



Universitat Autònoma de Barcelona

ADVERTIMENT. L'accés als continguts d'aquesta tesi queda condicionat a l'acceptació de les condicions d'ús establertes per la següent llicència Creative Commons:  http://cat.creativecommons.org/?page_id=184

ADVERTENCIA. El acceso a los contenidos de esta tesis queda condicionado a la aceptación de las condiciones de uso establecidas por la siguiente licencia Creative Commons:  <http://es.creativecommons.org/blog/licencias/>

WARNING. The access to the contents of this doctoral thesis it is limited to the acceptance of the use conditions set by the following Creative Commons license:  <https://creativecommons.org/licenses/?lang=en>



Universitat Autònoma de Barcelona
Departamento de Ingeniería Electrónica



Estudio de las Propiedades de Radiación de Partículas Resonantes con Aplicaciones en Sistemas de Comunicaciones

Tesis doctoral escrita por
Pau Aguilà Moliner

En cumplimiento de los requisitos del programa de doctorado en
Ingeniería Electrónica y de Telecomunicación

Bajo la supervisión de
Jordi Bonache Albacete
y
Gerard Zamora González



Bellaterra (Cerdanyola del Vallès), Febrero 2017

Dr. **Jordi Bonache Albacete** y Dr. **Gerard Zamora González**,

Profesores del Departamento de Ingeniería Electrónica (Escuela de Ingeniería) de la
Universitat Autònoma de Barcelona,

CERTIFICAN:

Que la tesis titulada “Estudio de las propiedades de radiación de partículas resonantes con aplicaciones en sistemas de comunicaciones” ha sido escrita por **Pau Aguilà Moliner** bajo su supervisión, en cumplimiento de los requisitos del programa de doctorado en Ingeniería Electrónica y de Telecomunicación.

Y para certificarlo, firman la presente.

Firma: Jordi Bonache Albacete

Firma: Gerard Zamora González

Bellaterra, 10 de Febrero de 2017.

Firma: Pau Aguilà Moliner

Todos los hombres sueñan, pero no del mismo modo. Los que sueñan de noche, en los polvorientos recovecos de su espíritu, se despiertan al día siguiente para descubrir que todo era vanidad. Más los soñadores diurnos son hombres peligrosos, porque pueden vivir su sueño con los ojos abiertos, a fin de hacerlo posible.

T. E. Lawrence, Lawrence de Arabia (1888-1935)

Contenidos

Contenidos	vii
Agradecimientos	ix
Resumen	xi
Abstract	xiii
1 Motivación y objetivos.....	15
2 Introducción a las propiedades de radiación y electromagnéticas del Split Ring Resonator (SRR).....	19
2.1 Análisis electromagnético del SRR.....	20
2.2 Propiedades de radiación del SRR.....	25
2.3 Aplicaciones: estado del arte.....	31
3 Antenas impresas basadas en Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonators (NBCSRRs)	39
3.1 Introducción a los detectores de presencia	40
3.2 Análisis teórico de la estructura propuesta.....	42
3.3 Diseño y configuración de la estructura propuesta	47
3.4 Simulación y resultados experimentales	52
4 Agrupaciones lineales de resonadores eléctricamente pequeños	59
4.1 Antenas Yagi-Uda planares basadas en SRRs	60
4.1.1 Introducción a las antenas Yagi-Uda.....	60
4.1.2 Principio de funcionamiento	63

4.1.3	Estructuras diseñadas e implementadas	65
4.2	Agrupaciones transversales basadas en NBCSRRs	80
4.2.1	Introducción a las agrupaciones de antenas microstrip.....	80
4.2.2	Principio de funcionamiento	83
4.2.3	Diseño e implementación de la estructura propuesta.....	85
5	Medios quirales artificiales basados en SRRs	91
5.1	Introducción a los metamateriales quirales	92
5.2	Bi-anisotropía de un SRR en presencia de sustratos dieléctricos	98
5.3	Análisis y diseño del medio quiral propuesto	110
5.4	Fabricación y resultados experimentales.....	127
6	Conclusiones y líneas futuras	131
	Referencias.....	139
	Publicaciones del autor.....	153

Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible gracias a la inestimable ayuda de una serie de personas con las que he tenido la suerte de coincidir estos últimos años, por lo que la presente tesis también es en parte suya.

En primer término, me gustaría expresar mi más sincera gratitud hacia mis directores, Jordi Bonache y Gerard Zamora, por haberme guiado y motivado a lo largo de todo mi proceso de formación como investigador. Muchas gracias Jordi por haber sido una constante fuente de inspiración y haber tenido fe en mí desde el principio. Gerard, tu perseverancia y dedicación han permitido el desarrollo conceptual de la mayoría de contenidos, por lo que también me gustaría agradecer tu gran esfuerzo. También quiero agradecer a Ferran Martín el haberme dado la posibilidad de unirme a su grupo de investigación y por introducirme en el mundo de los metamateriales.

Me gustaría hacer extensivos estos agradecimientos al resto de miembros del grupo GEMMA/CIMITEC (Cristian Herrojo, Lijuan Su, Gerard Sisó, Javier Mata, Jordi Selga, Paris Vélez, Anna Cedenilla y Marco Orellana) por favorecer un ambiente de trabajo distendido y cercano. También me gustaría hacer una mención importante para Ferran Paredes y Simone Zuffanelli, por haber participado muy activamente en muchos de los resultados presentados en esta tesis.

