. El mayor problema que pueden presentar este tipo de estructuras es la cantidad de metal de las que están compuestas, y la dificultad de fabricación.

Para aliviar estos problemas, en una primera instancia podemos discretizar los elementos de sintonía internos de la guía, de tal forma que el peso de la estructura se vea reducido considerablemente.

Las figuras 3.35 y 3.36 muestran dos ejemplos de guías donde los elementos de sintonía están discretizados. En ambos casos las dimensiones externas de las guías son $a \times b \times L$. En este caso, el análisis modal de la sección transversal carece de sentido, por lo que solo se analizan como agrupaciones periódicas con condiciones de periodicidad infinita.

En la figura 3.35 se muestra el esquema de una guía de onda cuadrada con cargas capacitivas (o parches), análoga a la guía coaxial cuadrada, con una separación sep entre cargas. Para una dimensión L fija, cuanto mayor es la separación entre parches, menor es el número de parches que caben dentro de la guía. De forma similar, la figura 3.36 muestra una guía de onda con cargas inductivas (análoga a la guía *Quad-Ridge*) donde, como en el caso anterior, la separación entre cargas es sep .

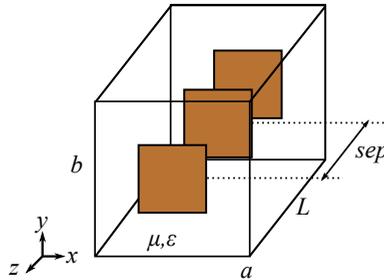


Figura 3.35: Guía de onda cuadrada con cargas capacitivas separadas una distancia sep (coaxial discretizado).

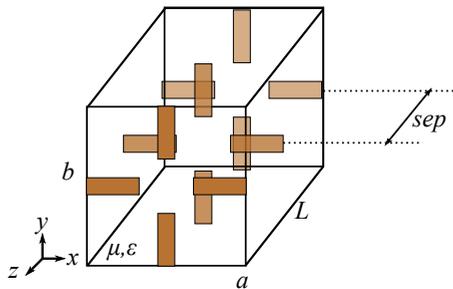
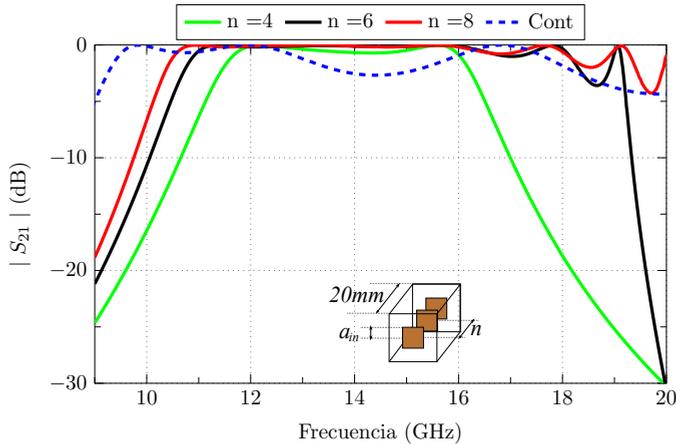


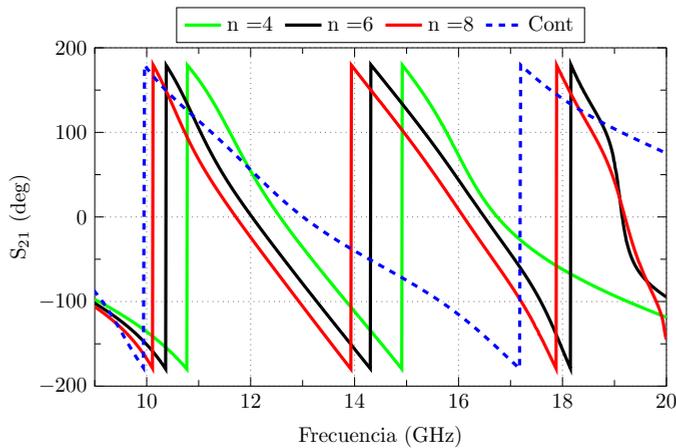
Figura 3.36: Guía de onda cuadrada con cargas inductivas separadas una distancia sep (*Quad-ridge* discretizado).

Estas dos estructuras con cargas discretas se han analizado considerando la incidencia de una onda plana con polarización vertical (modo de Floquet) e incidencia normal. Para este análisis se han considerado una dimensiones externas de $11.5 \text{ mm} \times 11.5 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$. La figura 3.37 muestra el coeficiente de transmisión para la guía de onda cuadrada coaxial discretizada para 4, 6 y

8 capas, y para el caso continuo (visto en la sección anterior). Observando el módulo (figura 3.37(a)) se puede comprobar cómo el ancho de banda aumenta con el número de capas y tiende a la respuesta en frecuencia de la guía de onda coaxial continua (curva azul discontinua). La variación del número de capas nos permite modificar la fase, como se observa en la figura 3.37(b), ya que la capacidad que se crea entre las capas modifica la constante de propagación de la guía de onda.



(a) Magnitud de S_{21} .

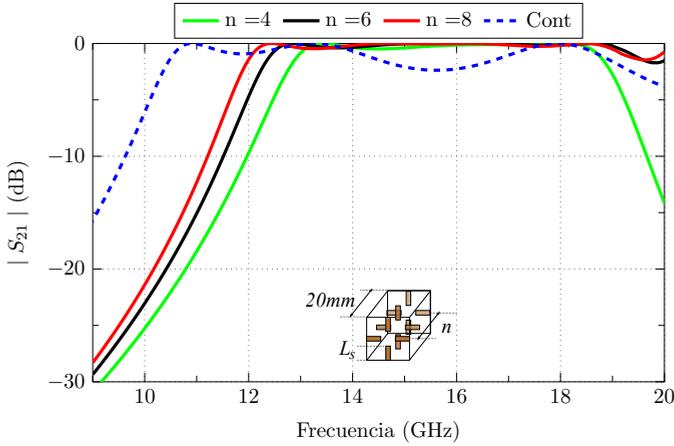


(b) Fase de S_{21} .

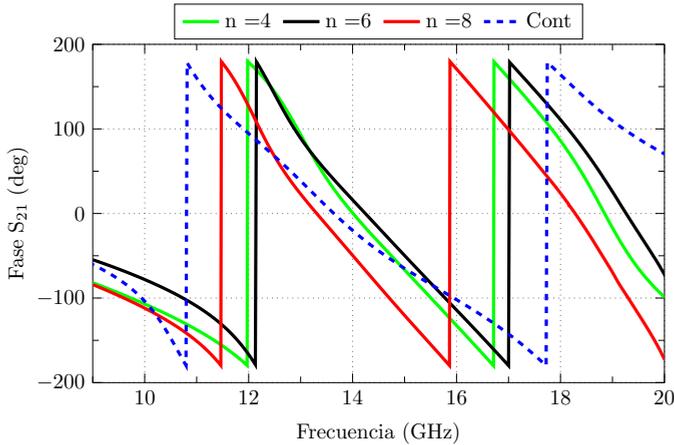
Figura 3.37: Respuesta en frecuencia de una guía de onda coaxial discreta, analizada con modos de Floquet. La longitud de la guía es a 20 mm en todos los casos y n es el número de capas.

La figura 3.38 muestra el mismo análisis anterior pero para la guía de onda *Quad-Ridge* discreta con cuatro cargas inductivas de igual longitud.

Como en el caso anterior, al aumentar el número de capas, la respuesta en frecuencia tiende a la solución de la guía de onda *Quad-Ridge* continua (curva azul discontinua).



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.38: Respuesta en frecuencia de una guía de onda *Quad-Ridge* discreta, analizada con modos de Floquet. La longitud de la guía es a 20 mm en todos los casos y n es el número de capas.

3.2.1. Síntesis del desfase

Los elementos de sintonía de las celdas anteriores (los parches internos de la celda coaxial, o los *stubs* de la celda *Quad-Ridge*) permiten controlar la fase del coeficiente de transmisión manteniendo las pérdidas de inserción bajas. Para ilustrar este mecanismo, las figuras 3.39 y 3.40 muestran el coeficiente

de transmisión a 14 GHz de la guía de onda cuadrada con cargas discretas capacitivas (coaxial) e inductivas (*stubs*), respectivamente.

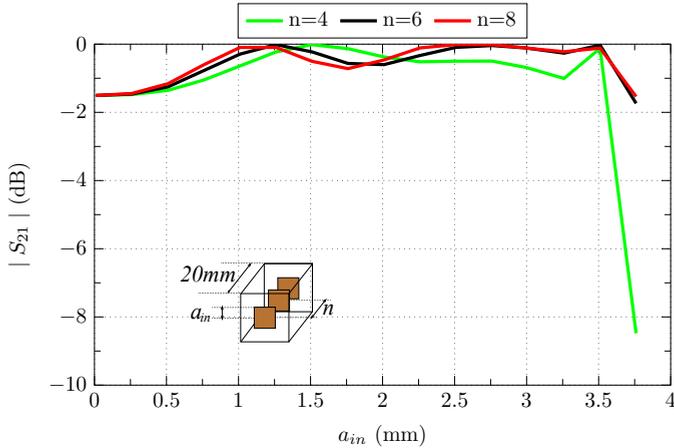
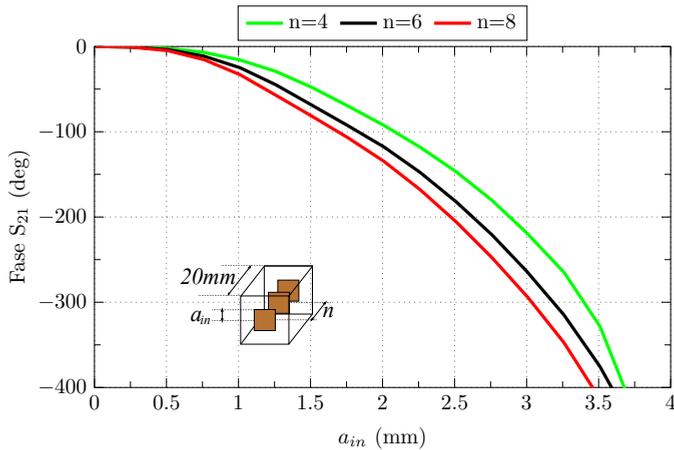
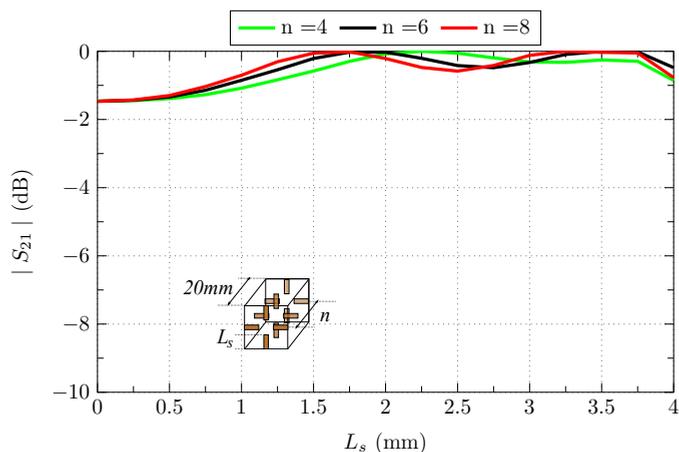
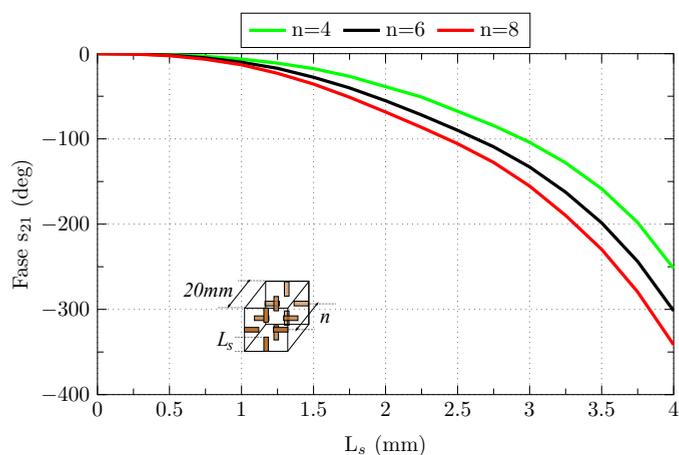
(a) Magnitud de S_{21} .(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.39: Coeficiente de transmisión de una guía de onda cuadrada con cargas discretas capacitivas (coaxial) a 14 GHz en función del tamaño del parche interior a_{in} considerando varias capas (n). La longitud de la guía es 20 mm en todos los casos.

Para el caso de la guía de onda coaxial discreta podemos conseguir una corrección de fase de más de 360° con pérdidas de inserción menores de 2 dB cuando el número de capas es mayor de 6, tal y como se observa en las figuras 3.39(a) y 3.39(b) para el módulo y la fase, respectivamente. Con 6 capas, la separación entre capas es de 3.33 mm, o 0.15λ a 14 GHz. Para el caso de la guía de onda *Quad-Ridge* discreta, el módulo y fase del coeficiente de transmisión se muestran en las figuras 3.40(a) y 3.40(b), respectivamente. En



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.40: Coeficiente de transmisión de una guía de onda cuadrada con cargas discretas inductivas (stubs) a 14 GHz en función de la longitud de los stubs L_s considerando varias capas (n). La longitud de la guía es 20 mm en todos los casos.

este caso, se consigue un desfase máximo de 360° a partir de 8 capas, y con pérdidas de inserción menores de 2 dB.

Por lo tanto, podemos concluir que se puede modificar la fase más de 360° , lo que es necesario para poder sintetizar cualquier tipo de desfase, con unas pérdidas de inserción relativamente bajas para guías cargadas discretamente de 20 mm de longitud. El número mínimo de capas dependerá de la configuración escogida.

No obstante, la fabricación de guías cargadas discretamente puede llegar a ser bastante compleja. Como solución a este problema podemos discretizar,

no solo el elemento de sintonía interior, sino toda la guía, permitiendo de este modo la fabricación por capas. Este tipo de fabricación es mucho más sencillo que la inserción de cargas discretas en guías de onda sólidas. En la siguiente sección vamos a analizar este tipo de estructuras, conocidas como FSS multicapa. En el Capítulo 2 estudiamos la versión de una sola capa de este tipo de estructuras. Aquí vamos a ver las ventajas de apilar más de una capa, como evolución natural de las estructuras vistas hasta ahora en este capítulo.

3.3. Guías de ondas de sección discreta

Las guías de onda de sección discreta son guías donde no solo el elemento de sintonía interno está discretizando, sino también el contorno exterior de la guía. Como resultado obtenemos una estructura de múltiples capas que se comporta como una superficie selectiva en frecuencia (FSS) multicapa. La única forma de analizar este tipo de estructuras es mediante el estudio de la celda unidad con condiciones de periodicidad infinita y modos de Floquet.

La geometría de cada una de las capas, y la separación entre ellas, determinan el comportamiento en frecuencia de la FSS multicapa. Habitualmente se utiliza un sustrato dieléctrico sobre el que se deposita el metal de cada una de las capas. Este dieléctrico afecta a la respuesta concreta de cada celda, pero no al comportamiento general de las celdas, que es lo que se pretende analizar en esta sección. Por ello, aunque en un diseño final sí sería necesario tener en cuenta el sustrato dieléctrico, en esta sección asumiremos que solo hay aire entre las distintas capas de las FSS que se van a analizar. En concreto, vamos a mostrar el análisis de celdas coaxiales y *Quad-ridge*, herederas en comportamiento de las guías cuadradas coaxiales y *Quad-ridge* vistas anteriormente.

La celda unidad de las FSS multicapa que se van a estudiar en esta sección se muestran en las figuras 3.41 y 3.42. En ambos casos se considera que la onda incidente para el estudio con condiciones de periodicidad y puertos de Floquet se propaga en la dirección del eje z . La separación de las capas es sep , el número de capas es n y el periodo de la celda unidad es p .

La figura 3.41 muestra una FSS multicapa formada por una rejilla cuadrada con parches, o cargas capacitivas, en el interior. Esta geometría es equivalente a la sección transversal de la guía de onda coaxial cuadrada vista anteriormente. La figura 3.42 también muestra el esquema de una rejilla, pero en este caso, los elementos de sintonía son 4 *stubs* o cargas inductivas de longitud L_s . Esta geometría es equivalente a la sección transversal de la guía *Quad-Ridge* vista anteriormente. A continuación, vamos a analizar la respuesta en frecuencia de estas dos celdas, y vamos a mostrar cómo se pue-

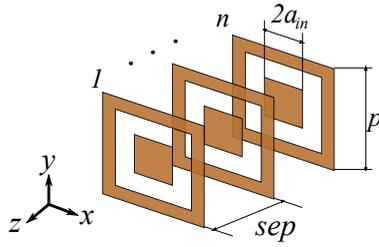


Figura 3.41: Agrupación multicapa formada por una rejilla con cargas capacitivas (coaxial cuadrado).

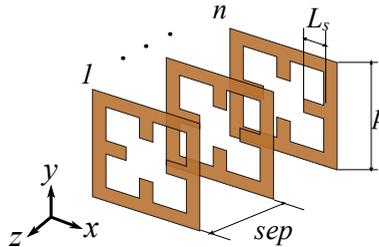


Figura 3.42: Agrupación multicapa formada por una rejilla con cargas inductivas (Quad-ridge con stubs).

de sintetizar la fase variando el tamaño de los elementos de sintonía en cada celda, de igual manera que se hacía para el caso continuo.

3.3.1. Respuesta en frecuencia de las guías de onda de sección discreta

Para el análisis de la respuesta en frecuencia de las agrupaciones anteriores consideramos la incidencia de una onda plana con polarización vertical e incidencia normal (primer modo de Floquet). En todos los casos, el periodo de las celdas es $p = 11.5$ mm, el tamaño del elemento de sintonía es $a_{in} = 3$ mm o $L_s = 2$ mm, según el tipo de celda, y la longitud total de la estructura (considerando todas las capas) es 20 mm.

La figura 3.43 muestra el coeficiente de transmisión de la rejilla con cargas capacitivas mostrada en la figura 3.41 (celda tipo coaxial) para varias capas. Como se puede observar en el módulo del coeficiente de transmisión (ver figura 3.43(a)), al variar el número de capas (o la separación entre ellas, ya que la longitud es la misma en todos los casos) se desplaza la frecuencia central y el ancho de banda de la banda de paso. Si consideramos un umbral para las pérdidas de inserción de 2 dB, el ancho de banda mínimo que podemos conseguir (para cuatro capas) en este caso es de 8 GHz. La fase del coeficiente de transmisión se muestra en la figura 3.43(b). En esta gráfica podemos comprobar que se produce un desfase de 50° a 14 GHz al variar el número de capas debido al cambio de la capacidad entre capas.

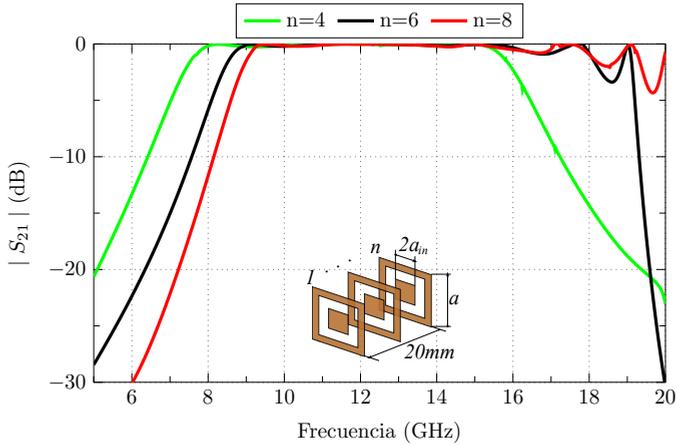
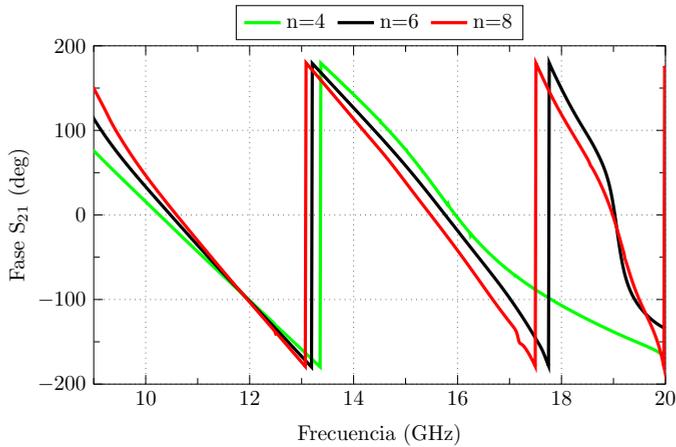
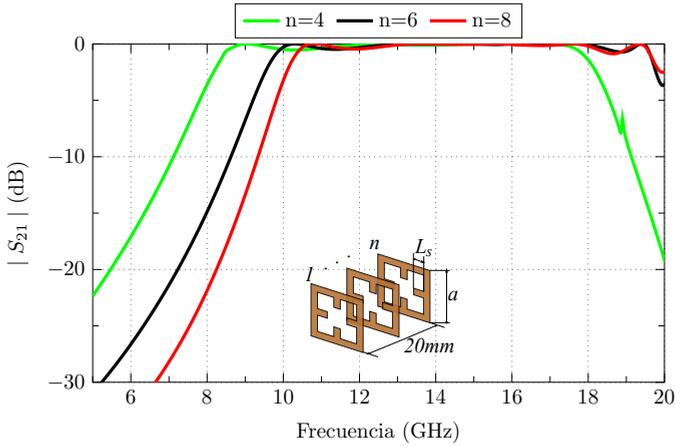
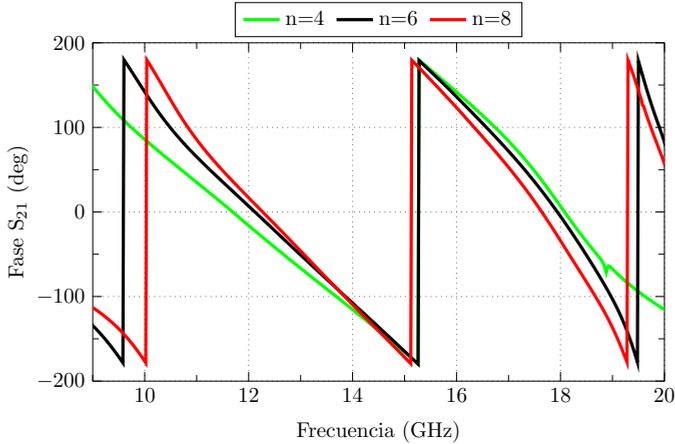
(a) Magnitud de S_{21} .(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.43: Respuesta en frecuencia de una rejilla cuadrada con cargas capacitiva analizada con modos de Floquet en función del número de capas n . La longitud de la guía es 20 mm, el periodo $a=11.5$ mm y el lado de los parches internos $a_{in}=3\text{mm}$.

De forma análoga al caso anterior, la figura 3.44 muestra el coeficiente de transmisión de una rejilla con cuatro cargas inductivas (celda tipo *Quad-ridge*). Se puede comprobar cómo el módulo tiene el mismo comportamiento que para el caso anterior (ver figura 3.44(a)). En este caso, si consideramos el mismo umbral para las pérdidas de inserción (2 dB), el ancho de banda mínimo que podemos conseguir (para cuatro capas) es de 9 GHz. Por tanto, para el mismo número de capas, esta celda ofrece un ancho de banda mayor que la celda coaxial.



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.44: Respuesta en frecuencia de una rejilla cuadrada con cargas inductivas analizada con modos de Floquet en función del número de capas n . La longitud de la guía es 20 mm, el periodo $a=11.5$ mm y la longitud de los stubs internos $L_s = 3$ mm.

3.3.2. Síntesis del desfase en guías de onda de sección discreta

Una de las ventajas de las guías de sección discreta vistas anteriormente (rejilla con cargas capacitivas e inductivas) es que el módulo de la respuesta en frecuencia es bastante plano en la banda de paso, con unas pérdidas de inserción relativamente bajas. Esto permite realizar modificaciones en la celda que desplacen la respuesta en frecuencia, proporcionando pérdidas de inserción bajas en un ancho de banda grande, y con variación del desfase en el coeficiente de transmisión. En concreto, si variamos las dimensiones del elemento de control en cada una de las celdas vistas, podemos desplazar la

respuesta en frecuencia fácilmente, manteniendo las pérdidas de inserción bajas y modificando el desfase del coeficiente de transmisión. A continuación, vamos a ver el comportamiento a la frecuencia central en función del tamaño del elemento de control.

La figura 3.45 muestra el parámetro S_{21} de una rejilla cuadrada con cargas capacitivas a 14 GHz en función del tamaño del parche interior (a_{in}). Podemos comprobar en la figura 3.45(b) que, para una estructura de 8 capas, podemos conseguir un desfase máximo de 360° entre la entrada y la salida de la estructura. Esto se conseguiría variando el tamaño del parche interno desde 0 mm (rejilla sin elemento de control) hasta 3.5 mm. Para este rango de tamaños del parche interno, las pérdidas de inserción son menores de 1.75 dB (ver figura 3.45(a)). Con esta estructura podríamos incluso conseguir 400° de desfase incrementando el tamaño del parche interno a_{in} hasta 3.75 mm, con unas pérdidas de inserción bajas.

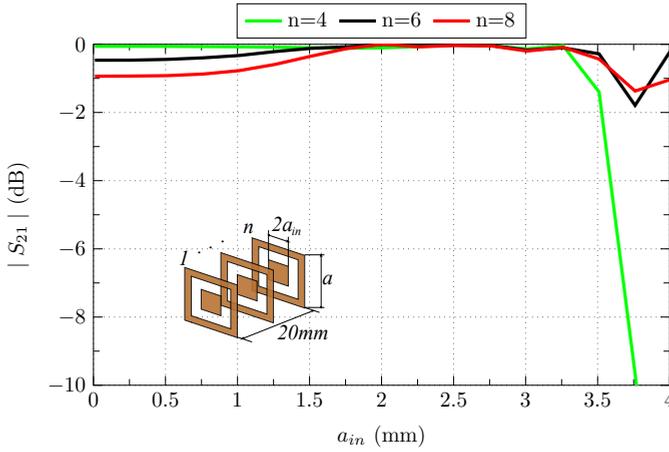
Para el caso de la rejilla con cargas inductivas, podemos observar el coeficiente de transmisión a la frecuencia central en función de la longitud de los *stubs* internos en la figura 3.46. Como para el caso anterior, se puede llegar a conseguir un desfase de 360° para una estructura de 8 capas con pocas pérdidas de inserción (menores de 1 dB) variando la longitud L_s del *stub* de 0 mm (rejilla sin *stubs*) a 4.3 mm. En este caso, las pérdidas de inserción son menores que para el caso de la rejilla con cargas capacitivas.

Estos resultados muestran que, cuanto mayor es el número de capas, mayor es el desfase máximo que podemos conseguir. Esto se debe fundamentalmente al aumento de la capacidad que se produce entre las distintas capas al añadir más capas y, por tanto, reducir la separación entre ellas (en todos los casos, la separación entre la primera y la última capa es constante, 20 mm). En ambas celdas, la separación entre capas es de 2.85 mm para el caso de 8 capas.

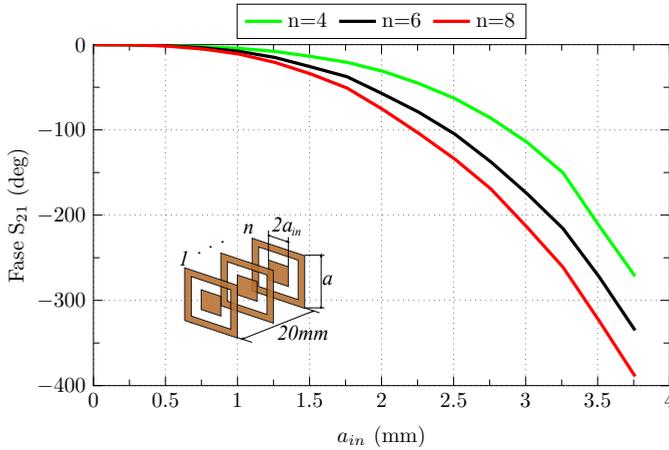
En los dos casos vistos, las FSS multicapa permiten obtener un desfase máximo de 360° con una estructura que tiene un espesor inferior a una longitud de onda en el vacío. Esta característica es especialmente atractiva ya que permite diseñar estructuras de bajo perfil para aplicaciones de microondas en las que es necesario aplicar un determinado desfase sin alterar la amplitud del coeficiente de transmisión como, por ejemplo, una lente.

Una característica interesante de la rejilla con cargas inductivas (tipo *quad-ridge*) es que es de doble polarización, por lo que permite un control independiente de la respuesta en frecuencia de la celda para dos polarizaciones ortogonales (vertical y horizontal). La respuesta de la celda dependerá de la longitud de los *stubs* paralelos a polarización de la onda incidente.

Para mostrar esta característica vamos a analizar una rejilla con cargas inductivas de 6 capas dejando constante la longitud de los *stubs* verticales L_{sy} y variando la longitud de los *stubs* horizontales L_{sx} . Vamos a ver la respues-



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.45: Parámetro S_{21} a 14 GHz de una rejilla con cargas capacitivas en función del parámetro a_{in} para diferentes números de capas n . La longitud de la guía es 20 mm en todos los casos, y el periodo $a=11.5$ mm.

ta en frecuencia de esta celda ante dos situaciones, considerando una onda incidente con polarización vertical (TE), y considerando una onda incidente con polarización horizontal (TM).

La figura 3.25 muestra el coeficiente de transmisión de la celda para el caso de una onda incidente con polarización vertical (TE). Como se puede observar, la respuesta se mantiene constante para las distintas longitudes de los *stubs* horizontales. Si quisiéramos variar la respuesta necesitaríamos variar la longitud de los *stubs* verticales, o cambiar la polarización de la onda incidente. La figura 3.26 muestra esto último, es decir, la respuesta de la

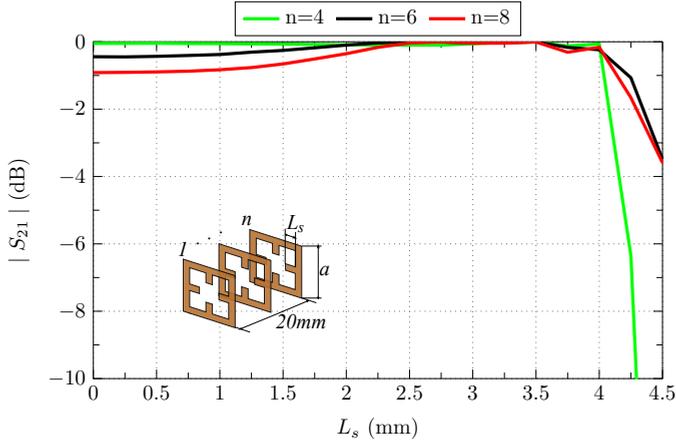
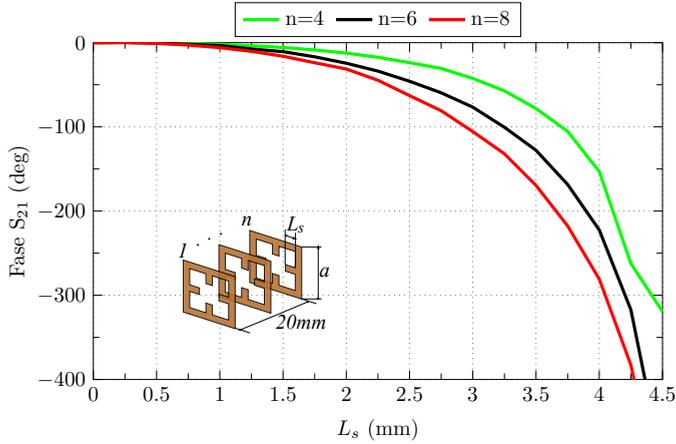
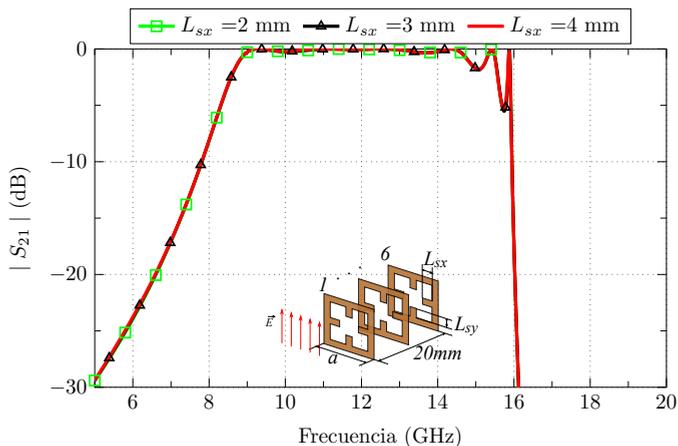
(a) Magnitud de S_{21} .(b) Fase de S_{21} .

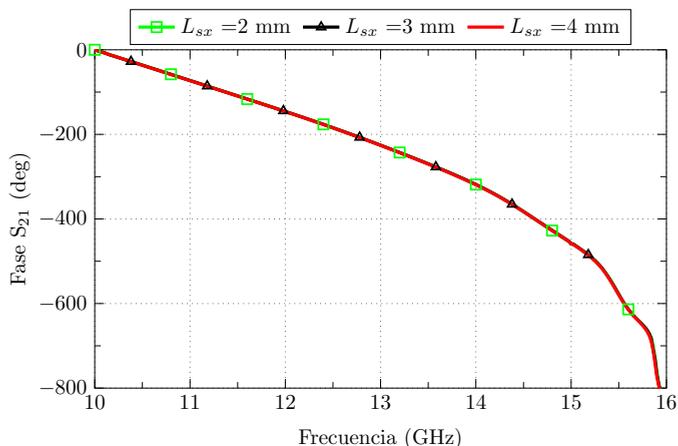
Figura 3.46: Parámetro S_{21} a 14 GHz de una rejilla con cargas inductivas en función del parámetro L_s para diferentes números de capas n . La longitud de la guía es 20 mm en todos los casos, y el periodo $a=11.5$ mm.

celda para el caso de una onda incidente con polarización horizontal. Efectivamente, la respuesta se modifica al variar la longitud de los *stubs* paralelos a la polarización de la onda incidente, permitiendo un control independiente de la respuesta para dos polarizaciones ortogonales.

En este último caso se puede ver cómo, para el caso de 6 capas con incidencia TM, se consigue un ancho de banda útil (donde las pérdidas de inserción son menores de 1.5 dB) de 4 GHz (ver figura 3.48(a)). La fase para esta incidencia se muestra en la figura 3.48(b). Para facilitar la visualización, se han desenrollado las curvas de fase y se han normalizado al valor de desfase a 10 GHz para $L_{sx} = 2$ mm. Como se puede observar, para todo el ancho de



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.47: Parámetro S_{21} de una rejilla cuadrada con cargas inductivas de 6 capas considerando una onda incidente con polarización vertical, o modo de Floquet TE, para varias longitudes de los stubs horizontales (L_{sx}). La longitud de la estructura es 20 mm, el periodo $a=11.5$ mm, y la longitud de los stubs verticales $L_{sy}=3$ mm.

banda útil de 4 GHz se puede conseguir un desfase de 200° variando L_{sx} entre 2 y 4 mm. Para aumentar el rango máximo de desfase podríamos disminuir L_{sx} por debajo de 2 mm (aunque, como se observa en la figura 3.46(b), esto no produciría grandes cambios) o aumentar el número de capas.

En comparación con las guías de onda continuas y las guías de ondas con cargas discretas, las guías de ondas de sección discreta, o FSS multicapa, son fáciles de construir y reducen considerablemente el peso de la estructura. Además, para las rejillas con cargas capacitivas e inductivas estudiadas, podemos conseguir desfases de 360° con unas pérdidas de inserción relativa-

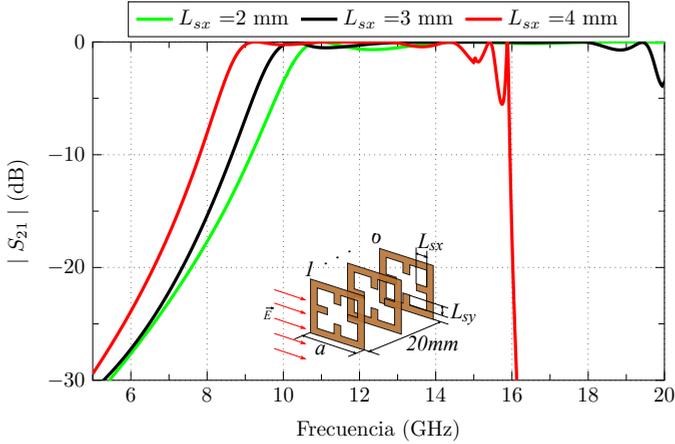
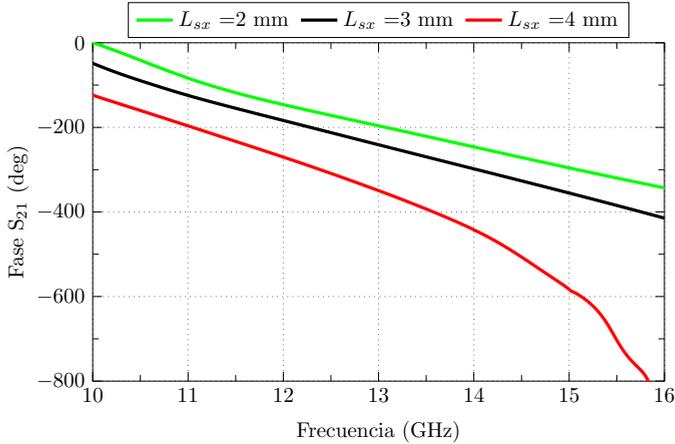
(a) Magnitud de S_{21} .(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.48: Parámetro S_{21} de una rejilla cuadrada con cargas inductivas de 6 capas considerando una onda incidente con polarización horizontal, o modo de Floquet TM , para varias longitudes de los stubs horizontales (L_{sx}). La longitud de la estructura es 20 mm, el periodo $a=11.5$ mm, y la longitud de los stubs verticales $L_{sy}=3$ mm.

mente bajas lo que, en la práctica, permitiría la síntesis de cualquier desfase en el diseño de lentes de microondas. Por otra parte, debido a la simetría de la rejilla con cargas inductivas, podemos tener un control independiente de la respuesta para dos polarizaciones ortogonales .

Las celdas vistas hasta ahora tienen una sola banda de paso, sin embargo, en determinadas aplicaciones, puede ser interesante tener dos bandas de paso. De este modo, podríamos trabajar en dos bandas de frecuencia simultáneamente con la misma estructura. Este tipo de estructuras ya se estudiaron en el Capítulo 2 para el caso de una única capa. En la siguiente sección

extendemos este estudio a estructuras multicapa.

3.4. Celda de doble banda y doble polarización

En el Capítulo 2 se presentó una celda unidad de una sola capa con doble banda de paso y doble polarización. La doble banda se conseguía creando un *gap*, o hueco, entre celdas contiguas y entre *stubs* que permitían abrir una banda de paso a frecuencias bajas. De este modo, la rejilla con cargas inductivas pasaba a ser un conjunto de anillos con cargas capacitivas e inductivas.

Las celdas de una capa, como vimos en el Capítulo 2, ofrecen un rango de desfase muy pequeño para sintetizar un desfase determinado. Para poder aumentarlo, necesitamos apilar más de una capa. Con ello podemos conseguir hasta 360° de desfase máximo entre dos tamaños de los elementos de sintonía internos.

De la combinación de los dos comportamientos descritos se puede deducir que, al apilar varias capas de celdas de doble banda y doble polarización del Capítulo 2 podremos conseguir un amplio rango de desfases en las dos bandas de paso de la celda bajo estudio. La figura 3.49 muestra un esquema de n capas de esta celda. En esta celda el periodo es p , el hueco (*gap*) entre celdas es g_{Cell} , el hueco (*gap*) entre *stubs* es g_s , la longitud de los *stubs* es L_s , la separación entre capas es sep y a es $p - 2g_{Cell}$.

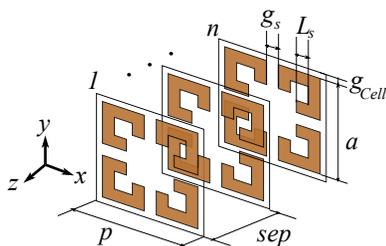


Figura 3.49: Celda unidad multicapa de doble banda y doble polarización formada por anillos cuadrados con stubs en los lados cuadrado y gap de aire entre ellos y entre celdas.

Esta celda unidad tiene como punto de partida el anillo cuadrado, por lo que debemos ajustar primero el periodo de este anillo para que, al desplazar la respuesta por la variación de la longitud de los *stubs*, la frecuencia de corte de la banda alta de paso sea siempre menor que la primera frecuencia de la banda de paso deseada (14 GHz en nuestro caso). En la figura 3.50(a) se muestra el esquema de la celda con 4 capas para una longitud $L_s=0$ mm. En base a la respuesta de esta celda, que es el caso extremo que nos proporciona la banda de paso más alta (cualquier otra longitud producirá un desplazamiento a frecuencias más bajas), debemos ajustar el periodo para que la frecuencia de corte inferior de la banda de paso superior sea la frecuencia deseada (14 GHz)

La figura 3.50(b) muestra el módulo del coeficiente de transmisión para la agrupación de anillos con $L_s=0$ mm. Como se puede observar, el periodo necesario para garantizar el objetivo descrito es de 14 mm. Con este periodo, las pérdidas de inserción son menores de 1.2 dB en toda la banda alta de paso.

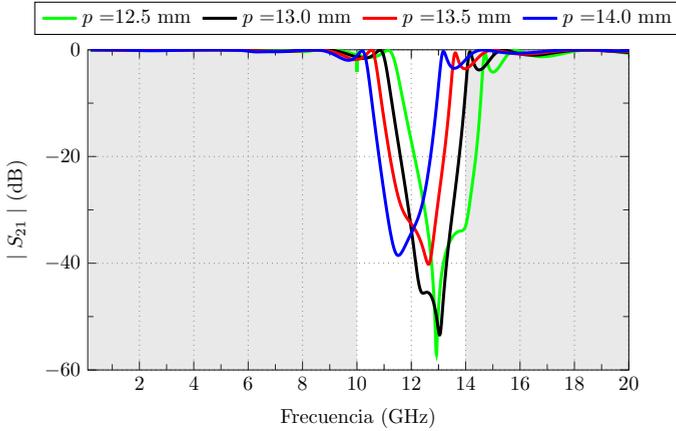
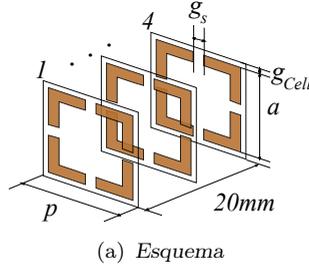
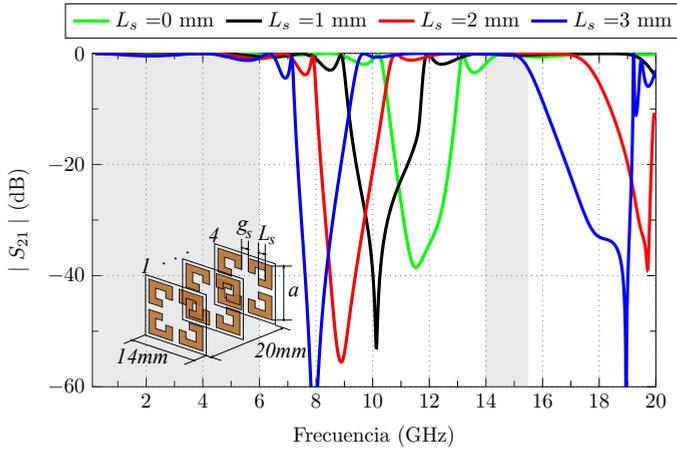


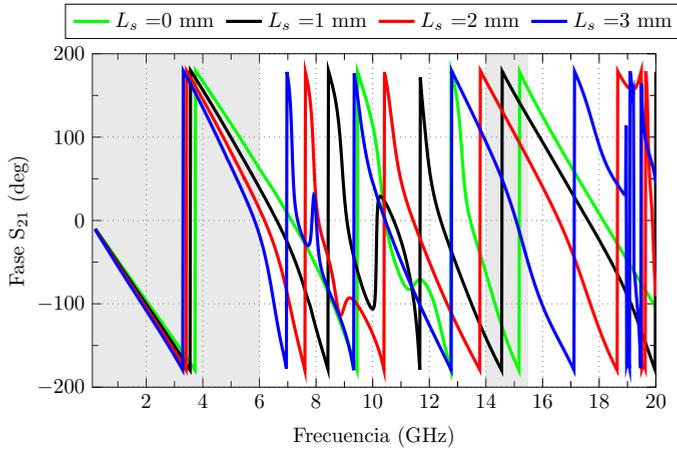
Figura 3.50: Celda unitaria multicapa de doble banda y doble polarización con $L_s=0$ mm.

Una vez fijado el periodo de la celda, podemos pasar a analizar la influencia de la longitud de los *stubs* en el coeficiente de transmisión. En las figuras 3.51(a) y 3.51(b) se muestra el módulo y la fase del coeficiente de transmisión de la celda para varias longitudes de los *stubs*, L_s (los cuatro son iguales, por lo que el modo de Floquet puede tener polarización vertical u horizontal). En esta gráfica observamos dos bandas de paso para todos los valores de L_s . La primera banda se corresponde con la respuesta de un filtro paso bajo de frecuencia de corte 6 GHz, producida por el *gap* entre celdas y entre *stubs*. La segunda banda es un filtro paso banda cuya respuesta se desplaza al variar L_s . El ancho de banda útil, es decir, el rango de frecuencias para el que las pérdidas de inserción son relativamente bajas para todas las longitudes de los *stubs*, es de 1.5 GHz (de 14 GHz a 15.5 GHz).

En las figuras 3.52(a) y 3.52(b) se muestra la fase desenrollada para las



(a) Magnitud del S_{21}



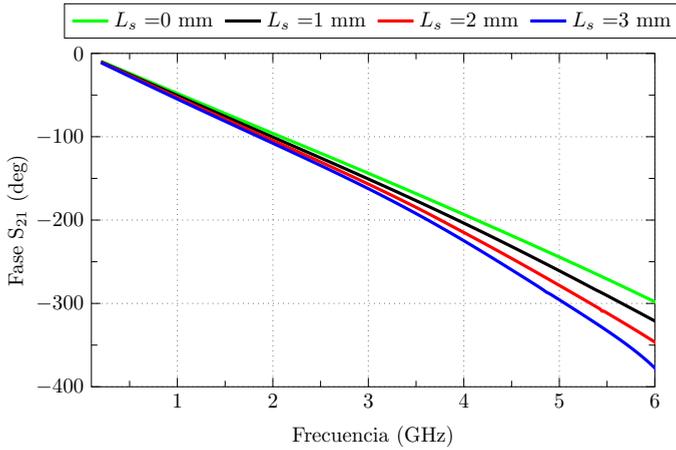
(b) Fase del S_{21}

Figura 3.51: Respuesta de la celda de doble banda y doble polarización para diferentes longitudes de los stubs. La celda tiene 4 capas, con una separación entre la primera y la última capa de 20 mm, y un periodo de 14 mm.

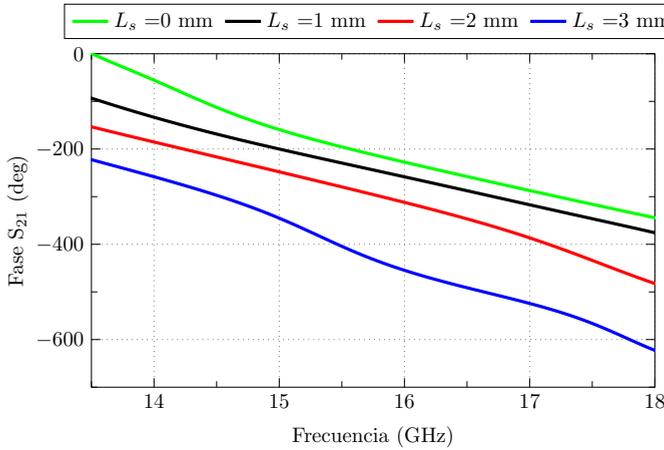
dos bandas de paso. Esta representación permite observar mejor los cambios de fase en el parámetro de transmisión en función de la longitud de los *stubs*. En la banda de paso inferior, el máximo cambio de fase que se consigue son 75° a 6 GHz.

En la banda de paso superior, para permitir una mejor visualización, se ha normalizado la fase de todas las curvas con respecto a la fase a 13 GHz para $L_s = 0$ mm. El desfase máximo que se consigue a 14 GHz entre $L_s = 0$ mm y el valor máximo de L_s es de 190° . No obstante, se debe tener en cuenta que existe un compromiso entre el ancho de banda efectivo y la longitud máxima

3.4 Celda de doble banda y doble polarización



(a) Banda de paso inferior



(b) Banda de paso superior

Figura 3.52: Fase desenrollada de la celda de doble banda y doble polarización para diferentes longitudes de los stubs. La celda tiene 4 capas, con una separación entre la primera y la última capa de 20 mm, y un periodo de 14 mm.

de los *stubs*, como hemos visto anteriormente. Cuanto mayor es la variación de la longitud de los *stubs*, menor es el ancho de banda.

Para ilustrar mejor el comportamiento de la celda a diferentes frecuencias, la figura 3.53 muestra el campo eléctrico a la altura de una de las capas de la celda de doble banda y doble polarización. Como se puede observar en la figura 3.53(a), en la banda de paso inferior domina el campo inducido en el *gap* entre celdas adyacentes y entre *stubs* perpendiculares a la polarización de la onda incidente. Este *gap* produce un efecto capacitivo entre celdas que crea la respuesta paso bajo de la celda de doble banda.

La distribución de campo de la banda de paso superior se muestra en la figura 3.53(b). En esta banda se propaga el modo TE_{10} de la guía de onda cuadrada *Quad-Ridge* de la figura 3.15(a). Por este motivo, la respuesta en frecuencia en la banda de paso superior depende en gran medida de la longitud de los *stubs* paralelos a la polarización de la onda incidente.

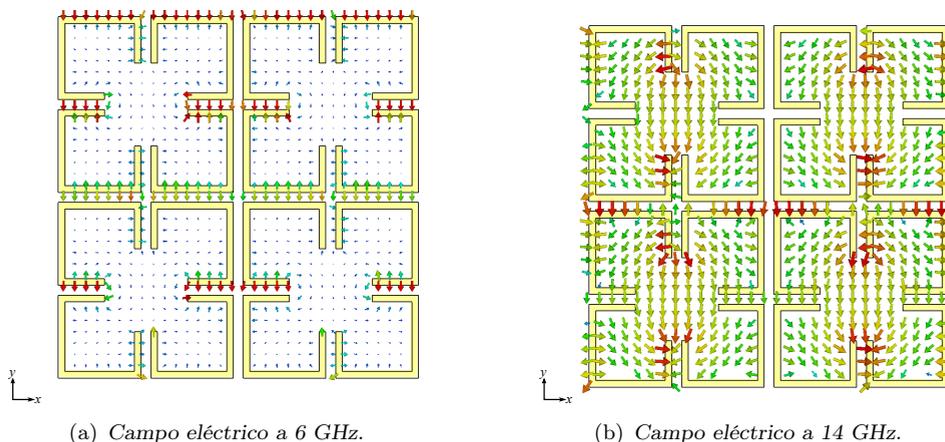
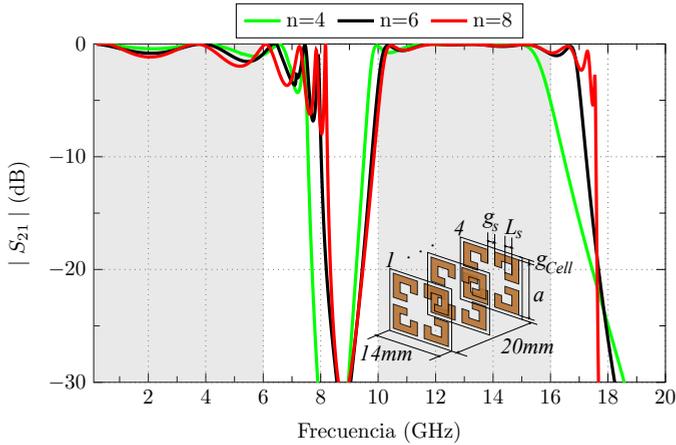


Figura 3.53: Distribución de campo eléctrico en la celda doble banda y doble polarización considerando la incidencia de una onda plana con polarización vertical a la altura de la primera capa: (a) a 6 GHz, y (b) a 14 GHz.

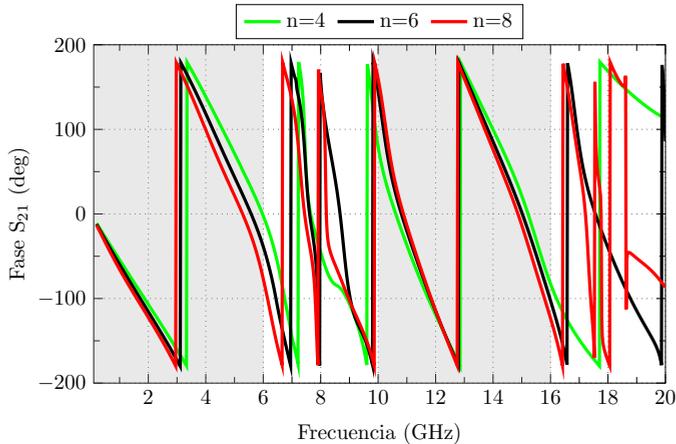
Una vez demostrado que es posible modificar la fase del coeficiente de transmisión en la banda de paso superior ajustando la longitud de los *stubs*, y revisada la razón de este comportamiento, podemos pasar a estudiar la influencia del resto de parámetros en la respuesta. En primer lugar, vamos a analizar la influencia del número de capas en la respuesta en frecuencia. La figura 3.54 muestra la respuesta en frecuencia para tres números de capas distintos. En todos los casos se observan dos bandas de paso, la primera de 0 a 6 GHz y la segunda de 10 GHz a 16 GHz. Ambas bandas tienen pocas pérdidas de inserción, tal y como se observa en la figura 3.54(a).

La geometría de la celda de doble banda y doble polarización ofrece dos variables adicionales de sintonía: la separación entre celdas g_{Cell} , y la separación entre *stubs* g_s . Estas variables permiten controlar la banda de rechazo entre la banda paso bajo y la paso banda. Las figuras 3.56 y 3.55 muestran la respuesta en frecuencia de la celda para varios valores g_{Cell} y g_s , respectivamente. Como se puede comprobar, estas variables permiten controlar la frecuencia de corte de la banda de paso inferior. De hecho, si g_{Cell} fuera cero, la respuesta en frecuencia sería similar a la de una agrupación de cruces de Jerusalén multicapa, y si g_s fuera cero, la respuesta en frecuencia sería similar a la de una agrupación de anillos multicapa. También se puede observar que la variación de g_{Cell} y g_s no produce alteración alguna en el nivel de pérdidas

3.4 Celda de doble banda y doble polarización



(a) Magnitud del S_{21} .

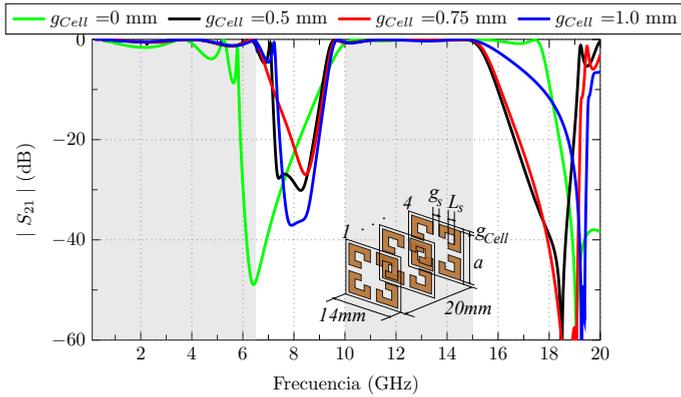


(b) Fase del S_{21} .

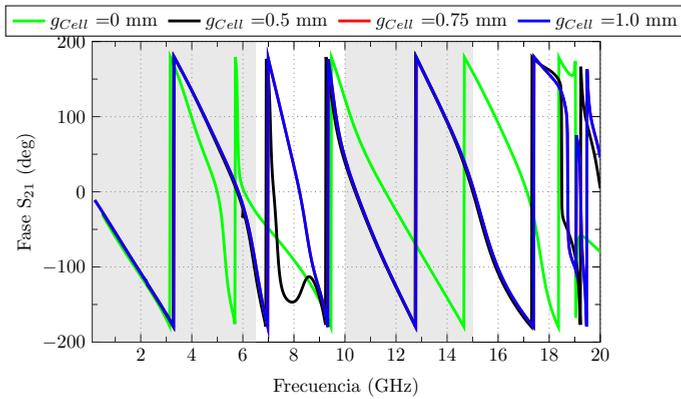
Figura 3.54: Respuesta de la celda de doble banda y doble polarización para varios números de capas n . La longitud de los stubs es de 3 mm, la separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, y el periodo es de 14 mm.

de inserción de las dos bandas de paso.

Una de las principales ventajas de la celda que estamos analizando es que permite tener respuestas independientes para dos polarizaciones ortogonales. Para demostrar este comportamiento se ha analizado la respuesta de la celda variando la longitud de los stubs horizontales L_{sx} y manteniendo fija la longitud de los stubs verticales ($L_{sy}=3$ mm) para una celda de 4 capas. El análisis se ha realizado considerando la incidencia de una onda plana con polarización vertical, y una onda plana con polarización horizontal. Las figuras 3.57 y 3.58 muestran un esquema de los dos casos (TE y TM), junto



(a) Magnitud de S_{21} .

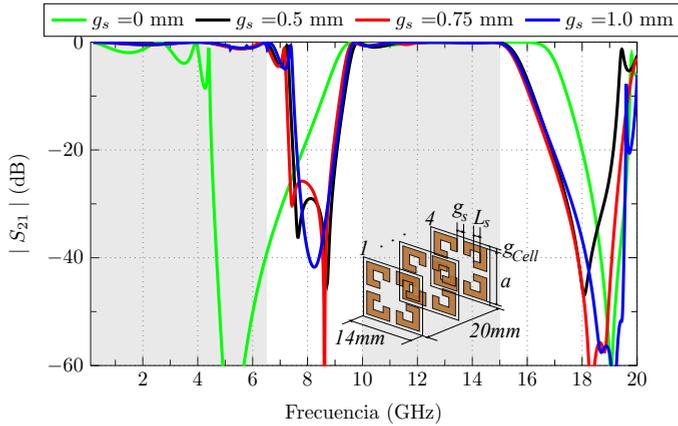


(b) Fase de S_{21} .

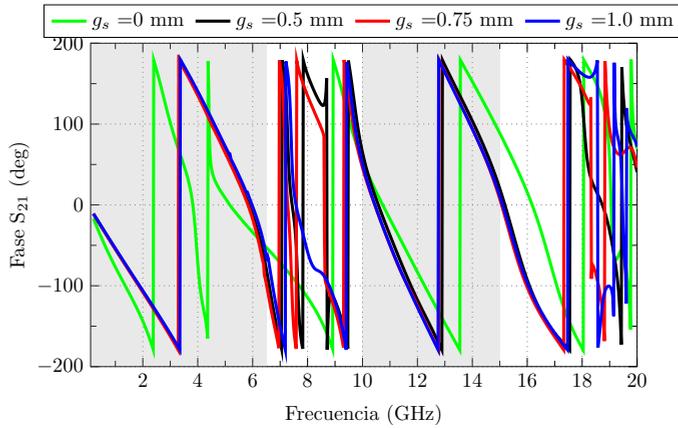
Figura 3.55: Respuesta en frecuencia de la celda de doble banda y doble polarización para varias separaciones entre celdas g_{Cell} . La separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, la longitud de los stubs es de 3 mm, y el periodo es 14 mm.

con el coeficiente de reflexión de la respuesta en frecuencia. En este caso se ha representado el parámetro S_{11} para observar mejor las variaciones en la respuesta en frecuencia.

Para el caso de la polarización vertical, o TE, el campo eléctrico está orientado en la dirección ortogonal a los *stubs* que se están variando, tal y como se muestra en el esquema de la figura 3.57(a). Observando el coeficiente de reflexión para este caso de la figura 3.57(b), podemos ver que, al variar la longitud de los *stubs* horizontales, la respuesta en la banda de paso superior prácticamente no se altera ya que esta respuesta se controla con los *stubs* paralelos a la polarización de la onda incidente. Sin embargo, vemos que la respuesta en la banda de paso inferior sí se modifica. Esto se debe a que, al variar la longitud de los *stubs* horizontales, variamos la longitud para la cual



(a) Magnitud del S_{21} .

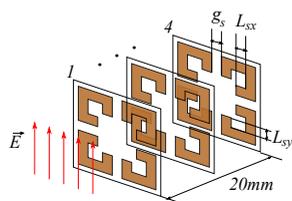


(b) Fase del S_{21} .

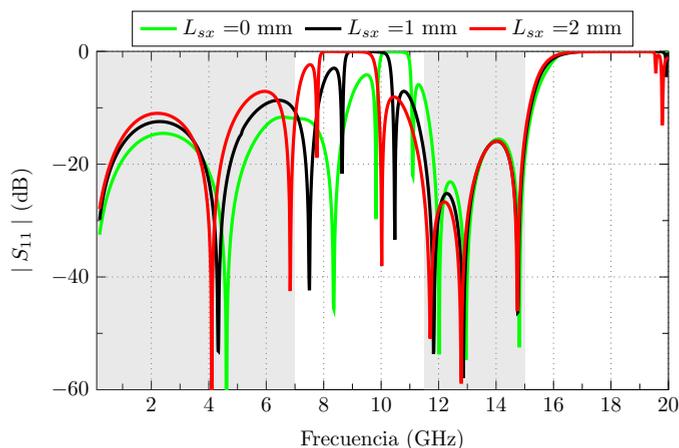
Figura 3.56: Respuesta en frecuencia de la celda de doble banda y doble polarización para varias separaciones entre stubs g_s . La separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, la longitud de los stubs es de 3 mm, y el periodo es 14 mm.

se produce el *gap* entre estos *stubs*. Como el campo en este *gap* es vertical, la onda incidente con polarización vertical excita el campo en este *gap*. Esto hace que se modifique la capacidad entre los *stubs*, lo que produce cambios en la frecuencia de corte de la banda paso bajo.

Si consideramos una onda incidente con polarización horizontal, o TM, tenemos el caso inverso al anterior ya que, como podemos ver en la figura 3.58(a), los *stubs* cuya longitud variamos son paralelos a la polarización de la onda incidente. Como se puede observar en la figura 3.58(b), la frecuencia de corte de la banda de paso inferior no se modifica ya que la longitud de los *stubs* verticales y, por tanto, la longitud del *gap* entre ellos, no se modifica. Sin embargo, en la banda de paso superior las variaciones de L_{sx} sí modifican



(a) Polarización vertical o TE



(b) Magnitud del S_{11} .

Figura 3.57: Análisis de la celda de doble polarización y doble banda de cuatro capas para varias longitudes de los stubs horizontales (L_{sx}) considerando una onda incidente con polarización vertical o TE. La separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, y el periodo es 14 mm.

la resonancia de celda y, por tanto, la respuesta en frecuencia en esta banda. En concreto, se produce un desplazamiento en frecuencia de la respuesta, como hemos visto en casos anteriores.

Del análisis anterior podemos concluir que la variación de los *stubs* ortogonales a la polarización de la onda incidente modifica la respuesta en frecuencia en la banda de paso inferior. Esto se debe a que el campo eléctrico en el *gap* entre estos *stubs* es paralelo a la onda incidente y, por tanto, una variación de la longitud de estos *stubs* produce una variación del campo en el *gap*. Esta variación modifica la capacidad entre *stubs*, lo que repercute en la frecuencia de corte de la respuesta paso bajo.

Por otra parte, si variamos la longitud de los *stubs* paralelos a la polarización de la onda incidente, modificamos la respuesta en frecuencia de la banda de paso superior. Con esto en mente, en la siguiente sección vamos a extraer curvas de fase para las dos bandas de paso con las que podemos realizar posteriormente la síntesis de fase en cualquier banda y con cualquier

3.4 Celda de doble banda y doble polarización

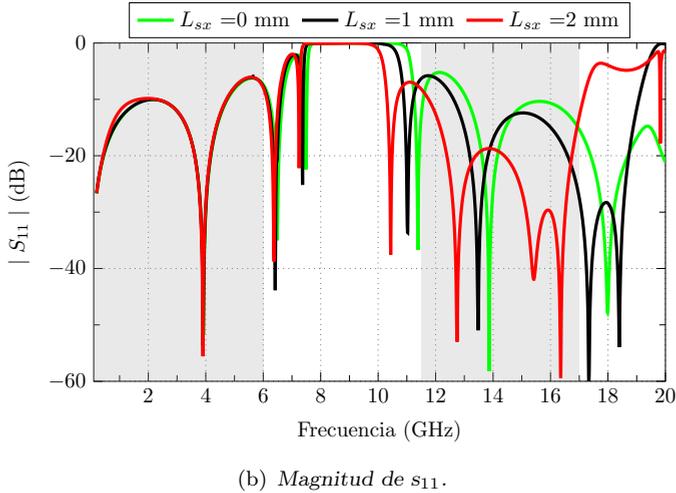
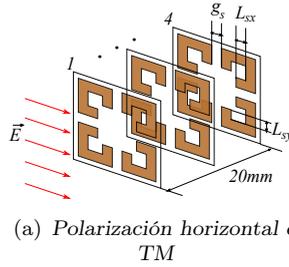


Figura 3.58: Análisis de la celda de doble polarización y doble banda de cuatro capas para varias longitudes de los stubs horizontales (L_{sx}) considerando una onda incidente con polarización horizontal o TM. La separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, y el periodo es 14 mm.

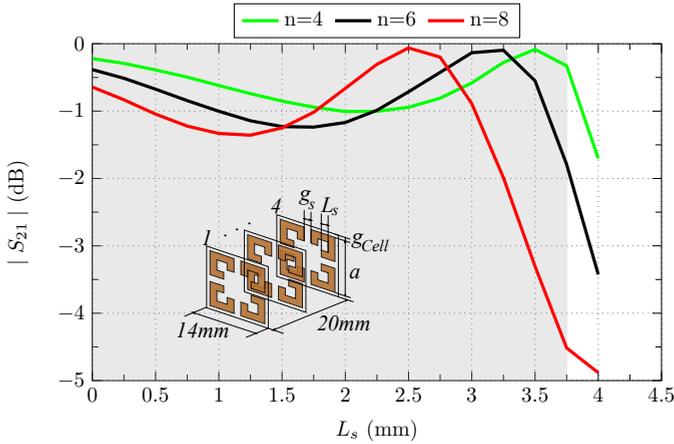
polarización.

3.4.1. Síntesis del desfase de la celda de doble banda y doble polarización

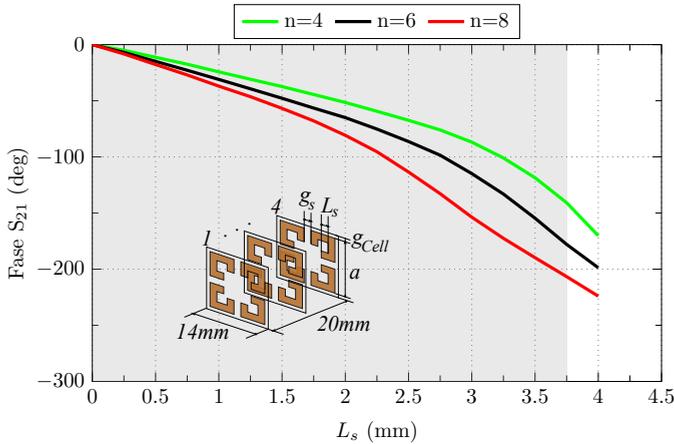
En esta sección vamos a obtener las curvas de desfase de la celda de doble banda y doble polarización en función de la longitud de los *stubs* para las dos bandas de paso. Para ello consideraremos la incidencia de una onda plana con polarización vertical e incidencia normal (primer modo de Floquet). El análisis se realiza a una única frecuencia en cada banda, y para varios números de capas, con el objetivo de poder observar el incremento de desfase al añadir capas a la estructura. Estas curvas nos ofrecerán una buena estimación inicial para el posterior diseño de lentes de microondas.

La figura 3.59 muestra el módulo y la fase del coeficiente de transmisión de la celda de doble banda y doble polarización a 6 GHz en función de la longitud

de los *stubs* (en este caso se considera que todos los *stubs* son iguales). Como podemos ver en la figura 3.59(b), en esta banda de paso podemos corregir hasta 180° con 8 capas de FSS si variamos L_s entre 0 mm y 3.25 mm. Para este rango de longitudes, las pérdidas de inserción son menores de 2 dB (ver figura 3.59(a)). Se debe tener en cuenta que se ha seguido el mismo criterio que en casos anteriores y, por tanto, la separación entre la primera y la última capa en todos los casos es de 20 mm, o 0.4 longitudes de onda en el vacío. Si aumentáramos la separación entre la primera y la última capa conseguiríamos mejorar el desfase máximo, manteniendo la separación de las 8 capas.



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.59: Respuesta de la celda de doble banda y doble polarización a 6 GHz en función de la longitud de los stubs (L_s) considerando una onda incidente con polarización vertical. La separación entre la primera y la última capa en todos los casos es de 20 mm, y el periodo es de 14 mm.

La figura 3.60 muestra el mismo análisis anterior, pero a 14 GHz, es decir, para la banda de paso superior. Como podemos comprobar en la figura 3.60(b), se consiguen hasta 420° de desfase para el caso de 6 capas. Como en los análisis anteriores, la separación entre la primera y la última capa es de 20 mm, lo que suponen 0.95 longitudes de onda a 14 GHz. Aunque aumentando el número de capas conseguimos más desfase, hay que tener en cuenta que el desfase máximo necesario es de 360° , por lo que la solución de 6 capas es la solución de compromiso. Como se puede observar en la figura 3.60(a), para este caso, las pérdidas de inserción son menores de 2 dB para todos los valores de L_s .

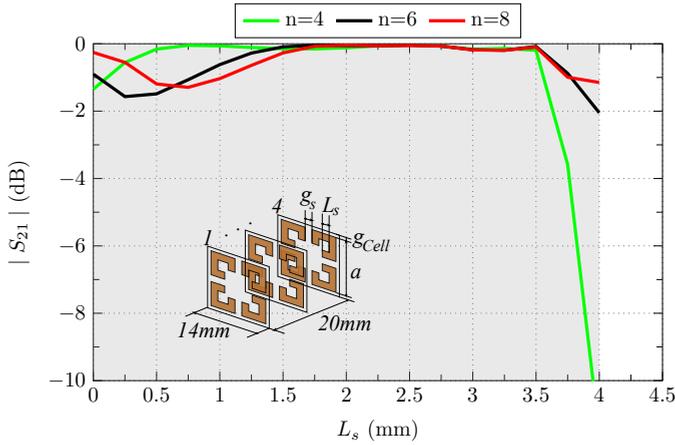
Este análisis permite verificar que es posible sintetizar la fase en las dos bandas de paso de la celda de doble banda y doble polarización variando la longitud de los *stubs*. En concreto, para el caso de una separación entre la primera y la última capa de 20 mm, podemos conseguir un desfase máximo de 180° para la banda de paso inferior, y de más de 360° para la banda de paso superior.

Se debe tener en cuenta que este análisis se ha realizado considerando la misma longitud para los cuatro *stubs*. Del análisis realizado en la sección anterior se deduce que la respuesta en frecuencia en cada banda en función de la longitud de un determinado par de *stubs* depende de polarizaciones ortogonales. Por tanto, si se realiza un control independiente de la longitud de los dos pares de *stubs*, y se considera una única onda plana con una determinada polarización (vertical u horizontal), el control de fase de la banda inferior se realizará con los *stubs* ortogonales a la polarización de la onda, y el control de fase de la banda superior con los *stubs* paralelos a la polarización de la onda.

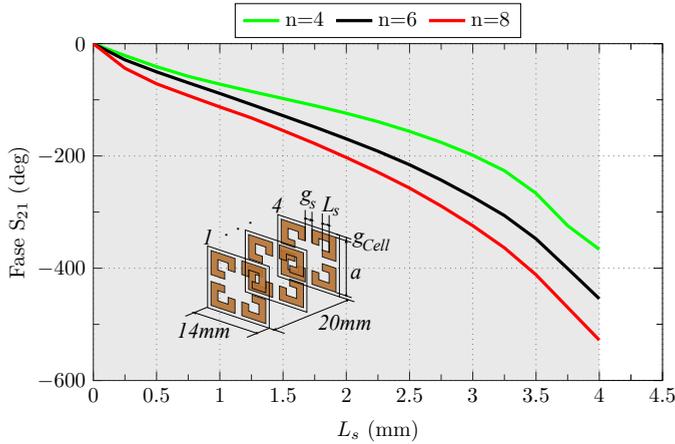
3.5. Criterio alternativo de diseño

En la sección anterior hemos fijado la separación entre la primera y la última capa en 20 mm para facilitar la comparación con los resultados de las guía de onda continuas con cargas continuas o discretas. Los resultados obtenidos indican que las estructuras de sección discreta pueden llegar a superar holgadamente los 360° de desfase entre la entrada y la salida. Por tanto, las estructuras analizadas no son óptimas ya que, en aplicaciones reales de diseño de lentes, solo necesitamos desfases entre 0° y 360° .

Sin embargo, así como en las guías continuas el desfase depende de la constante de propagación y de la longitud de las guías, en guías discretas el desfase máximo también depende de la longitud máxima, o separación entre la primera y la última capa. Utilizando esta analogía, vamos a restringir el desfase máximo a solo 360° reduciendo la separación entre la primera y la úl-



(a) Magnitud de S_{21} .



(b) Fase de S_{21} .

Figura 3.60: Respuesta de la celda de doble banda y doble polarización a 14 GHz en función de la longitud de los stubs (L_s) considerando una onda incidente con polarización vertical. La separación entre la primera y la última capa en todos los casos es de 20 mm, y el periodo es de 14 mm.

tima capa, consiguiendo así estructuras más finas. Para esta reducción vamos a analizar las celdas discretas vistas anteriormente fijando la separación entre capas, y determinando cuántas capas necesitamos para conseguir el desfase máximo deseado.

En primer lugar, vamos a estudiar la celda de doble banda y doble polarización, cuyas curvas paramétricas se muestran en la figura 3.61. Estas curvas muestran el módulo y la fase del coeficiente de transmisión a 14 GHz en función del tamaño del parche interior para varias capas. La separación entre capas es de 3 mm en todos los casos. Para variaciones de los elementos

de sintonía entre 0 y 4.25 mm, el módulo del parámetro S_{21} presenta una atenuación menor de 1 dB, como podemos ver en la figura 3.61(a).

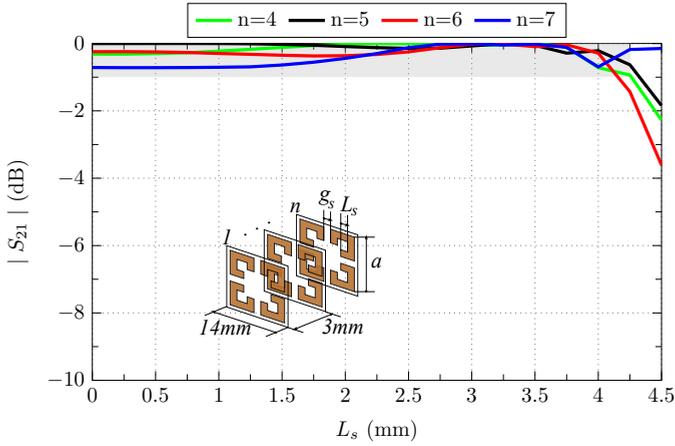
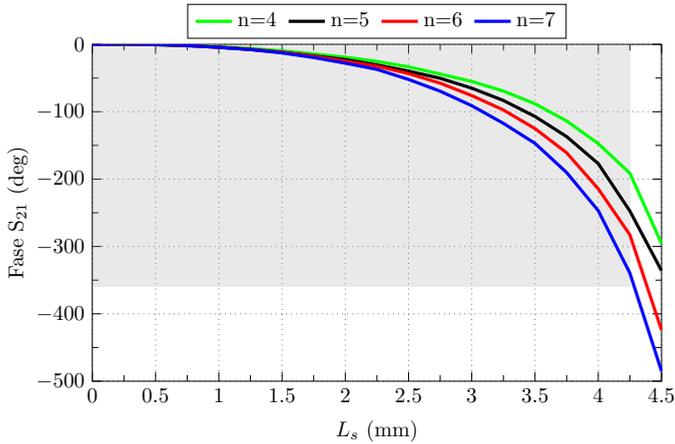
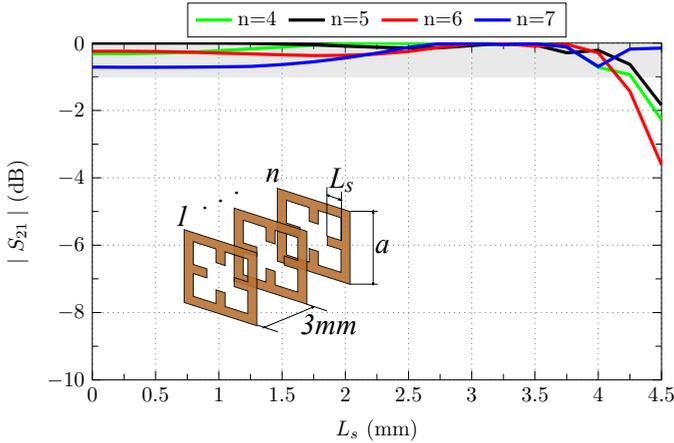
(a) Magnitud del S_{21} .(b) Fase del S_{21} .

Figura 3.61: Respuesta de la celda de doble banda y doble polarización a 14 GHz en función de la longitud de los stubs (L_s) considerando una onda incidente con polarización vertical para varios números de capas n . La separación entre capas es de 3 mm en todos los casos, y el periodo es 14 mm. (a) Magnitud y (b) Fase de S_{21} .

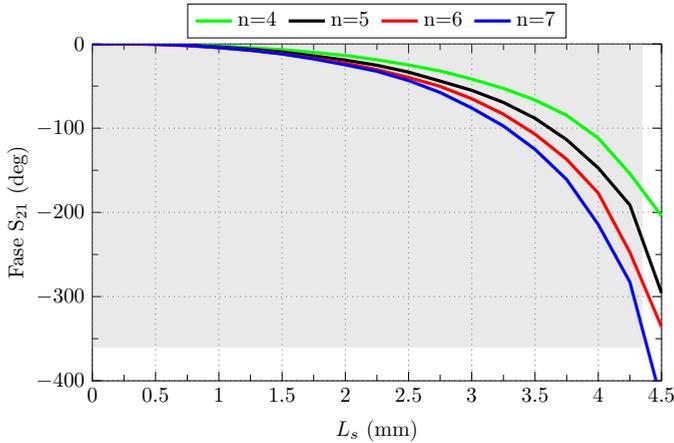
La figura 3.61(b) muestra la fase del parámetro S_{21} . Como se puede observar, para el margen de longitudes L_s válidos (aquellos que proporcionan unas pérdidas de inserción bajas), necesitamos 7 capas para conseguir un desfase máximo entre la entrada y la salida de 360° . Por tanto, la separación entre la primera y la última capa para el caso límite que nos proporciona 360° de desfase es de 18 mm.

En segundo lugar, vamos a analizar la rejilla con cargas inductivas (*stubs*)

de la sección 3.3 para varias capas separadas 3 mm. Las figuras 3.62(a) y 3.62(b) muestran el módulo y la fase, respectivamente, del coeficiente de transmisión a 14 GHz en función de la longitud de los *stubs*. Como en el caso anterior, si consideramos solo el rango de longitudes útil (aquel que proporciona pérdidas de inserción menores de 1 dB), se necesitan 7 capas para conseguir un desfase máximo de 360° , con lo que la separación entre la primera y la última capa es de 18 mm.



(a) Magnitud del S_{21} .



(b) Fase del S_{21} .

Figura 3.62: Respuesta de la rejilla con cargas inductivas a 14 GHz en función de la longitud de los stubs (L_s) considerando una onda incidente con polarización vertical para varios números de capas n . La separación entre capas es de 3 mm en todos los casos, y el periodo es 14 mm.

Aunque la aplicación principal de las celdas estudiadas en esta tesis es el diseño de lentes de microondas, existen otras muchas aplicaciones en las

que estas celdas se pueden utilizar. Además, estas otras aplicaciones pueden no necesitar 360° de desfase, con lo que serían necesarias menos capas y, por tanto, el espesor de la estructura se reduciría.

Como ejemplo de aplicación podemos diseñar un polarizador de 90° entre dos polarizaciones ortogonales. Este polarizador puede ser útil para la generación de un diagrama de radiación con polarización circular a partir de un alimentador con dos polarizaciones lineales.

Para este polarizador podemos utilizar como celda unidad la rejilla con cargas inductivas de la figura 3.62(b) con 4 capas. Para conseguir un desfase de 90° entre la polarización vertical y la horizontal a la salida, necesitamos una longitud de los *stubs* horizontales (L_{sx}) de 4.25 mm, y una longitud de los *stubs* verticales (L_{sy}) de 3.65 mm. Con esta configuración, si hacemos incidir dos ondas planas ortogonales simultáneamente en la celda, a la salida, estas dos ondas planas tendrán la misma amplitud y estarán desfasadas 90° . Por tanto, conseguimos un polarizador de 90° , y de bajo perfil, ya que la longitud total de la estructura es de 9 mm a 14 GHz, lo que equivale a un espesor de 0.42 longitudes de onda.

La figura 3.63 muestra la fase del parámetro S_{21} de la rejilla con cargas inductivas con cuatro capas, y la longitud de los *stubs* descrita anteriormente, para dos polarizaciones ortogonales. Como podemos observar, la diferencia de fase entre los modos TE y TM es de 90° en la banda central de paso.

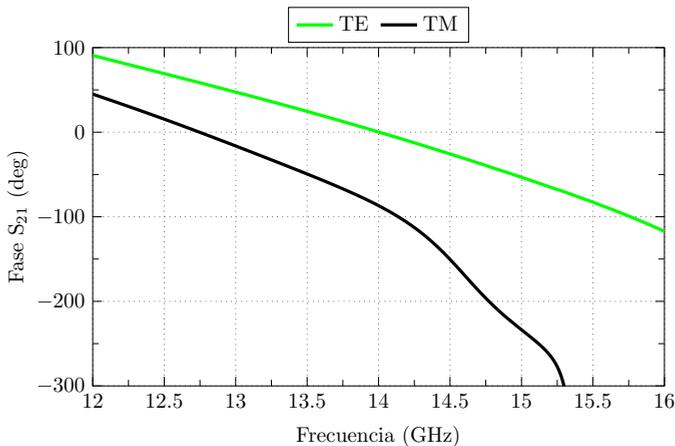


Figura 3.63: Fase del parámetro S_{21} de una rejilla de 4 capas con cargas inductivas con control independiente de los dos pares de subs: $L_{sx} = 4.25$ mm y $L_{sy} = 3.65$ mm.

3.6. Comparación de celdas 3D

En este capítulo hemos analizado tres tipos de estructuras: Guías de sección continua con elementos de control continuos, guías de sección continua

con elementos de control discretos, y guías completamente discretas (estructuras FSS).

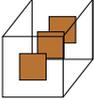
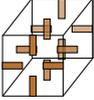
Las guías de onda de sección continua (sin elementos de control) solo permiten controlar la fase a la salida de la guía modificando la constante de propagación de la guía o la longitud. Para modificar la primera es necesario cambiar el tamaño de la guía, o el material interno, por lo que, si deseamos una agrupación uniforme de guías, es necesario utilizar guías de diferentes longitudes para poder sintetizar el desfase deseado a la salida de cada una de ellas. Si queremos que todas las guías tengan la misma longitud y forma exterior, necesitamos incluir elementos de control interno. En concreto, podemos incluir elementos capacitivos (parches con los que formamos guías coaxiales) o elementos inductivos (*stubs* con los que formamos guías *Quad-Ridge*). Estos elementos nos permiten controlar la fase a la salida de la guía por lo que podemos tener una agrupación de guías de la misma longitud y sección externa, pero con distinto desfase a la salida. Con este tipo de guías podemos diseñar lentes planas de microondas.

Como alternativa a las estructuras anteriores hemos visto guías de sección continua pero con elementos de sintonía discretos. Este tipo de guías ofrecen las mismas prestaciones que las anteriores, pero con un peso menor, lo que puede ser de gran ayuda, especialmente en aplicaciones espaciales. Los resultados de este tipo de guías indican que es posible corregir más de 400° , si utilizamos una guía de onda coaxial con cargas discretas y 20 mm de longitud, o 360° si utilizamos guías de onda *Quad-Ridge* con *stubs* discretos, como se muestra en la tabla 3.7. Además, la simetría de este tipo de estructuras permite ofrecer respuestas distintas para polarizaciones ortogonales. El gran problema de estas guías es que pueden ser difíciles de construir. Por este motivo se ha presentado un tercer tipo de guías, en las que toda la estructura está discretizada, tanto el contorno exterior como los elementos de sintonía. Este tipo de estructuras, conocidas habitualmente como FSS, son muy ligeras y mucho más fáciles de construir, ya que se pueden fabricar con tecnologías de fabricación impresa.