Tampoco quiero olvidarme del resto de miembros del Departamento de Ingeniería Electrónica de la Universidad Autónoma de Barcelona (Carlos Couso, Marcos Maestro, Albert Crespo, Juli Blasco, Alberto Rodríguez, Javier Díaz, Fran Pasadas, Óscar Súchil, Martín Riverola, Pedro Feijoo, Sergi Claramunt, Xiomara Maroto, Ferney Chaves y Javier Hellín) por su compañerismo tanto dentro como fuera del trabajo. Esto también atañe a los que ya no se encuentran en la facultad (Miguel Durán-Sindreu, Vikas Velayudhan, Jordi Agustí, Jordi Naqui, Nuria Ayala, Gonzalo Murillo, Vanessa Iglesias, Xavier Saura, Pierre Prache, Miquel Moras y Úrsula Martínez), así como las nuevas incorporaciones (Jonathan Muñoz, Nadia Jiménez, Devashish Pandey, Martí

Raya, Laura Urquiza, Marta Pedró y Anna Ruiz). Merece una mención muy especial Guillermo Sobreviela, con el que he compartido los mejores momentos de esta etapa de doctorando y cuya amistad valoro muchísimo.

Por último, quiero agradecer también el apoyo incondicional y la paciencia de mis padres y abuelos durante todo este tiempo, así como a todos mis amigos (Antojete Moreno, Yaiza Gálvez, Albert González, Daniel Nieves, Patricia Zarco, María Belza, Natalia Ronquillo, Cristina Zhang, etc...) el haber estado presentes en todo momento. ¡A todos vosotros, gracias!

Resumen

El sector de las radiocomunicaciones ha experimentado un drástico desarrollo estos últimos años. Entre ellos, los sistemas de comunicaciones inalámbricos han sufrido un gran crecimiento en la sociedad moderna motivado por el elevado número de servicios en que se pueden aplicar (por ejemplo radiodifusión, telefonía móvil, posicionamiento por satélite o bien identificación por radiofrecuencia). Esto ha motivado la investigación de nuevos dispositivos de microondas con diferentes y mejores prestaciones. La tendencia más extendida actualmente consiste en utilizar tecnologías planares para la realización de los elementos radiantes (típicamente parches metálicos o dipolos de media longitud de onda), lo que permite obtener diseños de bajo coste y fácilmente integrables con el resto de circuitería impresa. Puesto que estos dispositivos son progresivamente más compactos, un aspecto clave también es la búsqueda de técnicas para reducir las dimensiones de las antenas. Una metodología aplicada ampliamente con anterioridad consiste en cargar las antenas impresas con estructuras resonantes (provenientes del campo de los metamateriales) para reducir su frecuencia de operación así como mejorar su funcionalidad. Recientemente, sin embargo, se ha presentado otra alternativa basada en utilizar un resonador *Split Ring Resonator* como elemento radiante puesto que muestra unas propiedades de radiación interesantes en términos de eficiencia de radiación e impedancia de entrada a sus dos primeras resonancias aun manteniendo un tamaño reducido.

El objetivo principal de esta tesis ha sido, por tanto, explotar el comportamiento de esta partícula (y otras configuraciones derivadas) operando en la segunda frecuencia de resonancia como radiador para mejorar las prestaciones de las antenas planares convencionales en una variedad de aplicaciones. Esto abarca las antenas microstrip, las agrupaciones de antenas y, en último término, las superficies polarizadoras.

Abstract

The radiocommunication sector has suffered a rapid development in recent years. Among them, wireless communications systems have shown a great growth in modern society due to the high number of services in which they can be applied (e.g. radio broadcasting, mobile telecommunications, satellite navigation or radio frequency identification). This has motivated a research of new microwave devices with different and improved features. The current trend is to use planar technologies for the realization of radiating elements (typically metallic patches or half-wavelength dipoles), which allows to obtain low cost designs that can be easily integrated with all the printed circuitry. Since these devices are more and more compact, a key point is also the search for techniques to reduce the dimensions of the antennas. A widely applied methodology is to load the printed antennas with resonant structures (coming from the field of metamaterials) to reduce their operating frequency as well as to improve their functionality. Recently, however, another alternative has been proposed based on using a Split Ring Resonator working as a radiator since it shows interesting radiation properties in terms of its radiation efficiency and input impedance at its two first resonances while still keeping a reduced size.

Therefore the main objective of this thesis has been to exploit the behavior of this resonant particle (and other derived configurations) at the second resonant frequency as a radiating element to improve the performance of conventional planar antennas in a variety of applications. This includes microstrip antennas, antenna arrays and, moreover, polarizer sheets.