Hemos visto dos tipos principales de estructuras FSS: rejillas con cargas capacitivas (o parches), y rejillas con cargas inductivas (o *stubs*). Ambas celdas ofrecen un margen de corrección de fase de 400° con 8 capas y una separación entre la primera y la última capa de 20 mm. Como evolución de estas dos celdas hemos visto también una celda de doble banda y doble polarización, originada a partir de la rejilla con cargas inductivas en la que se ha creado un *gap* entre celdas y *stubs*. Este cambio permite ofrecer dos bandas de paso (un paso bajo y una paso banda) para dos polarizaciones ortogonales. Para la banda de paso superior, hemos visto que podemos llegar a un desfase entre la entrada y la salida de 500° para una separación entre la primera y la última capa de 20 mm. No obstante, también hemos visto que

podemos restringir este rango de desfase a 360° para una separación entre la primera y la última capa menor. La tabla 3.7 muestra una tabla comparativa de todas estas celdas.

Tabla 3.7: Resumen de celdas estudiadas.

Nombre	Celda Elemental	Tipo de respuesta en frecuencia	Proceso de Construcción	Margen de fase para una longitud de 20 mm	Número de capas
<i>Guía de onda con cargas capacitivas discretas</i>		Banda Pasante	Complejo	400°	8
<i>Guía de onda con cargas inductivas discretas</i>		Banda Pasante	Complejo	360°	8
<i>Rejilla con cargas capacitivas</i>		Banda Pasante	Simple	400°	8
<i>Rejilla con cargas inductivas</i>		Banda Pasante	Simple	400°	8
<i>Anillo con cargas capacitivas</i>		Banda eliminada o dos bandas pasantes	Simple	500°	8

Capítulo 4

Alimentadores bajo perfil

El funcionamiento de los sistemas formados por reflectores o lentes depende en gran medida del alimentador. Este dispositivo se encarga de iluminar la antena principal con un determinado frente de ondas, por lo que es necesario conocer su comportamiento para poder caracterizar correctamente el sistema completo.

Los alimentadores más simples y, por ello, más utilizados, son las antenas tipo bocina [119, 120]. Esto se debe a que las bocinas tienen un diagrama unidireccional, así como una gran pureza de polarización (tanto lineal, como circular, dependiendo de cómo se excite la bocina), lo que las hace especialmente eficientes para iluminar un reflector o una lente.

Las bocinas se pueden diseñar para que funcionen en una determinada banda de frecuencias, y para que tengan un determinado diagrama de radiación que ilumine la antena principal de la forma deseada. Estos diseños suelen partir de dos tipos de bocinas básicas, dependiendo de la forma de la apertura: bocinas con apertura rectangular o bocinas con apertura circular.

Las bocinas con apertura rectangular se suelen alimentar mediante una guía rectangular y se pueden dividir, a su vez, en tres tipos: plano E, plano H, y piramidales. Las bocinas plano E se forman abocinando los dos bordes largos de la guía rectangular, es decir, aquellos que son perpendiculares a la polarización del campo eléctrico del modo fundamental de la guía. De forma análoga, las bocinas plano H se crean abocinando el lado estrecho de la guía, es decir, el perpendicular a la dirección del campo magnético del modo fundamental de la guía. Las bocinas piramidales, más usadas en la práctica, se forman abocinando las cuatro paredes de la guía rectangular de alimentación simultáneamente.

Las bocinas con apertura circular también se conocen como bocinas cónicas [121]. La alimentación de este tipo de bocinas se suele realizar mediante una guía circular, por lo que son axialmente simétricas. A pesar de ello, si

solo se excita el modo fundamental TE_{11} , el diagrama de radiación no es simétrico. Para que el diagrama sea simétrico es necesario implementar perfiles de abocinamiento no rectilíneos que exciten modos de orden superior en la apertura de la bocina cuya suma total dé lugar a una distribución de campo uniforme en la apertura [122].

Dos de los mayores problemas de las bocinas piramidales y cónicas son los altos lóbulos secundarios y el diferente centro de fase en los dos planos ortogonales. Con el objetivo de minimizar estos problemas, se pueden excitar modos híbridos en la apertura mediante corrugaciones en las paredes de la bocina. En [123], Kay propuso el uso de este tipo de corrugaciones para conseguir tener en las paredes las mismas condiciones de contorno para el campo eléctrico y magnético [73]. De este modo, la velocidad de fase de los modos TE_{11} y TM_{11} es la misma, lo que permite excitar el modo híbrido HE_{11} . Para conseguir este comportamiento, la profundidad de las corrugaciones debe estar comprendida entre $\lambda/4$ y $\lambda/2$ [124].

Otro método para reducir los niveles de lóbulos secundarios y de polarización cruzada consiste en utilizar bocinas multimodo. El ejemplo más representativo de este tipo de antenas es la bocina de Potter [125]. Esta bocina, alimentada mediante el modo TE_{11} de una guía circular, es capaz de transformar parte de la energía de este modo en un modo TM_{11} mediante una discontinuidad en el contorno de la bocina cerca de la alimentación. Como resultado, se logra un tamaño de apertura considerablemente grande, lo que da lugar a un diagrama co-polar simétrico, con un bajo nivel de polarización cruzada.

En 1971, Koch propuso una técnica alternativa para conseguir una alta eficiencia de apertura en un alimentador circular [126]. En este caso, se trata de una estructura similar a una guía coaxial en la que el campo eléctrico en la apertura se consigue mediante la superposición de los modos TE_{11} y TM_{11} en la guía central, y de los modos TE_{11} y TE_{12} en la cavidad circular exterior. Como se puede observar en la figura 4.1, el resultado es un campo en la apertura casi constante. Para evitar la aparición de modos de orden superior se colocan una serie de ranuras en la guía de ondas. Para evitar la aparición de modos de orden superior no deseados en la guía coaxial, Koch propone utilizar un sistema de excitación altamente simétrico. Para el excitación del modo TE_{11} utiliza 12 sondas ubicadas en el plano A de la figura 4.1(a) y 12 ranuras ubicadas en el plano B para la excitación del modo TE_{12} .

Los resultados obtenidos con la bocina de Koch son altamente satisfactorios. Sin embargo, su mayor problema radica en que es una estructura con un perfil elevado y muy complicada de fabricar. Para minimizar estos problemas, en 1988, Kishk optimizó la estructura hasta conseguir una cavidad coaxial de bajo perfil con alta eficiencia de apertura y bajos niveles de polarización cruzada [127]. La figura 4.2 muestra un esquema de este alimentador coaxial

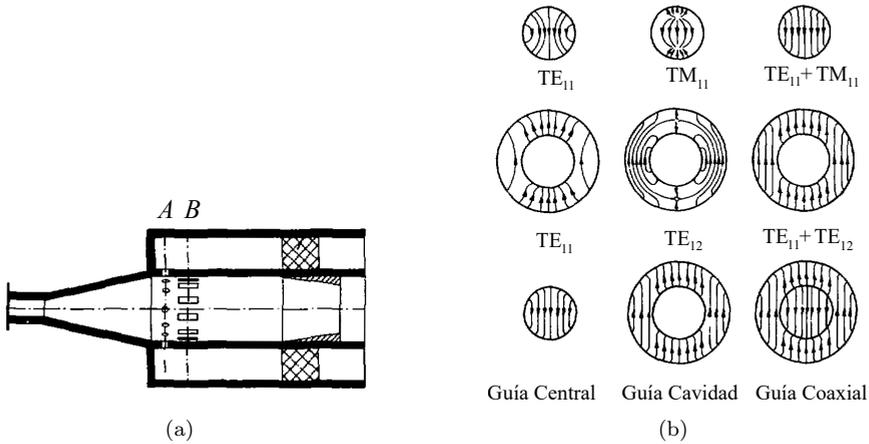


Figura 4.1: Alimentador coaxial multimodo propuesto por Koch [126]: (a) Esquema, y (b) Superposición de modos en la apertura.

multimodo.

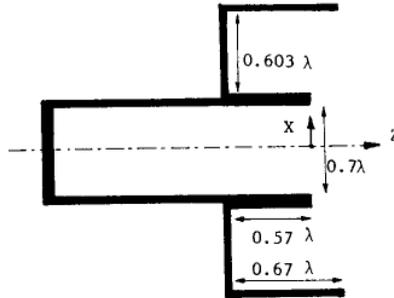


Figura 4.2: Alimentador coaxial multimodo propuesto por Kishk [127].

Recientemente, se ha propuesto el uso de superficies de alta impedancia para el diseño de bocinas de alta eficiencia [128, 129]. El uso de estas superficies permite excitar una combinación de modos híbridos a lo largo de la bocina que da lugar a una distribución de campo uniforme en la apertura. Diseñando apropiadamente las superficies de alta impedancia, se puede ampliar considerablemente el ancho de banda con respecto a los diseños existentes.

Los diseños propuestos hasta la fecha se basan en el uso de una superficie de alta impedancia en las paredes laterales de la bocina, como en el ejemplo mostrado en la figura 4.3, donde se han insertado corrugaciones longitudinales en las paredes laterales. Esta condición de contorno permite la excitación del modo híbrido HE_{11} que, sumado al modo fundamental, permite obtener una distribución de campo uniforme en la apertura.

Las bocinas descritas anteriormente muestran un bajo nivel de polariza-



Figura 4.3: Ejemplo de bocinas con metamateriales en las paredes laterales propuesto por Sotoudeh [129].

ción cruzada, y una alta eficiencia de apertura. Para conseguir estos resultados, las bocinas suelen valerse de una longitud grande para excitar varios modos a lo largo de la estructura. Sin embargo, en muchas aplicaciones, y especialmente en las aplicaciones espaciales, se necesitan alimentadores de bajo perfil que reduzcan el volumen y el peso de la estructura de alimentación. En esta tesis vamos a proponer una solución alternativa dirigida a reducir la longitud de la bocina y, a la vez, mantener una buena eficiencia de apertura.

Como veremos posteriormente, la antena propuesta es una bocina formada a partir de una guía de onda circular con corrugaciones radiales. Diseñando adecuadamente las corrugaciones podemos excitar el modo híbrido HE_{11} y, de este modo, maximizar el área efectiva de la apertura. Antes de explicar en detalle la bocina propuesta, vamos a analizar algunos ejemplos simples de aperturas circulares, haciendo énfasis en la simetría del diagrama de radiación co-polar, el nivel de polarización cruzada, y el nivel de lóbulo principal a secundario.

4.1. Análisis de antenas de aperturas simples

La figura 4.4 muestra cuatro ejemplos sencillos de antenas de aperturas circulares. La primera (ver figura 4.4 (a)) es la opción más simple, una boca de guía de onda circular. Para este análisis consideraremos una guía con diámetro $D = 19.35$ mm, en la que la frecuencia de corte del modo fundamental (TE_{11}) es de 9.31 GHz.

El diagrama de radiación co-polar de una apertura circular es simétrico, como muestra la figura 4.5. La directividad máxima es 8.9 dBi, y un nivel de lóbulo principal a secundario de -14.8 dB. En la figura 4.5, la línea discontinua roja representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$ del diagrama de radiación (el más restrictivo para esta componente), cuyos valores están por debajo de -40 dB con respecto al diagrama co-polar dentro del ancho de haz a -3 dB.

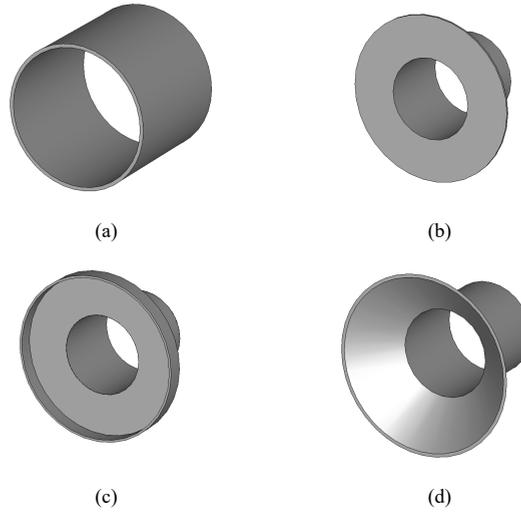


Figura 4.4: Antenas de aperturas circulares: (a) boca de guía, (b) boca de guía con plano de masa finito, (c) boca de guía con cavidad de bajo perfil y (d) bocina cónica.

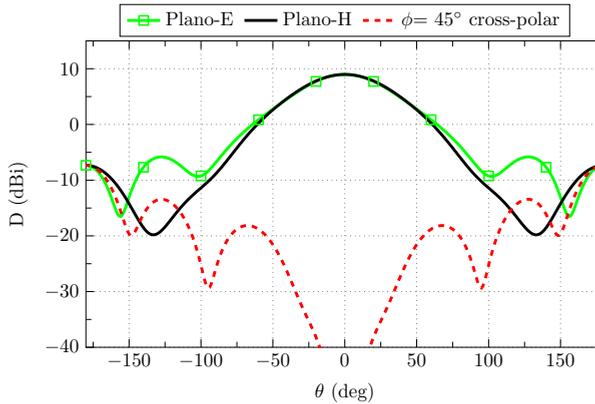


Figura 4.5: Diagrama de radiación de una boca de guía circular. Las líneas continuas representan la componente co-polar en los planos principales, y la línea discontinua representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$.

El segundo ejemplo es una boca de guía con plano de masa finito [130], tal y como se muestra en la figura 4.4 (b). El diámetro de la guía circular es el mismo que la boca de guía del caso anterior, y el diámetro total de la antena es de 33.88 mm. En el diseño óptimo de esta estructura, el ancho del plano de masa debe ser $\lambda/4$ a la frecuencia de operación. La boca de guía con plano de masa finita mejora el nivel de lóbulo principal a secundario (-19 dB), pero el diagrama co-polar no es tan simétrico como para el caso de la guía circular anterior, como muestra el diagrama de radiación de la figura 4.6. Además,

tenemos un 41.2% de eficiencia de apertura.

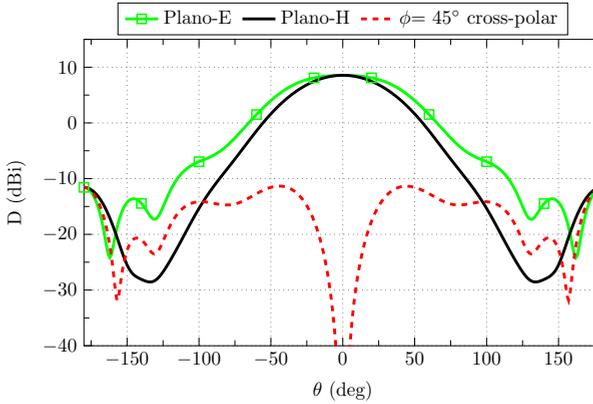


Figura 4.6: Diagrama de radiación de una boca de guía con plano de masa finito. Las líneas continuas representan la componente co-polar en los planos principales, y la línea discontinua representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$.

El tercer ejemplo es una guía de onda con cavidad de bajo perfil alrededor de la apertura (ver figura, 4.4 (c)). El ancho de la cavidad y la guía circular tienen las mismas dimensiones que la boca de guía con plano de masa finito, y la altura de la cavidad es de 0.3λ . El diagrama de radiación de la componente co-polar de esta estructura se muestra en la figura 4.7, donde podemos observar que no es rotacionalmente simétrico como para el primer caso estudiado. Además, los lóbulos secundarios aumentan hasta un nivel de -8 dB, la directividad máxima es de 7.64 dBi y la eficiencia de apertura es del 27.28%. La componente cross-polar de la guía de onda con cavidad de bajo perfil en el plano $\phi = 45^\circ$ aparece representada también en la figura 4.7. En este caso, el nivel de cross-polar es de tan solo -20 dB dentro del ancho de haz a -3 dB, por lo que claramente es un diseño con unas prestaciones inferiores a las de los dos primeros.

Los tres ejemplos anteriores son bocinas de bajo perfil, pero tienen baja directividad y unos niveles de lóbulos secundarios altos. La boca de guía tiene un diagrama simétrico, mientras que la boca de guía con plano infinito y con cavidad pierden la simetría. Como alternativa a estos diseños podemos utilizar una bocina cónica óptima [131] como la mostrada en la figura 4.4 (d). En este caso podemos conseguir mejores prestaciones a costa de sacrificar el perfil de la estructura.

Para este análisis se ha considerado un diámetro de la apertura de la bocina cónica de 1.65λ (38 mm), y una longitud de 0.4λ (9 mm) Con estas dimensiones, la directividad simulada de la bocina cónica es de 12.3 dBi, el diagrama de radiación es simétrico dentro del ancho de haz a -3 dB, y el nivel de lóbulo principal a secundario es de -14.8 dB, como se puede observar en

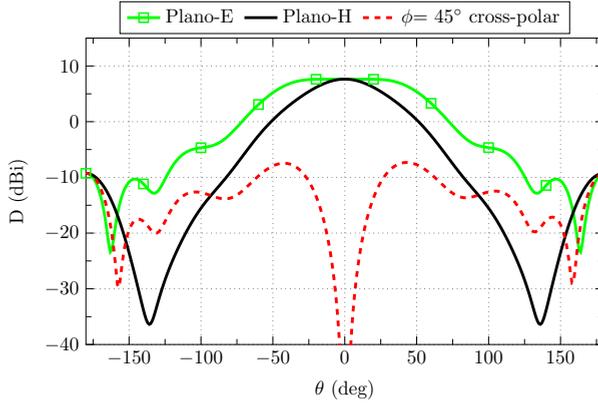


Figura 4.7: Diagrama de radiación de una boca de guía con cavidad de bajo perfil. Las líneas continuas representan la componente co-polar en los planos principales, y la línea discontinua representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$.

la figura 4.8. La componente cross-polar está por debajo de -30 dB.

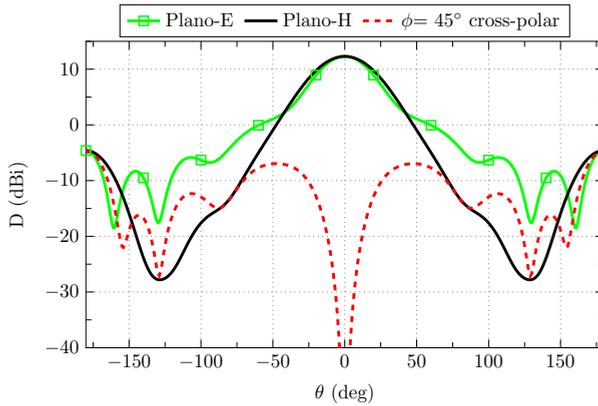


Figura 4.8: Diagrama de radiación de una bocina cónica. Las líneas continuas representan la componente co-polar en los planos principales, y la línea discontinua representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$.

Los ejemplos estudiados son antenas de apertura circulares fáciles de construir, pero sus propiedades radiación no cumplirían todos los requerimientos de las aplicaciones satelitales ya que, por ejemplo, son bocinas con lóbulos secundarios altos, y con poca simetría del diagrama de radiación. Como alternativa de bajo perfil a las estructuras simples analizadas, en esta tesis se va a presentar una cavidad circular con corrugaciones radiales. Antes de describir esta estructura vamos a analizar una guía de onda con corrugaciones radiales de forma aislada para explicar su funcionamiento.

4.2. Guía de ondas con corrugaciones radiales

La guía de ondas con corrugaciones radiales (RCW) es una guía circular con una serie de paredes metálicas (o corrugaciones) en el interior, perpendiculares al contorno exterior de la guía. La figura 4.9 muestra un esquema de este tipo de guía. Las corrugaciones imponen una condición de alta impedancia en las paredes laterales de la guía que permiten la propagación del modo híbrido HE_{11} . Para que esta condición se produzca, la profundidad de las corrugaciones (d_c) debe ser $\lambda/4$ [132], mientras que la separación entre las corrugaciones (s_c) y el grosor de las corrugaciones (t_c) se deben elegir atendiendo a la siguiente propiedad [133]:

$$s_c \ll t_c + s_c \ll \lambda/2\sqrt{\epsilon_r}. \quad (4.1)$$

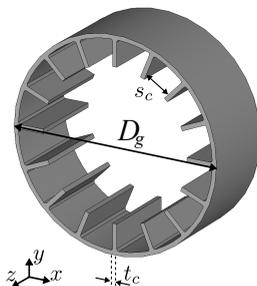


Figura 4.9: Esquema de una guía circular con corrugaciones radiales (RCW).

La separación entre corrugaciones (s_c) y el perímetro circular de la guía (πD_g , siendo D_g el diámetro de la guía circular) marcan el número de corrugaciones necesario.

Para analizar los modos de una guía circular con corrugaciones radiales vamos a considerar una guía con un diámetro de, aproximadamente, 1.5λ a la frecuencia mínima de operación (12 GHz, ya que para este diseño vamos a considerar un rango de frecuencias más bajo), siendo el diámetro físico de la guía de $D_a=37.27$ mm. Si seleccionamos una separación entre corrugaciones de $s_c=4.21$ mm, y un grosor de $t_c=0.8$ mm, podemos comprobar que, para una frecuencia central de operación de 12.75 GHz, y una permitividad relativa del material entre corrugaciones de $\epsilon_r=1$, satisfacemos la condición indicada en (4.1). Con esta separación entre corrugaciones, necesitamos insertar 16 corrugaciones a lo largo de todo el perímetro interior de la guía circular.

La figura 4.10 muestra el diagrama de dispersión de la RCW simulado con CST [103]. La guía va a ser alimentada posteriormente por una guía circular en el centro, con un diámetro de $D_w=19.35$ mm, por ese motivo solo se han resaltado los modos que, por su polarización y ubicación del máximo, son susceptibles de ser excitados por el modo fundamental TE_{11} de la guía

circular (también incluido en la figura 4.10).

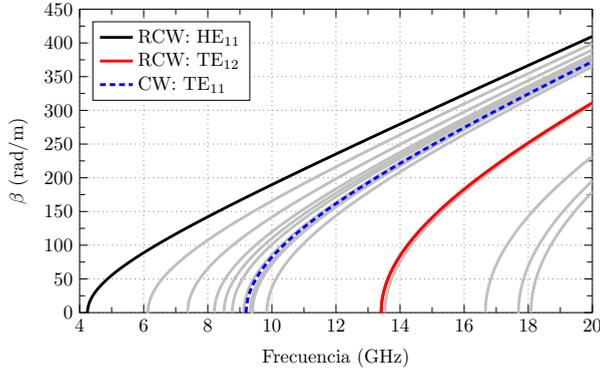


Figura 4.10: Diagrama de dispersión de la guía de ondas con corrugaciones radiales (RCW) y el modo fundamental de la guía de ondas circular (CW).

El primer modo resaltado en negro es el modo híbrido HE_{11} , con una frecuencia de corte de 4.24 GHz, y cuya distribución de campo eléctrico se muestra en la figura 4.11(a), y el segundo modo resaltado en rojo es el modo TE_{12} , con una frecuencia de corte de 13.38 GHz y cuya distribución de campo eléctrico se muestra en la figura 4.11(h) (la notación es análoga a la de una guía de ondas circular equivalente [134]). Los modos en gris claro son modos ortogonales que apenas van a ser excitados cuando la RCW sea alimentada por una guía circular. Las figuras 4.11(b)-4.11(g) muestran la distribución de campo eléctrico de algunos de estos modos.

El diagrama de dispersión de la figura 4.10 permite deducir que, si únicamente deseamos excitar el modo híbrido HE_{11} utilizando como alimentador una guía circular, el rango de frecuencias de operación es la ventana que existe entre la frecuencia de corte del modo fundamental de la guía circular, y la frecuencia de corte del modo TE_{12} , ya que es el primer modo superior que puede ser excitado por el modo TE_{11} de la guía circular.

La razón por la que es interesante excitar únicamente el modo HE_{11} es que este modo tiene una distribución de campo eléctrico uniforme en la zona central de la RCW (ver figura 4.11(a)). En la siguiente sección vamos a abrir la RCW al aire, por lo que una distribución de campo de este tipo nos va a permitir incrementar la eficiencia de la antena.

4.3. Bocina con corrugaciones radiales

La bocina con corrugaciones radiales (RCHA, del inglés “Radially Corrugated Horn Antena”) [135] es una bocina que toma como base la guía RCW estudiada en la sección anterior. En concreto, la estructura está formada por una guía de ondas circular (CW) con un diámetro D_w que alimenta una

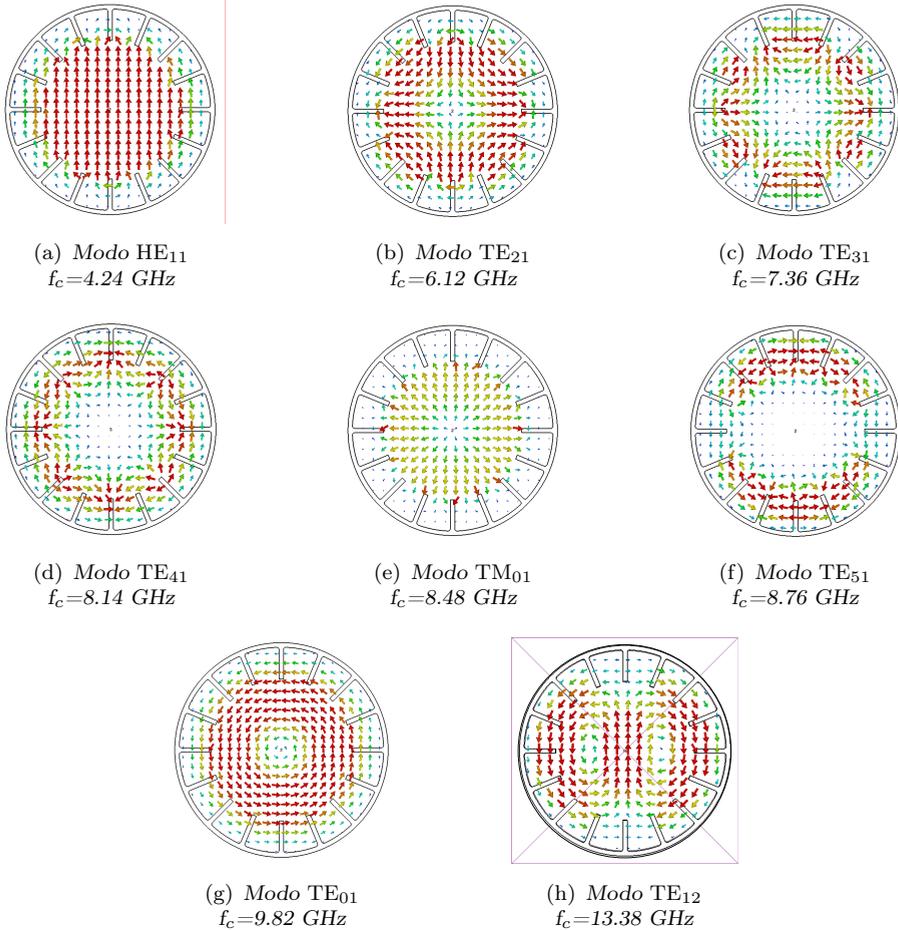


Figura 4.11: Distribución de campo eléctrico de los modos de la guía de ondas con corrugaciones radiales.

guía RCW con un diámetro D_a . En la interfaz, se insertan dos elementos resonantes, un anillo metálico y un parche circular metálico, para mejorar la adaptación de impedancias. La figura 4.12 muestra un esquema de la RCHA.

El objetivo es conseguir una bocina de gran ancho de banda, alta eficiencia y bajo perfil. Por este motivo se ha fijado como punto de partida un perfil máximo de 0.3λ (la bocina de menor perfil encontrada en la literatura tiene un perfil de 0.6λ [127]). A continuación, se ha realizado un estudio paramétrico del número total de corrugaciones (N_c) y de las longitudes de las corrugaciones (d_c). En el análisis se han considerado como parámetros de optimización la ganancia, el nivel de lóbulo principal a secundario y la simetría en el diagrama de radiación a 13 GHz. Esta frecuencia se ha escogido por la disponibilidad en el laboratorio del GRE de una transición de guía rectangu-

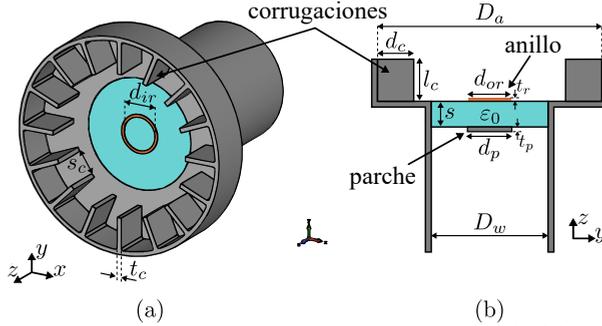


Figura 4.12: Bocina circular con corrugaciones radiales (RCHA): (a) Modelo en 3D, y (b) vista de sección longitudinal.

lar a guía circular en este rango de frecuencias. Los valores de N_c considerados han oscilado entre 12 y 18 corrugaciones, asegurando en todo momento que se cumpla la relación indicada en la ecuación (4.1). Para las longitudes de las corrugaciones d_c se han tomado valores que oscilan entre 0 mm, lo que se correspondería con una cavidad, y 7 mm. Para verificar la simetría del diagrama de radiación en los planos de referencia, se ha considerado el ancho del haz a -3 dB.

La figura 4.13 muestra la directividad máxima de la RCHA en función del número de corrugaciones (N_c) y de su longitud (d_c). Los valores obtenidos oscilan, aproximadamente, entre 10 dB, para valores de d_c en torno a 1.5 mm, y 13 dB, para valores en torno a 4 mm. Atendiendo a estos resultados, podríamos concluir que la solución óptima se da para una longitud d_c en torno a 4 mm. No obstante, debemos estudiar la variación de otros parámetros, como el nivel de lóbulo principal a secundario (NLPS) o la simetría del diagrama, en función de d_c y N_c de tal forma que podamos escoger unos parámetros de diseño que nos ofrezcan una solución de compromiso desde el punto de vista del diagrama de radiación.

El nivel de lóbulo principal a secundario en el plano E y H se muestra en las figuras 4.14 y 4.15, respectivamente. En ellas podemos observar que, para tener un NLPS de -25 dB en ambos planos, necesitamos una longitud d_c en torno a 5 mm. El pico de NLPS en el plano H para valores de d_c comprendidos entre 2.5 y 3.5 mm. (ver figura 4.15) se debe a la aparición de un lóbulo secundario cerca del lóbulo principal. Este fenómeno se puede observar mejor en la figura 4.16, donde se representa el diagrama de radiación en el plano H para tres valores de d_c . Se puede comprobar que para $d_c = 3$ mm (línea negra) aparece un pequeño lóbulo a ambos lados del lóbulo principal. Este lóbulo vestigial desaparece para otros valores de d_c .

Las figuras 4.17 y 4.18 muestran el ancho de haz a -3 dB en el plano E y H, respectivamente. Podemos ver que, si escogemos $N_c = 16$ y $d_c = 5$ mm,

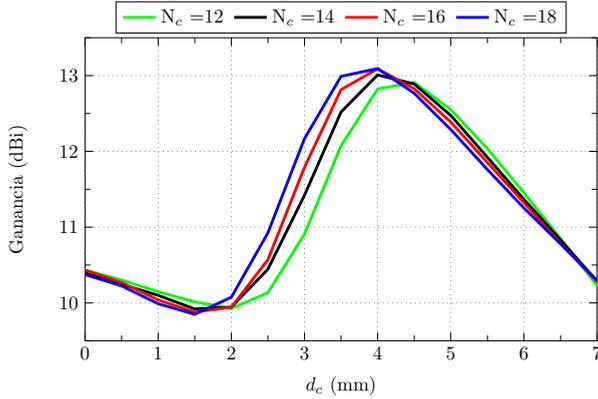


Figura 4.13: Directividad máxima de la RCHA para varios números de corrugaciones (N_c) en función de la longitud de las corrugaciones (d_c) a 13 GHz.

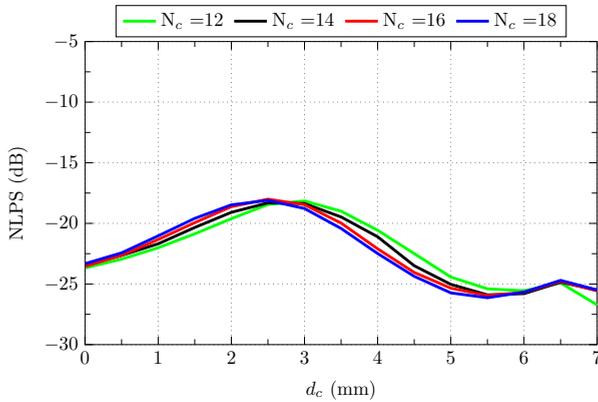


Figura 4.14: Nivel de lóbulo principal a secundario en el plano-E de la RCHA para diversos números de corrugaciones (N_c) en función de la longitud de las corrugaciones (d_c) a 13 GHz.

conseguimos un ancho de haz de 42° en el plano E, y de 44° en el plano H, con lo que tendríamos un haz muy simétrico.

A partir de este análisis podemos concluir que la mejor solución de compromiso entre directividad máxima, NLPS, y diagrama de radiación simétrico la proporciona una solución con 16 corrugaciones con una longitud $d_c = 5$ mm, y un grosor $t_c = 0.8$ mm (se debe tener en cuenta que $\epsilon_r = 1$ en nuestro caso)

Por lo que respecta a la alimentación de la RCHA, el objetivo es excitar el modo HE_{11} en la RCW, ya que este modo se extiende por todo el área interior de la RCW con una amplitud uniforme, como se puede observar en la figura 4.11(a), lo que en última instancia produce una gran eficiencia de apertura. Para excitar este modo, se utiliza una guía de onda circular con un diámetro $D_w = 19.35$ mm. La frecuencia de corte del modo fundamental de esta guía de onda (TE_{11}) es de 9.18 GHz (ver figura 4.10).

La alimentación directa de la RCW a través de una guía de onda circular

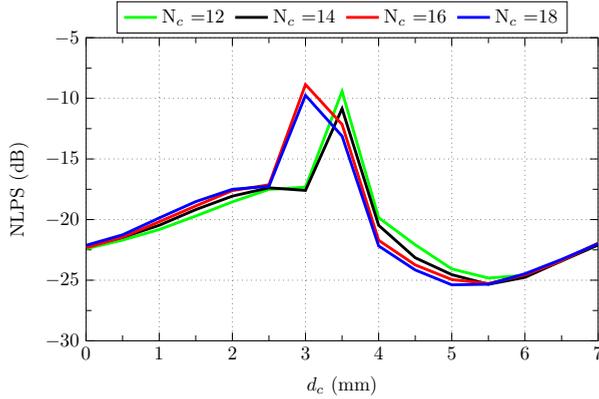


Figura 4.15: Nivel de lóbulo principal a secundario en el plano-H de la RCHA para diversos números de corrugaciones (N_c) en función de la longitud de las corrugaciones (d_c) a 13 GHz.

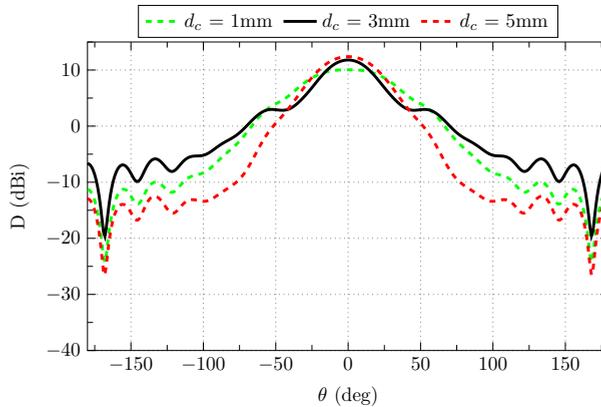


Figura 4.16: Diagrama de radiación en el plano-H de la RCHA a 13 GHz con $N_c=16$, y para $d_c= 1, 3$ y 5 mm.

produciría mucha reflexión debido a la gran diferencia de impedancia entre los modos fundamentales de la RCW (HE_{11}) y la guía circular (TE_{11}), como se muestra en la figura 4.19. Para compensar este desajuste de impedancia se introducen dos elementos de sintonía en la transición entre la CW y la RCW, como se muestra en la figura 4.12 (b). El primer elemento es un parche metálico circular dentro de la CW, y el segundo elemento es un anillo metálico en el plano de la transición. Entre ambos elementos se inserta una capa de material de permitividad 1 para garantizar la separación. El parche circular actúa como un elemento capacitivo, mientras que el anillo metálico funciona como una inductancia. La combinación de ambos, en paralelo y separados por una línea de transmisión de longitud s , compensa el desacoplamiento de impedancia que se muestra en la figura 4.19, con lo que conseguimos la adaptación deseada en la alimentación de la RCHA. Además, la inserción de

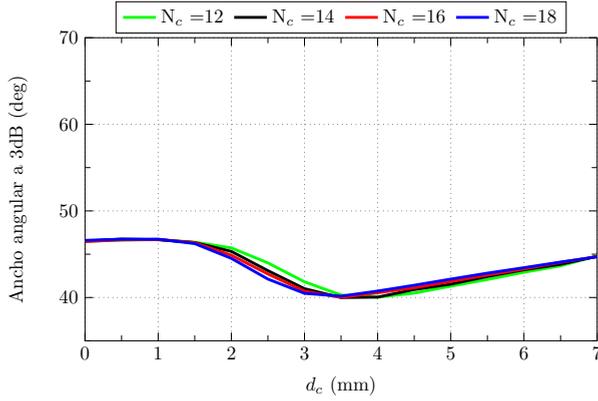


Figura 4.17: Ancho del haz a -3 dB en el plano-E de la RCHA para varios valores de N_c y d_c a 13 GHz.

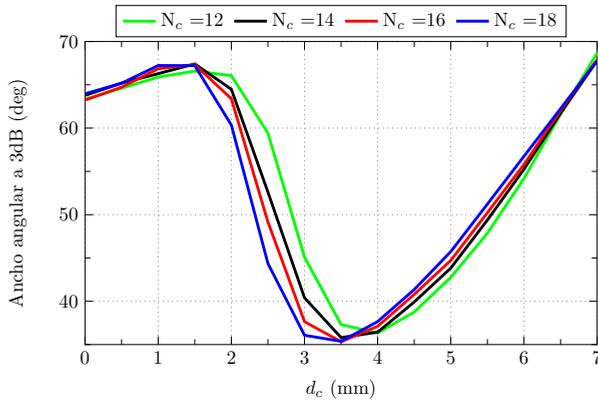


Figura 4.18: Ancho del haz a -3 dB en el plano-E de la RCHA para varios valore de N_c y d_c a 13 GHz.

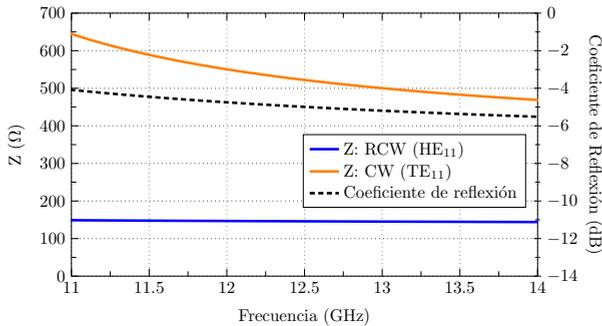


Figura 4.19: Parte real de la impedancia característica, y coeficiente de reflexión entre guías, de los modos fundamentales de las guías de onda con corrugaciones radiales (RCW), y la guía de onda circular (CW)

estos elementos ayuda a mejorar la simetría axial, y el nivel de polarización

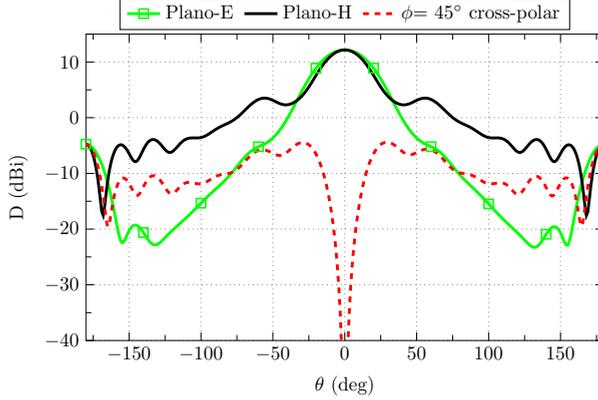


Figura 4.20: Diagrama de radiación de la bocina RHCA sin los elementos de acoplamiento (parche y anillo metálico). Las líneas continuas representan la componente co-polar en los planos principales, y la línea discontinua representa la componente cross-polar en el plano $\phi = 45^\circ$. Los parámetros de la RCHA son $N_c=16$, $d_c=5$ mm, y $t_c=0.8$ mm

cruzada del diagrama de radiación. La figura 4.20 muestra el diagrama de radiación para una estructura con los parámetros de diseño deducidos anteriormente ($N_c=16$, $d_c=5$ mm, y $t_c=0.8$ mm), donde podemos ver que los diagramas co-polares no son simétricos y que el nivel de polarización cruzada en el plano 45° es alto.

Finalmente optimizamos el tamaño y posición de los elementos de sintonía, y la longitud de las corrugaciones (l_c). Esta optimización se ha llevado a cabo con el objetivo de maximizar la directividad y las pérdidas de retorno para un ancho de banda de 1 GHz con la frecuencia más baja en 12 GHz, y minimizar el NLPS. Los parámetros optimizados, teniendo en cuenta la nomenclatura de la figura 4.12, son: $d_p=7$ mm, $d_{ir}=3$ mm, $d_o=7$ mm, $t_p=0.7$ mm, $t_r=0.1$ mm, $s=4.4$ mm, y $l_c=6.93$ mm.

La figura 4.21 (a) muestra el campo eléctrico en la apertura de la RCHA optimizada. Como se puede observar, la distribución del campo es lineal y casi uniforme en el interior de las corrugaciones, muy similar a la del modo HE_{11} de la RCW. En la figura 4.21 (b) se muestra la sección longitudinal del campo eléctrico, donde podemos observar que el campo eléctrico en la apertura está en fase o con la misma orientación. Podemos concluir, por tanto, que la guía circular de alimentación excita correctamente el modo HE_{11} de la RCW.

4.4. Prototipo y medidas

Con el objetivo de validar el diseño anterior, se ha fabricado la RCHA óptima en aluminio mediante un proceso de fresado mecánico. Este proceso de fabricación proporciona una rugosidad en la superficie de $2 \mu\text{m}$, y una

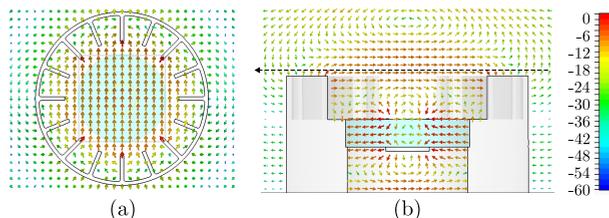


Figura 4.21: Campo eléctrico en la estructura a 13 GHz: (a) campo en la apertura, (b) campo en una sección longitudinal.

tolerancia mecánica de 30 μm .

La figura 4.22 muestra tres imágenes del prototipo fabricado. Como se puede observar, el anillo metálico está ubicado en la cara superior del material de permitividad próxima a 1 (espuma en blanco en la imagen). Este material es necesario para sustentar los elementos de sintonía, y garantizar el espacio de aire entre el anillo y el parche circular, ubicado dentro de la guía de onda. Se han perforado un total de ocho orificios en el material de separación para minimizar la permitividad equivalente de esta capa.