1

Motivación y objetivos

En los últimos años los sistemas de comunicación sin hilos (WLAN) han devenido muy populares. Por ejemplo, dispositivos como ordenadores portátiles, *notebooks*, PDAs o teléfonos móviles incorporan los estándares WiFi y Bluetooth. La elevada demanda de esta clase de aplicaciones ha propiciado la necesidad de mejorar el rendimiento y la capacidad de integración de las antenas, así como reducir sus dimensiones. A fin de satisfacer estos requisitos, cada vez se ha extendido más el uso de los circuitos impresos para la realización de los diferentes componentes (tanto líneas de transmisión como elementos radiantes) con la misma tecnología. Otras ventajas adicionales de esto también son el bajo coste, el poco peso y la facilidad de reproducción de estos diseños. Sin embargo los terminales de usuario son cada vez más compactos, por lo que un aspecto clave es la búsqueda de técnicas para reducir las dimensiones finales de las antenas así como mejorar su funcionalidad.

En estas circunstancias, el presente trabajo está enfocado a explorar nuevos tipos de diseños para reducir el tamaño así como mejorar ciertas prestaciones de los dispositivos de radiofrecuencia convencionales (en este caso antenas planares y polarizadores). Para ello se ha recurrido al campo de los metamateriales, el cual exhibe una amplia aplicabilidad dentro de la ingeniería de microondas. En particular, algunas partículas resonantes comúnmente utilizadas en dispositivos metamateriales se han empleado como radiadores y en estructuras para el control de la polarización. Este trabajo está motivado principalmente por el análisis teórico y experimental realizado recientemente en [1], donde se investigaron las propiedades de radiación de dicha clase de resonadores para la implementación de antenas eléctricamente pequeñas en etiquetas de RFID.

Dicho estudio reveló que un *Split Ring Resonator* (SRR) muestra unas características relevantes en términos de propiedades de radiación a sus dos primeras resonancias aun manteniendo unas reducidas dimensiones. Por tanto, a lo largo de esta tesis se explotará el comportamiento de esta partícula (y otras topologías derivadas) en la segunda frecuencia de resonancia para su uso en una gran diversidad de aplicaciones. Esto abarca las antenas microstrip, las agrupaciones de antenas y, en último término, las superficies polarizadoras.

El presente proyecto está organizado de la siguiente forma:

- En el capítulo 2 se realizará una breve introducción al *Split Ring Resonator* (incluyendo su origen histórico y sus topologías derivadas) y se describirán sus principales propiedades de radiación y electromagnéticas, así como sus aplicaciones más reseñables.
- En el capítulo 3 se presentará un nuevo concepto de antena microstrip basada en una partícula *Non-Bianisotropic Complementary Split-Ring Resonator* (NBCSRR), lo que permitirá mejorar sus prestaciones en comparación con una antena parche convencional en términos de su relación delante-atrás (D/A). Se estudiarán sus propiedades electromagnéticas mediante simulación y posteriormente se corroborarán mediante medidas experimentales.
- En el capítulo 4 se analizarán dos clases de agrupaciones lineales de antenas donde sus elementos radiantes se han sustituido por SRRs, en particular las antenas Yagi-Uda y las agrupaciones transversales. Se expondrá el principio de funcionamiento de ambas configuraciones y se comparará su rendimiento (en términos de sus dimensiones eléctricas) con el estado del arte actual.
- El capítulo 5 está dedicado a la implementación de un medio metamaterial quiral cuya celda unidad consistirá en dos SRRs acoplados y operando en la segunda resonancia. Se estudiará el comportamiento de dicha celda unitaria a partir de sus momentos dipolares y posteriormente se diseñará una superficie polarizadora, cuyas características se validarán finalmente mediante simulación electromagnética.
- En el capítulo 6, finalmente, se expondrán las principales conclusiones derivadas de la presente tesis y se propondrán futuras líneas de investigación a partir de los resultados obtenidos.

Este trabajo se ha realizado durante 2013 y 2017 dentro del grupo GEMMA/CIMITEC (Grupo de Ingeniería de Microondas y Milimétricas Aplicado y

Centro de Investigación en Metamateriales para la Innovación en Tecnología Electrónica y de Comunicaciones) del Departamento de Ingeniería Electrónica de la Universidad Autónoma de Barcelona (UAB). El grupo GEMMA/CIMITEC ha formado parte de la Red de Excelencia de la Unión Europea 500252-2 METAMORPHOSE (Metamaterials organized for radio, millimeter wave and photonic super lattice engineering), cuyo objetivo principal era promover y estudiar el campo de los metamateriales y que ha dado lugar al METAMORPHOSE VI AISBL (*Virtual Institute for Artificial Electromagnetic Materials and Metamaterials*). Asimismo, CIMITEC es uno de los centros de la Red de Innovación Tecnológica TECNIO (ACCIÓ) del gobierno catalán, creado con el objetivo de promover la transferencia de tecnología a la industria en el campo de las tecnologías de la información y de la comunicación. Dicho centro, además, ha estado reconocido como grupo consolidado por el mismo gobierno catalán (AGAUR). Este trabajo, por tanto, ha estado financiado mediante numerosos proyectos y contratos con el gobierno español y catalán y, especialmente, con una beca PIF (Personal Investigador en Formación) de la UAB. La Universidad Autónoma de Barcelona contribuye a través del Vicerrectorado de Proyectos Estratégicos (Parc de Recerca). Entre estos proyectos y contratos con distintas instituciones y compañías que han ayudado al desarrollo de las actividades de investigación, cabe destacar:

- Proyecto TEC2013-40600-R otorgado por el Gobierno Español (Dirección General de Investigación Científica y Técnica) y titulado “*Diseño y síntesis de componentes de RF/microondas basados en conceptos avanzados y su aplicación a circuitos de comunicaciones, sensores y RFID*”. Periodo: 2013-2016.
- Proyecto RTC-2015-3709-7 META-STOCK financiado por el Gobierno Español (Ministerio de Economía y Competitividad). Entidades participantes: PALEX Medical SA, SERVISTAL MEDICA SL y UAB-CIMITEC. Título: “*Control de stock y logística en entornos hospitalarios*”. Periodo: 2015-2017.
- Proyecto RTC-2015-4385-7 financiado por el Gobierno Español (Ministerio de Economía y Competitividad). Consorcio formado por EURONA WIRELESS

TELECOM SA y UAB-CIMITEC. Título: “*Sistema de Control de ACCESos Basado en METAmateriales (META-ACCESS)*”. Periodo: 2015-2017.

- Acciones de dinamización “Redes de Excelencia” otorgado por el Gobierno Español (Ministerio de Economía y Competitividad) para la creación y desarrollo de redes de grupos de investigación. Participantes: Universidad Autónoma de Barcelona, Universidad de Sevilla, Universidad Pública de Navarra, Universidad de Málaga, Universidad Politécnica de Valencia, Universidad Politécnica de Madrid e Instituto de Estructura de la Materia (Consejo Superior de Investigaciones Científicas). Título: “*Red de Excelencia CONSOLIDER en Metamateriales*”. Periodo: 2015-2016.
- Reconocimiento como *Grupo de Investigación Consolidado* por la Agencia de Gestión de Ayudas Universitarias y de Investigación (AGAUR) de la Generalitat de Catalunya. Periodo: 2014-2016.
- Proyecto del Fondo de Valorización de Tecnologías de los Centros TECNIO (ACCIÓ) dinamizados por el Parc de Recerca de la UAB (TECNIOfy) y titulado “*Sistema de identificación para UHF-RFID en campo cercano de gran superficie y bajo coste*”. Periodo: 2016.
- Proyecto TEC2016-75650-R otorgado por el Gobierno Español (Dirección General de Investigación Científica y Técnica) y titulado “*Diseño y síntesis de componentes de RF/microondas basados en conceptos avanzados y su aplicación a circuitos de comunicaciones, sensores y RFID (II)*”. Periodo: 2016-2019.

2

Introducción a las propiedades de radiación y electromagnéticas del Split Ring Resonator (SRR)

En este capítulo se ha realizado una breve descripción de los principales conceptos relacionados con los resonadores eléctricamente pequeños y las características eléctricas que éstos presentan, en particular los *Split Ring Resonators* (SRRs). Esto incluye un análisis teórico de su comportamiento a través de sus tensores de polarizabilidad y de su distribución de corrientes a las distintas frecuencias de resonancia, así como la topología de algunas partículas derivadas de la geometría del SRR. Paralelamente, también se han expuesto las principales propiedades de radiación de dichos resonadores trabajando en la primera y segunda resonancia (incluyendo su diagrama de radiación y su relación axial) juntamente con sus aplicaciones más destacadas en el campo de la ingeniería de microondas.

2.1 Análisis electromagnético del SRR

El origen del *Split Ring Resonator* (SRR) está estrechamente ligado a la búsqueda de nuevos materiales artificiales, concretamente medios magnéticos capaces de presentar características electromagnéticas inexistentes en la naturaleza. A fin de implementar medios magnéticos que posean propiedades de medio efectivo y exhiban valores de permeabilidad magnética negativos, es necesario utilizar celdas elementales que tengan unas dimensiones mucho menores a la longitud de onda de la radiación incidente. Esto es, partículas magnéticas eléctricamente pequeñas. En 1952 Schelkunoff [2] propuso un nuevo resonador con una fuerte respuesta magnética: un anillo metálico cerrado cargado con una capacidad (Figura 2.1a). Una estructura periódica basada en esta configuración presentaba un valor efectivo de permeabilidad magnética negativa justo por encima de la frecuencia de resonancia. Sin embargo, a frecuencias de microondas no es fácil realizar una estructura periódica basada en esta partícula. Para resolver esta dificultad se sustituyó la capacidad discreta por una distribuida. En 1981 Hardy [3] presentó una partícula donde se aumentaba el comportamiento capacitivo: el resonador de anillo abierto simple (*single-SRR*) (Figura 2.1b). No obstante, también se reducía el acoplo magnético entre anillos, dando lugar a una menor reducción de la frecuencia de resonancia así como una respuesta magnética más débil. Finalmente, en 1999 Pendry [4] practicó una abertura en el anillo exterior del anterior diseño (y en la posición opuesta al anillo interior), ya que de este modo la capacidad entre anillos estaba conectada en paralelo a la propia capacidad de la abertura (lo que permitía reducir ligeramente la frecuencia de resonancia). Estas leves modificaciones dieron lugar a una nueva partícula: el SRR (Figura 2.1c).