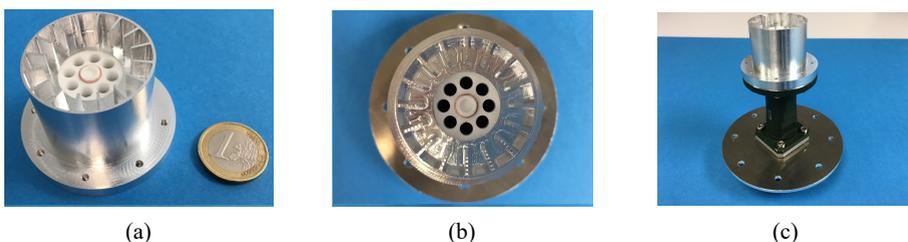


Figura 4.22: Fotografías del prototipo de RCHA fabricado: (a) vista 3D, (b) vista superior y (c) RCHA con la transición.

Aunque en las imágenes de la figura 4.22 aparecen paredes laterales rectas, en el interior la RCHA tiene la forma indicada en la figura 4.12. Se ha escogido esta forma exterior para facilitar el proceso de fabricación. Además, se debe tener en cuenta que las medidas que se van a presentar a continuación se han realizado utilizando una transición de guía de onda rectangular a circular (ver figura 4.22 (c)) para poder realizar la medida con una guía de onda rectangular estándar.

El parámetro S_{11} de la RCHA aparece representado en la figura 4.23. El desplazamiento en frecuencia entre la medida y la simulación se debe a que la simulación también incluye la transición de guía rectangular a guía circular, cuya estructura interna es desconocida, por lo que simplemente se ha simulado un perfil aproximado.

Como podemos ver en la figura 4.23, tenemos un nivel de S_{11} medido inferior a -10 dB dentro de la banda de frecuencia de operación 11.93-13.22 GHz, lo que significa que disponemos de un 10.25 %. La frecuencia superior de ope-

ración es aproximadamente la frecuencia de corte del modo de orden superior de la RCW (TE_{12}) (ver figura 4.10).

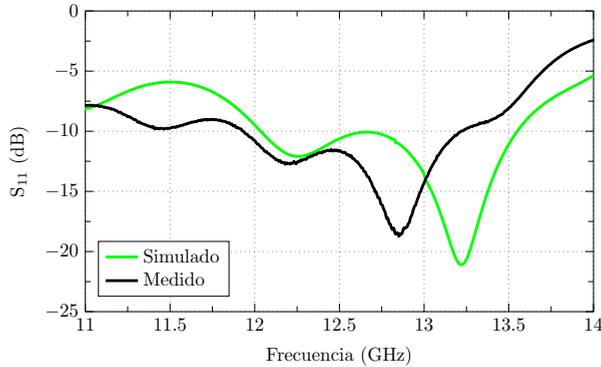


Figura 4.23: Parámetro S_{11} de la RCHA

Las figuras 4.24, 4.25, y 4.26 comparan el diagrama de radiación medido y simulado en los planos principales de la RCHA. Como se puede observar, el NLPS está por debajo de -26 dB en todos los planos. El diagrama co-polar es simétrico, una característica especialmente crítica en alimentadores de satélites para poder crear zonas de cobertura circulares en la Tierra. Además, en todos los casos, la componente con polarización cruzada está por debajo de -25 dB en todos los planos.

La ganancia máxima y la eficiencia de radiación de la RCHA aparecen representadas en las figuras 4.27 y 4.28, respectivamente. Como se puede observar, la ganancia máxima es superior a 12.2 dBi en casi todo el ancho de banda, y la eficiencia de radiación está por encima del 85 %. Las pérdidas se producen en las paredes metálicas de aluminio, y en el material separador (espuma de permitividad próxima a 1) entre el anillo metálico y el parche. En los resultados se puede ver que, en algunos puntos de frecuencia, la ganancia medida es mayor que la simulada, mientras que la eficiencia medida es menor que la simulación. Esto se debe a que las pérdidas medidas presentan una variación mayor que las simuladas. La gran extensión del campo eléctrico en la apertura de la RCHA (ver figura 4.21 (a)) proporciona una eficiencia de apertura superior al 72 % a cualquier frecuencia.

4.4.1. Comparación de resultados

Las medidas del prototipo fabricado nos permiten confirmar que la RCHA propuesta tiene un ancho de banda relativo del 10.25 % (suficiente para la mayoría de las aplicaciones por satélite), y un diagrama de radiación simétrico, con un nivel de polarización cruzada mejor de -25 dB. La eficiencia de apertura es superior al 72 %, y la eficiencia de radiación está por enci-

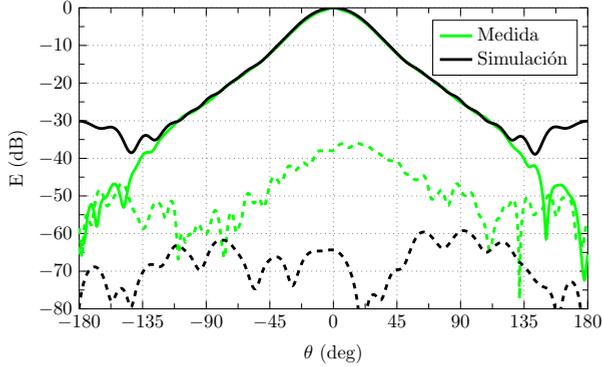


Figura 4.24: Diagrama de radiación en el plano H de la RCHA fabricada a 13 GHz. Las líneas continuas son la componente co-polar, y las líneas discontinuas la componente con polarización cruzada.

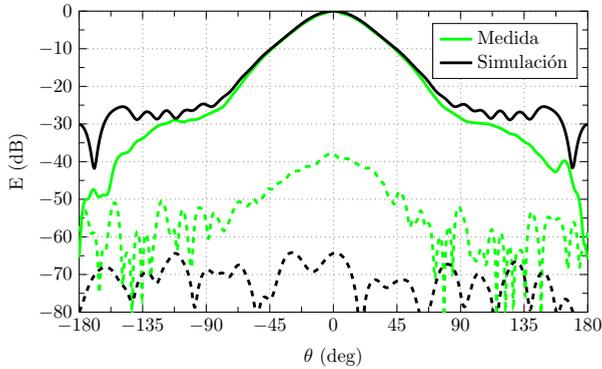


Figura 4.25: Diagrama de radiación en el plano E de la RCHA fabricada a 13 GHz. Las líneas continuas son la componente co-polar, y las líneas discontinuas la componente con polarización cruzada.

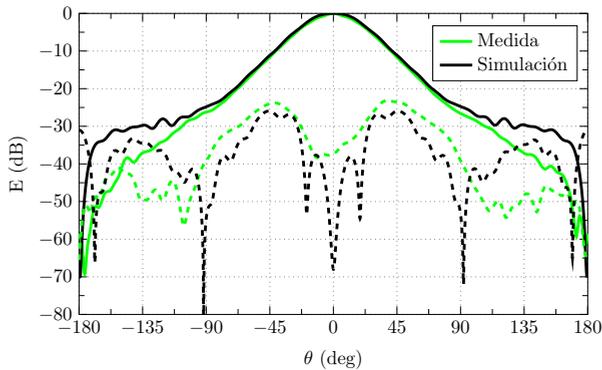


Figura 4.26: Diagrama de radiación en el plano $\phi = 45^\circ$ de la RCHA fabricada a 13 GHz. Las líneas continuas son la componente co-polar, y las líneas discontinuas la componente con polarización cruzada.

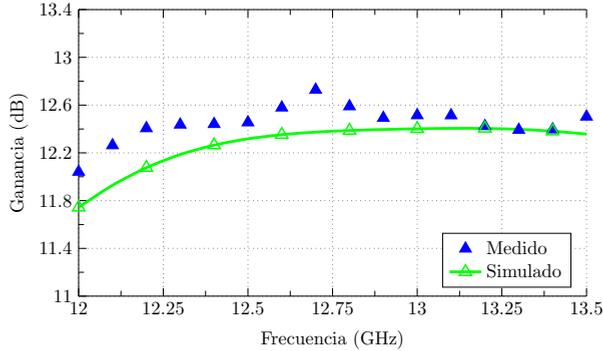


Figura 4.27: Ganancia de la bocina con corrugaciones radiales propuesta vs. frecuencia.

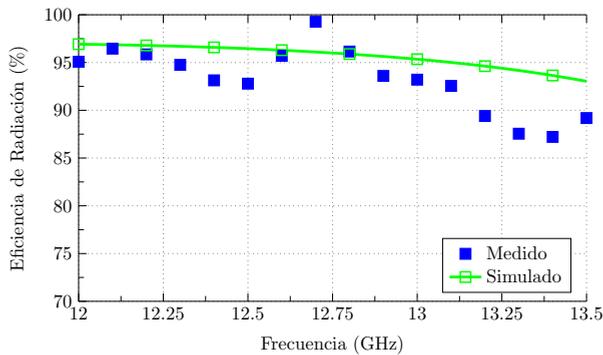


Figura 4.28: Eficiencia de radiación de la bocina con corrugaciones radiales propuesta vs. frecuencia.

ma del 85% en toda la banda de frecuencias. Estas buenas prestaciones se obtienen con una altura realmente baja, $l_c=6.93$ mm, lo que supone 0.3λ a la frecuencia central. Este perfil bajo conlleva un ahorro de volumen y peso que convierte la RCHA propuesta en un alimentador idóneo para reflectores embarcados en satélites de comunicaciones.

La tabla 4.1 muestra una comparación entre los parámetros principales de la RCHA propuesta, y los de varios trabajos anteriores. Como se puede observar, la RCHA presenta una eficiencia de apertura considerablemente alta, comparable a la de otros trabajos previos, un nivel de polarización cruzada similar, y una altura bastante menor que cualquiera de las propuestas anteriores.

En el siguiente capítulo nos enfocaremos en el diseño de una lente utilizando las curvas de diseño del capítulo anterior, y, en uno de los diseños, utilizaremos la RCHA propuesta como alimentador de la lente.

Tabla 4.1: Comparación de resultados con trabajos publicados previamente.

Bocinas	Altura (λ)	NLPS	Polarización cruzada	Eficiencia de apertura
Bocina de Potter [125]	2.20	-27.0 dB	-32.0 dB	74.0 %
Bocina Coaxial [127]	0.67	-25.0 dB	-28.0 dB	77.0 %
Hard horn [129]	19.43	-18.0 dB	-30.0 dB	88.0 %
Bocina Corrugada [136]	8.05	-23.0 dB	-35.0 dB	60.2 %
Bocina con cargas dieléctricas [137]	8.10	-19.0 dB	-40.0 dB	90.0 %
RCHA (Esta tesis)	0.30	-25.7 dB	-25.0 dB	72.0 %

Capítulo 5

Diseño de lentes con estructuras FSS

5.1. Introducción

Los sistemas de comunicaciones de alta ganancia utilizan habitualmente reflectores parabólicos. Este tipo de antenas se basan en el uso de un alimentador primario que ilumina una superficie metálica con forma de parábola, encargada de generar el diagrama de radiación de alta ganancia. El problema de este tipo de antenas es que son estructuras muy pesadas, y requieren una gran precisión de fabricación. Además, el alimentador puede obstruir la radiación, degradando de este modo las prestaciones del sistema.

De forma alternativa a los reflectores parabólicos, podemos hacer uso de lentes dieléctricas. Este tipo de antenas se basan en el mismo principio de funcionamiento óptico que los reflectores parabólicos, con un alimentador primario iluminando toda la lente, encargado de crear el diagrama de radiación de alta ganancia. La ventaja de las lentes es que el alimentador se encuentra detrás de la lente, por lo que no obstruye la radiación. Además, se requiere una tolerancia de fabricación menor que para el caso de los reflectores parabólicos. El mayor inconveniente de las lentes radica en las pérdidas producidas en el propio material dieléctrico de la lente, así como en las pérdidas por reflexión de la onda incidente desde el alimentador primario. Esto hace que la eficiencia de las lentes sea menor que la de los reflectores parabólicos.

El principio de funcionamiento, tanto de los reflectores como de las lentes, se basa en modificar el perfil de amplitud y fase del alimentador primario que ilumina la apertura. El objetivo habitual es conseguir una distribución de amplitud y fase plana que maximice la directividad, aunque en algunos casos se persigue un determinado perfil que produzca un diagrama de radiación que cumpla una serie de requisitos. En la recepción, las lentes y los reflectores se

comportan de forma recíproca a la transmisión, de tal forma que las ondas incidentes son reflejadas y concentradas en el foco del sistema, donde se encuentra el alimentador primario actuando de antena receptora.

El sistema óptico formado por el reflector, o la lente, y el alimentador, hace que la distancia eléctrica recorrida por todos los rayos desde el foco en transmisión, o hasta el foco en recepción, sea idéntica. Sin embargo, este punto focal es ideal. En la práctica, el alimentador situado en el foco no es una fuente puntual, sino una antena real, habitualmente una bocina como las vistas en el capítulo anterior, por lo que es necesario tener en cuenta el comportamiento real del alimentador a la hora de simular un reflector o una lente.

La primera lente dieléctrica fue desarrollada en 1888 por Oliver Lodge [1]. En este trabajo se demostró que es posible enfocar las ondas electromagnéticas en un determinado punto focal. Sin embargo, el gran desarrollo de las lentes no llegó sino hasta la Segunda Guerra Mundial, cuando se empezaron a utilizar lentes para aumentar la ganancia o crear diagramas de radiación con diferentes perfiles. Con el avance de los años y de la tecnología de circuitos impresos, se han propuesto multitud de lentes planas en la banda de ondas milimétricas para aplicaciones móviles [138], radar para automóviles [139] o procesamiento de imágenes [140]. Este tipo de lentes son un equivalente plano de las lentes dieléctricas tradicionales que permiten una fabricación más sencilla, y pueden ofrecer mejores prestaciones en determinadas aplicaciones. Este capítulo se va a centrar en el diseño de este tipo de lentes de microondas.

El capítulo está organizado de la siguiente manera: En primer lugar, se repasa el método de óptica geométrica como punto de partida para el diseño de las lentes. A continuación, se realiza un resumen de los diferentes tipos de lentes conocidos, y se presenta una posible clasificación. Finalmente, se presentan una serie de diseños de lentes planas basados en el uso de las estructuras FSS estudiadas en capítulos anteriores.

5.2. Análisis de lentes planas de microondas

Las lentes se analizan habitualmente con óptica geométrica. En este método, se utiliza trazado de rayos (en inglés, *Ray Tracing*) para modelar la radiación del alimentador primario y la refracción de la lente. En la configuración más básica, el alimentador es una fuente puntual de la que emanan rayos hacia la lente, todos ellos con la misma amplitud. La fase de cada uno de ellos depende de la longitud recorrida por cada rayo desde la fuente hasta la lente. El punto en el que se encuentra la fuente es el centro de fase del sistema. No obstante, se debe tener en cuenta que este modelo es ideal, ya que los

alimentadores no son fuentes puntuales. Tras un estudio inicial por trazado de rayos, se debe hacer un análisis final que tenga en cuenta el diagrama de radiación real del alimentador.

La óptica geométrica es especialmente útil para el análisis de lentes delgadas ya que el grosor de la lente es despreciable en comparación con la distancia focal. Esto significa que la altura del punto de intersección del rayo con las dos superficies de la lente es la misma. En la figura 5.1 se muestran diferentes tipos de lentes delgadas.

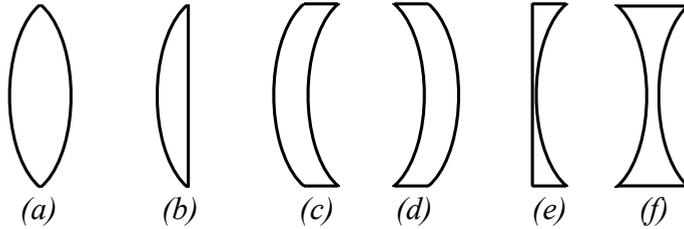


Figura 5.1: Tipos de lentes delgadas. (a) biconvexas, (b) plano convexas, (c) convexa-cóncava, (d) menisco, (e) plano cóncava, (f) bicóncava.

La óptica geométrica se basa en dos principios básicos: El primero consiste en que las longitudes de los rayos que describen la trayectoria del flujo de potencia de las ondas son constantes. El segundo es el principio de Fermat [141], que establece que el tiempo empleado por la onda para propagarse entre dos puntos es mínimo. Teniendo estos dos principios en mente, vamos a deducir la ecuación que rige las trayectorias de los rayos.

En la figura 5.2 se muestra una lente típica de microondas convexa con constante dieléctrica ϵ_r . El índice de refracción n es $\sqrt{\epsilon_r}$. Los medios dieléctricos naturales homogéneos tienen siempre un índice de refracción mayor a 1 y no presentan dispersión. En la literatura podemos encontrar diferentes dieléctricos artificiales con $n > 1$ [10] y $n < 1$ [142]. Las lentes diseñadas con $n < 1$ tienen una forma cóncava, y son dispersivas.

La fuente puntual está localizada en el punto o a una distancia f (distancia focal) de la lente. La longitud de la trayectoria óptica dentro de la lente es igual a la longitud de la trayectoria física multiplicada por n .

Para que la fase de todos los rayos en la apertura de la lente sea la misma, la longitud del recorrido óptico desde el punto o a cualquier punto de la superficie de la lente debe ser la misma para todos los rayos. Por tanto, con referencia a la figura 5.2, se debe cumplir la siguiente igualdad:

$$f + nt = r + n\overline{BC} \quad (5.1)$$

Como las distancias \overline{BC} y \overline{AD} son iguales, podemos simplificar la expresión anterior, llegando a la siguiente relación en coordenadas esféricas:

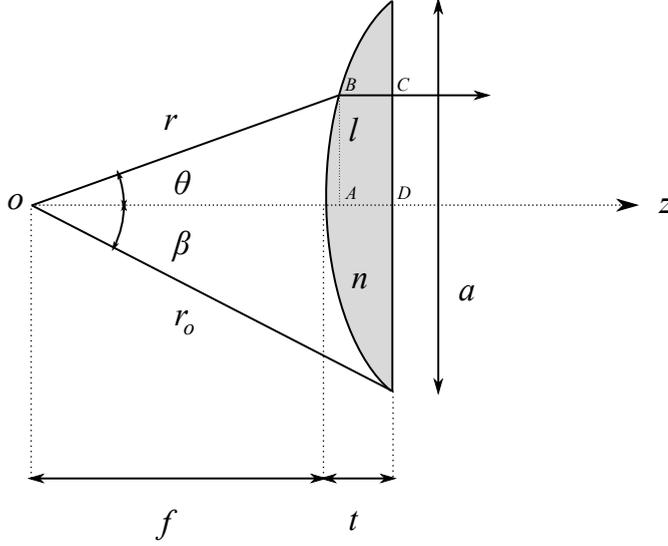


Figura 5.2: Esquema de una lente convexa con una sola superficie de refracción.

$$r = \frac{(n-1)f}{n \cos \theta - 1} \quad (5.2)$$

Esta ecuación define una superficie hiperbólica donde la excentricidad es n , y el origen está situado en el foco.

Para determinar el campo transmitido por la lente, debemos tener en cuenta el campo radiado por la fuente puntual. Este campo incide en la superficie convexa de la lente con una amplitud y fase que depende de la distancia r dada por la ecuación (5.2). El campo reflejado y transmitido por la lente dieléctrica depende de los coeficientes de reflexión y transmisión de Fresnel en la superficie. Estos coeficientes dependen de la polarización de la onda plana incidente en la lente. Si la onda plana es perpendicular al plano de incidencia, los coeficientes de reflexión (Γ_{\perp}) y transmisión (T_{\perp}) son:

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_t} \quad (5.3)$$

$$T_{\perp} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_i}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_t}, \quad (5.4)$$

mientras que si la polarización de la onda plana es paralela al plano de incidencia, los coeficientes de reflexión (Γ_{\parallel}) y transmisión (T_{\parallel}) son:

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{-\sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (5.5)$$

$$T_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_i}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (5.6)$$

En las ecuaciones anteriores μ_r y ϵ_r son la permeabilidad magnética y la permitividad eléctrica, respectivamente, en los medios $r = 1$ y $r = 2$, θ_i es el ángulo de incidencia de la onda, y θ_t el ángulo de la onda transmitida.

El campo transmitido al interior de la lente se propaga y acaba siendo transmitido por la superficie plana con fase constante. En este proceso se deben tener en cuenta, además, las reflexiones internas en la lente, ya que pueden afectar al funcionamiento de la lente de tal forma que la distribución de fases a la salida no sea constante.

Para minimizar el efecto adverso de las reflexiones internas, se puede variar progresivamente la permitividad desde la del aire hasta la permitividad interna de la lente. La propuesta más simple consiste en utilizar una capa de dieléctrico con un espesor de un cuarto de longitud de onda y un índice de refracción que sea el promedio entre el aire y el medio de la lente [143, 144], aunque también se han presentado estructuras más complejas basadas en el uso de metamateriales [145].

Como se comentó anteriormente, la óptica geométrica es un método aproximado ya que se basa en la presencia de una fuente puntual y en el trazado de rayos. Para analizar una lente de forma más precisa se deben utilizar métodos de onda completa, como, por ejemplo, el Método de los Momentos (MoM), el Método de los Elementos Finitos (FEM), o el Método de las Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo (FDTD). En esta tesis hemos utilizado la óptica geométrica como punto de partida para obtener la corrección de fase necesaria en las diferentes celdas que conforman la lente. Posteriormente se han analizado las lentes de forma completa, incluyendo el alimentador, utilizando FEM con CST.

5.3. Clasificación de lentes

Podemos clasificar las lentes en dos tipos principales: dieléctricas y metálicas. Dentro de cada tipo podemos encontrar lentes homogéneas e inhomogéneas, dependiendo de la composición o estructura interna de las lentes. Con el objetivo de tener una visión más amplia de los distintos tipos de lentes. A continuación, vamos a realizar una revisión de los principales trabajos presentados en esta área, divididos en lentes dieléctricas y metálicas.

5.3.1. Lentes dieléctricas

Las lentes dieléctricas se suelen fabricar utilizando termoplásticos de diferente permitividad. La figura 5.2 muestra el esquema de una lente convexa. Este tipo de lentes se conocen como homogéneas ya que solo tienen una superficie de refracción en la cara más cercana al foco. Esto hace que puedan ser analizadas por el método de óptica geométrica descrito en la sección anterior.

El mayor inconveniente de las lentes homogéneas es que solo disponemos de un elemento de control para diseñar las lentes: la superficie de refracción. Para mejorar las prestaciones de la lente necesitamos aumentar los parámetros de diseño añadiendo más capas de dieléctrico, formando de este modo lentes inhomogéneas. La figura 5.3 muestra un ejemplo de una lente inhomogénea con doble capa de refracción. Estas capas dan lugar a un número distinto de refracciones en el interior de la lente, lo que permite modelar la transmisión y reflexión de los rayos incidentes de forma más efectiva que en las lentes homogéneas. No obstante, el análisis de este tipo de lentes es mucho más costoso y los resultados que permiten obtener no mejoran enormemente los de las lentes homogéneas, por lo que su uso en la literatura es muy limitado en comparación con las lentes homogéneas.

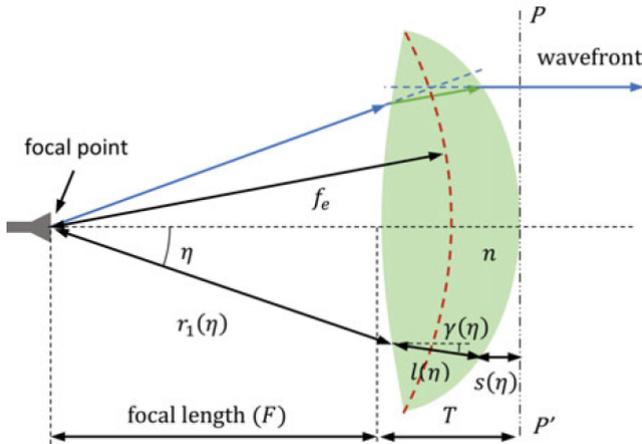


Figura 5.3: Esquema de una lente con doble índice de refracción [10]

Las lentes dieléctricas en la banda de microondas suelen ser muy voluminosas, y su uso conlleva la aparición de pérdidas dieléctricas significativas. Si deseamos reducir el volumen y las pérdidas, podemos eliminar anillos de material dieléctrico de grosor Δ de forma escalonada, tal y como se ilustra en la figura 5.4. El grosor Δ se debe escoger de tal forma que el camino eléctrico entre cada escalón sea un número entero de longitudes de onda. No obstante, el escalonamiento de la lente dificulta el proceso de fabricación, e introduce

una dependencia con la frecuencia, lo que hace que las lentes escalonadas sean estructuras de banda estrecha. Además, las lentes escalonadas producen sombra en la apertura de la lente debido a las discontinuidades entre las zonas [146].

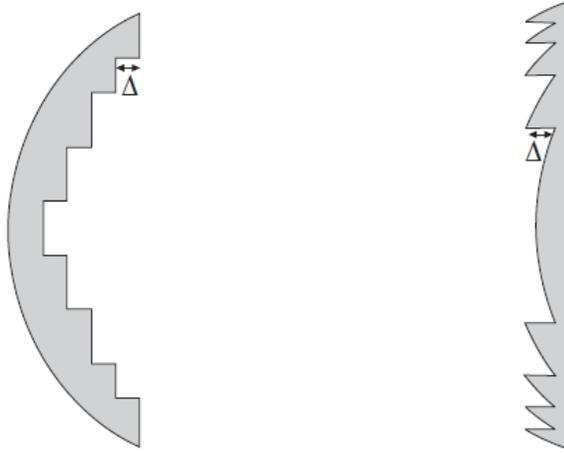


Figura 5.4: Lentes escalonadas [2]

Una alternativa a las lentes escalonadas son las lentes de Fresnel. En la figura 5.5 se muestra un esquema de una lente de Fresnel plana. Estas lentes fueron diseñadas para aplicaciones ópticas, principalmente para los faros de señalización luminosa. El principio de operación de las lentes de Fresnel consiste en dividir un plano en anillos concéntricos. El grosor y diámetro de estos anillos debe ser tal que los rayos incidentes tengan una diferencia de fase de 180° entre anillos adyacentes, lo que se conoce como zonas de Fresnel. Al bloquear alternativamente los anillos, solo dejamos pasar los rayos cuyas trayectorias ópticas estén en fase [4], maximizando la energía en el punto focal al otro lado de la lente. En [147] podemos encontrar el análisis de las lentes de Fresnel de una sola dimensión, donde se determina que la trayectoria en las zonas de Fresnel (ver figura 5.5) se puede calcular como:

$$\rho_n + r_n = \rho_o + r_o + n \frac{\lambda}{2}, \quad (5.7)$$

donde r_o es la distancia focal f , y n es un entero $= 1, 2, \dots$.

La ventaja de las lentes de Fresnel es que son estructuras planas y de fácil fabricación. En la figura 5.6 se muestra un ejemplo de lente de Fresnel, donde las zonas que producen bloqueo son anillos metálicos representados en color negro. Este tipo de estructuras se pueden fabricar fácilmente con una fresadora por control numérico 2D.

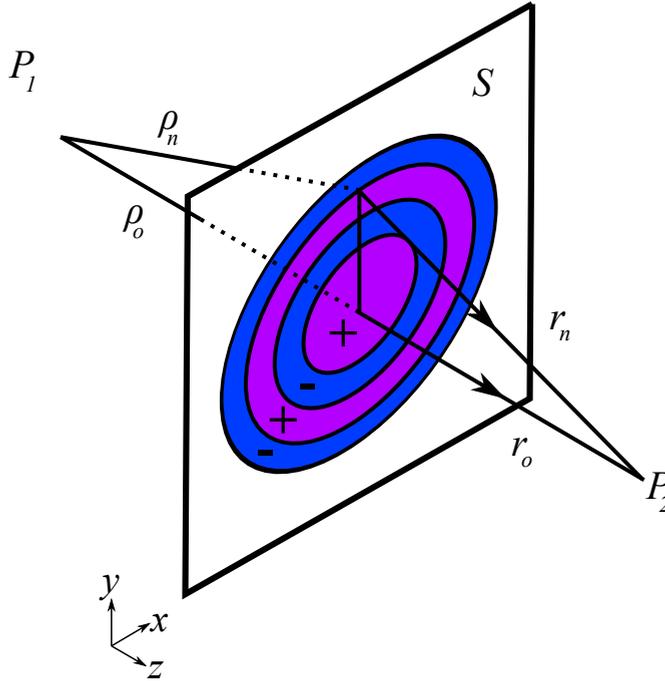


Figura 5.5: Esquema de una lente de Fresnel [147].

La principal desventaja de las lentes de Fresnel es que se pierde la mitad de la potencia disponible en el sistema debido al bloqueo de los anillos metálicos. No obstante, en la banda de frecuencias de microondas podemos sustituir las zonas metálicas por anillos dieléctricos de diferentes alturas. Estos anillos compensan la fase de media longitud de onda con los anillos adyacentes (sin dieléctrico), consiguiendo que la relación de fase entre las zonas adyacentes sea de 0° .

Por lo que respecta a las lentes dieléctricas inhomogéneas, la forma más clásica de diseñarlas es mediante estructuras con forma esférica, de tal forma que la constante dieléctrica del material solo tenga variación radial. Estas estructuras son simétricas con respecto a cualquier eje que pase por el centro de la lente, y tienen una superficie concéntrica como foco. La lente esférica más conocida es la lente de Luneburg [148], de la que podemos ver una muestra en la figura 5.7. El perfil de permitividad dieléctrica en la lente de Luneburg varía con el cuadrado de la distancia desde el centro de la esfera hasta la superficie exterior de la siguiente forma:

$$\epsilon_r(r) = 2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (5.8)$$

donde R es el radio exterior de la lente.

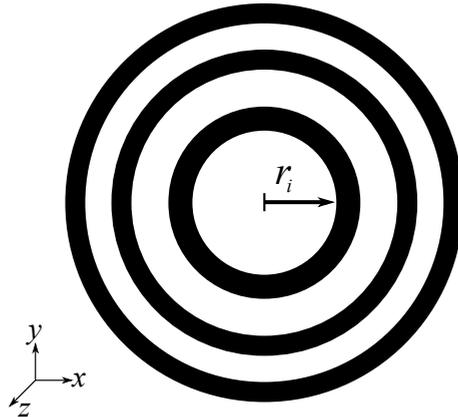


Figura 5.6: Esquema de lente de Fresnel realizada con anillos metálicos

Luneburg no tuvo la oportunidad de demostrar el funcionamiento práctico de la lente que propuso, debido a las limitaciones tecnológicas de su época. Las primeras lentes de Luneburg que se pudieron fabricar las realizaron mediante varias capas concéntricas de diferentes permitividades. Con los años se han ido añadiendo más capas para aproximarse a la variación cuadrática ideal de (5.8), lo que ha dado lugar a las mejores prestaciones de este tipo de lentes [149, 150].

Una de las desventajas de la lente de Luneburg es su gran volumen, lo que la convierte en una antena de alto perfil. Con el objetivo de reducir el perfil, se puede situar la mitad de la lente sobre un plano de masa conductor [151]. El objetivo de este plano es crear una imagen de la mitad de la lente que emule la lente de Luneburg completa. Siguiendo esta misma filosofía, recientemente se ha publicado una lente de Luneburg con una cuarta parte del volumen de la lente original. Esto se consigue situando una cuarta parte de la lente en la esquina de un plano conductor doblado 90° [152].

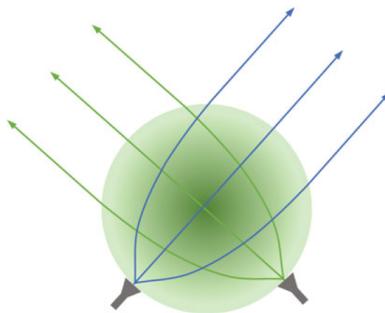


Figura 5.7: Lente de Luneburg [10]

Otro tipo de lente esférica inhomogénea es la lente de Maxwell [153].

La figura 5.8 muestra una imagen de este tipo de lente, también conocida como ojo de pez. La radiación de la lente de Maxwell se enfoca en un punto antipodal, lo que supone la principal diferencia con respecto a la lente de Luneburg. El perfil de la constante dieléctrica del material es [154]:

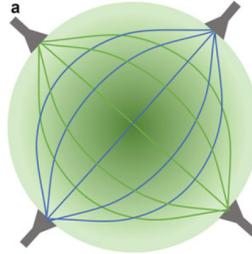


Figura 5.8: Lente de Maxwell [10].

$$\epsilon_r(r) = \frac{2}{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad (5.9)$$

donde R es el radio exterior de la lente.

Las lentes dieléctricas descritas hasta el momento son estructuras voluminosas y pesadas. Con los avances en los procesos de fabricación con materiales dieléctricos, se han propuesto lentes planas que permiten ahorrar espacio y peso. En la figura 5.9 se muestra una lente plana con dieléctrico inhomogéneo [23]. Las variaciones del índice de refracción se consiguen realizando agujeros en el dieléctrico. Si el diámetro de los agujeros y la distancia de separación entre ellos en una determinada zona o anillo son suficientemente pequeños en comparación con la longitud de onda, se puede considerar que esa zona o anillo tiene una permitividad equivalente uniforme [3].

5.3.2. Lentes metálicas

A diferencia de las lentes dieléctricas, las lentes metálicas no cumplen con la ley de refracción de Snell cuando el vector de campo eléctrico de la onda incidente es paralelo a la superficie de la lente [155]. Esto se debe a que este tipo de lentes están compuestas por múltiples elementos metálicos, como guías de placas paralelas o guías de onda rectangular, donde el campo se confina dentro de cada elemento y se propaga longitudinalmente. En el caso de guías de ondas rectangulares, por ejemplo, el modo que se propaga es el modo fundamental TE_{10} , cuya velocidad de fase es mayor que la velocidad de la luz en el vacío. Esto hace que el índice de refracción a la entrada de la guía sea menor que uno y, por tanto, que una lente compuesta por múltiples elementos de este tipo sea cóncava [14].

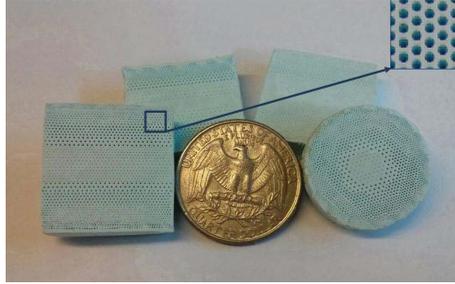


Figura 5.9: *Lente plana con dieléctrico inhomogéneo*[23]

El tipo más sencillo de lente metálica es una lente formada por múltiples placas paralelas. Para simplificar el análisis, lo habitual es considerar un espesor nulo de las láminas metálicas y un conductor perfecto [156]. Este tipo de lentes se suelen diseñar para una onda incidente con un vector de campo eléctrico paralelo a las placas paralelas, de tal forma que la refracción se produce en el plano E. Las placas paralelas se diseñan para que se propague un modo TE, en lugar del modo fundamental TEM. Con la elección de este modo de orden superior, el control de fase depende de la distancia eléctrica que recorre la onda en la dirección de propagación del modo. De forma alternativa, también podemos controlar la fase ajustando las dimensiones de la sección transversal de las placas paralelas, es decir, variando la separación entre placas. El índice de refracción de las placas paralelas se puede calcular como [157]:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (5.10)$$

donde a es el espaciado entre las placas y λ es la longitud de onda.

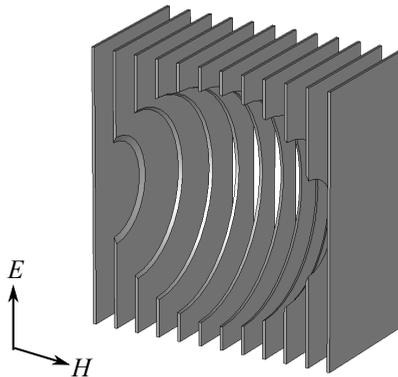


Figura 5.10: *Lente de placas paralelas. El campo eléctrico de la onda incidente es paralelo a las placas.*

La figura 5.10 muestra un ejemplo de lente metálica de placas paralelas. Como se indica en esta figura, el campo eléctrico de la onda plana incidente es paralelo a las placas de la lente. Para lograr una superficie convexa en la lente, las placas metálicas tienen diferentes perfiles por un lado de la lente. Por el otro lado, todas las placas paralelas tienen un perfil recto.

Otro ejemplo de lente metálica son las agrupaciones periódicas de esferas, o discos, metálicos. Estas agrupaciones forman un medio dieléctrico artificial cuya constante dieléctrica efectiva ϵ es [157]:

$$\epsilon = \epsilon_o + \frac{P}{E} = \epsilon_o + N \frac{ql}{E} \quad (5.11)$$

donde P es la polarización que, para un dieléctrico artificial, es igual a Nql , siendo N el número de elementos por volumen, ql el momento dipolar de la esfera y E la intensidad del campo eléctrico. Para el caso de una esfera metálica, $\frac{ql}{E}$ es igual a $4\pi\epsilon_o a^3$, y para un disco es $\frac{16\epsilon_o a^3}{3}$, donde a es el radio de la esfera o del disco.

La expresión (5.11) para el caso de agrupaciones de esferas o discos metálicos da lugar a un índice de refracción mayor que 1, por lo que la forma de la lente es convexa, tal y como se muestra en la figura 5.11, donde se muestra una lente formada por múltiples esferas propuesta por Kock [14]. Si deseamos una agrupación de elementos plana, en lugar de 3D, podemos disponer los distintos elementos en una superficie y controlar la fase modificando el diámetro de cada uno de los elementos [158].

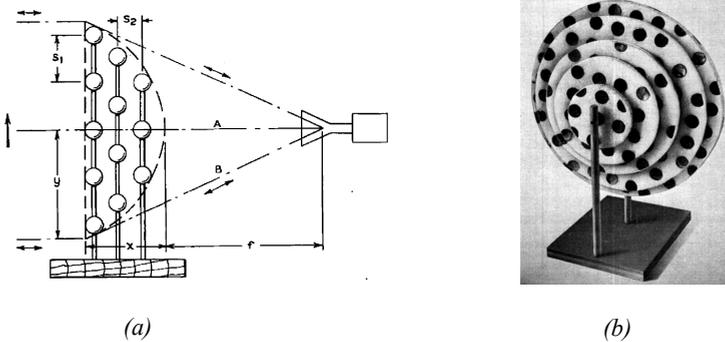


Figura 5.11: Lente metálicas formada por una agrupación de elementos tipo: (a) esfera, o (b) disco. [14]

Las lentes formadas por múltiples placas paralelas tienen el inconveniente de que solo funcionan para una polarización paralela a las placas metálicas. Solo en este caso se puede excitar un modo TE que nos permita controlar el índice de refracción utilizando la ecuación (5.10). Si el campo eléctrico de la onda incidente es perpendicular a las placas metálicas, excitamos el modo fundamental TEM, cuya constante de propagación es el número de onda y ,

por tanto, no podemos controlar la fase de las ondas que se propagan en el interior.

Para obtener una lente con doble polarización debemos diseñar lentes con guías de ondas cuadradas o circulares, por ejemplo. En la figura 5.12 se muestra una lente formada por múltiples guías de ondas cuadradas para un sistema multihaz. En esta lente, la longitud de cada guía se ajusta para convertir el perfil de fase esférico de la onda incidente en un perfil de fase plano a la salida de la lente.

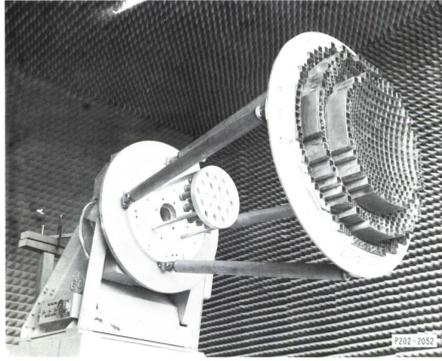


Figura 5.12: Lente metálica diseñada con guías de onda para un sistema multihaz [159].

El control de fase en todas las lentes que hemos visto hasta ahora, tanto dieléctricas como metálicas, depende de la trayectoria recorrida por el rayo. Por este motivo, para poder enfocar la señal correctamente, las lentes deben tener un perfil adecuado (cóncavo para $n < 1$ o convexo para $n > 1$). Este perfil hace que las estructuras resultantes sean muy voluminosas.

Con el objetivo de reducir el volumen de las lentes, en esta tesis vamos a proponer varias lentes planas formadas por FSS. En estas estructuras el control de fase se puede conseguir ajustando los parámetros locales de las celdas. De esta manera, conseguimos sintetizar la fase deseada sin aumentar el volumen de la lente. La siguiente sección presenta diferentes propuestas de lentes planas diseñadas con FSS.

5.4. Lentes diseñadas con FSS

Como hemos visto hasta ahora, las lentes se iluminan por medio de alimentadores con un perfil de fase esférico. El campo radiado por el conjunto formado por la lente y el alimentador se puede calcular como la transformada de Fourier bidimensional del campo en la superficie de la lente [2]. A partir de esta relación se puede deducir fácilmente que el máximo de radiación tendrá lugar cuando el campo en la superficie de la lente sea uniforme.

Por lo tanto, si nos marcamos como objetivo maximizar la directividad del diagrama de radiación del conjunto lente-alimentador, debemos conseguir un perfil de amplitud y fase uniforme en la apertura de la lente. Para conseguir este perfil, la lente debe ser capaz de corregir el frente de onda esférico radiado por el alimentador, convirtiéndolo en un frente de onda uniforme a la salida de la lente. En las secciones anteriores vimos que esto se puede conseguir con lentes dieléctricas y metálicas, homogéneas o inhomogéneas, con el inconveniente de que las estructuras resultantes eran voluminosas y pesadas. Para solventar estos problemas vamos a presentar varias lentes planas, cuyo perfil es mucho más reducido que el de las lentes clásicas vistas hasta el momento.

La figura 5.13(a) ilustra el principio de funcionamiento de una lente plana dieléctrica. Esta lente tiene un gradiente de permitividad (o índice de refracción) para compensar la fase del frente de onda esférico radiado por un alimentador ideal situado en el punto o . Se han tomado secciones radiales porque el frente de onda esférico proyectado sobre la superficie plana de la lente se puede descomponer en anillos con la misma fase. Para calcular el valor de las diferentes permitividades se toma como punto de referencia el centro de la lente al que se le asigna la mayor permitividad (ϵ_6) Esto se debe a que la trayectoria del rayo que incide en esta zona es la más corta desde el punto focal o , por lo que debemos retrasar la onda en esta zona para que a la salida tenga la misma fase que los rayos que inciden en el resto de las secciones concéntricas. A medida que las zonas se alejan del centro, la longitud de las trayectorias de los rayos aumenta, por lo que debemos ir disminuyendo la permitividad para compensar las diferencias de los caminos ópticos.

Las lentes dieléctricas pueden presentar grandes pérdidas a frecuencias altas debido a la utilización de un material dieléctrico. Para evitar este tipo de pérdidas se pueden diseñar lentes metálicas por medio de guías de ondas. La figura 5.14 muestra una lente de este tipo donde los anillos concéntricos de permitividad constante de la lente dieléctrica se han sustituido por agrupaciones de guías de ondas cuadradas. La compensación de fase se basa en la excitación del modo fundamental de las guías. Como todas las guías tienen la misma sección, la constante de propagación es la misma en todas ellas, por lo que el control de fase se realiza variando la longitud de cada uno de los elementos. Este esquema se puede observar en la figura 5.14(a) para el caso de una lente formada por 7×7 de guías de onda de la figura 5.14(b).

El problema del control de fase basado en la longitud de las guías es que las estructuras resultantes son muy voluminosas. Esto se debe a que la longitud de cada guía se debe ajustar para que, en función de la constante de propagación, la fase a la salida de cada elemento sea la misma. Si deseamos tener la misma longitud en todos los elementos, con la consiguiente reducción de volumen, podemos realizar el control de fase variando la constante de

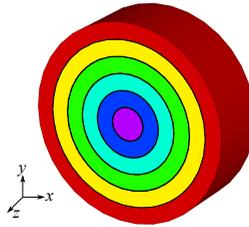
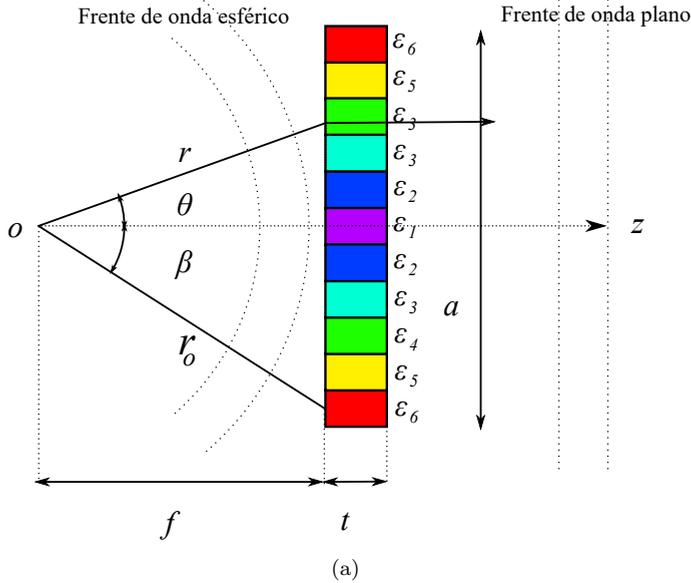
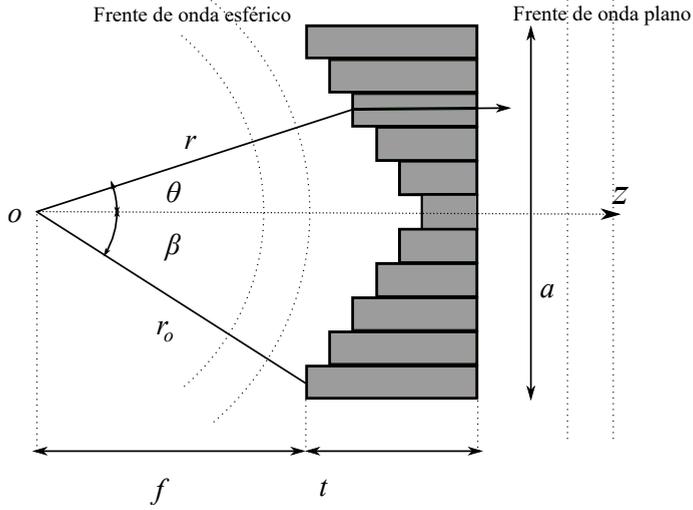


Figura 5.13: Esquema de una lente plana dieléctrica. (a) vista lateral y (b) vista en 3D

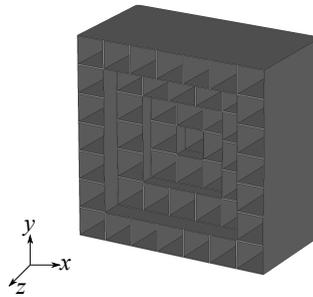
propagación de cada guía.

La constante de propagación de las guías de ondas depende de la geometría de la sección transversal. En concreto, si consideramos el análisis periódico visto en el Capítulo 3, la constante de propagación depende del periodo (o tamaño de la sección lateral de cada guía), y del elemento sintonizador que introduzcamos en el interior. Si no disponemos de elemento sintonizador, solo podemos ajustar la constante de propagación de las guías de ondas variando el tamaño de las guías de onda.

En la figura 5.15 se muestra un ejemplo de lente metálica con guías de ondas con diferentes tamaños. Como se puede observar, el tamaño de la guía central es mayor que el de las guías de la periferia. Esto se debe a que, cuanto mayor es el área de la sección transversal mayor es la constante de propagación, lo que produce un desfase mayor. La figura 5.15(a) incluye un esquema lateral de la lente con guías de onda, donde los diferentes periodos



(a)



(b)

Figura 5.14: Esquema de una lente metálica formada por una agrupación de 7×7 guías de onda. (a) vista lateral y (b) vista 3D.

aparecen representados con diferentes colores, y la figura 5.15(b) muestra una vista superior de la misma lente.

Si disponemos de un elemento sintonizador en el interior de cada elemento de la lente, como una carga inductiva o capacitiva, podemos controlar la constante de propagación de las guías variando las dimensiones del elemento sintonizador. De este modo conseguimos mantener el mismo tamaño en todos los elementos de la lente. La figura 5.16 muestra un ejemplo de una lente de este tipo, donde los elementos sintonizadores aparecen resaltados con colores. El control local de la fase se realiza modificando el tamaño de las cargas para producir la constante de propagación deseada. La constante de propagación será mayor cuanto menor sea la frecuencia de corte de la guía.

En la sección 3.1.4 del capítulo 3 presentamos varios ejemplos de cómo modificar la respuesta en frecuencia de una guía de onda con diferentes ele-

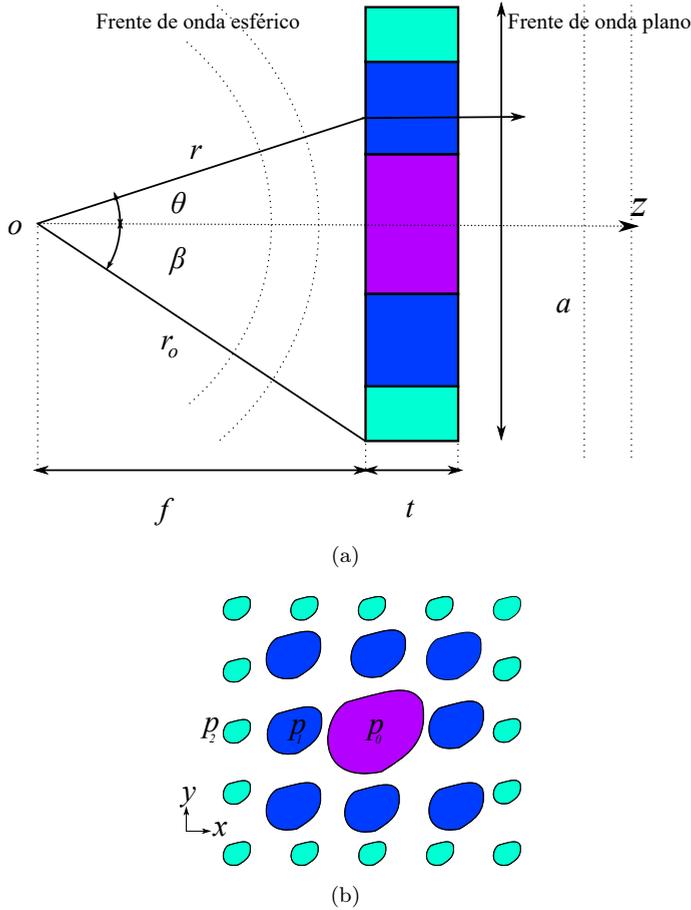


Figura 5.15: Esquema de una lente metálica con guías de onda de diferente tamaño. (a) vista lateral y (b) vista en 3D.

mentos sintonizadores. Posteriormente, en la sección 3.3.2, mostramos que es posible modificar la fase producida por una agrupación de guías con la misma sección transversal variando simplemente las dimensiones de los elementos sintonizadores. Finalmente vimos que una versión discreta de este tipo de agrupaciones tiene el mismo comportamiento. Esta versión discreta forma lo que se conoce como FSS multicapa, por lo que en esta estructura podemos realizar un control local de la fase transmitida variando las dimensiones de los elementos sintonizadores.

Para mostrar la utilidad de esta propuesta vamos a diseñar varias lentes utilizando FSS multicapa. Estas lentes se pueden agrupar en dos tipos: en el primero no disponemos de elementos sintonizadores por lo que el control de fase se realiza por medio de la variación del tamaño de las celdas. Al variar el tamaño podemos cambiar la constante de propagación de la guía y, por tanto,

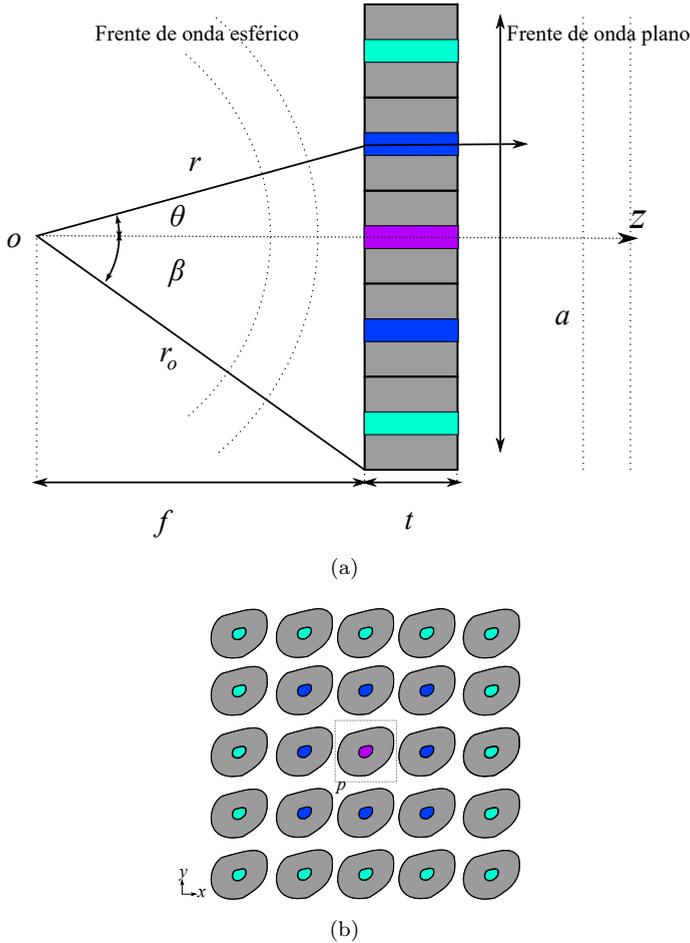


Figura 5.16: Esquema de una lente metálica con guías de onda con elementos sintonizadores: (a) vista lateral y (b) vista en 3D.

el desfase producido por cada celda. En el segundo insertamos un elemento sintonizador, por lo que todas las celdas pueden tener el mismo tamaño y la síntesis del desfase se realiza variando las dimensiones de los elementos sintonizadores de las distintas celdas.

5.4.1. Lente con celdas de diferente periodo

En el capítulo 3 vimos que es posible modificar la constante de propagación de cada uno de los elementos de una guía periódica discretizada (o FSS) ajustando el periodo de la celda unidad. El tipo más sencillo de FSS son las agrupaciones de agujeros sobre lámina metálica (MHA, del inglés, "*Metallic Hole Arrays*"). Esta estructura es equivalente a la rejilla metálica mostrada en la figura 2.27(b), pero con celdas de diferente periodo.

Para poder diseñar una MHA se debe analizar en primer lugar la celda unidad. En [160], se estudió el coeficiente de transmisión de un agujero metálico rectangular con diferentes relaciones de aspecto. En ese artículo el autor demostró que los agujeros con una relación de aspecto alto proporcionan una mayor transmisión a expensas de reducir el ancho de banda y aumentar la sensibilidad a la polarización de la onda incidente. Si deseamos reducir la sensibilidad a la polarización y facilitar la fabricación de la MHA debemos optar por agujeros circulares [161], aunque esta elección implica una reducción del ancho de banda con respecto a la respuesta de una agrupación de agujeros cuadrados debido a la mayor cantidad de metal en la celda unidad.

La figura 5.17 muestra el esquema de la celda unidad de una MHA de tres capas con agujeros circulares. En esta celda, los agujeros circulares están ubicados en el centro de la estructura, y tienen las mismas dimensiones en todas las capas. El periodo de la celda unidad es p , el diámetro de los agujeros es w , y la distancia entre capas es s .

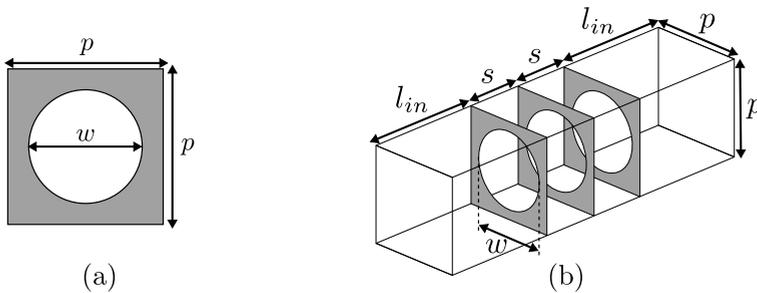


Figura 5.17: Celda unidad de una MHA de tres capas: (a) vista superior, y (b) vista 3D.

La celda unidad de la figura 5.17 se puede utilizar para diseñar una lente plana de microondas. La figura 5.18 muestra un esquema de la lente resultante. Como se puede observar, el diámetro del agujero central es mayor que el de los agujeros de periféricos. Este tipo de FSS también se ha utilizado recientemente para mejorar la directividad de una apertura circular en la banda X [162], o para diseñar antenas de múltiples haces en la banda Ka [163].

La celda unidad se ha analizado utilizando *CST Microwave Studio* [103]. El análisis se ha realizado considerando condiciones de contorno periódicas en las cuatro paredes laterales y utilizando puertos de Floquet como puertos de entrada y salida.

La figura 5.19 representa el coeficiente de transmisión para el caso de una sola capa de periodo $p=13.5$ mm con diferentes diámetros del agujero w . En la figura 5.19(a) podemos ver que la fase es igual para todos los diámetros del agujero a 20.5 GHz. Sin embargo, como se observa en la figura 5.19(b), cuanto menor sea el diámetro del agujero, menor será el ancho de banda de

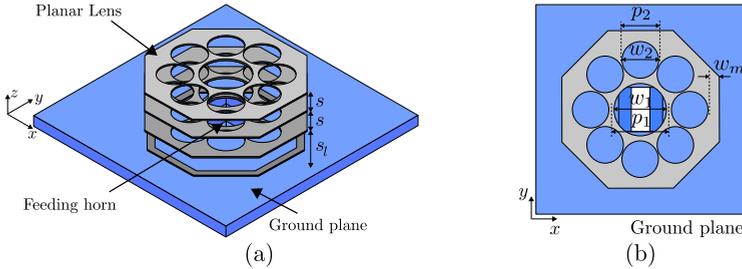


Figura 5.18: Lente metálica de 3 capas con celdas de diferente periodo: (a) Vista en 3D y (b) vista superior.

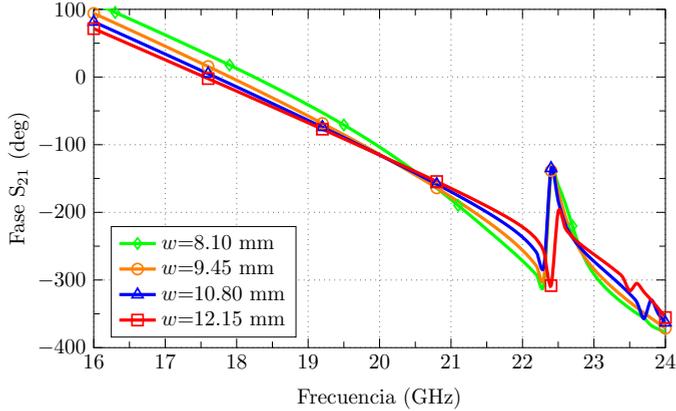
transmisión Este comportamiento se debe a la variación de la relación metal-aire: cuanto menos metal tenemos mayor es el ancho de banda. Teniendo en cuenta este criterio, el diámetro del agujero escogido para el diseño de la MHA ha sido $0.9p$, lo que para un periodo de 13.5 mm significa que $w = 12.15$ mm.

En la figura 5.20 podemos observar la respuesta en frecuencia de la celda unidad de la MHA de una capa para varios periodos de celda p . En todos los casos, la relación del diámetro con respecto al periodo es $w = 0.9p$ para garantizar un gran ancho de banda. El resultado obtenido muestra que el periodo p determina la frecuencia central de la banda de transmisión: a mayor periodo menor será la frecuencia central. Además, podemos ver que la fase del coeficiente de transmisión varía con el periodo dentro de la banda de paso de la celda. Este comportamiento es el que nos va a permitir compensar la fase recibida por la lente para conseguir una distribución de fase plana a la salida de la lente con una amplitud uniforme.

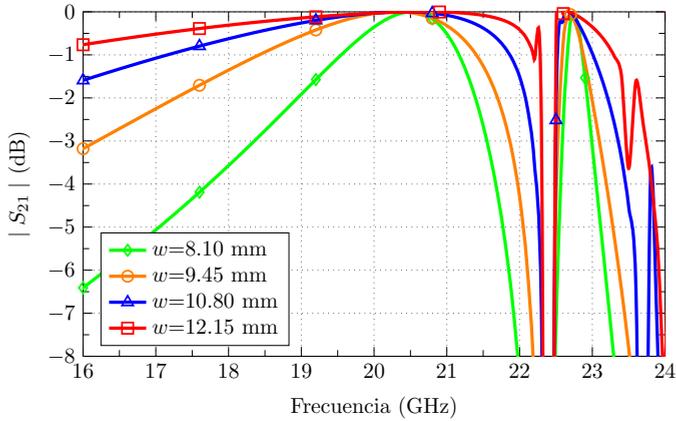
Una vez estudiado el comportamiento básico de la celda unidad para una sola capa, podemos pasar al análisis de la celda de tres capas que se va a utilizar para diseñar la lente. La figura 5.21 muestra el coeficiente de transmisión de una celda unidad de 3 capas de MHA con diferentes períodos del agujero central. Como se puede observar, para el rango de frecuencias comprendido entre 19 y 22,7 GHz, la amplitud del parámetro de transmisión se mantiene por encima de -2 dB para cualquier periodo, mientras que la fase se desplaza. Dentro del rango de frecuencias de diseño, de 19.7 a 21.2 GHz (ver área sombreada en la figura 5.21), se puede obtener una variación de fase de hasta 137° entre el periodo mayor y menor. Este desfase se podría aumentar aún más si consideráramos un rango de periodos mayor (a costa de reducir el ancho de banda), o incrementando el número de capas.

5.4.1.1. Diseño de la lente

La figura 5.22 muestra un esquema lateral de la lente plana de la figura 5.18. La lente está iluminada por una apertura cuadrada que crea un frente



(a)

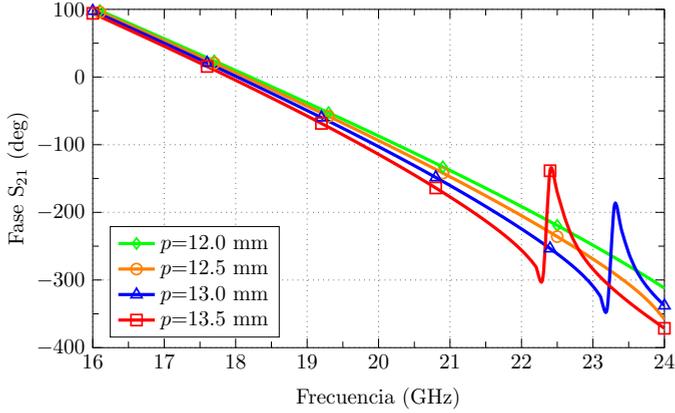


(b)

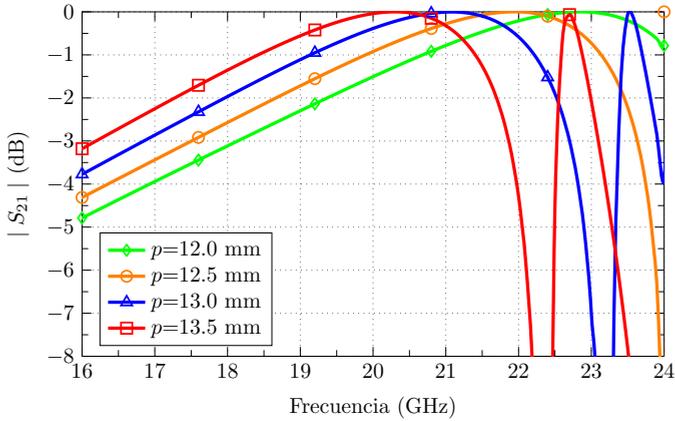
Figura 5.19: S_{21} de la celda unidad de la MHA de una capa con agujeros circulares y $p=13.5$ mm para varios diámetros del agujero w : (a) Fase, y (b) Magnitud

de onda esférico en la superficie inferior de la lente. El tamaño de la apertura cuadrada es 10.668×10.668 mm², obtenida ampliando una guía de onda rectangular estándar (WR-42) en el plano yz .

La lente debe compensar la diferencia de fase producida por las distintas trayectorias de los rayos incidentes en la lente ($\Delta S = S_2 - S_1$). El objetivo es producir una distribución de amplitud y fase uniforme en el nivel superior de la lente. La diferencia máxima de trayectorias determina el máximo desfase que debe compensar la lente y depende de la extensión de la lente y de la distancia entre la lente y la apertura de alimentación (s_l). El desfase máximo que debemos conseguir limita el ancho de banda máximo, tal y como se ilustra en la figura 5.21.



(a)



(b)

Figura 5.20: S_{21} de la celda unidad de la MHA de una capa con agujeros circulares para varios periodos de celda p con $w = 0.9p$: (a) Fase, y (b) Magnitud.

Si tenemos en cuenta el cambio de fase producido en función del periodo de la celda (ver figura 5.21), podemos deducir una relación entre el ancho de banda máximo que podemos conseguir y la distancia de separación de la lente al alimentador (s_l). En la figura 5.23 se muestra gráficamente esta relación para varios anillos de celdas rodeando la celda central, todas ellas con periodo $p=13.5$ mm. El diseño de lente mostrado en la figura 5.18 es el caso de un anillo. Como se puede observar, cuanto mayor es s_l , mayor será el ancho de banda de operación de la celda. Esto se debe a que la diferencia de caminos entre la celda central y las laterales disminuye y, por tanto, la fase que éstas deben compensar es menor, por lo que podemos extender el ancho de banda.

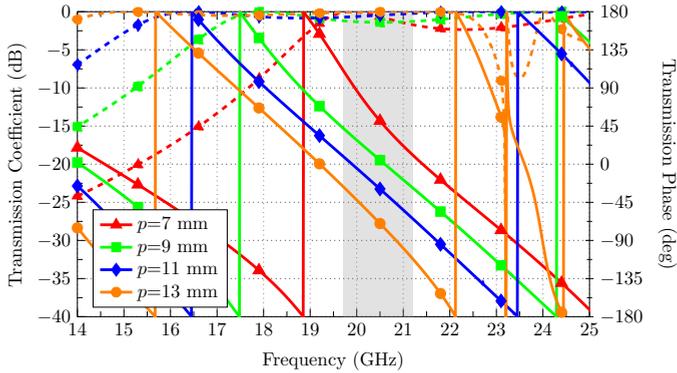


Figura 5.21: Valor absoluto (líneas discontinuas) y fase (líneas continuas) del parámetro de transmisión de la celda unidad de una MHA de tres capas con diferentes periodos p ($w = 0.9p$) y $s = 4.75$ mm.

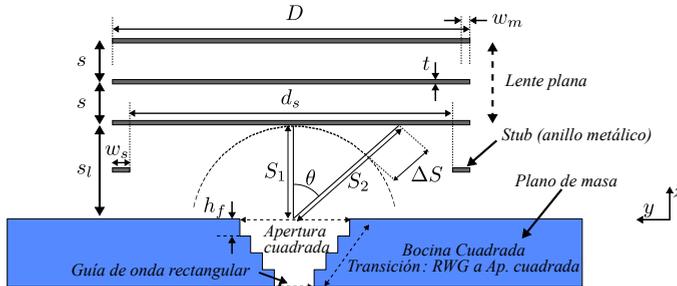


Figura 5.22: Vista lateral de la lente plana compuesta por tres capas de FSS iluminada por una apertura cuadrada.

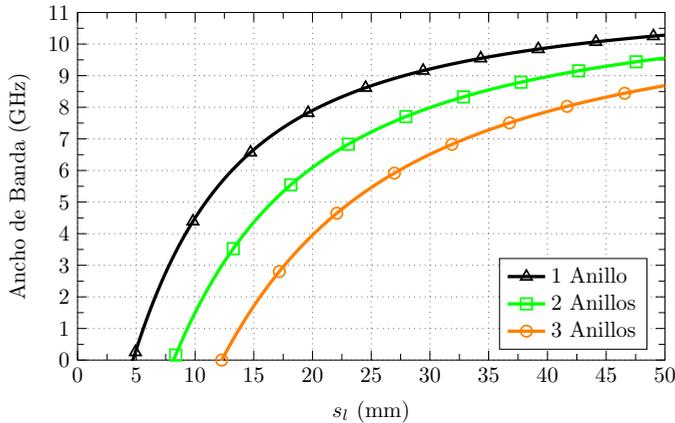


Figura 5.23: Ancho de banda de la lente en función de la separación e la lente al alimentador s_l para diferentes configuraciones de anillos.

No obstante, para elegir el número de anillos y la separación de la lente, debemos tener en cuenta también la eficiencia de apertura de la lente (η_{ap}).

Esta eficiencia es el producto de la eficiencia de iluminación (η_{il}) y la eficiencia de desbordamiento (η_s) de la lente [73]. Estas eficiencias se pueden calcular, de forma general, de la siguiente manera:

$$\eta_{ap} = \eta_{il}\eta_s \quad (5.12)$$

$$\eta_{il} = \frac{1}{A} \frac{|\int_A E(\theta) ds|^2}{\int_A |E(\theta)|^2 ds} \quad (5.13)$$

$$\eta_s = \frac{\int_0^{\theta_0} |E(\theta)|^2 \sin(\theta) d\theta}{\int_0^\pi |E(\theta)|^2 \sin(\theta) d\theta} \quad (5.14)$$

donde A es el área de la lente.

Para poder calcular de forma teórica la eficiencia de la lente bajo estudio necesitamos determinar, en primer lugar, la forma del campo radiado por el alimentador. De forma genérica podemos asumir que el campo eléctrico $E(\theta)$ radiado por la apertura de la figura 5.22 tiene la forma $\cos(\theta)^n$. Si el área de la lente se aproxima por un círculo de diámetro D (ver figura 5.24), podemos encontrar el valor de n de la función coseno de forma empírica ajustando $\cos(\theta)^n$ a la distribución de campo de la apertura en el plano inferior de la lente. En la figura 5.25 se muestra el campo eléctrico radiado por la apertura a una altura $s_l=10$ mm comparado con una función $\cos(\theta)^n$ para diferentes valores de n . Podemos observar que el campo radiado por el alimentador se puede aproximar por una distribución del tipo $\cos(\theta)^{2.5}$ para un rango de ± 20 mm.

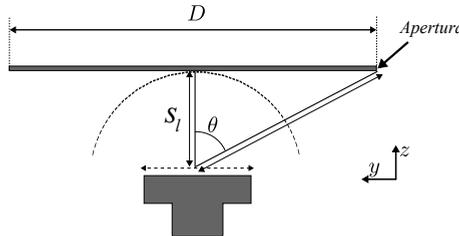


Figura 5.24: Esquema para analizar la eficiencia de la apertura de una lente con diámetro (D) y ubicado a s_l del alimentador.

A partir de la figura 5.24 podemos deducir que $\theta = \arctan(Ds_l/2)$. Utilizando esta propiedad para resolver las ecuaciones (5.13) y (5.14) obtenemos las siguientes expresiones para la eficiencia de iluminación y desbordamiento:

$$\eta_{il} = \frac{4(n-1)}{D^2(n-2)^2} \frac{\left(4s_l^2 - \left(1 + \frac{D^2}{4s_l^2}\right)^{-n/2} (D^2 + 4s_l^2)\right)^2}{4s_l^2 - \left(1 + \frac{D^2}{4s_l^2}\right)^{-n} (D^2 + 4s_l^2)} \quad (5.15)$$

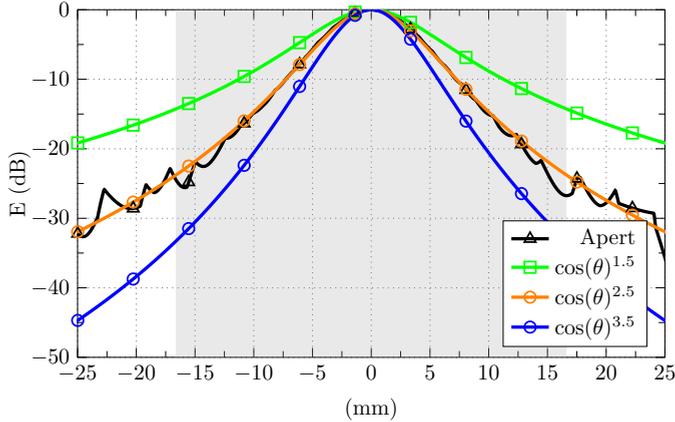


Figura 5.25: Aproximación del módulo del campo eléctrico de la apertura cuadrada mediante la función $\cos(\theta)^p$.

$$\eta_s = 1 - \cos \left(\arctan \left(\frac{D}{2s_l} \right)^{2n+1} \right) \quad (5.16)$$

La figura 5.26 representa la eficiencia de apertura calculada a partir de las ecuaciones (5.15) y (5.16). En esta gráfica podemos ver que, para una separación determinada, tenemos una eficiencia de apertura máxima para un diámetro óptimo. Este máximo aparece como la combinación de eficiencia de iluminación y de desbordamiento. Para observar mejor este comportamiento podemos representar las tres eficiencias por separado para un caso particular.

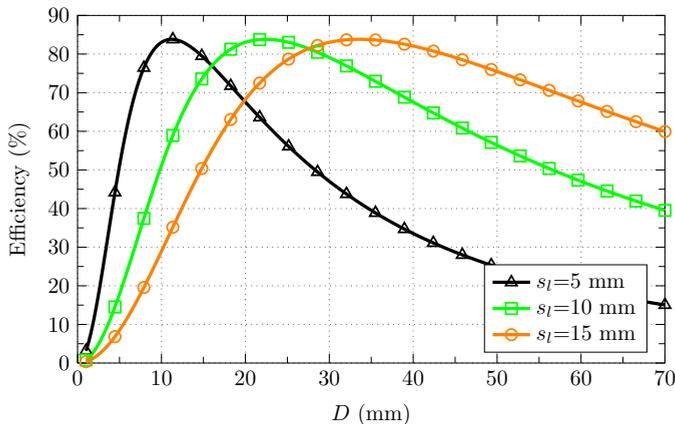


Figura 5.26: Eficiencia de apertura en función del diámetro de la lente (D).

La figura 5.27 muestra la eficiencia de iluminación, de desbordamiento y de apertura para una separación $s_l=10$ mm en función del diámetro de la

lente. Como podemos ver, si el diámetro es pequeño, la eficiencia de iluminación es grande ya que estamos iluminando toda la lente con una distribución de amplitud casi uniforme, y la eficiencia de desbordamiento es muy baja porque casi toda la potencia se pierde por los laterales. Por contra, cuando el diámetro aumenta mucho, la lente recibe toda la potencia radiada por el alimentador por lo que la eficiencia de desbordamiento es máxima, mientras que el perfil de amplitud de las ondas recibidas por la lente ya no es constante, por lo que la eficiencia de amplitud disminuye. El producto de las dos eficiencias, la eficiencia de apertura tiene un máximo para una combinación óptima de separación y diámetro de la lente.

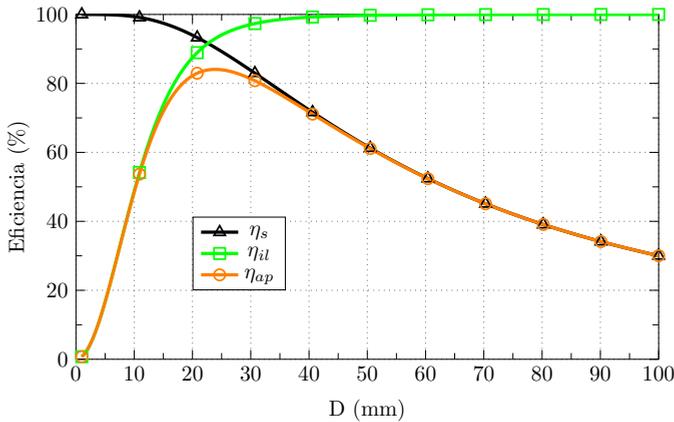


Figura 5.27: Eficiencia de apertura en función del diámetro de la lente (D) para $S_l = 10\text{mm}$.

De forma similar, podemos representar la eficiencia de la lente en función de la separación entre el alimentador y la lente (s_l) para un diámetro determinado ($D=36\text{ mm}$). En este caso obtenemos un comportamiento inverso al anterior. Si la separación es pequeña, la eficiencia de desbordamiento es grande, y si la separación es grande la eficiencia de iluminación es máxima. En ambos estudios, el máximo de eficiencia de apertura está en torno al 80 %.

Los resultados anteriores ilustran que, si escogemos una separación s_l demasiado pequeña para minimizar el perfil de la lente, podemos degradar la respuesta de la antena. En el diseño que se está presentado en esta sección se ha escogido una separación $s_l = 9.5\text{ mm}$ como solución de compromiso entre bajo perfil, eficiencia de apertura y ancho de banda. Además, para maximizar aún más la eficiencia de desbordamiento, se ha insertado un anillo metálico en un nivel intermedio entre la lente y la apertura de alimentación (ver figura 5.22). Este anillo funciona como un *stub* que reduce la fuga de energía en el espacio de aire entre la lente y el alimentador.

Si representamos la fase del campo radiado por el alimentador de la figura 5.22 a una altura de 9.5 mm obtenemos la distribución mostrada en la

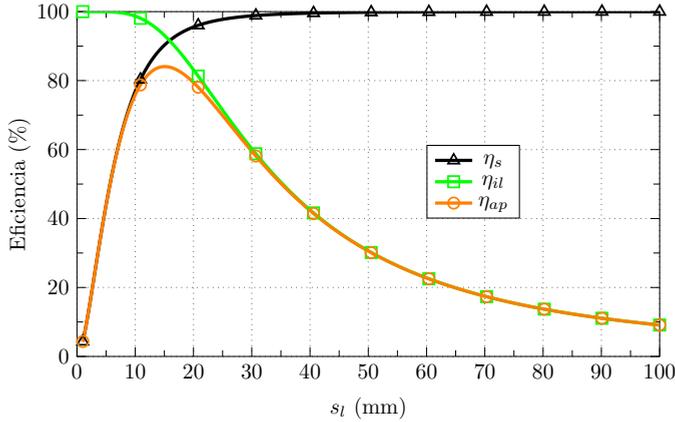


Figura 5.28: Eficiencia de apertura en función de la separación de la lente (s) para $D=36\text{mm}$.

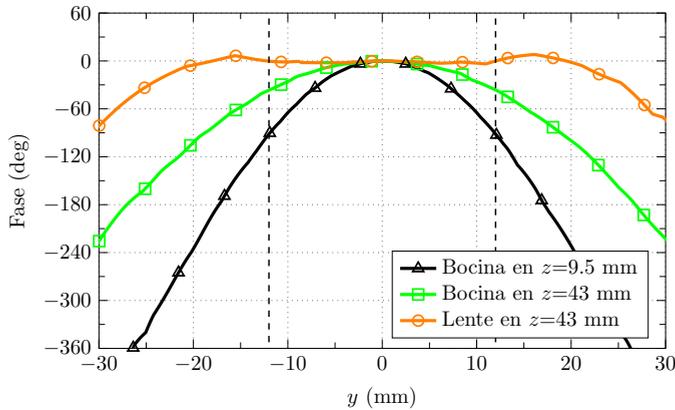


Figura 5.29: Fase de la componente y del campo eléctrico para varias configuraciones (con y sin lente) a varios niveles en el plano YZ .

figura 5.29 (ver línea negra). Las líneas discontinuas verticales muestran la posición aproximada del anillo de elementos que rodea la celda central (ver figura 5.18), situado en $y = \pm 12$ mm. De esta distribución de fase podemos deducir que necesitamos compensar una fase entre el elemento central y los laterales de 94° .

5.4.1.2. Prototipo y Mediciones

A partir del estudio anterior podemos diseñar la lente MHA de la figura 5.18 para el ancho de banda de operación deseado (19.7-21.2 GHz, en este caso). Al examinar la fase del parámetro de transmisión de la celda unidad mostrado en la figura 5.21, y teniendo en cuenta el desfase que deben producir los agujeros laterales, se puede establecer una estima inicial del tamaño

de los agujeros (ver figura 5.17 (b)) en $p_1=13$ mm, $p_2=8$ mm, $w_1=11.7$ mm y $w_2=7.2$ mm.

Estos valores iniciales se han obtenido considerando una celda unidad con condiciones de periodicidad infinita. No obstante, en la lente bajo estudio de la figura 5.18, tenemos un número finito de celdas distribuidas a lo largo de un círculo. Por tanto, aunque suponen una buena estima inicial, necesitamos realizar una optimización final para maximizar las prestaciones de la lente. En concreto, se ha optimizado el tamaño de las celdas y del *stub* con el objetivo de maximizar la directividad y minimizar el nivel de lóbulo principal a secundario (NLPS). La tabla 5.1 muestra las dimensiones optimizadas. Es importante señalar que la altura máxima de la estructura, desde la apertura del alimentador hasta el plano superior de la lente, es de 19 mm (1.29λ a la frecuencia central).

Parámetro	Dimensiones optimizadas
s	4.75 mm
w_m	2 mm
t	350 μm
p_1	14.18 mm
p_2	9.98 mm
w_1	12.76 mm
w_2	8.98 mm
d_s	33.25 mm
w_s	1.94 mm
h_f	2.5 mm
D	38.14 mm

Tabla 5.1: Dimensiones optimizadas de la lente MHA.

Las figuras 5.30 y 5.31 muestran el valor absoluto y la fase, respectivamente, de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente MHA optimizada. Como se puede observar, el valor absoluto es prácticamente constante en el plano superior de la lente. Por lo que respecta a la fase, la lente transforma la distribución esférica del campo radiado por el alimentador en una distribución uniforme. Este cambio se puede observar mejor en la figura 5.29, donde aparece representada la fase de la componente y del campo eléctrico a una cierta altura ($z = 43$ mm) con lente (línea naranja) y sin lente (línea verde).

La lente MHA optimizada se ha fabricado para validar el diseño realizado. La figura 5.32 muestra tres imágenes del prototipo, formado por tres capas de cobre, un anillo metálico (*stub*), y un soporte de espuma con permitividad próxima a 1 para garantizar el espacio de aire entre las distintas capas.

La figura 5.33 compara el parámetro S_{11} medido y simulado de la lente

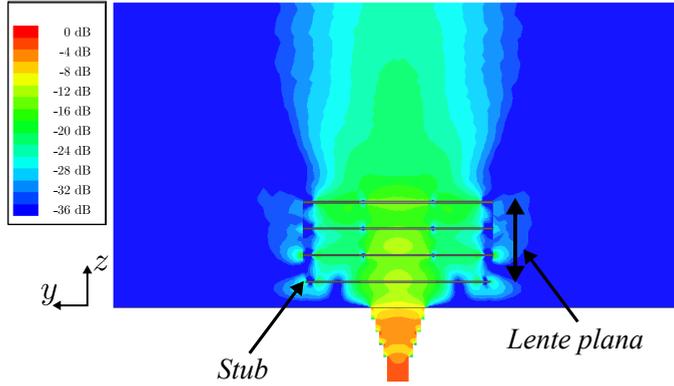


Figura 5.30: Módulo de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente MHA optimizada.

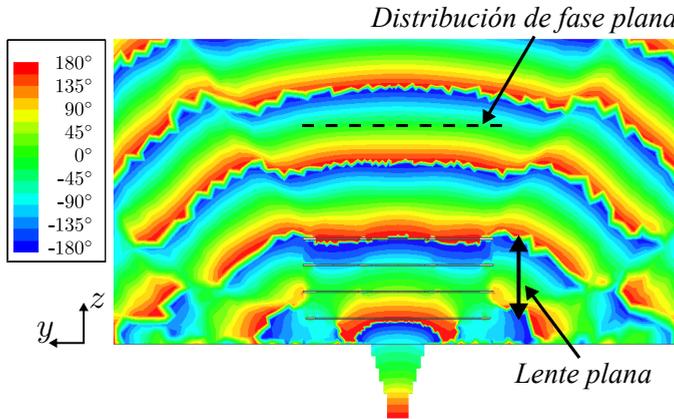


Figura 5.31: Fase de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente MHA optimizada.

MHA. Como se puede observar, la lente está bien adaptada ($S_{11} < -15$ dB) dentro del rango de frecuencia de interés (zona sombreada). El ancho de banda relativo de la lente es del 14.63 % para un $S_{11} < -10$ dB

El diagrama de radiación de la lente fabricada se ha medido a la frecuencia central (20.45 GHz) con y sin *stub* para comparar el nivel de lóbulo principal a secundario (NLPS) en ambos casos. Las figuras 5.34 y 5.35 muestran los diagramas de radiación en el plano XZ e YZ, respectivamente, comparados con el diagrama de radiación del alimentador aislado. Podemos ver que la lente aumenta 7.32 dB la directividad del alimentador aislado.

Por lo que respecta al NLPS, este es -11.36 dB sin *stub* y -13.69 dB con *stub*, lo que significa un incremento de 2.33 dB de la solución con *stub* debido a la reducción de las fugas laterales. La eficiencia de apertura promedio de la lente plana dentro del rango de frecuencias de interés es del 65 %, lo que coincide con el valor predicho teóricamente en la figura 5.26.