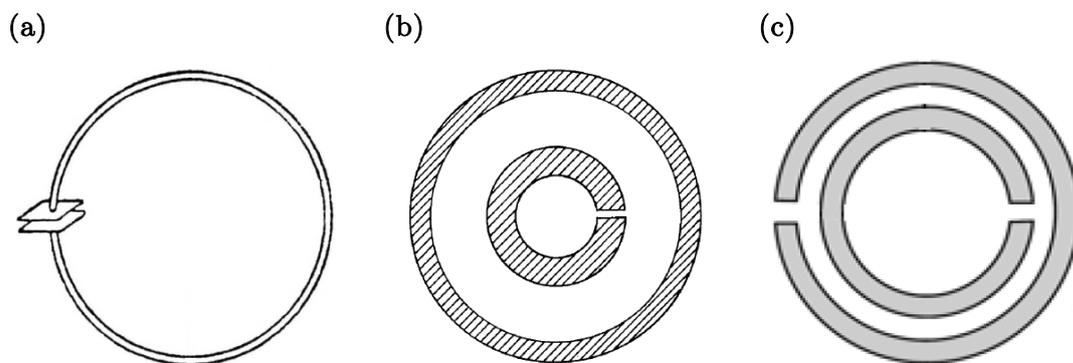


Figura 2.1 Evolución del SRR. (a) Estructura de Schelkunoff, (b) *single-SRR* y (c) *Split Ring Resonator*. Imágenes extraídas de [2], [3] y [4] respectivamente.

Cuando el SRR se excita con un campo magnético axial, se inducen unas corrientes en los conductores que le dotan de un comportamiento inductivo, que combinado con la capacidad debida a la proximidad entre anillos da lugar a un comportamiento resonante. Las partículas de la Figura 2.1a y Figura 2.1b también presentan estas características, pero la ventaja del SRR es que exhibe una mayor reducción de la frecuencia de resonancia (al poseer dos aberturas opuestas) y, por tanto, también de las dimensiones eléctricas.

Para analizar la respuesta electromagnética de esta partícula, un SRR aislado puede visualizarse como dos anillos fuertemente acoplados. Dicho acoplo puede considerarse como una combinación de acoplamientos capacitivos e inductivos [5]. Por tanto, las frecuencias de resonancia de este resonador son producto de la división de las frecuencias de resonancia de cada anillo individual, en la primera de las cuales predomina una fuerte respuesta magnética y en la segunda una fuerte respuesta eléctrica. En la Figura 2.2 se muestra la topología de un SRR junto con su modelo circuital en la primera resonancia propuesto en [6], donde L_s representa la inductancia del SRR (que se puede aproximar por la inductancia de un anillo simple de radio igual al radio promedio r_0 del SRR y anchura c) y $C_s = \pi r_0 C_{pul}/2$ la capacidad total del SRR. La capacidad $C_0 = 2\pi r_0 C_{pul}$ es la capacidad asociada con cada mitad del SRR, siendo C_{pul} la capacidad entre anillos por unidad de longitud. De este modo, la frecuencia de resonancia de un SRR se puede expresar entonces como $\omega_0 = (C_s L_s)^{-1/2}$. Este modelo se ha deducido a partir de un estudio cuasi-estático y, en consecuencia, es válido siempre que el perímetro del anillo se pueda considerar pequeño en comparación con media longitud de onda. Por tanto, el modelo circuital de un SRR trabajando en la segunda resonancia también puede aproximarse como un tanque LC paralelo con otros valores distintos de capacidad C_s e inductancia L_s .

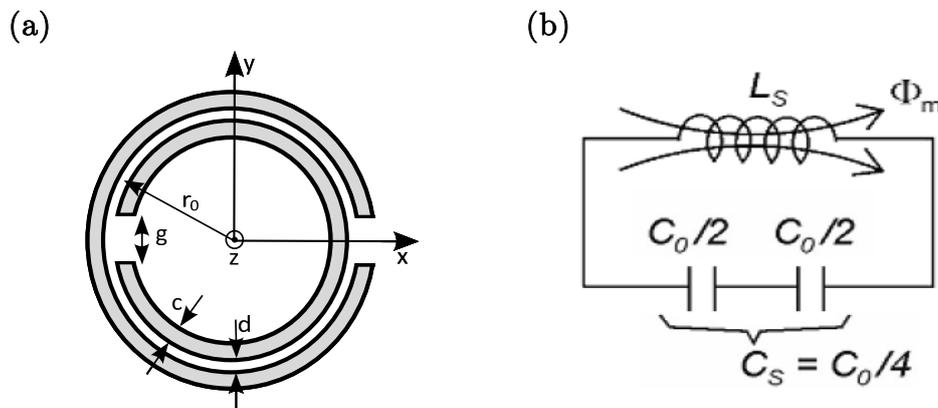


Figura 2.2 (a) Topología de un SRR y su (b) circuito equivalente (caso sin pérdidas) en la primera resonancia. Imágenes extraídas de [7].

Puesto que el SRR es una estructura planar con las corrientes confinadas en un plano (plano xy en la Figura 2.2), solamente se pueden generar tres momentos dipolares distintos: un momento magnético dipolar m_z normal a la partícula y unos momentos dipolares eléctricos p_x y p_y en el plano de la partícula. Por tanto, cuando un SRR se ilumina mediante un campo electromagnético externo y uniforme que oscila armónicamente, dichos momentos dipolares pueden expresarse a partir de sus tensores de polarizabilidad [8]

$$m_z = \alpha_{zz}^{mm} B_z^{ext} + \alpha_{zy}^{me} E_y^{ext} \quad (2.1)$$

$$p_y = \alpha_{yy}^{ee} E_y^{ext} + \alpha_{yz}^{em} B_z^{ext} \quad (2.2)$$

$$p_x = \alpha_{xx}^{ee} E_x^{ext} \quad (2.3)$$

Donde los distintos coeficientes de polarizabilidad en la primera resonancia del SRR (en el caso sin pérdidas) se pueden formular como [9]

$$\alpha_{zz}^{mm} = \frac{\pi^2 r_0^4}{L_s} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-1} \quad (2.4)$$

$$\alpha_{yy}^{ee} = \varepsilon_0 \frac{16}{3} r_{ext}^3 + 4d_{eff}^2 r_0^2 C_{pul}^2 L_s \left(\frac{\omega_0^2}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-1} \quad (2.5)$$

$$\alpha_{yz}^{em} = -\alpha_{zy}^{me} = -2j\pi r_0^3 d_{eff} C_{pul} \frac{\omega_0^2}{\omega} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-1} \quad (2.6)$$

$$\alpha_{xx}^{ee} = \varepsilon_0 \frac{16}{3} r_{ext}^3, \quad (2.7)$$

siendo d la separación entre anillos, $d_{eff} = c + d$ la separación efectiva, $r_{ext} = r_0 + c + d/2$ el radio externo, ε_0 la permitividad dieléctrica en el vacío y L_s la auto-inductancia del SRR [6], que puede expresarse como

$$L_s = \mu_0 r_0 \left[\ln \left(\frac{16r_0}{c} \right) - 2 \right], \quad (2.8)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío. La ecuación 2.4¹ refleja que un SRR presenta un fuerte comportamiento paramagnético justo por debajo de la frecuencia de resonancia, esto es, se produce un incremento del campo magnético incidente.

¹El subíndice zz indica que se produce un efecto sobre el eje z debido a una fuerza dirigida a lo largo del mismo eje. El superíndice mm indica que el efecto es magnético, y que la fuerza externa también lo es.

Análogamente, por encima de la frecuencia de resonancia posee un comportamiento diamagnético, es decir, el campo magnético aplicado se ve debilitado. La ecuación 2.5 implica que un campo eléctrico externo orientado en la dirección \hat{y} induce unas corrientes sobre los anillos que generan una considerable polarización eléctrica alrededor de la frecuencia de resonancia. De acuerdo con la ecuación 2.6 también se origina un momento dipolar eléctrico en la misma dirección cuando se aplica un campo magnético variable con componente axial. Del mismo modo, un campo eléctrico externo debidamente polarizado induce a su vez un momento dipolar magnético en el eje z . Por tanto, esta estructura sufre efectos de polarización cruzada o acoplamientos magnetoeléctricos. En último término, de la ecuación 2.7 se desprende que este coeficiente de polarizabilidad tiene un valor pequeño en comparación con el resto y es constante (ya que no depende de la frecuencia), por lo que a frecuencias próximas a ω_0 el momento dipolar eléctrico situado en el eje x puede despreciarse en comparación con p_y . Por otro lado, cuando un sustrato delgado soporta este resonador la densidad de carga de polarización que se induce en cada lado del dieléctrico se cancela mutuamente, por lo que estos coeficientes de polarizabilidad prácticamente no sufren ninguna alteración [9]. Esto es debido a que entonces el momento dipolar eléctrico es fruto únicamente de la carga libre. Sin embargo, para sustratos más gruesos dicho momento eléctrico p_y contempla tanto la carga libre como de polarización y, por tanto, en este caso es más apropiado reemplazar C_{pul} por la capacidad entre anillos por unidad de longitud en el vacío C_{pul}^0 [6].

A partir de las ecuaciones 2.1 a 2.3 únicamente no es posible determinar qué clase de comportamiento predomina a las diferentes frecuencias de resonancia del SRR. Sin embargo, mediante un estudio de las corrientes que se inducen en cada resonancia es posible predecir qué momentos dipolares imperan [8]. En la primera resonancia del SRR las corrientes en ambos anillos es lineal (de modo que la suma de las corrientes en ambos anillos es constante) y fluyen en la misma dirección (Figura 2.3a), por lo que esta partícula se comporta como una espira de corriente eléctricamente pequeña [6]. Esto genera, en consecuencia, un momento magnético m_z predominante así como una cancelación significativa del momento eléctrico p_y en el plano de la partícula dado que los momentos dipolares eléctricos de cada anillo tienen la misma orientación pero están en oposición de fase. En la segunda resonancia, en cambio, las corrientes fluyen en direcciones opuestas con una distribución aproximadamente sinusoidal de valor máximo en el centro y nulo en los extremos (Figura 2.3b) [8]. Por tanto, esta configuración

genera esencialmente un momento dipolar eléctrico en la dirección \hat{y} del SRR, así como una anulación considerable del momento magnético axial de cada anillo (puesto que están desfasados 180° entre sí).