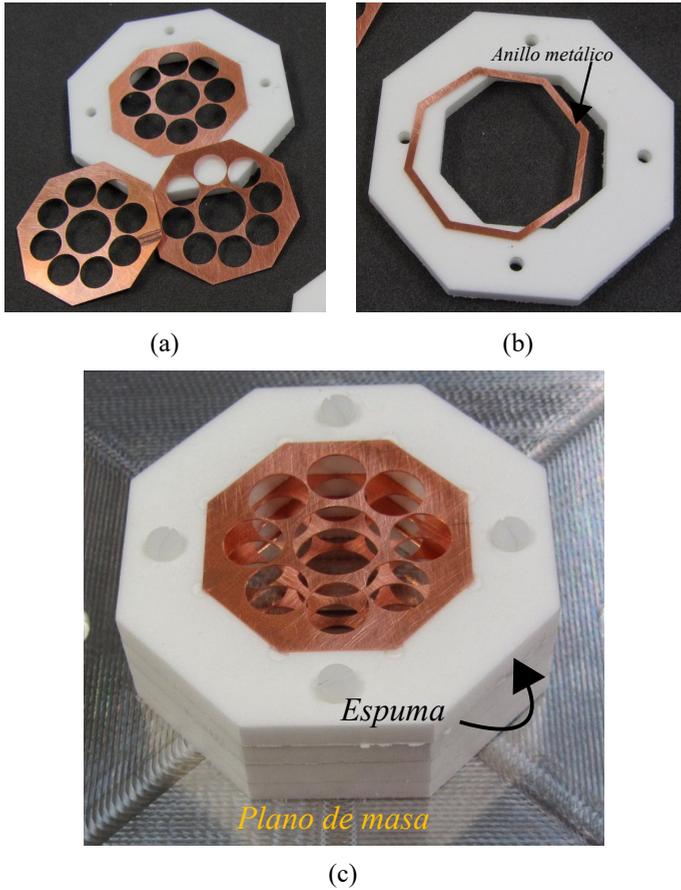


Figura 5.32: Prototipo de lente plana MHA: (a) Capas de anillos metálicos, (b) anillo metálico inferior, y (c) prototipo completo.

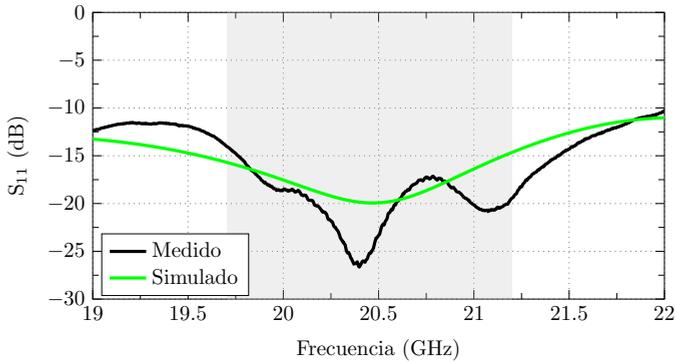


Figura 5.33: Parámetro S_{11} medido y simulado de la lente MHA fabricada.

La figura 5.36 muestra la ganancia máxima medida y la eficiencia de radiación de la lente. Como se puede observar, la ganancia es superior a

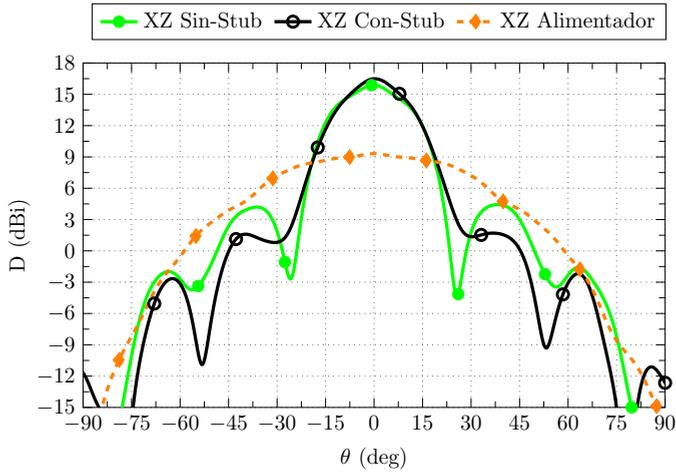


Figura 5.34: Diagrama de radiación de la lente MHA fabricada a 20.45 GHz en el plano XZ.

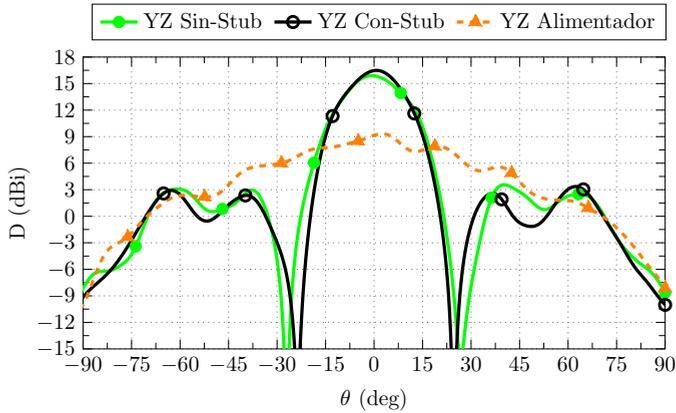


Figura 5.35: Diagrama de radiación de la lente MHA fabricada a 20.45 GHz en el plano XZ.

17 dBi en todo el rango de frecuencias, y la eficiencia de radiación es superior al 90%. Esta alta eficiencia se debe a la utilización de materiales de bajas pérdidas para la fabricación del prototipo.

Todos estos resultados nos permiten concluir que la estructura MHA diseñada funciona como lente plana de microondas (lente MHA) de 19.7 GHz a 21.2 GHz. El control de fase se realiza variando el tamaño de las celdas que forman la lente. La inserción de un anillo metálico, o *stub*, en el espacio entre la lente y el alimentador reduce las fugas laterales, lo que se traduce en menores lóbulos secundarios.

El mayor problema de la lente presentada en esta sección es que el diseño se basa en la sintonización simultánea del tamaño y la posición de las celdas

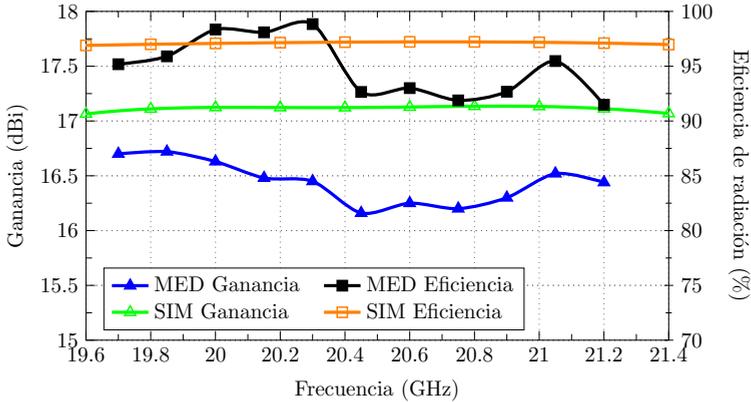


Figura 5.36: Ganancia y eficiencia de radiación de la lente MHA fabricada.

que componen la lente. Esto complica el diseño, especialmente para determinar una estimación inicial de las dimensiones de los distintos elementos. Además, la extensión de la lente es limitada, por lo que la directividad no puede aumentar mucho. Con el objetivo de solventar estos problemas, en las siguientes secciones se proponen diseños alternativos basados en celdas con elementos sintonizadores y lentes más extensas.

5.4.1.3. Diseño de la lente con cargas capacitivas

En [161] se propuso una extensión de la lente MHA vista en la sección anterior. La figura 5.37 muestra un esquema de la lente propuesta. Para mejorar la directividad y el nivel de lóbulos secundarios, se insertó un anillo o *stub* entre la lente y el alimentador, dando muy buenos resultados. Esto se puede observar en la figura 5.38, donde se muestra el valor absoluto de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente presentada en [161]. Como se puede ver, en la estructura con *stub* apenas tenemos fugas laterales en el espacio entre la lente y el alimentador.

Como alternativa a la inserción de un *stub* entre la lente y el alimentador podemos reducir la separación entre ambos elementos. Esta solución implica que el desfase que debe aplicar la lente para conseguir una distribución de fase uniforme debe ser mayor. Para ello debemos emplear celdas que consigan un grado de corrección de fase superior al de las celdas con agujeros circulares.

En el capítulo 3 se demostró que es posible conseguir una mayor corrección de fase insertando un elemento de control adicional, como un elemento capacitivo o inductivo. En concreto, en la sección 3.3 se mostró el comportamiento de una celda cuadrada con un agujero cuadrado y un parche capacitivo en su interior. El funcionamiento de esta celda es similar al de una guía coaxial, donde el radio interior y exterior controlan la constante de propagación de la

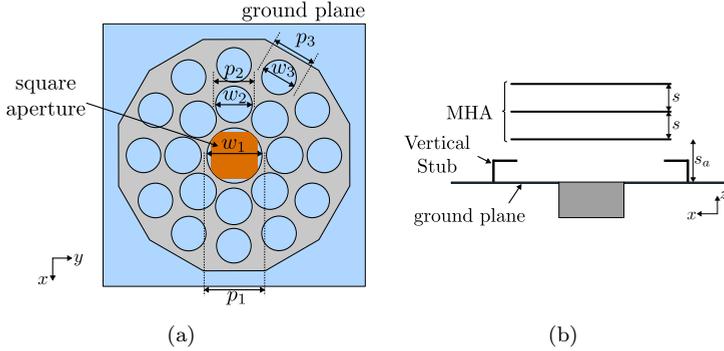


Figura 5.37: Esquema de la extensión de la lente MHA [161]: (a) vista superior y (b) vista lateral

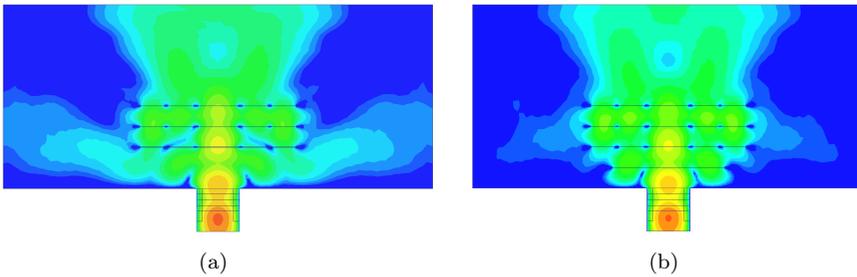


Figura 5.38: Valor absoluto de la componente y del campo eléctrico en el plano XZ a la lente: (a) sin stub y, (b) con stub.

guía y, por tanto, el desfase a la salida.

La figura 5.39(a) muestra una celda unidad similar a la de la sección 3.3, donde tanto el agujero exterior como el parche capacitivo interior tienen forma circular. En esta celda, el periodo es p , el diámetro del agujero es w , y el diámetro del parche capacitivo es a , aunque para facilitar el estudio vamos a definir un factor f_a , de tal forma que el diámetro del parche se pueda expresar como $a = wf_a$. La figura 5.39(b) muestra el esquema de una celda multicapa con una separación s entre capas. Como para la celda de la sección 3.3, el control de fase en esta nueva celda se puede producir variando el periodo de la celda, o el tamaño del parche capacitivo.

Siguiendo el procedimiento de diseño de lentes descrito en la sección anterior, debemos obtener primero las curvas de diseño de la celda en función de los parámetros de control de fase a la frecuencia central de operación (20.45 GHz, en nuestro caso). En las figuras 5.40 y 5.41 se muestra el módulo y la fase, respectivamente, del parámetro de transmisión (S_{21}) de la celda bajo estudio en función del periodo. En este análisis se ha considerado un tamaño de agujero y de parche interior de: $w=0.95p$ y $a = 4.2 \text{ mm}$. Como

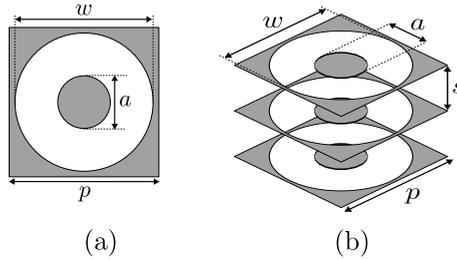


Figura 5.39: Celda unidad con agujero circular y parche capacitivo con control de fase por periodo y carga capacitiva: (a) vista superior y, (b) vista 3D de una celda de tres capas.

vemos, se puede conseguir una corrección de fase de hasta 230° con una atenuación menor de 3 dB para una celda de 4 capas y un periodo que oscile entre 5 y 12 mm.

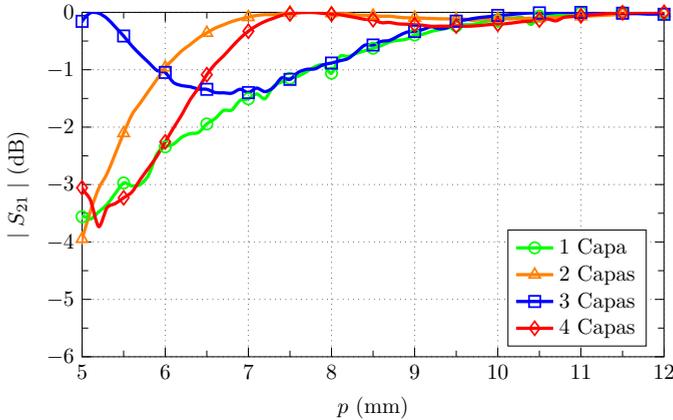


Figura 5.40: Módulo del parámetro S_{21} de la celda unidad multicapa de la figura 5.39 con $a=4.2$ mm, $s=4.75$ mm, $w=0.95p$ y diferentes periodos a 20.45 GHz.

Para poder diseñar la lente en base a las curvas anteriores es necesario conocer la corrección de fase requerida. La figura 5.42 muestra una vista lateral de la lente que se pretende diseñar en esta sección. Como se puede ver, la estructura FSS multinivel que actúa como lente está a cierta distancia de la apertura de alimentación (s). Como en [161], se ha optado por una configuración de 2 anillos de celdas en torno a un elemento central, por lo que la lente debe compensar dos diferencias de fase con respecto al elemento central.

Para escoger la separación de la lente al alimentador (s) se debe tener en cuenta que el objetivo es tener una estructura de muy bajo perfil, sin embargo, cuanto menor es la separación, mayor es el desfase que tiene que aplicar la lente, lo que dificulta el diseño. Como solución de compromiso entre altura de la lente y cambio de fase requerido se ha escogido una separación

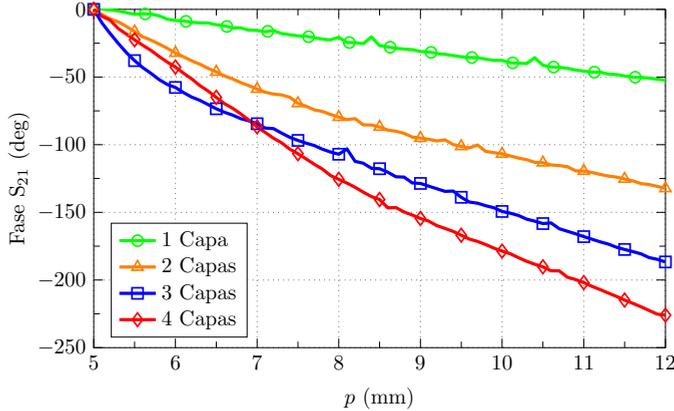


Figura 5.41: Fase del parámetro S_{21} de la celda unitaria multicapa de la figura 5.39 con $a=4.2$ mm, $s=4.75$ mm, $w=0.95p$ y diferentes periodos a 20.45 GHz.

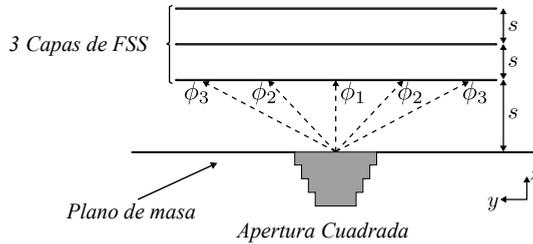


Figura 5.42: Vista lateral de la lente de tres capas con dos anillos de celdas con cargas capacitivas.

de 4.75 mm. La diferencia de fase entre las ondas incidentes en el punto central y los elementos circundantes es de 89° para las celdas del primer anillo ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$) y de 130° para las celdas del anillo exterior ($\Delta\phi = \phi_3 - \phi_1$) [161].

Para compensar estos cambios de fase debemos ajustar las dimensiones de los distintos elementos. A partir de los resultados de la figura 5.41 podemos comprobar que, con una estructura de 3 capas, se llegan a corregir 190° , por lo que podríamos diseñar la lente sin problemas. No obstante, el control de fase por medio de la variación de la periodicidad presenta complicaciones a la hora de ubicar las celdas. Esto se debe a que los cambios del periodo implican realizar cambios en la posición y tamaño de los distintos elementos durante la fase de diseño. Para evitar este problema, podemos fijar el periodo de todas las celdas y, por tanto, el tamaño y posición de todos los elementos. De esta forma, el control de la fase se produce variando el tamaño del elemento capacitivo. Como primera aproximación vamos a fijar el periodo en $p = 13.5$ mm, 7 mm y 5.8 mm para la celda central, el primer anillo, y el segundo anillo, respectivamente. Al fijar distintos periodos nos aseguramos

que cada celda ya aplica un desfase considerable y aproximado al deseado, de tal forma que el elemento capacitivo solo tiene que realizar una sintonización fina.

Las figuras 5.43 y 5.44 muestran el módulo y la fase, respectivamente, de la celda unidad con parche capacitivo en función del tamaño del parche ($a = wf_a$, y $w = 0.9p$). Podemos ver que, para un rango de valores f_a entre 0.1 y 0.4, el parámetro S_{21} está por encima de -2 dB, y la fase presenta variaciones importantes en torno a los valores de desfase teóricos que debe aplicar la lente (89° y 130°). Estas variaciones nos permiten realizar la sintonización fina deseada sin variar la posición de los elementos.

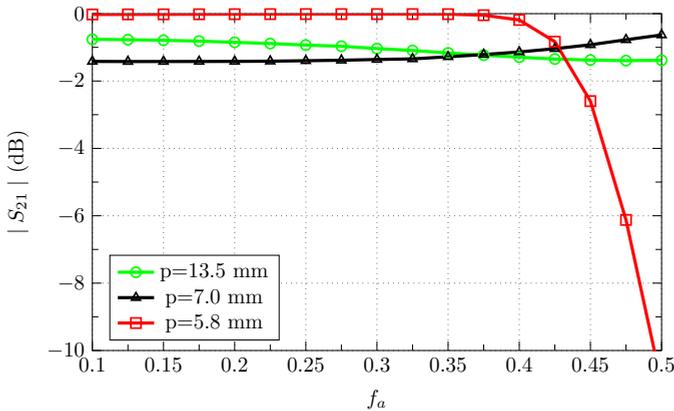


Figura 5.43: Módulo del parámetro S_{21} de la celda unidad de 3 capas de la figura 5.39 a 20.45 GHz para diferentes periodos con $s=4.75$ mm.

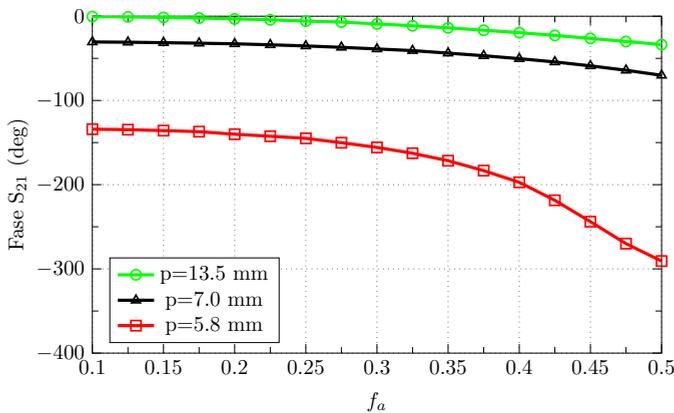


Figura 5.44: Fase del parámetro S_{21} de la celda unidad de 3 capas de la figura 5.39 a 20.45 GHz para diferentes periodos con $s=4.75$ mm.

En la figura 5.45 se muestra una vista superior de la lente bajo estudio, formada por dos anillos de celdas con parches capacitivos en torno a un

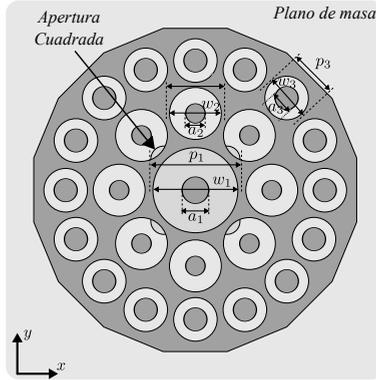


Figura 5.45: Vista superior de la lente extendida con parches capacitivos.

elemento central que también contiene un parche capacitivo en su interior. El número de elementos en cada anillo se ha escogido para tener el mayor número de celdas posible en cada anillo. Para optimizar la lente se ha fijado el periodo, como se ha comentado anteriormente, y se han sintonizado las dimensiones de los parches interiores de cada elemento. Como en la lente de la sección anterior, esta optimización se ha llevado a cabo con el objetivo de maximizar la directividad y minimizar el NLPS a lo largo de todo el ancho de banda de diseño (19.7-21.2 GHz). La tabla 5.2 muestra el resultado de la optimización.

Dimensiones óptimas		
$p_1=13.3$ mm	$p_2=7.0$ mm	$p_3=5.8$ mm
$a_1=3.62$ mm	$a_2=2.31$ mm	$a_3=2.78$ mm

Tabla 5.2: Parámetros optimizados de la lente extendida con parches capacitivos.

La lente optimizada se ha construido para verificar su funcionamiento. La figura 5.46 muestra el prototipo fabricado junto con la transición de guía coaxial a guía WR-42 utilizada para las medidas. El material blanco, o espuma, es un material de baja permitividad que funciona como soporte mecánico para garantizar la separación entre las distintas capas.

En la figura 5.47 se representa el parámetro S_{11} medido y simulado de la lente fabricada. Como se puede constatar, la estructura presenta unas pérdidas de retorno mayores de 10 dB en toda la banda de interés y el ancho de banda relativo de la lente es del 19.67%.

Las figuras 5.48 y 5.49 muestran el módulo y la fase, respectivamente, de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente extendida con parches capacitivos. El módulo ilustra claramente cómo la lente plana transmite todo el campo radiado por el alimentador sin fugas laterales. Por su parte, la fase muestra la corrección de fase aplicada por la lente: de una



(a)

(b)

Figura 5.46: Prototipo fabricado de la lente extendida con parches capacitivos: (a) vista superior, y (b) vista lateral.

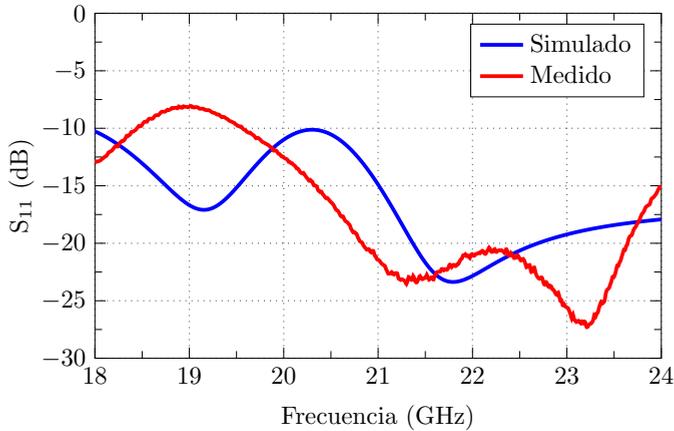


Figura 5.47: Parámetro S_{11} de la lente extendida con parche capacitivos.

distribución de fase esférica, en el espacio entre la lente y el alimentador, pasamos a una distribución de fase plana en el plano superior de la lente.

El diagrama de radiación medido de la lente extendida con parches capacitivos fabricada se muestra en las figuras 5.50 y 5.51 para los planos XZ e YZ , respectivamente, a varias frecuencias. La directividad máxima de la lente es de 12.68 dBi (a 19.7 GHz), y el NLPS para el caso peor es de -11.6 dB (plano YZ a 20.45 GHz) Teniendo en cuenta que la directividad máxima de la apertura cuadrada es de 8.86 dBi, la lente propuesta incrementa la directividad del alimentador 3.82 dB.

No obstante, aunque los resultados obtenidos suponen una buena mejora con respecto al alimentador primario, y conseguimos disminuir la separación entre la lente y el alimentador, no logramos un aumento tan grande de la directividad como en la lente de la sección anterior. Esto se debe principalmente a la mala eficiencia de iluminación de la lente, producida por la baja separación de la lente, lo que hace que la distribución de amplitud en la parte

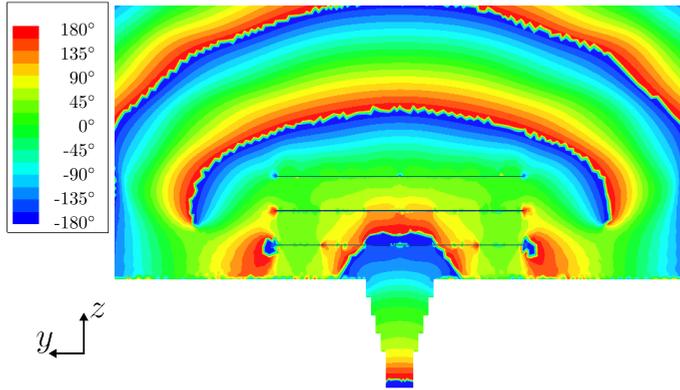


Figura 5.48: Fase de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente extendida con parches capacitivos a 20.45 GHz.

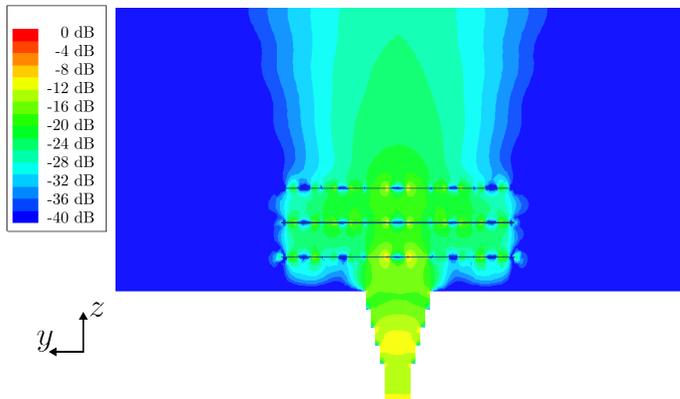


Figura 5.49: Valor absoluto de la componente y del campo eléctrico en el plano YZ de la lente extendida con parches capacitivos a 20.45 GHz.

superior de la lente no sea del todo uniforme. Para ajustar este parámetro deberíamos modificar, no solo la distribución de fase, sino también la distribución de amplitud radiada por el alimentador. De esta forma podríamos conseguir una distribución de campo uniforme en amplitud y fase en el plano superior de la lente y, en consecuencia, aumentar la directividad de la lente. El estudio de esta estrategia, sin embargo, se deja como línea futura de esta tesis.

5.4.2. Lentes con celdas con el mismo periodo y doble polarización

Como se ha comentado anteriormente, el mayor inconveniente de las lentes anteriores es que gran parte del diseño se basa en la utilización de celdas con diferentes periodos. Esto se traduce en elementos de diferente tamaño y con

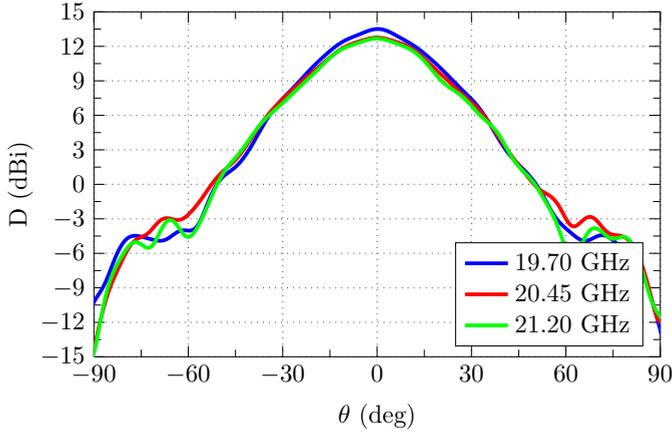


Figura 5.50: Diagrama de radiación medido de la lente extendida fabricada en el plano XZ para diferentes frecuencias.

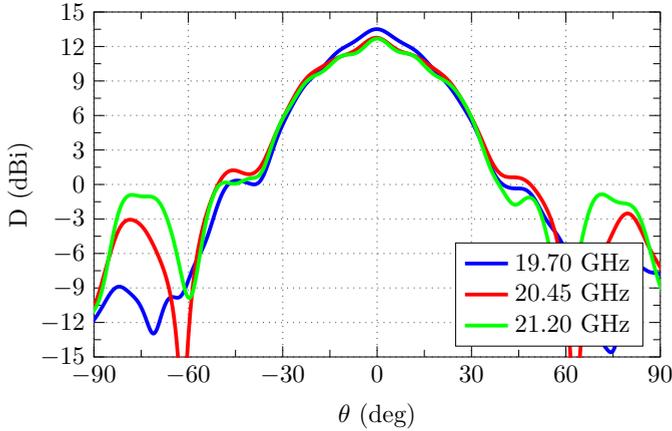


Figura 5.51: Diagrama de radiación medido de la lente extendida fabricada en el plano YZ para diferentes frecuencias.

posición variable, lo que dificulta enormemente el diseño de la lente.

Para facilitar el diseño se han utilizado celdas con parches capacitivos. Sin embargo, el análisis inicial también requiere utilizar celdas de diferente tamaño, ya que el parche capacitivo por sí solo no ofrece la compensación de fase necesaria para uniformizar la fase en el plano superior de la lente.

Como alternativa a la utilización de celdas con diferente periodo podemos diseñar lentes en las que todos los elementos tengan el mismo perímetro exterior. Es decir, que la celda unidad de la FSS originaria tenga el mismo periodo para todos los elementos. Para ello necesitamos una celda con un elemento de sintonía que produzca un desfase lo suficientemente grande como para compensar la distribución de fase esférica producida por el alimentador.

En el Capítulo 3 se presentó una celda cuadrada multicapa con *stubs* que proporcionaba un rango de compensación de fase lo suficientemente grande (por encima de 360° , con una longitud total de 20 mm) para diseñar una lente. Esta compensación se lograba únicamente sintonizando la longitud de los *stubs* en los cuatro lados de la celda. Además, al insertar dos pares de *stubs* ortogonales, esta celda permite la optimización de las dos polarizaciones de forma independiente de tal forma que podemos tener una lente plana de microondas de bajo perfil y doble polarización.

La función de doble polarización puede tener una ventaja adicional ya que las celdas del contorno exterior de la lente se pueden compartir para alimentadores adyacentes con polarizaciones ortogonales. De esta forma, una pareja de *stubs* contribuye al control de la respuesta de un alimentador, y la pareja ortogonal se utiliza para el control de la respuesta del alimentador adyacente con una polarización ortogonal. Este modo de operación permite solapar haces en el plano superior de las lentes [164], un funcionamiento especialmente útil para aplicaciones de múltiples haces.

A continuación, se presentan dos diseños que hacen uso de la celda con *stubs*, o *quad-ridge*, con periodo uniforme.

5.4.2.1. Lentes con celdas inductivas

La celda unidad *quad-ridge* inductiva aparece representada en la figura 5.52. La celda está formada por tres capas de anillos metálicos cuadrados con sustrato dieléctrico separadas $s=3$ mm. Los dos pares de *stubs* ortogonales se insertan en los bordes de los anillos para controlar la respuesta de la celda unidad.

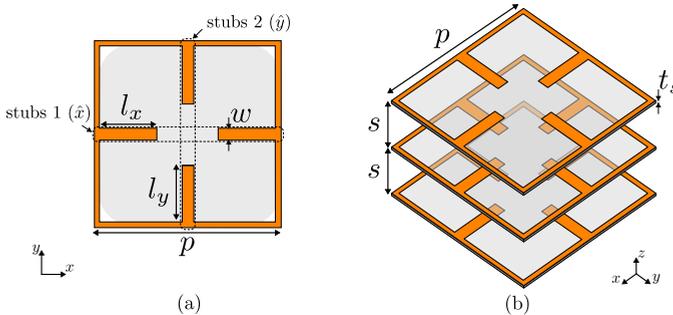


Figura 5.52: Celda unida de la lente propuesta. (a) vista superior, (b) celda unidad de tres capas.

El espesor (t_s) y la permitividad relativa (ϵ_r) del sustrato son 0.254 mm y 2.2, respectivamente. Se ha escogido un periodo de la celda unidad (p) de 12 mm para centrar la banda de paso de la celda en 13 GHz ($p \approx \lambda_0/2$), mientras que el ancho y el espesor de los anillos metálicos son $w=0.6$ mm y

$t_m=35 \mu\text{m}$, respectivamente. Cabe destacar en este punto que la frecuencia central de operación de este diseño (13 GHz) se ha cambiado con respecto a los diseños anteriores (20.45 GHz). Esto se debe a que el alimentador que se va a utilizar para iluminar la lente es la RCHA presentada en el capítulo 4, cuya banda de operación estaba centrada en 13 GHz.

La celda unidad inductiva se ha analizado mediante CST [103] utilizando puertos de Floquet, y asumiendo condiciones de contorno infinitamente periódicas en las paredes laterales. Se han considerado dos ondas planas incidentes ortogonales, $\text{TE}(\hat{x})$ y $\text{TM}(\hat{y})$. La respuesta en frecuencia de la celda unidad se controla ajustando la longitud de los *stubs* paralelos a la onda plana incidente. Estos *stubs* resuenan cuando su longitud (l_x o l_y) es, aproximadamente, 0.15λ . Para ilustrar este efecto, en la figura 5.53 se muestran las corrientes superficiales en la estructura metálica, y el campo eléctrico total en el interior, de una celda unidad de tres capas con $l_x=l_y=3.5 \text{ mm}$ para una incidencia $\text{TM}(\hat{y})$ a 13 GHz. Como se puede observar, las corrientes se concentran principalmente en los *stubs* resonantes, y el campo interno es similar al de una guía de onda *quad-ridge*.

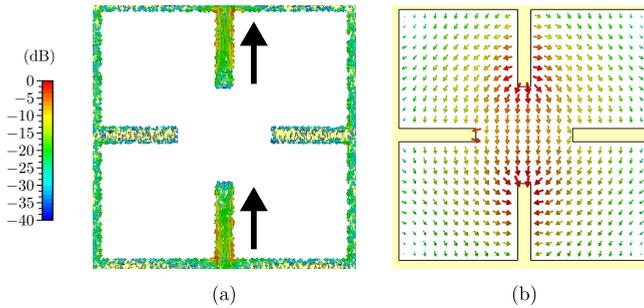
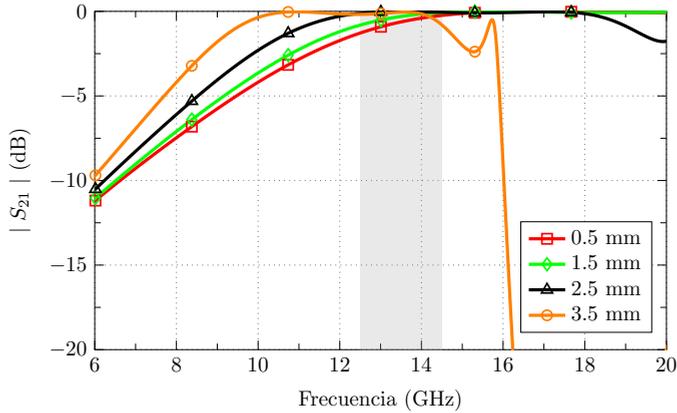


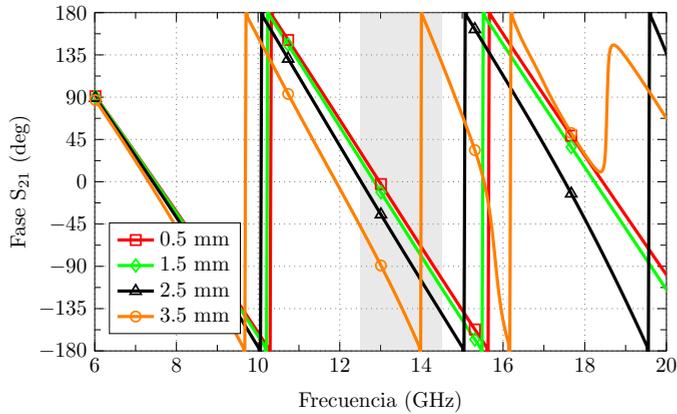
Figura 5.53: Campo y corrientes de la celda unidad inductiva de tres capas a 13 GHz con dimensiones $p=12 \text{ mm}$, $w=0.6 \text{ mm}$, $s=3 \text{ mm}$ y $l_x=l_y=3.5 \text{ mm}$: (a) Corrientes superficiales, y (b) campo eléctrico total.

La figura 5.54 muestra el desplazamiento en frecuencia del parámetro S_{21} de la celda inductiva producido por la variación de la longitud de los *stubs* paralelos a la polarización de la onda incidente. Como se puede observar, existe una zona (ver región sombreada) en la que el módulo tiene poca variación y la fase presenta grandes cambios. Este comportamiento permite utilizar la misma técnica para el diseño de lentes que en la sección anterior, ajustando el desfase producido por la celda unidad sin alterar significativamente la amplitud de la señal transmitida.

La figura 5.55(b) representa el parámetro S_{21} de la celda inductiva a 13 GHz para una polarización vertical (\hat{y}) en función de la longitud de los *stubs* verticales (l_y). Como se puede deducir, una celda unidad de tres capas proporciona un desfase máximo de 127° para variaciones de amplitud meno-



(a)



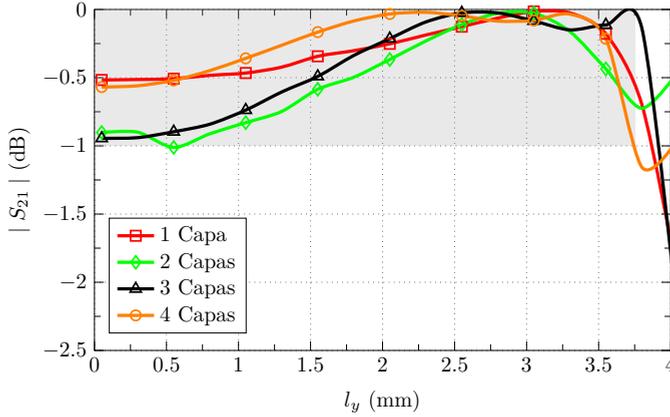
(b)

Figura 5.54: Parámetro de S_{21} de la celda unidad de tres capas con $p=12$ mm para diferentes longitudes de los stubs verticales (l_y) e iluminada con una onda plana incidente con polarización paralela al eje y : (a) Magnitud, y (b) Fase.

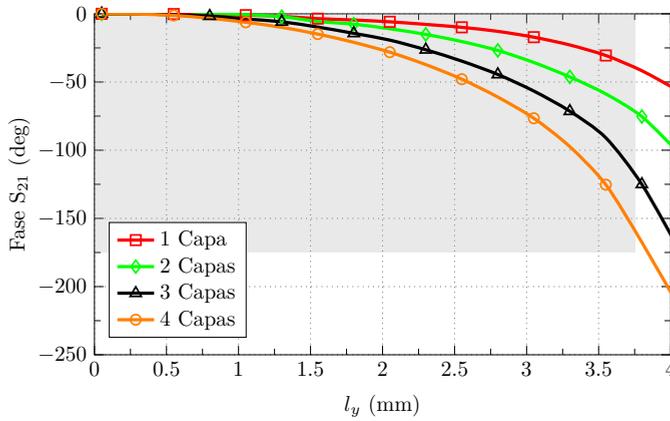
res de 1 dB. El desfase máximo se podría aumentar agregando capas. Por ejemplo, se puede alcanzar un desfase de 175° para una configuración de 4 capas, a costa de aumentar la variabilidad en el módulo del parámetro S_{21} .

La celda inductiva se ha utilizado para diseñar la lente formada por 5×5 elementos mostrada en la figura 5.56. Para iluminar la lente se ha utilizado la bocina RCHA diseñada en el Capítulo 4. A diferencia de los diseños basados en la agrupación de agujeros en un plano metálico vistos en la sección anterior [165], todas las celdas de la lente de la figura 5.56 tienen el mismo tamaño, por lo que la fase se controla variando la longitud de los *stubs* paralelos a la polarización de la RCHA, lo que facilita el proceso de diseño.

La distancia entre la RCHA y la lente (s_l) es de 13.9 mm. Con esta



(a)

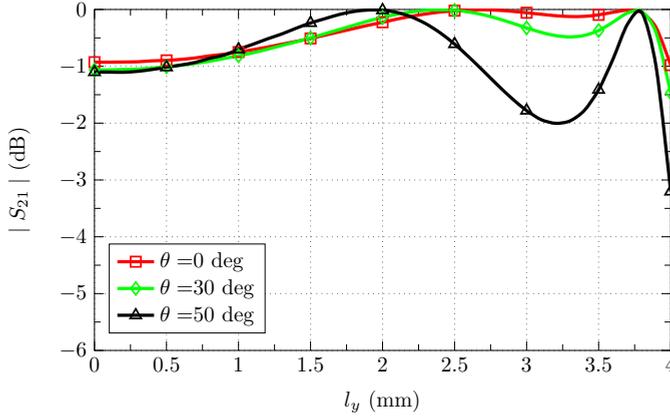


(b)

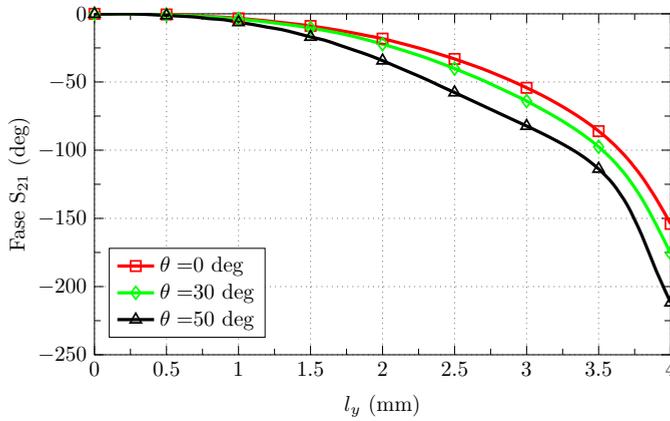
Figura 5.55: Parámetro S_{21} de la celda unidad inductiva con $p=12$ mm a 13 GHz en función de la longitud de los stubs verticales (l_y) para diferentes capas e iluminada con una onda plana incidente con polarización paralela al eje y : (a) Magnitud, y (b) Fase.

separación, la RCHA ilumina los bordes de la lente, cuya extensión es de 60×60 mm², con una amplitud 10 dB inferior a la amplitud de las ondas que inciden en la parte central de la lente. Este decaimiento de la amplitud ofrece una solución de compromiso entre la eficiencia de desbordamiento y la eficiencia de iluminación, dándonos un punto óptimo de iluminación. Con esta separación, el perfil total de la estructura es de 19.9 mm ($0.86\lambda_0$).