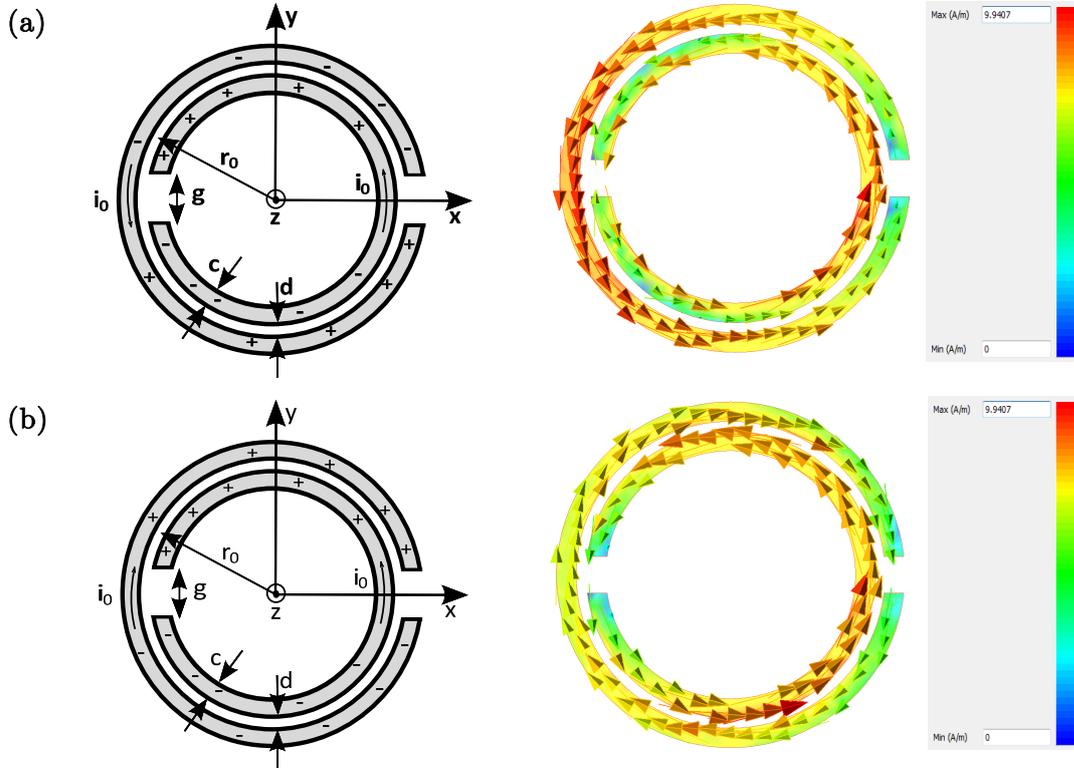


Figura 2.3 Distribuciones de cargas (izquierda) y de corrientes simulada mediante el software *ADS Momentum* (derecha) en un SRR a la (a) primera resonancia y (b) segunda resonancia. Las dimensiones de la partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

Posteriormente se han introducido algunas modificaciones en la topología del SRR, dando lugar a nuevas estructuras con distintas propiedades electromagnéticas. En la Figura 2.4 se expone su geometría junto con su respectivo modelo circuital obtenido en la primera resonancia [10]. Como ya se ha mencionado anteriormente, este circuito equivalente también es válido en la segunda resonancia aunque para otros valores de L_s y C_s . El *Non-Bianisotropic Split Ring Resonator* (NBSRR) presenta una simetría de 180° y, por tanto, no exhibe efectos de polarización cruzada. El *Double-Slit Split-Ring Resonator* (DS-SRR) tampoco muestra efectos de acoplamiento magnetoeléctrico, pero su frecuencia de resonancia es el doble de la de un SRR de las mismas dimensiones. El *Spiral Resonator* (SR), así como el *Double Spiral Resonator* (DSR) permiten una reducción de la frecuencia de resonancia respecto a la de un SRR [10].