La RCHA ilumina la lente con un perfil de fase esférico. Teniendo en cuenta el periodo de los elementos que componen la lente ($p=12$ mm), y la posición del centro de fase de la bocina (situado a 7.65 mm de la apertura de la RCHA), se puede deducir que el ángulo de incidencia de las ondas en el primer anillo de elementos (l_{y2}), y en el segundo anillo de elementos (l_{y3})



(a)



(b)

Figura 5.57: Parámetro S_{21} de una celda unidad quad-ridge con $p=12$ mm a 13 GHz en función de la longitud de los stubs verticales (l_y) para diferentes ángulos de incidencia : (a) magnitud, y (b) fase.

han escogido maximizar el ancho de banda y la directividad, y minimizar el NLPS. Tras esta optimización, las dimensiones de los *stubs* de los distintos anillos de elementos son: $l_{y1}=3.75$ mm, $l_{y2}=3.5$ mm y $l_{y3}=1.9$ mm. Como se puede comprobar, estos valores son muy similares a los de la estimación inicial debido, en gran medida, a haber considerado los resultados para el ángulo de incidencia de cada elemento.

La figura 5.58 ilustra el campo eléctrico en el plano YZ de la lente plana optimizada a 13 GHz. Esta figura muestra, por un lado, cómo la RCHA ilumina completamente la lente (ver figura 5.58 (a)), y, por otro lado, cómo se transforma la fase de un perfil esférico (entre la lente y la RCHA) a una distribución plana en el plano superior de la lente (ver figura 5.58 (b)).

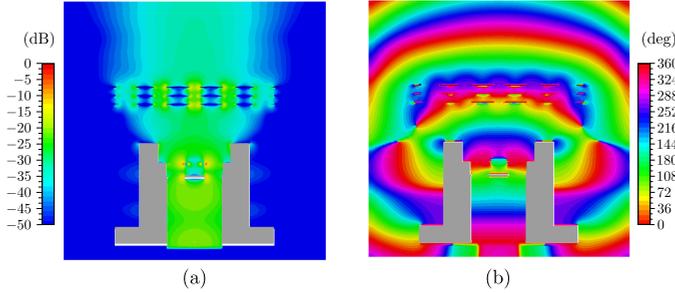


Figura 5.58: Componente y del campo eléctrico de la lente con celdas quad-ridge iluminada por una RCHA en el plano YZ a 13 GHz: (a) magnitud de E_y , y (b) fase de E_y .

En este punto cabe señalar que la doble polarización de la celda unidad escogida permitiría obtener una distribución de fase distinta para un alimentador con una polarización ortogonal. En el caso más simple, al aplicar la misma longitud a los *stubs* horizontales que a los verticales, obtendríamos la misma respuesta si la polarización del alimentador fuese horizontal (\hat{x}).

Este funcionamiento puede ser especialmente útil para conseguir un diagrama de radiación con polarización circular. Si se excitaran dos polarizaciones ortogonales con un desfase de 90° en la RCHA de alimentación, se obtendría un campo polarizado circularmente, ya que la lente compensaría adecuadamente la fase de cada polarización. A modo de ejemplo, la figura 5.59 muestra el diagrama de radiación simulado que se obtendría en este caso. Como se puede observar, se obtendría una gran discriminación de polarización cruzada (LHCP), y un bajo NLPS.

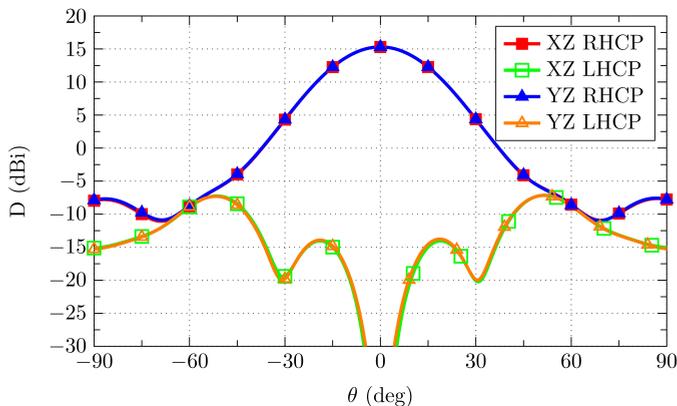


Figura 5.59: Diagrama de radiación de la lente plana con elementos quad-ridge simétricos iluminada por una RCHA con polarización circular a 13 GHz.

La lente se ha fabricado utilizando un proceso fotolitográfico para imprimir las secciones metálicas en un sustrato dieléctrico (Neltec NY9220, con $\epsilon_r=2.2$ y $\tan\delta=0.009$). Por su parte, como vimos en el Capítulo 4, la RCHA

se ha fabricado en aluminio [135]. Se han insertado capas de material de baja permitividad ($\epsilon_r = 1.05$ y $\tan \delta = 0.0135$) entre las diferentes capas de la lente, y entre la lente y la RCHA, para garantizar la separación entre las distintas partes de la estructura. La figura 5.60 muestra dos imágenes del prototipo fabricado. En el Capítulo 4 se mostró la transición de guía de onda de rectangular a circular, necesaria para medir la estructura con una guía de onda rectangular estándar.

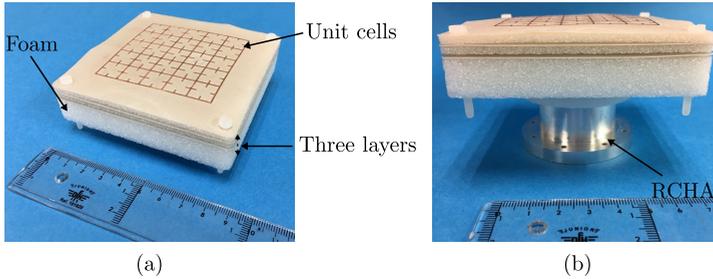


Figura 5.60: Prototipo fabricado de la lente con elementos quad-ridge: (a) lente de tres capas, y (b) lente alimentada por la RCHA.

La figura 5.61 compara el parámetro S_{11} medido y simulado de la lente plana fabricada. Los datos medidos muestran un parámetro S_{11} por debajo de -10 dB en un ancho de banda de 550 MHz o 4%, de 12.55 GHz a 13.1 GHz. Las diferencias entre los resultados medidos y simulados se deben principalmente a que la transición de guía de onda rectangular a circular no se ha podido caracterizar correctamente.

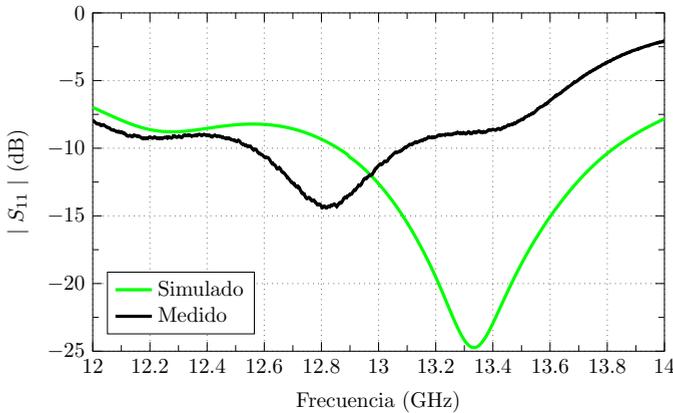


Figura 5.61: Parámetro S_{11} medido y simulado de la lente con elementos quad-ridge fabricada.

Los diagramas de radiación en el plano E y H del prototipo fabricado se representan en las figuras 5.63 y 5.62, respectivamente, a 13 GHz. Como se puede observar, el NLPS es de -18 dB en el plano E y de -16 dB en el plano

H, y la componente crosspolar está por debajo de a -32 dB en ambos planos. Se debe tener en cuenta que los resultados simulados para la componente crosspolar son más bajos que los medidos debido al límite del rango dinámico del sistema de medida. Con todo, el bajo nivel de componente crosspolar medido permitiría utilizar la lente de microondas en aplicaciones de doble polarización, con un alto aislamiento entre las dos componentes ortogonales.

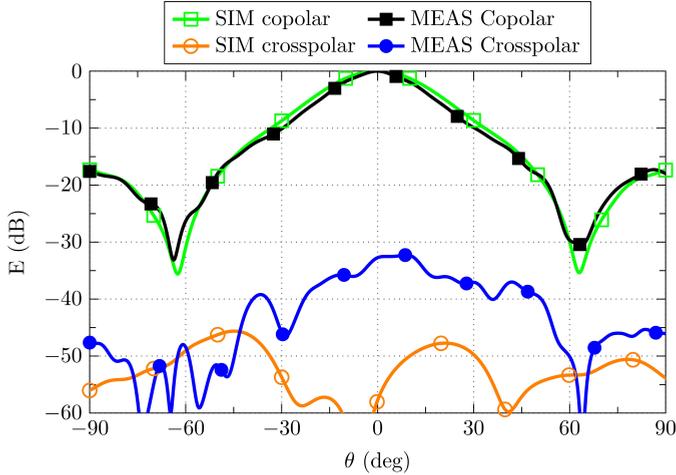


Figura 5.62: Diagrama de radiación medido (MEAS) y simulado (SIM) de la lente plana con elementos quad-ridge fabricada en el plano YZ (plano E) a 13 GHz.

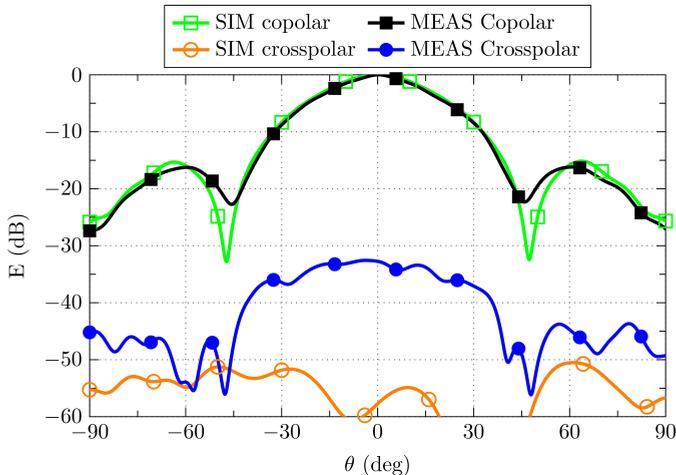


Figura 5.63: Diagrama de radiación medido (MEAS) y simulado (SIM) de la lente plana con elementos quad-ridge fabricada en el plano XZ (plano H) a 13 GHz.

Con el objetivo de evaluar las pérdidas de la estructura propuesta se ha medido la ganancia del prototipo fabricado. Las figuras 5.64 y 5.65 comparan la ganancia máxima medida y simulada, y la eficiencia de radiación, respec-

tivamente. Como se puede ver, la ganancia medida de la antena es bastante similar a la simulada, con valores superiores a 14.44 dBi en todo el ancho de banda, lo que significa un incremento de 2 dB con respecto a la ganancia medida del alimentador.

Por otra parte, la eficiencia de radiación está por encima del 75 % dentro de la banda de frecuencias de operación (12.55-13.1 GHz). Las pérdidas se producen principalmente por el material de permitividad próxima a 1 (utilizado para separar las distintas capas de la lente), y el sustrato dieléctrico empleado para imprimir los elementos de la lente. Además, como vimos en el Capítulo 4, la RCHA también introduce pérdidas ya que está fabricada en aluminio e incluye una pequeña capa de dieléctrico [135].

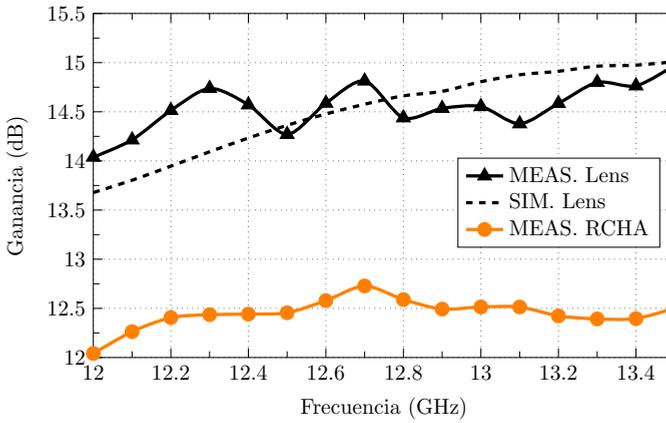


Figura 5.64: Ganancia medida (MEAS) y simulada (SIM) de la lente plana con elementos quad-ridge fabricada.

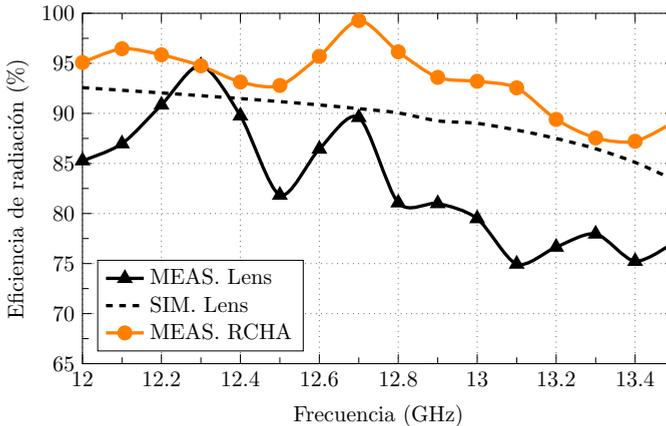


Figura 5.65: Eficiencia de radiación medida (MEAS) y simulada (SIM) de la lente plana con elementos quad-ridge fabricada .

5.4.2.2. Lentes con celdas de doble banda y doble polarización

Las celdas utilizadas para diseñar la lente de la sección anterior ofrecen buenas prestaciones ya que el control de fase se realiza variando únicamente la longitud de los *stubs*. Además, al utilizar dos pares de *stubs* ortogonales, podemos controlar cada polarización independientemente, lo que otorga a la lente una funcionalidad de doble polarización muy interesante.

Uno de los mayores inconvenientes de la celda *quad-ridge* anterior es que solo tiene una banda de operación. Sin embargo, en algunas aplicaciones necesitamos lentes que operen en dos bandas distintas simultáneamente, una en transmisión y otra en la recepción, por ejemplo, por lo que es interesante investigar la posibilidad de diseñar lentes con celdas de doble banda.

En la sección 3.4 se presentó una celda con doble banda de operación y con control independiente de dos polarizaciones ortogonales. La figura 5.66 muestra el esquema de esta celda. La diferencia con respecto a la celda *quad-ridge* anterior es que, en este caso, tenemos una separación entre *stubs* g_s , y una separación entre celdas g_c . Por lo demás, la longitud de los *stubs* es L_s , y la separación entre capas s .

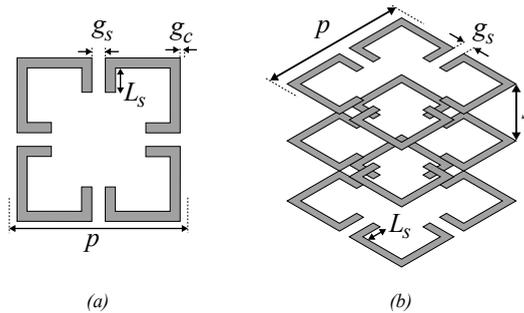


Figura 5.66: Celda capacitivo-inductiva de doble banda y doble polarización: (a) vista superior, y (b) vista en 3D de una celda de 3 capas.

La celda de doble banda y doble polarización de la figura 5.66 tiene una respuesta elimina banda, con una banda paso bajo, y una banda de paso superior. En el Capítulo 3 se demostró que el periodo de la celda, y la longitud y separación de los *stubs* son los principales parámetros que controlan la respuesta en frecuencia de la celda. En concreto, la longitud de los *stubs* controla la fase del coeficiente de transmisión en la banda de paso superior con una polarización paralela a la dirección de los *stubs*. Por otra parte, como el *gap* entre celdas y entre *stubs* es el causante de la banda de paso inferior, el ancho y la longitud de este *gap* controla la fase del coeficiente de transmisión de la banda de paso inferior con una polarización ortogonal a los tramos metálicos paralelos que originan cada *gap*.

Las figuras 5.67 y 5.68 muestran la repuesta en frecuencia de una celda

de doble banda y doble polarización de 3 capas separadas 2.5 mm y periodo 10 mm para varias longitudes de los *stubs*. Podemos ver dos bandas de paso, una inferior (paso bajo) y una superior (paso banda).

Si nos fijamos en la banda superior podemos comprobar que, para una longitud de *stub* $L_s=0.75$ mm, la frecuencia de corte inferior de esta banda es menor que la frecuencia central de operación (20.45 GHz). Esto hace que, como al aumentar las longitudes de los *stubs* la banda pasante se desplaza a frecuencias más bajas, la banda de operación siempre esté dentro de la banda de paso de todas las celdas con cualquier longitud de *stub* superior a 0.5 mm. Este desplazamiento permite sintetizar la fase para el diseño de lentes, ya que el desplazamiento del módulo conlleva también un desplazamiento de la fase del parámetro de transmisión, como podemos observar en la figura 5.69 (ver zona sombreada).

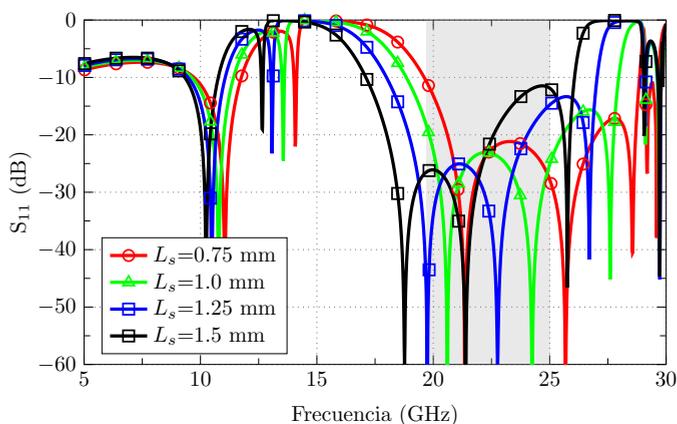


Figura 5.67: Módulo del coeficiente de reflexión de una celda unidad de doble polarización y doble banda con tres capas y periodo de 10 mm para diferentes longitudes de los *stubs*.

De forma similar a como se hizo en la sección anterior, podemos agrupar celdas de doble banda y doble polarización en una configuración 5×5 para formar una lente como la ilustrada en la figura 5.70. Para simplificar el proceso de optimización la lente, dividimos las celdas en tres anillos de elementos, representados con diferentes colores en la figura 5.70. El control de fase de cada anillo de elementos en la banda superior de operación se realiza variando las longitudes de los *stubs* de cada uno de ellos, representadas con L_1 , L_2 y L_3 . Es importante señalar que podemos ajustar por separado las longitudes de cada par de *stubs* (horizontales y verticales) en función de la polarización de interés.

Como en diseños anteriores, el objetivo es conseguir una distribución de fase uniforme en el plano superior de la lente. Para ello debemos ajustar la longitud de los *stubs* de las distintas celdas para que compensen la diferencia de fase entre cada elemento y el central producida por el frente de fase esférico

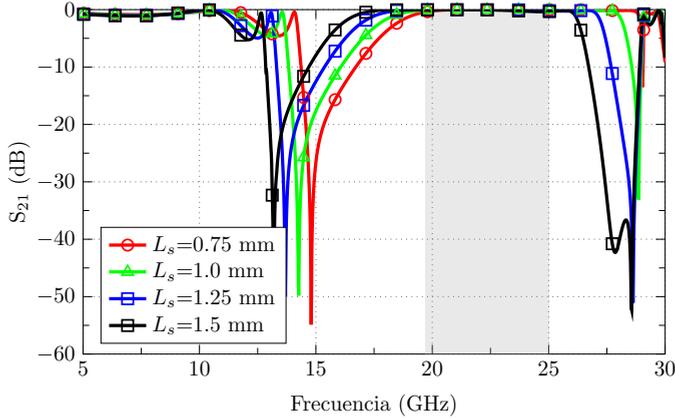


Figura 5.68: Módulo del coeficiente de transmisión de una celda unidad de doble polarización y doble banda con tres capas y periodo de 10 mm para diferentes longitudes de los stubs.

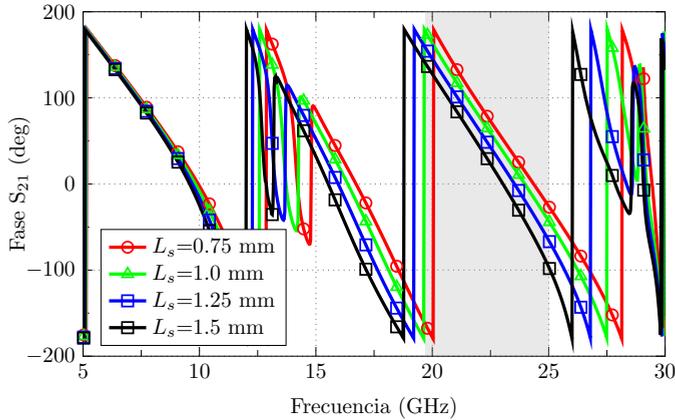


Figura 5.69: Fase del coeficiente de transmisión de una celda unidad de doble polarización y doble banda con tres capas y periodo de 10 mm para diferentes longitudes de los stubs.

del alimentador.

En la figura 5.71 se muestra el módulo del coeficiente de transmisión en función de la longitud de los *stubs* a la frecuencia central de operación (20.45 GHz) para diferentes capas. Podemos comprobar que, para longitudes que oscilen entre 0.5 mm y 2.75 mm, las pérdidas de inserción son menores de 1.5 dB para cualquier número de capas. La figura 5.72 muestra la fase del coeficiente de transmisión en función de la longitud de los *stubs* y, como se puede deducir, la fase máxima que podemos compensar es de 330° para el caso de 4 capas.

La figura 5.73 muestra una vista lateral de la lente junto con el alimentador. En este caso se ha escogido una apertura cuadrada, como en los diseños

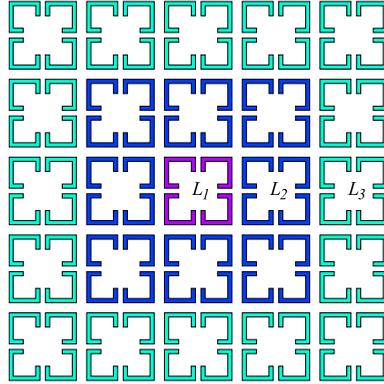


Figura 5.70: Vista superior de la lente formada por 5×5 celdas de doble banda y doble polarización.

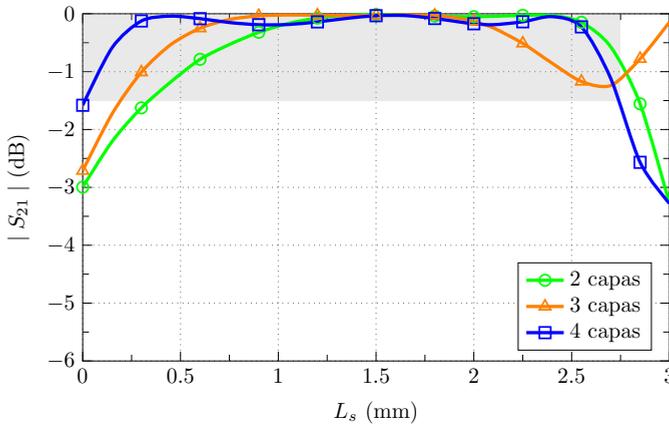


Figura 5.71: Módulo del parámetro S_{21} para diferentes capas de la celda unidad de doble polarización y doble banda en función de la longitud de los stubs (L_s) a 20.45 GHz.

de lentes con agujeros vistos anteriormente. Este alimentador ofrece una iluminación más uniforme, y puede ser diseñado fácilmente para que opere en la banda de 19.7 a 21.2 GHz de interés. La lente está situada a $s_l=18$ mm del alimentador. Para evitar fugas laterales en el espacio entre la lente y el alimentador se han insertado una serie de anillos metálicos con un diámetro progresivo. La separación entre anillos es de 3 mm (0.2λ a 20.45 GHz), con lo que garantizamos que no haya fugas de campo entre los anillos.

Para poder diseñar la lente debemos conocer en primer lugar el frente de fase del campo radiado por el alimentador, y recibido por la lente. Para ello, la figura 5.74 representa la fase de la componente y del campo eléctrico radiado por la apertura a 18 mm de distancia, en una línea con $y=0$ mm y x oscilando entre -40 mm y 40 mm. Se muestran dos casos: sin anillos y con anillos. En ambos casos, las curvas de fase son casi simétricas con respecto

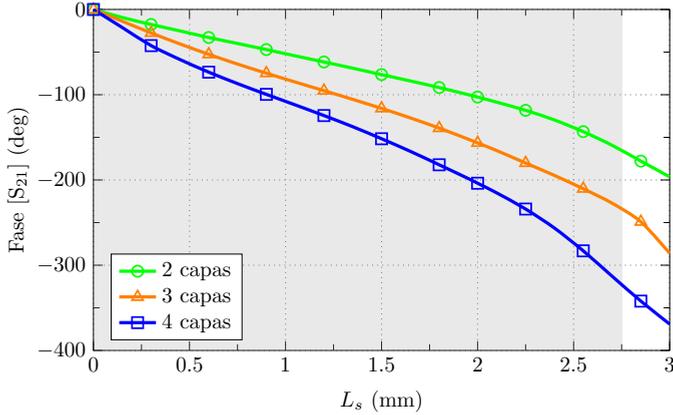


Figura 5.72: Fase del parámetro S_{21} para diferentes capas de la celda unidad de doble polarización y doble banda en función de la longitud de los stubs (L_s) a 20.45 GHz.

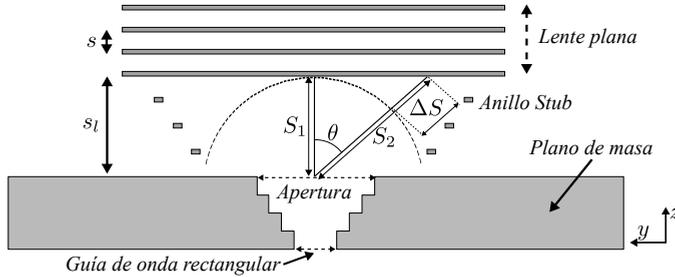


Figura 5.73: Vista lateral de la lente con doble polarización y de doble banda alimentada por una apertura cuadrada.

al origen, por lo que las celdas que conforman cada anillo de la lente plana pueden ser simétricas, lo que simplifica el proceso de diseño. En la figura 5.74 podemos ver que los anillos modifican la fase, por lo que es conveniente tener en cuenta esta fase para el diseño ya que en el diseño final estos anillos estarán presentes.

A partir de los resultados de la figura 5.73, y teniendo en cuenta que el tamaño de las celdas es de 10 mm, se puede deducir que las diferencias de fase que deben compensar el anillo intermedio ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$) y el anillo externo ($\Delta\phi = \phi_3 - \phi_1$) son las indicadas en la tabla 5.3.

	Con Anillos	Sin Anillos
$\phi_2 - \phi_1$	49°	59°
$\phi_3 - \phi_1$	181°	204°

Tabla 5.3: Diferencias de fase a 18 mm de distancia de la apertura.

Como hemos visto en la figura 5.72, con 4 capas de celdas podemos obtener más del desfase necesario para la configuración con anillos (181°). Para

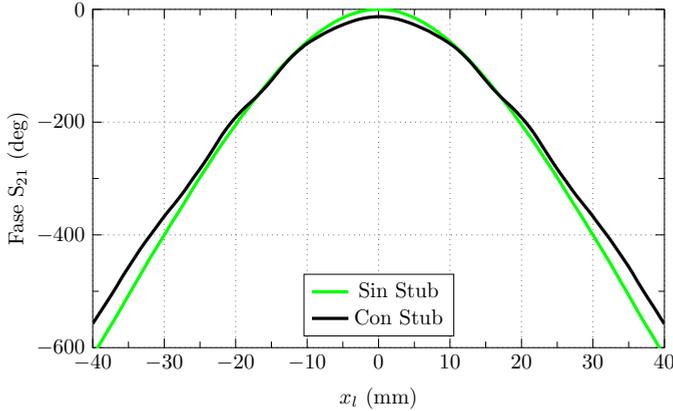


Figura 5.74: Fase de la componente y y del campo eléctrico radiado por la apertura cuadrada a 18 mm de distancia con y sin los anillos.

conseguir la compensación de fase necesaria, estos resultados nos ofrecen la siguiente estima inicial para la longitud de los *stubs* de los diferentes anillos de elementos: $L_1=1.9$ mm, $L_2=1.75$ mm y $L_3=0$ mm. Como en los diseños anteriores, necesitamos realizar una optimización final ya que los resultados obtenidos en la figura 5.72 se han obtenido considerando condiciones de periodicidad infinita. Esta optimización se ha llevado a cabo teniendo como objetivos maximizar la ganancia y el ancho de banda de la estructura, y minimizar los lóbulos secundarios del diagrama de radiación.

Podríamos diseñar una lente con diferentes longitudes de *stub* para cada una de las celdas que la conforman, dependiendo de la distancia radial al centro de la lente de cada celda. Sin embargo, para el primer anillo, la diferencia de distancia entre las celdas de las esquinas y el resto es muy pequeña, y, para el segundo anillo, todas las celdas están poco iluminadas. Esto hace que se pueda simplificar sustancialmente el proceso de optimización asumiendo que todas las celdas de un mismo anillo cuadrado de celdas tienen la misma longitud de *stub*.

La figura 5.75 muestra dos imágenes del prototipo fabricado con las longitudes de los *stubs* optimizadas: $L_1=1.8$ mm, $L_2=1.75$ mm y $L_3=0.25$ mm. La figura 5.75 (a), muestra una vista superior de la lente, y la figura 5.75 (b) una vista lateral. En esta última se ven claramente las distintas capas de material con permitividad baja ($\epsilon_r=1.05$) que se han utilizado para garantizar la separación entre capas.

La estructura presenta unas pérdidas de retorno mejores de 15 dB en todo rango de frecuencia de interés (19.7-21.2 GHz), como se puede ver en la figura 5.76 y el ancho de banda relativo de la lente es del 30 % para $S_{11} < -10$ dB. Vale la pena señalar la gran similitud entre la medida y la simulación, debido a la buena caracterización de los materiales empleados para la fabricación

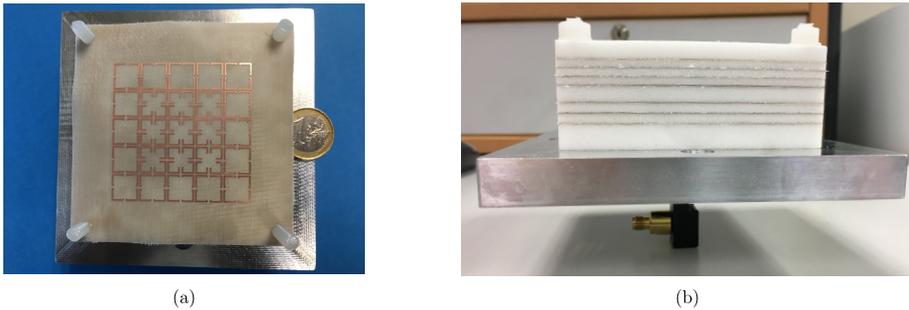


Figura 5.75: Prototipo de lente con celdas de doble banda y doble polarización para la banda de paso superior: (a) vista superior, y (b) vista lateral.

de este prototipo. El gran ancho de banda conseguido se debe a la pequeña cantidad de metal que forma cada celda, los que minimiza las ondas reflejadas por la lente hacia la apertura de alimentación.

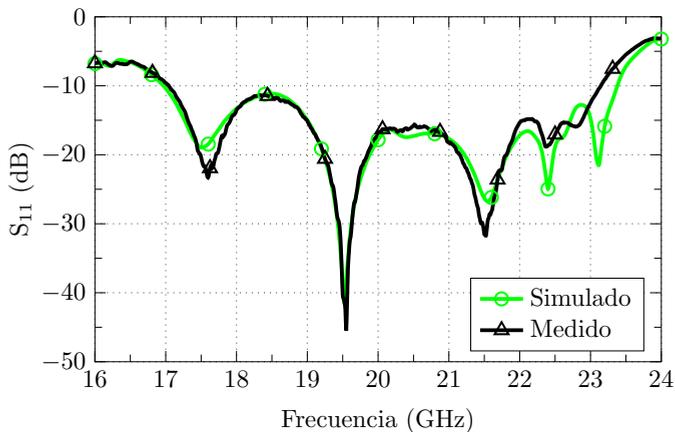


Figura 5.76: Coeficiente de reflexión medido y simulado de la lente con celdas de doble banda y doble polarización.

Las figuras 5.77 y 5.78 muestran la componente y del campo eléctrico (módulo y fase, respectivamente) en el plano YZ de la lente diseñada con anillos (la lente fabricada) y sin anillos. Como se puede observar, las fugas laterales de campo son mucho menores en la configuración con anillos (ver 5.77 (a)) que sin anillos (ver 5.77 (b)). Por otra parte, en las gráficas que representan la fase se puede comprobar cómo la distribución de fase en la zona superior de la lente es más uniforme en la configuración con anillos (ver 5.78 (a)), ya que el desfase que hay que compensar es menor.

En las figuras 5.79 y 5.80 aparecen representados los planos E y H, respectivamente, del diagrama de radiación de la lente a 20.45 GHz. Como se puede comprobar, la directividad máxima de la lente es de 16.6 dBi, y el NLPS es de -12.47 dB en el plano-E y -9.94 dB en el plano-H. La directi-

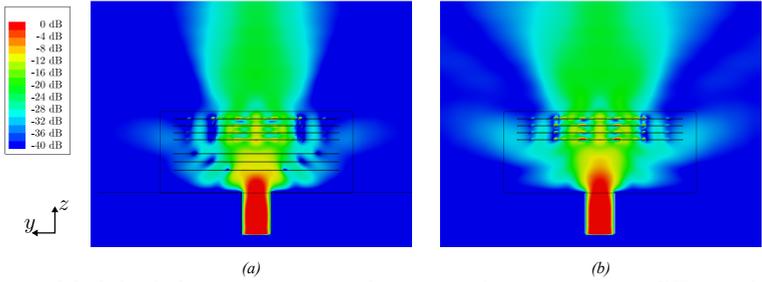


Figura 5.77: Módulo de la componente y de campo eléctrico a 20.45 GHz en el plano YZ de la lente con celdas de doble banda y doble polarización: (a) con anillos, y (b) sin anillos.

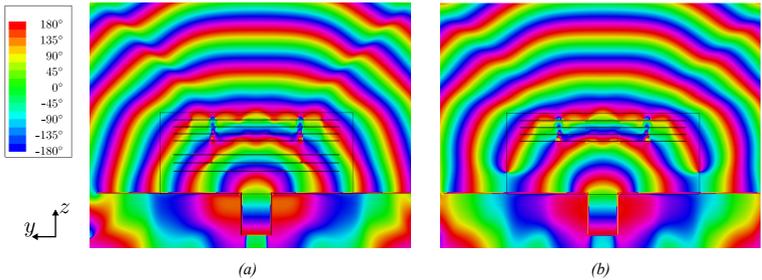


Figura 5.78: Fase de la componente y de campo eléctrico a 20.45 GHz en el plano YZ de la lente con celdas de doble banda y doble polarización: (a) con anillos, y (b) sin anillos.

vidad de la apertura cuadrada de alimentación es de 8.9 dBi, por lo que la lente incrementa la directividad de la apertura 7.7 dB.

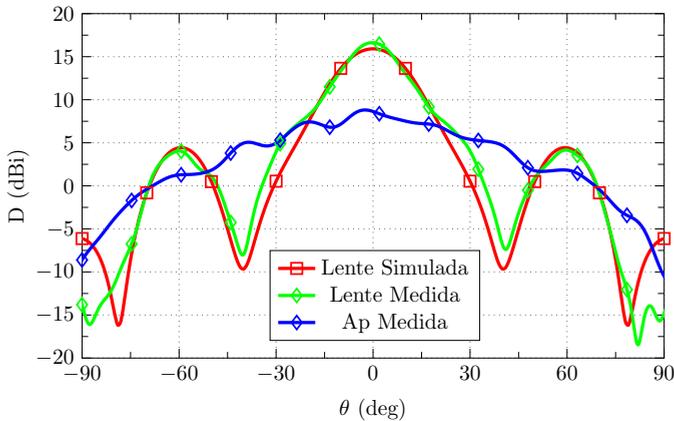


Figura 5.79: Diagrama de radiación de la lente con celdas de doble banda y doble polarización en el plano YZ medido y simulado.

La figura 5.81 muestra la directividad máxima medida de la lente y de la apertura cuadrada de alimentación de 19 a 22 GHz. Como se puede observar, la directividad máxima es superior a 16.5 dBi en toda la banda, con un incremento de más de 8 dB con respecto a la apertura de alimentación a

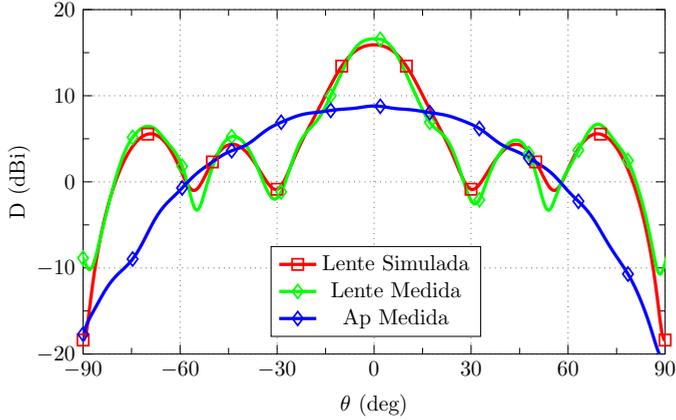


Figura 5.80: Diagrama de radiación de la lente con celdas de doble banda y doble polarización en el plano XZ medido y simulado.

todas las frecuencias de operación.

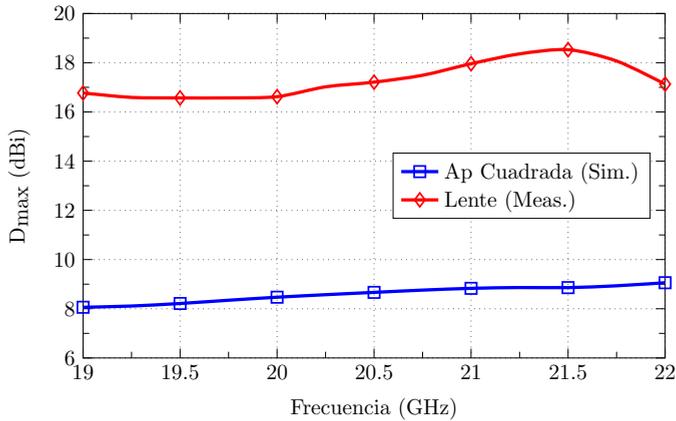


Figura 5.81: Directividad máxima medida de la lente con celdas de doble banda y doble polarización, y de la apertura de alimentación aislada.

5.5. Comparación de lentes

En este capítulo se han presentado cuatro diseños de lentes planas de microondas. El diseño de todas ellas se ha basado en el análisis clásico de óptica geométrica en el que el objetivo es corregir el perfil de fase del alimentador para conseguir una distribución de fase uniforme a la salida de la lente. Para ello, los distintos elementos que componen las lentes se han diseñado para que compensen el desfase existente entre los rayos incidentes en la zona central y en las zonas adyacentes.

Las dos primeras lentes se han diseñado utilizando celdas con distintos periodos, y las dos últimas se han diseñado mediante celdas con el mismo tamaño. El proceso de diseño ha sido el siguiente: En primer lugar, se ha escogido la separación óptima entre la lente y el alimentador, teniendo en cuenta la eficiencia de iluminación y de desbordamiento, así como el objetivo de tener una lente de bajo perfil. En segundo lugar, se ha obtenido la distribución de fase del campo incidente en la lente simulando el campo radiado por el alimentador a la distancia de separación de la lente. A partir de esta distribución se han obtenido los niveles de fase que la lente tiene que compensar en cada zona. Con estos valores se ha hallado una estima inicial de las dimensiones físicas de las distintas celdas que componen la lente utilizando, para ello, las simulaciones con condiciones de periodicidad infinita de las celdas unidad. Finalmente, se ha procedido a realizar una optimización final de la lente completa teniendo como objetivo la maximización de la directividad y del ancho de banda, y la minimización de los lóbulos secundarios del diagrama de radiación. La tabla 5.4 muestra un resumen de los principales parámetros y de las características más importantes de las distintas lentes.

La elección de la mejor geometría dependerá de las características que estemos buscando para la lente. Si nos fijamos únicamente en la eficiencia de apertura, claramente el primer diseño es el mejor. Con un 63%, obtenemos el mejor resultado debido, principalmente, a la buena iluminación de la lente y al uso de un anillo intermedio que reduce enormemente las fugas laterales. La segunda mejor lente es la que utiliza celdas con doble polarización y doble banda. Aunque solo se ha utilizado la banda superior de operación, el uso de una apertura cuadrada de iluminación y de múltiples anillos entre la lente y el alimentador, hace que existan pocas fugas laterales y que la eficiencia sea mayor que en el resto de casos. El valor más bajo se produce para el caso de la lente con celdas *quad-ridge* porque el alimentador es una RCHA que concentra toda la energía en el centro de la estructura y, por tanto, no ilumina eficazmente la lente.

Por lo que respecta a la ganancia máxima, la mejor elección es la lente con celdas de doble banda. Sin ser la más extensa, consigue la mayor ganancia, seguida muy de cerca por la primera lente, con agujeros circulares. En cambio, si nos fijamos en el NLPS, la lente que consigue mejores resultados es la que utiliza celdas *quad-ridge*, con -16 dB en el peor de los planos. Esto se debe, principalmente, a que el alimentador está concentrando toda la energía en la zona de la lente, evitando fugas laterales. Esto hace que tengamos una buena eficiencia de desbordamiento, en contraposición a la mala eficiencia de iluminación indicada anteriormente. La peor lente es la última, con celdas de doble banda, a pesar de la gran cantidad de anillos utilizados en el espacio entre la lente y el alimentador.

Si buscamos una lente de gran ancho de banda, la mejor opción es la

lente de lente de doble banda ya que tiene un ancho de banda relativo para un $S_{11} < -10$ dB del 30 %, mucho mayor que cualquier otra lente presentada. Además, aunque el diseño se ha realizado considerando únicamente la banda superior, esta lente se podría utilizar para proporcionar una segunda banda a frecuencias más bajas. Para ello habría que utilizar un alimentador que fuese capaz de trabajar en las dos bandas también. Este punto queda abierto como tema de investigación futuro de esta tesis.

Si nos fijamos en la facilidad de diseño y en las prestaciones que ofrece cada una de ellas, la lente de doble banda y doble polarización es la mejor elección. Esta lente ofrece la posibilidad de tener dos diseños simultáneos para dos polarizaciones ortogonales, y dos bandas de operación, como se ha comentado anteriormente. Además, es el diseño más sencillo ya que, una vez fijado el periodo, solo necesitamos sintetizar la longitud de los *stubs* de las distintas celdas.

En resumen, la mejor elección de todas las lentes presentadas en este capítulo podemos decir que es la última, por sus prestaciones y resultados. No obstante, se debe tener cuenta que es la solución con un perfil más alto (23 mm) y con el peor NLPS. Se podría continuar la investigación partiendo de esta lente como base para conseguir mejorar estos parámetros.

Como alternativa también podríamos escoger la primera lente, formada por agujeros circulares. Esta lente ofrece la mejor eficiencia de apertura, y un bajo perfil, aunque su diseño es el más complejo ya que se debe optimizar toda la lente en su conjunto al depender la respuesta del periodo de las celdas. Esto se traduce en que el diseño depende de la posición y tamaño de cada uno de los agujeros, con pocas variables de optimización.

Tabla 5.4: Resumen de las lentes diseñadas en este capítulo.

				
<i>Geometría de la celda unidad</i>	Circular	Circular	Cuadrada	Cuadrada
<i>Control de Polarización</i>	Simple	Simple	Doble	Doble
<i>Banda de paso</i>	Simple	Simple	Simple	Doble
<i>Área efectiva</i>	1142 mm ²	1194 mm ²	3600 mm ²	1600 mm ²
<i>Alimentador</i>	Apertura cuadrada	Apertura cuadrada	RCHA	Apertura cuadrada
<i>Separación (s_l) entre la lente y el alimentador</i>	9.5 mm	4.75 mm	13.9 mm	18 mm
<i>Espesor total de la lente</i>	9 mm	9 mm	6 mm	5 mm
<i>Ganancia</i>	16.25 dBi	12.68 dBi	14.4 dBi	16.6 dBi
<i>NLPS Plano-E</i>	-12.5 dB	-13.57 dB	-16 dB	-9.98 dB
<i>NLPS Plano-H</i>	-13.69 dB	-16.5 dB	-18 dB	-12.47 dB
<i>Eficiencia de apertura</i>	63 %	26.8 %	20.5 %	48.97 %
<i>Ancho de banda relativo</i>	14.63 %	19.67 %	4 %	30 %

Capítulo 6

Conclusiones

En esta Tesis Doctoral se ha demostrado que es posible diseñar lentes planas de bajo perfil de forma sencilla utilizando conceptos de guías de ondas. Para ello, se ha mostrado, en primer lugar, el análisis de diversas estructuras metálicas multicapa con periodicidad infinita. A continuación, se han utilizado estos resultados para diseñar lentes formadas por varias de estas celdas y alimentadas por un alimentador primario próximo. Para validar estos diseños, se han fabricado y medido varios prototipos, con excelentes resultados. Varios de estos diseños han sido publicados en revistas y congresos internacionales. A continuación, se detallan las contribuciones más importantes de esta tesis doctoral.

La contribución más relevante de esta tesis es un estudio comparativo de estructuras periódicas utilizando diferentes modelos matemáticos. Para realizar este estudio, en primer lugar, se ha realizado un análisis de guías de onda continuas con formas no canónicas, como la guía doble-*ridge* cuadrada o circular. En segundo lugar, se ha estudiado la transformación de las guías continuas en estructuras coaxiales de sección arbitraria, modificando las características de propagación de los distintos modos. En tercer lugar, también se ha analizado la inclusión de discontinuidades periódicas en las guías arbitrarias de sección uniforme. Por último, se ha estudiado el efecto de la discretización del contorno exterior de la guía, creando estructuras multicapa periódicas. Este estudio comparativo nos ha permitido proponer métodos de control de fase en estructuras multicapa.

Otra contribución relevante es la posibilidad de sintetizar estructuras anisótropas e inhomogéneas. Esta síntesis ha sido posible gracias al estudio anterior, lo que ha permitido el diseño de lentes basadas en estructuras multicapa en la que los elementos tienen diferentes dimensiones dependiendo de su posición.

Otra aportación destacable de esta tesis es el diseño de una antena ali-

mentadora de las lentes de bajo perfil con excelentes características de polarización cruzada en el diagrama de radiación.

También cabe destacar como aportación de esta tesis el diseño de lentes metálicas mediante la combinación de guías de onda con distinta frecuencia de corte, y una nueva superficie selectiva en frecuencia con doble banda y doble polarización.

El control de la constante de propagación de las guías en las lentes anteriores se ha realizado modificando las dimensiones de las guías, o incluyendo elementos reactivos de dimensiones variables. Todo esto se ha puesto en práctica diseñando varias lentes que utilizan diversas celdas unidad y distintos alimentadores. Varias de estas lentes se han fabricado y medido para verificar su comportamiento, dando excelentes resultados.

A continuación se resume la metodología seguida en esta tesis doctoral.

En primer lugar, se ha demostrado que las estructuras metálicas multicapa se comportan como filtros espaciales cuya respuesta depende de la onda incidente. Para ello, se ha realizado un análisis sistemático y comparativo de guías de onda, guías de onda con sección transversal discreta, y superficies selectivas en frecuencia que ha permitido tener una visión del proceso de diseño de estas superficies innovadora y efectiva. Este análisis se ha realizado para guías de onda con diversas geometrías y se ha visto que pueden propagar modos con una constante de propagación distinta de la del espacio libre. En todas ellas se ha demostrado que las superficies selectivas en frecuencia (FSS), utilizadas tradicionalmente como filtros espaciales para aplicaciones de comunicaciones por satélite y estaciones terrenas, son estructuras con un comportamiento equivalente al de una guía de onda multicapa. Por este motivo, las FSS también se pueden utilizar para diseñar lentes planas multicapa, como se ha hecho históricamente con las lentes diseñadas mediante guías de onda.

Para diseñar estas lentes mediante celdas FSS, en segundo lugar se ha estudiado el control de la fase de las ondas transmitidas por las celdas FSS mediante dos técnicas: variando el periodo de las celdas, y variando los elementos de sintonía de las celdas. Esta segunda estrategia ha sido la más apropiada para los diseños presentados ya que simplifica el proceso de diseño al no variar la posición relativa de las celdas durante el diseño. Como resultado se han obtenido lentes inhomogéneas formadas por celdas FSS que permiten compensar la fase de los alimentadores primarios que iluminan la lente.

Se han estudiado múltiples celdas multicapa capaces de conseguir los desfases deseados. Las más exitosas han sido las celdas con agujeros circulares, y las celdas con anillos metálicos cuadrados y *stubs* en los cuatro lados como elementos de sintonía. Todas estas celdas se pueden fabricar fácilmente apilando varias capas. Cada capa se puede fabricar utilizando máquinas de

fresado por control numérico sobre láminas metálicas (si el grosor del metal es lo suficientemente grande), o sobre sustratos metalizados (si necesitamos que el grosor del metal sea muy pequeño). Para garantizar la separación entre capas se han utilizado materiales dieléctricos de baja permitividad.

Para realizar el análisis de las lentes metálicas presentadas en esta tesis, se puede plantear un análisis de onda completa. Esta opción, no obstante, es muy costosa, lo que lleva a grandes tiempos de cálculo, haciendo que el diseño sea inabordable en algunos casos. Como alternativa para reducir los tiempos de cálculo, se ha utilizado como punto de partida un análisis de las celdas unidad con condiciones de periodicidad infinita y modos de Floquet. A partir de este análisis se han obtenido una serie de tablas y gráficas de diseño que relacionan la amplitud y fase del parámetro de transmisión de las celdas con las dimensiones geométricas de las celdas. Estos resultados permiten realizar diseños de lentes metálicas de forma muy rápida ya que proporcionan una muy buena estima inicial de los distintos parámetros de las lentes. Posteriormente, se ha realizado una última y pequeña optimización fina con todo el modelo completo utilizando un simulador de onda completa para ajustar la respuesta de la lente. Vistos los resultados, se puede concluir que el método utilizado es el idóneo, ya que ofrece muy buenos resultados de forma rápida y sencilla.

Como alimentadores de estas lentes, se han estudiado varios tipos de aperturas capaces de iluminar la lente al completo desde el punto focal de la lente. Además, se ha propuesto una bocina con corrugaciones radiales, con unas prestaciones de polarización cruzada, eficiencia de apertura y polarización cruzada muy notables. Todos estos diseños son simétricos lo que, unido a que todos los diseños de lentes propuestos también son simétricos, permite que tengamos lentes de doble polarización lineal y, con una combinación apropiada de los modos de excitación del alimentador, lentes con polarización circular.

En resumen, podemos concluir que se han cumplido todos los objetivos planteados inicialmente para la realización de la tesis y se ha demostrado la viabilidad, tanto mediante simulaciones como experimentalmente (con la construcción y medida de los prototipos correspondientes), del diseño de lentes de bajo perfil con estructuras FSS de pocos elementos. Los resultados de la Tesis se han publicado en tres revistas indexadas y en varios Congresos Internacionales.

6.1. Temas abiertos y perspectivas de futuro

En esta Tesis Doctoral se han estudiado varias FSS y se han propuesto diversas lentes planas de microondas. Sin embargo, este estudio no supone el fin de la investigación. Tras todos estos estudios han quedado varios temas abiertos que tienen grandes perspectivas de futuro por lo que se pretende continuar la investigación iniciada con esta Tesis Doctoral en las líneas que se detallan a continuación.

Las lentes tienen la propiedad de permitir el apuntamiento del haz en diferentes direcciones. Esto se consigue modificando la posición del alimentador primario en el punto focal. Esta propiedad se ha demostrado con algunas simulaciones preliminares y experimentos simples, no incluidos en esta Tesis. Una posible línea de investigación futura sería profundizar en esta técnica ya que permitiría el diseño de antenas multihaz mediante el uso de múltiples alimentadores en el plano focal.

En esta Tesis se ha explorado la posibilidad de incrementar la directividad de las antenas, diseñando agrupaciones de lentes, o lentes multifocales. Este tipo de estructuras tienen doble periodicidad, la de las celdas que forman la lente, y la de la posición de los alimentadores en los distintos puntos focales. Como línea de investigación futura se propone el diseño de una lente de este tipo, con múltiples alimentadores espaciados más de 3 longitudes de onda. Esta estructura tendría la ventaja de disminuir la complejidad de las redes de conformación de haz, así como el coste de la electrónica de control y de los sistemas transmisores y receptores.

Todas las lentes que se han diseñado tienen simetría por lo que presentan la misma respuesta para dos polarizaciones ortogonales. Faltaría verificar este comportamiento con un prototipo real que utilice un alimentador de doble polarización, o con polarización circular. Alternativamente, como línea de investigación futura, se podrían estudiar celdas con constantes de propagación diferentes para cada polarización. De esta forma, iluminando la lente con un alimentador con polarización lineal, se podría obtener como resultado un diagrama de radiación con polarización circular.

Asimismo, para el caso de celdas de doble banda y doble polarización, hemos visto que las lentes propuestas funcionan correctamente para la banda de paso superior. Como tema de investigación futuro se debería diseñar una lente que funcione para una polarización en una banda, y para la polarización ortogonal en la otra banda. Para ello, sería necesario utilizar un alimentador de doble banda y doble polarización capaz de iluminar correctamente la lente en las dos bandas de operación.

Referencias

- [1] O. J. Lodge and J. L. Howard, "On electric radiation and its concentration by lenses," *Proceedings of the Physical Society of London*, vol. 10, no. 1, p. 143, 1888.
- [2] Á. Cardama, L. Jofre, J. M. Rius, J. Romeu, S. Blanch, and M. Ferrando, "Antenas," *Edicions de la Universitat Politècnica de Catalunya*, 2002.
- [3] A. Petosa and A. Ittipiboon, "Design and performance of a perforated dielectric fresnel lens," *IEE Proceedings-Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 150, no. 5, pp. 309–314, 2003.
- [4] S. Karimkashi and A. A. Kishk, "Focusing properties of fresnel zone plate lens antennas in the near-field region," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 5, pp. 1481–1487, 2011.
- [5] J. Lee and R. Carlise, "A coma-corrected multibeam shaped lens antenna, part ii: Experiments," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 31, no. 1, pp. 216–220, 1983.
- [6] B. Chantraine-Bares, R. Sauleau, L. Le Coq, and K. Mahdjoubi, "A new accurate design method for millimeter-wave homogeneous dielectric substrate lens antennas of arbitrary shape," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 3, pp. 1069–1082, 2005.
- [7] Z. Briqech, A.-R. Sebak, and T. A. Denidni, "Wide-scan msc-aftsa array-fed grooved spherical lens antenna for millimeter-wave mimo applications," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, no. 7, pp. 2971–2980, 2016.
- [8] K. X. Wang and H. Wong, "Design of a wideband circularly polarized millimeter-wave antenna with an extended hemispherical lens," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 8, pp. 4303–4308, 2018.

- [9] L. Xue and V. Fusco, "Patch fed planar dielectric slab extended hemi-elliptical lens antenna," *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 56, no. 3, pp. 661–666, 2008.
- [10] C. A. Fernandes, E. B. Lima, and J. R. Costa, *Dielectric Lens Antennas*. Singapore: Springer Singapore, 2016, pp. 1001–1064. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-981-4560-44-3_40
- [11] H. Mosallaei and Y. Rahmat-Samii, "Nonuniform luneburg and two-shell lens antennas: radiation characteristics and design optimization," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 49, no. 1, pp. 60–69, 2001.
- [12] H. F. Ma, B. G. Cai, T. X. Zhang, Y. Yang, W. X. Jiang, and T. J. Cui, "Three-dimensional gradient-index materials and their applications in microwave lens antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 5, pp. 2561–2569, 2013.
- [13] W. E. Kock, "Metal-lens antennas," *Proceedings of the IRE*, vol. 34, no. 11, pp. 828–836, 1946.
- [14] ———, "Metallic delay lenses," *Bell System Technical Journal*, vol. 27, no. 1, pp. 58–82, 1948.
- [15] J. E. Lawrance, C. G. Christodoulou, and M. R. Taha, "A high-power microwave zoom antenna with metal-plate lenses," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 8, pp. 3380–3389, 2015.
- [16] G. Tricoles and N. H. Farhat, "Microwave holography-applications and techniques," in *IEEE Proceedings*, vol. 65, 1977, pp. 108–121.
- [17] D. McGrath, "Planar three-dimensional constrained lenses," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 34, no. 1, pp. 46–50, 1986.
- [18] B. Schoenlinner, X. Wu, J. P. Ebling, G. V. Eleftheriades, and G. M. Rebeiz, "Wide-scan spherical-lens antennas for automotive radars," *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 50, no. 9, pp. 2166–2175, 2002.
- [19] S. B. Yeap, X. Qing, and Z. N. Chen, "77-ghz dual-layer transmit-array for automotive radar applications," *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 63, no. 6, pp. 2833–2837, 2015.
- [20] Y. J. Cheng, W. Hong, K. Wu, Z. Q. Kuai, C. Yu, J. X. Chen, J. Y. Zhou, and H. J. Tang, "Substrate integrated waveguide (siw) rotman

- lens and its ka-band multibeam array antenna applications,” *IEEE Transactions on antennas and propagation*, vol. 56, no. 8, pp. 2504–2513, 2008.
- [21] J. R. Costa, C. A. Fernandes, G. Godi, R. Sauleau, L. Le Coq, and H. Legay, “Compact ka-band lens antennas for leo satellites,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no. 5, pp. 1251–1258, 2008.
- [22] C. A. Fernandes and J. G. Fernandes, “Performance of lens antennas in wireless indoor millimeter-wave applications,” *IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques*, vol. 47, no. 6, pp. 732–737, 1999.
- [23] M. Imbert, J. Romeu, M. Baquero-Escudero, M.-T. Martinez-Ingles, J.-M. Molina-Garcia-Pardo, and L. Jofre, “Assessment of ltcc-based dielectric flat lens antennas and switched-beam arrays for future 5g millimeter-wave communication systems,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 12, pp. 6453–6473, 2017.
- [24] Y. Fan, B.-L. Ooi, H. D. Hristov, and M.-S. Leong, “Compound diffractive lens consisting of fresnel zone plate and frequency selective screen,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 6, pp. 1842–1847, 2010.
- [25] M. A. Al-Joumayly and N. Behdad, “Wideband planar microwave lenses using sub-wavelength spatial phase shifters,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 12, pp. 4542–4552, 2011.
- [26] M. Li and N. Behdad, “Wideband true-time-delay microwave lenses based on metallo-dielectric and all-dielectric lowpass frequency selective surfaces,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 8, pp. 4109–4119, 2013.
- [27] B. A. Munk, *Frequency selective surfaces: theory and design*. John Wiley & Sons, 2005.
- [28] G. Marconi and C. S. Franklin, “Reflector for use in wireless telegraphy and telephony.” Apr. 22 1919, uS Patent 1,301,473.
- [29] S.-W. Lee, “Scattering by dielectric-loaded screen,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 19, no. 5, pp. 656–665, 1971.
- [30] E. Pelton and B. Munk, “A streamlined metallic radome,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 22, no. 6, pp. 799–803, 1974.

- [31] G. H. Schennum, "Frequency selective surface subreflector development report," MASSACHUSETTS INST OF TECH LEXINGTON LINCOLN LAB, Tech. Rep., 1970.
- [32] D. Bathker, "Dual frequency dichroic feed performance," in *XXVI Meeting of the Arronus Panel, NATO-AGARD, Munich, Germany*, 1973.
- [33] V. Agrawal and W. Imbriale, "Design of a dichroic cassegrain subreflector," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 27, no. 4, pp. 466–473, 1979.
- [34] A. G. Brejcha, "Microwave communications from the outer planets: The voyager project," in *Microwave Conference, 1979. 9th European*. IEEE, 1979, pp. 34–44.
- [35] W. Rusch, "The current state of the reflector antenna art," *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 32, no. 4, pp. 313–329, 1984.
- [36] W. W. Salisbury, "Absorbent body for electromagnetic waves," Jun. 10 1952, uS Patent 2,599,944.
- [37] G. Van der Plas, A. Barel, and E. Schweicher, "A spectral iteration technique for analyzing scattering from circuit analog absorbers," *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 37, no. 10, pp. 1327–1332, 1989.
- [38] F. Terracher and G. Berginc, "Thin electromagnetic absorber using frequency selective surfaces," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2000. IEEE*, vol. 2. IEEE, 2000, pp. 846–849.
- [39] E. Knott and C. Lunden, "The two-sheet capacitive jaumann absorber," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 43, no. 11, pp. 1339–1343, 1995.
- [40] B. A. Munk, P. Munk, and J. Pryor, "On designing jaumann and circuit analog absorbers (ca absorbers) for oblique angle of incidence," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 1, pp. 186–193, 2007.
- [41] J. Shmoys and A. Hessel, "Analysis and design of frequency scanned transmission gratings," *Radio science*, vol. 18, no. 04, pp. 513–518, 1983.
- [42] F. S. Johansson, "A new planar grating-reflector antenna," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 38, no. 9, pp. 1491–1495, 1990.

- [43] —, “Frequency-scanning grating-reflector antenna for multibeam satellite communications,” *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 40, no. 10, pp. 1231–1237, 1992.
- [44] C. Pfeiffer and A. Grbic, “A printed, broadband luneburg lens antenna,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 9, pp. 3055–3059, 2010.
- [45] M. Bosiljevac, M. Casaletti, F. Caminita, Z. Sipus, and S. Maci, “Non-uniform metasurface luneburg lens antenna design,” *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 60, no. 9, pp. 4065–4073, 2012.
- [46] D. Sánchez-Escuderos, M. Cabedo-Fabrés, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Extraordinary transmission through metallic holes in the x-band,” in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2014 8th European Conference on*. IEEE, 2014, pp. 1957–1961.
- [47] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, “Perfect metamaterial absorber,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 20, p. 207402, 2008.
- [48] B. Zhu, Y. Feng, J. Zhao, C. Huang, and T. Jiang, “Switchable metamaterial reflector/absorber for different polarized electromagnetic waves,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 5, p. 051906, 2010.
- [49] O. Luukkonen, F. Costa, C. R. Simovski, A. Monorchio, and S. A. Tretyakov, “A thin electromagnetic absorber for wide incidence angles and both polarizations,” *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol. 57, no. 10, pp. 3119–3125, 2009.
- [50] F. Costa and A. Monorchio, “A frequency selective radome with wideband absorbing properties,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 6, pp. 2740–2747, 2012.
- [51] Y. Ra’Di, C. Simovski, and S. Tretyakov, “Thin perfect absorbers for electromagnetic waves: theory, design, and realizations,” *Physical Review Applied*, vol. 3, no. 3, p. 037001, 2015.
- [52] I. S. Syed, Y. Ranga, L. Matekovits, K. P. Esselle, and S. G. Hay, “A single-layer frequency-selective surface for ultrawideband electromagnetic shielding,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, no. 6, pp. 1404–1411, 2014.
- [53] F.-C. Huang, C.-N. Chiu, T.-L. Wu, and Y.-P. Chiou, “A circular-ring miniaturized-element metasurface with many good features for

- frequency selective shielding applications,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 3, pp. 365–374, 2015.
- [54] J. Roberts, K. L. Ford, and J. M. Rigelsford, “Secure electromagnetic buildings using slow phase-switching frequency-selective surfaces,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, no. 1, pp. 251–261, 2016.
- [55] N. Behdad and M. A. Al-Joumayly, “A generalized synthesis procedure for low-profile, frequency selective surfaces with odd-order bandpass responses,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 7, pp. 2460–2464, 2010.
- [56] J. Grant, Y. Ma, S. Saha, A. Khalid, and D. R. Cumming, “Polarization insensitive, broadband terahertz metamaterial absorber,” *Optics letters*, vol. 36, no. 17, pp. 3476–3478, 2011.
- [57] H. Tao, C. Bingham, D. Pilon, K. Fan, A. Strikwerda, D. Shrekenhamer, W. Padilla, X. Zhang, and R. Averitt, “A dual band terahertz metamaterial absorber,” *Journal of physics D: Applied physics*, vol. 43, no. 22, p. 225102, 2010.
- [58] F. Costa, S. Genovesi, and A. Monorchio, “Chipless rfids for metallic objects by using cross polarization encoding,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 8, pp. 4402–4407, 2014.
- [59] J. Lorenzo, A. Lázaro, R. Villarino, and D. Girbau, “Modulated frequency selective surfaces for wearable rfid and sensor applications,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, no. 10, pp. 4447–4456, 2016.
- [60] L. Zhang, Q. Wu, and T. A. Denidni, “Electronically radiation pattern steerable antennas using active frequency selective surfaces,” *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol. 61, no. 12, pp. 6000–6007, 2013.
- [61] B. Zhang, Y. Zhang, J. Duan, W. Zhang, and W. Wang, “An omnidirectional polarization detector based on a metamaterial absorber,” *Sensors*, vol. 16, no. 8, p. 1153, 2016.
- [62] A. H. Abdelrahman, A. Z. Elsherbeni, and F. Yang, “Transmitarray antenna design using cross-slot elements with no dielectric substrate,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 13, pp. 177–180, 2014.

- [63] H. Hasani, J. S. Silva, S. Capdevila, M. Garcia-Vigueras, and J. R. Mosig, "Dual-band circularly polarized transmitarray antenna for satellite communications at (20, 30) ghz," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, no. 8, pp. 5325–5333, 2019.
- [64] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces—a review," *Proceedings of the IEEE*, vol. 76, no. 12, pp. 1593–1615, 1988.
- [65] M.-J. Huang, M.-Y. Lv, J. Huang, and Z. Wu, "A new type of combined element multiband frequency selective surface," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 57, no. 6, pp. 1798–1803, 2009.
- [66] B. Sanz-Izquierdo and E. A. Parker, "Dual polarized reconfigurable frequency selective surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 2, pp. 764–771, 2014.
- [67] B. Li and Z. Shen, "Three-dimensional bandpass frequency-selective structures with multiple transmission zeros," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, no. 10, pp. 3578–3589, 2013.
- [68] B. Schoenlinner, A. Abbaspour-Tamijani, L. C. Kempel, and G. M. Rebeiz, "Switchable low-loss rf mems ka-band frequency-selective surface," *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 52, no. 11, pp. 2474–2481, 2004.
- [69] A. H. Abdelrahman, A. Z. Elsherbeni, and F. Yang, "Transmission phase limit of multilayer frequency-selective surfaces for transmitarray designs," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 2, pp. 690–697, 2014.
- [70] C. G. Ryan, M. R. Chaharmir, J. Shaker, J. R. Bray, Y. M. Antar, and A. Ittipiboon, "A wideband transmitarray using dual-resonant double square rings," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 5, pp. 1486–1493, 2010.
- [71] C.-H. Tsao and R. Mittra, "Spectral-domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays of cross dipoles and jerusalem crosses," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 32, no. 5, pp. 478–486, 1984.
- [72] K. Sarabandi and N. Behdad, "A frequency selective surface with miniaturized elements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 5, pp. 1239–1245, 2007.

- [73] C. A. Balanis, *Antenna theory: analysis and design*. John Wiley & Sons, 2016.
- [74] C. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics, 2nd Edition*. Wiley, 2012.
- [75] R. F. Harrington, *Field computation by moment methods*. Wiley-IEEE Press, 1993.
- [76] ———, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. John Wiley & Sons, 2001.
- [77] O. A. Civi, P. H. Pathak, and H.-T. Chou, “On the poisson sum formula for the analysis of wave radiation and scattering from large finite arrays,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 47, no. 5, pp. 958–959, 1999.
- [78] G. Floquet, “Sur les equations differentielles lineaires,” *Ann. ENS [2]*, vol. 12, no. 1883, pp. 47–88, 1883.
- [79] F. Bloch, “Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern,” *Zeitschrift für physik*, vol. 52, no. 7-8, pp. 555–600, 1929.
- [80] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton university press, 2011.
- [81] M. Collet, M. Ouisse, M. Ruzzene, and M. Ichchou, “Floquet–bloch decomposition for the computation of dispersion of two-dimensional periodic, damped mechanical systems,” *International Journal of Solids and Structures*, vol. 48, no. 20, pp. 2837–2848, 2011.
- [82] R. E. Collin, *Field theory of guided waves*. McGraw-Hill, 1960.
- [83] R. C. Hansen, *Phased array antennas*. John Wiley & Sons, 2009, vol. 213.
- [84] F. B. Hildebrand, *Advanced calculus for engineers*. Prentice-Hall, 1949.
- [85] A. K. Bhattacharyya, “An accurate model for finite array patterns based on floquet modal theory,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 3, pp. 1040–1047, 2015.
- [86] S. N. Makarov and A. Puzella, “Scan impedance for an infinite dipole array: Hansen’s formulas compared with ansoft hfss simulations [em programmer’s notebook],” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 49, no. 4, pp. 143–156, 2007.

- [87] A. Wexler, "Solution of waveguide discontinuities by modal analysis," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 15, no. 9, pp. 508–517, 1967.
- [88] T.-K. Wu, *Frequency selective surface and grid array*. Wiley-Interscience, 1995, vol. 40.
- [89] G. MacFarlane, "Surface impedance of an infinite parallel-wire grid at oblique angles of incidence," *Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part IIIA: Radiolocation*, vol. 93, no. 10, pp. 1523–1527, 1946.
- [90] J. R. Wait, "The impedance of a wire grid parallel to a dielectric interface," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 5, no. 2, pp. 99–102, 1957.
- [91] R. Ulrich, K. Renk, and L. Genzel, "Tunable submillimeter interferometers of the fabry-perot type," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 11, no. 5, pp. 363–371, 1963.
- [92] V. Yatsenko, S. Tretyakov, S. Maslovski, and A. Sochava, "Higher order impedance boundary conditions for sparse wire grids," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 48, no. 5, pp. 720–727, 2000.
- [93] R. J. Langley and E. A. Parker, "Equivalent circuit model for arrays of square loops," *Electronics Letters*, vol. 18, no. 7, pp. 294–296, 1982.
- [94] R. Langley and A. Drinkwater, "Improved empirical model for the jerusalem cross," in *IEE Proceedings H (Microwaves, Optics and Antennas)*, vol. 129, no. 1. IET, 1982, pp. 1–6.
- [95] C. K. Lee and R. Langley, "Equivalent-circuit models for frequency-selective surfaces at oblique angles of incidence," in *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, vol. 132, no. 6. IET, 1985, pp. 395–399.
- [96] J. Volakis, A. Chatterjee, and L. Kempel, "Finite element method for electromagnetics: Antennas, microwave circuits, and scattering applications, new york, usa, 1998."
- [97] A. Taflov and S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. Artech house, 2005.
- [98] M. Bozzi, L. Perregri, J. Weinzierl, and C. Winnewisser, "Efficient analysis of quasi-optical filters by a hybrid mom/bi-rme method," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 49, no. 7, pp. 1054–1064, 2001.

- [99] D. Pozar and D. Schaubert, *Scan blindness in infinite phased arrays of printed dipoles*. IEEE, 1984, vol. 32, no. 6.
- [100] J. L. Volakis, T. F. Eibert, D. S. Filipovic, Y. E. Erdemli, and E. Topsakal, “Hybrid finite element methods for array and fss analysis using multiresolution elements and fast integral techniques,” *Electromagnetics*, vol. 22, no. 4, pp. 297–313, 2002.
- [101] P. Harms, R. Mittra, and W. Ko, “Implementation of the periodic boundary condition in the finite-difference time-domain algorithm for fss structures,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 42, no. 9, pp. 1317–1324, 1994.
- [102] H. Ansoft, “Ver. 18,” *Ansoft Corporation*, 2018.
- [103] M. Studio, “Computer simulation technology (cst),” *Online: www.cst.com*, 2019.
- [104] R. J. Langley and E. A. Parker, “Double-square frequency-selective surfaces and their equivalent circuit,” *Electronics Letters*, vol. 19, no. 17, pp. 675–677, 1983.
- [105] R. Kiebertz and A. Ishimaru, “Scattering by a periodically apertured conducting screen,” *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 9, no. 6, pp. 506–514, 1961.
- [106] M. Fallah and M. Hashem Vadjed-Samiei, “Designing a bandpass frequency selective surface based on an analytical approach using hexagonal patch-strip unit cell,” *Electromagnetics*, vol. 35, no. 1, pp. 25–39, 2015.
- [107] O. Luukkonen, C. Simovski, G. Granet, G. Goussetis, D. Lioubtchenko, A. V. Raisanen, and S. A. Tretyakov, “Simple and accurate analytical model of planar grids and high-impedance surfaces comprising metal strips or patches,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no. 6, pp. 1624–1632, 2008.
- [108] H. C. Moy-Li, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Planar lens antenna with multilevel band-pass unit-cells,” in *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, 2016, pp. 1–5.
- [109] D. F. Bowman, “Frequency selective mesh with controllable mesh tuning,” Sep. 8 1964, uS Patent 3,148,370.

- [110] K. S. Packard, "The origin of waveguides: A case of multiple rediscovery," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 32, no. 9, pp. 961–969, 1984.
- [111] L. Rayleigh, "Xviii. on the passage of electric waves through tubes, or the vibrations of dielectric cylinders," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 43, no. 261, pp. 125–132, 1897.
- [112] D. M. Pozar, *Microwave Engineering. 4th*, 2012, vol. 51, no. 54.
- [113] L. Gruner, "Higher order modes in square coaxial lines," *IEEE Transactions on microwave Theory and Techniques*, vol. 31, no. 9, pp. 770–772, 1983.
- [114] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook (IEEE Electromagnetic Waves Series)*, 1986.
- [115] M. Chen, G. Tsandoulas, and F. Willwerth, "Modal characteristics of quadruple-ridged circular and square waveguides (short papers)," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 22, no. 8, pp. 801–804, 1974.
- [116] W. Sun, K. Liu, and C. A. Balanis, "Analysis of singly and doubly periodic absorbers by frequency-domain finite-difference method," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 6, pp. 798–805, 1996.
- [117] A. Dion, "A broadband compound waveguide lens," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 26, no. 5, pp. 751–755, 1978.
- [118] J. Ajioka and V. Ramsey, "An equal group delay waveguide lens," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 26, no. 4, pp. 519–527, 1978.
- [119] A. W. Love, *Electromagnetic horn antennas*. IEEE, Press, 1976.
- [120] A. D. Olver, P. Clarricoats, L. Shafai, and A. Kishk, *Microwave horns and feeds*. IET, 1994, no. 39.
- [121] M. G. Schorr and F. J. Beck Jr, "Electromagnetic field of the conical horn," *Journal of applied Physics*, vol. 21, no. 8, pp. 795–801, 1950.
- [122] P. J. B. Clarricoats and A. D. Olver, *Corrugated horns for microwave antennas*. Iet, 1984, no. 18.

- [123] A. F. Kay, “The scalar feed.” TRG INC EAST BOSTON MASS, Tech. Rep., 1964.
- [124] C. Mentzer and L. Peters, “Properties of cutoff corrugated surfaces for corrugated horn design,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 22, no. 2, pp. 191–196, 1974.
- [125] P. D. Potter, “A new horn antenna with suppressed sidelobes and equal beam widths,” *Microwave journal*, vol. 6, no. 6, pp. 71–78, 1961.
- [126] G. Koch, “Coaxial feeds for high aperture efficiency and low spillover of paraboloidal reflector antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 21, no. 2, pp. 164–169, 1973.
- [127] A. A. Kishk, “Optimum coaxial cavity horn for high aperture efficiency and low cross-polarization,” in *1988 IEEE AP-S. International Symposium, Antennas and Propagation*. IEEE, 1988, pp. 1278–1281.
- [128] M. Aly and S. Mahmoud, “Propagation and radiation behaviour of a longitudinally slotted horn with dielectric-filled slots,” in *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, vol. 132, no. 7. IET, 1985, pp. 477–479.
- [129] O. Sotoudeh, P.-S. Kildal, P. Ingvarson, and S. P. Skobelev, “Single- and dual-band multimode hard horn antennas with partly corrugated walls,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 2, pp. 330–339, 2006.
- [130] D. Santillán-Haro, E. Antonino-Daviu, D. Sánchez-Escuderos, and M. Ferrando-Bataller, “Metamaterial lens design using characteristic modes,” in *2017 IEEE MTT-S International Conference on Numerical Electromagnetic and Multiphysics Modeling and Optimization for RF, Microwave, and Terahertz Applications (NEMO)*. IEEE, 2017, pp. 37–39.
- [131] A. King, “The radiation characteristics of conical horn antennas,” *Proceedings of the IRE*, vol. 38, no. 3, pp. 249–251, 1950.
- [132] G. L. James and B. M. Thomas, “TE₁₁ to HE₁₁ cylindrical waveguide mode converters using ring-loaded slots,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 3, pp. 278–285, 1982.
- [133] P.-S. Kildal, “Artificially soft and hard surfaces in electromagnetics,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 38, no. 10, pp. 1537–1544, 1990.

- [134] C. Lee, S. Lee, and S. Chuang, "Plot of modal field distribution in rectangular and circular waveguides," *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 33, no. 3, pp. 271–274, 1985.
- [135] H. C. Moy-Li, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, "Low-profile radially corrugated horn antenna," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 3180–3183, 2017.
- [136] J. Teniente, A. Martínez, B. Larumbe, A. Ibáñez, and R. Gonzalo, "Design guidelines of horn antennas that combine horizontal and vertical corrugations for satellite communications," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 4, pp. 1314–1323, 2015.
- [137] E. Lier and A. Kishk, "A new class of dielectric-loaded hybrid-mode horn antennas with selective gain: Design and analysis by single mode model and method of moments," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 1, pp. 125–138, 2005.
- [138] M. Jiang, Z. N. Chen, Y. Zhang, W. Hong, and X. Xuan, "Metamaterial-based thin planar lens antenna for spatial beamforming and multi-beam massive mimo," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 2, pp. 464–472, 2016.
- [139] M. K. Saleem, H. Vettikaladi, M. A. Alkanhal, and M. Himdi, "Lens antenna for wide angle beam scanning at 79 ghz for automotive short range radar applications," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 4, pp. 2041–2046, 2017.
- [140] M. Khorasaninejad, W. T. Chen, R. C. Devlin, J. Oh, A. Y. Zhu, and F. Capasso, "Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging," *Science*, vol. 352, no. 6290, pp. 1190–1194, 2016.
- [141] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.
- [142] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Physical review letters*, vol. 84, no. 18, p. 4184, 2000.
- [143] T. Morita and S. Cohn, "Microwave lens matching by simulated quarter-wave transformers," *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 4, no. 1, pp. 33–39, 1956.

- [144] M. Imbert, J. Romeu, and L. Jofre, “Matching layer design to improve the performance of an inhomogeneous dielectric flat lens at millimeter-wave frequencies,” in *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting*. IEEE, 2015, pp. 2069–2070.
- [145] N. Zhang, W. X. Jiang, H. F. Ma, W. X. Tang, and T. J. Cui, “Compact high-performance lens antenna based on impedance-matching gradient-index metamaterials,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, no. 2, pp. 1323–1328, 2019.
- [146] A. Petosa and A. Ittipiboon, “Shadow blockage effects on the aperture efficiency of dielectric fresnel lenses,” *IEE Proceedings-Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 147, no. 6, pp. 451–454, 2000.
- [147] H. Hristov, *Fresnel Zones in Wireless Links, Zone Plate Lenses and Antennas*, ser. Antennas and Propagation Library. Artech House, 2000.
- [148] R. K. Luneburg, “Objective,” Aug. 31 1943, uS Patent 2,328,157.
- [149] A. Sayanskiy, S. Glybovski, V. P. Akimov, D. Filonov, P. Belov, and I. Meshkovskiy, “Broadband 3-d luneburg lenses based on metamaterials of radially diverging dielectric rods,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 1520–1523, 2017.
- [150] B. Fuchs, L. Le Coq, O. Lafond, S. Rondineau, and M. Himdi, “Design optimization of multishell luneburg lenses,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 2, pp. 283–289, 2007.
- [151] L. J. Ricardi and F. W. Cipolla, “Low profile hemispherical lens antenna array on a ground plane,” Jul. 14 1998, uS Patent 5,781,163.
- [152] N. Nikolic, G. L. James, A. Hellicar, and K. Greene, “Quarter-sphere luneburg lens scanning antenna,” in *2012 15 International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*. IEEE, 2012, pp. 1–4.
- [153] J. C. Maxwell, *The Scientific Papers of James Clerk Maxwell...* University Press, 1890, vol. 2.
- [154] C. T. Tai, “Maxwell fish-eye treated by maxwell equations,” *Nature*, vol. 182, no. 4649, p. 1600, 1958.
- [155] R. C. Johnson and H. Jasik, “Antenna engineering handbook,” *New York, McGraw-Hill Book Company, 1984, 1356 p. No individual items are abstracted in this volume.*, 1984.

- [156] E. Whitehead, “The theory of parallel-plate media for microwave lenses,” *Proceedings of the IEE-Part III: Radio and Communication Engineering*, vol. 98, no. 52, pp. 133–140, 1951.
- [157] J. Kraus and R. Marhefka, *Antennas for all applications*. McGraw-Hill, 2002.
- [158] I. Awai, S. Kida, and O. Mizue, “Very thin and flat lens antenna made of artificial dielectrics,” in *2007 Korea-Japan Microwave Conference*. IEEE, 2007, pp. 177–180.
- [159] L. J. Ricardi, A. J. Simmons, A. R. Dion, L. K. DeSize, and B. M. Potts, “Some characteristics of a communication satellite multiple-beam antenna,” MASSACHUSETTS INST OF TECH LEXINGTON LINCOLN LAB, Tech. Rep., 1975.
- [160] F. Garcia-Vidal, E. Moreno, J. Porto, and L. Martin-Moreno, “Transmission of light through a single rectangular hole,” *Physical review letters*, vol. 95, no. 10, p. 103901, 2005.
- [161] D. Sánchez-Escuderos, M. Cabedo-Fabrés, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Extended low-profile planar lens antenna with multilayer metallic-hole array,” in *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, 2015, pp. 1–5.
- [162] A. Tayebi, J. Gomez, J. R. Almagro, I. Gonzalez, and F. Catedra, “Application of ebg structures to the design of a multibeam reflector feed,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 56, no. 5, pp. 60–73, 2014.
- [163] G. Caille, R. Chiniard, M. Thevenot, H. Chreim, E. Arnaud, T. Monediere, P. de Maagt, and B. Palacin, “Electro-magnetic band-gap feed overlapping apertures for multi-beam antennas on communication satellites,” in *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)*. IEEE, 2014, pp. 963–967.
- [164] H. C. Moy-Li, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Design of planar metallic microwave lenses for multiple spot-beam systems,” in *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. IEEE, 2017, pp. 2341–2345.
- [165] D. Sanchez-Escuderos, H. C. Moy-Li, E. Antonino-Daviu, M. Cabedo-Fabres, and M. Ferrando-Bataller, “Microwave planar lens antenna designed with a three-layer frequency-selective surface,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 904–907, 2016.

Referencias

Publicaciones relacionadas

Revistas indexadas

1. D. Sánchez-Escuderos, **H. C. Moy-Li**, E. Antonino-Daviu, M. Cabedo-Fabres, and M. Ferrando-Bataller, “Microwave planar lens antenna designed with a three-layer frequency-selective surface,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 904–907, 2016.
2. **H. C. Moy-Li**, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Low-profile radially corrugated horn antenna,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 3180–3183, 2017.
3. **H. C. Moy-Li**, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Dual-polarized planar lens antenna designed with a quad-ridged frequency selective surface,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 61, no. 2, pp. 479–484, 2019.

Conferencias internacionales

1. D. V. Navarro-Méndez, **H. C. Moy-Li**, L. F. Carrera-Suárez, M. Ferrando-Bataller, and M. Baquero-Escudero, “Antenna arrays for unmanned aerial vehicle,” in *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, 2015, pp. 1–5.
2. **H. C. Moy-Li**, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Planar lens antenna with multilevel band-pass unit-cells,” in *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, 2016, pp. 1–5.
3. **H. C. Moy-Li**, D. Sánchez-Escuderos, E. Antonino-Daviu, and M. Ferrando-Bataller, “Design of planar metallic microwave lenses for multiple spot-beam systems,” in *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. IEEE, 2017, pp. 2341–2345.

4. D. Sánchez-Escuderos, M. Ferrando-Rocher, J. I. Herranz, **H. C. Moy-Li**, and A. Valero-Nogueira, “Dual-polarized frequency selective surface for sotm applications,” in *2018 12th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. IEEE, 2018, pp. 1–5.
5. D. V. Navarro-Méndez, L. F. Carrera-Suárez, M. Baquero-Escudero, and **H. C. Moy-Li**, “Reconfigurable array antenna in LTCC technology,” in *2014 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*. IEEE, 2014, pp. 1670–1671.
6. **H. C. Moy-Li**, M. Ferrando-Bataller, D. Sanchez-Escuderos, and M. Baquero-Escudero, “Low-profile circularly-symmetric antenna with radial corrugations,” in *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting*. IEEE, 2015, pp. 2083–2084.
7. **H. C. Moy-Li**, M. Ferrando-Bataller, D. Sánchez-Escuderos, and M. Baquero-Escudero, “Band-pass unit cell for extended low-profile lens over radially-corrugated circular horn,” in *2016 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*. IEEE, 2016, pp. 1971–1972.