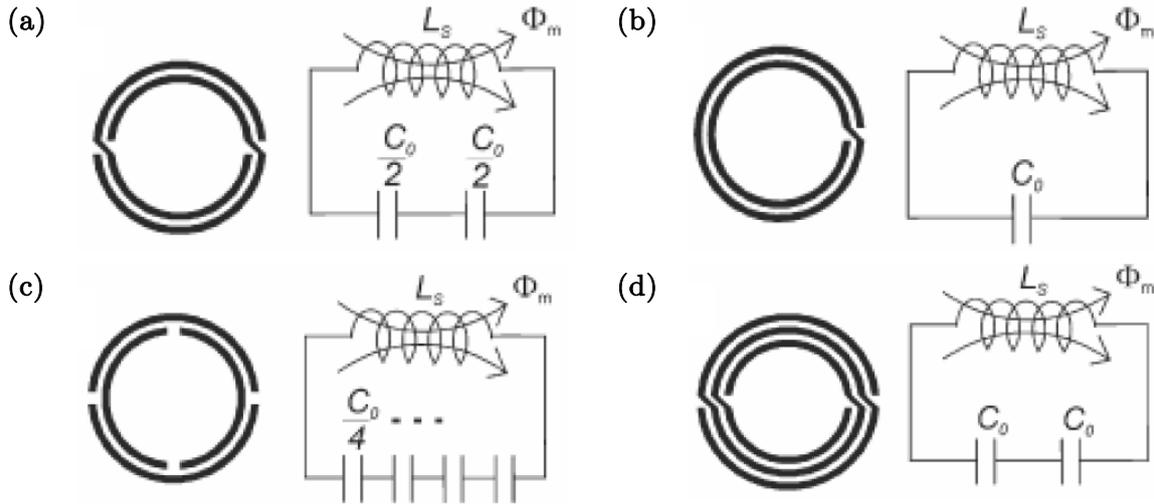


Figura 2.4 Topologías y circuitos equivalentes correspondientes al (a) NBSRR, (b) SR, (c) DS-SRR y (d) DSR trabajando en la primera resonancia. Imagen extraída de [10].

En el siguiente apartado se ampliará el estudio teórico del comportamiento de un SRR a las dos primeras frecuencias de resonancia focalizando en sus propiedades de radiación, es decir, se tratará este resonador como un elemento radiante.

2.2 Propiedades de radiación del SRR

Aunque los modos de resonancia del SRR han sido estudiados progresivamente a lo largo de los años, esta partícula habitualmente se ha diseñado para trabajar a su primera resonancia. Como ya se ha mencionado en el apartado 2.1, esta partícula se comporta como una espira de corriente eléctricamente pequeña a dicha frecuencia, por lo que su resistencia de radiación depende de la cuarta potencia del radio. Esto conlleva una baja resistencia de radiación (y por tanto problemas de adaptación con otros dispositivos cuya impedancia de entrada es habitualmente 50Ω), así como un ancho de banda estrecho. Sin embargo, el reciente análisis de las propiedades de radiación del SRR a su frecuencia fundamental realizado en [1] ha demostrado la potencialidad de usar esta partícula como antena eléctricamente pequeña. Es decir, cumple la definición $ka < 1$, siendo k el número de onda en el vacío y a el radio de la esfera más pequeña que encierra la antena [11]. Dadas sus reducidas dimensiones (mucho menores a la longitud de onda, es decir, aproximadamente $\lambda/10$), su radiación puede expresarse fundamentalmente mediante sus momentos de primer orden (dipolares) eléctricos y magnéticos [1]. De acuerdo con el apartado 2.1, a esta frecuencia la distribución de

corrientes del SRR genera un momento magnético axial considerable m_z así como un leve momento eléctrico p_y en el plano del resonador, los cuales pueden formularse como

$$m_z = \pi r_0^2 I_0 \quad (2.9)$$

$$p_y = \frac{j^4}{\pi \omega_0} (c + d) I_0. \quad (2.10)$$

Donde I_0 es la amplitud de la corriente que fluye en cada uno de los anillos. A partir de las ecuaciones de la potencia radiada por un momento dipolar eléctrico [12] y magnético [13], se puede obtener la resistencia de radiación asociada a dichos momentos, como se muestra a continuación

$$R_{rad}^M = \frac{8}{3} \pi^5 Z_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_0} \right)^4 \quad (2.11)$$

$$R_{rad}^E = \frac{32}{3\pi} Z_0 \left(\frac{c + d}{\lambda_0} \right)^2. \quad (2.12)$$

Siendo Z_0 la impedancia característica del medio y λ_0 la longitud de onda en el vacío a la frecuencia de trabajo. Los valores típicos de $c + d$ en términos de λ_0 suelen ser del orden de $1/100$, por lo que la resistencia de radiación asociada al momento dipolar eléctrico es próxima a 0.1Ω . Por otro lado, los valores habituales de r_0 en términos de λ_0 suelen ser del orden de $1/20$, por lo que la resistencia de radiación asociada al momento dipolar magnético es cercana a 1Ω (es decir, un orden de magnitud mayor que la del momento dipolar eléctrico). Por tanto, la resistencia de radiación de la partícula puede aproximarse por la resistencia asociada a dicho momento magnético. Por otro lado, a fin de analizar las pérdidas óhmicas introducidas por los conductores, la resistencia de pérdidas de un SRR puede aproximarse por

$$R_{loss} \approx \frac{\pi r_0}{c \delta \sigma} \coth \left(\frac{h}{2\delta} \right), \quad (2.13)$$

siendo δ la profundidad de penetración y σ la conductividad del material conductor. Mediante las ecuaciones 2.11 a 2.13 es posible obtener finalmente la eficiencia de radiación del SRR, la cual se puede describir matemáticamente según

$$\eta_{rad} \approx \left[1 + \frac{3}{8} \frac{c_0^4 \sqrt{\pi \mu_0}}{\pi^4 Z_0} \left(c r_0^3 \sqrt{f_0^7 \sigma} \right)^{-1} \coth \left(\frac{h}{2\delta} \right) \right]^{-1}. \quad (2.14)$$

Siendo c_0 la velocidad de la luz en el vacío. El diagrama de radiación normalizado del SRR en la primera resonancia se muestra en la Figura 2.5. Éste posee una

directividad máxima de 1.5 (1.76 dBi) y es de tipo dipolar, es decir, es omnidireccional con una máxima densidad de potencia en el plano xy (plano E) y bidireccional en el plano yz (plano H).

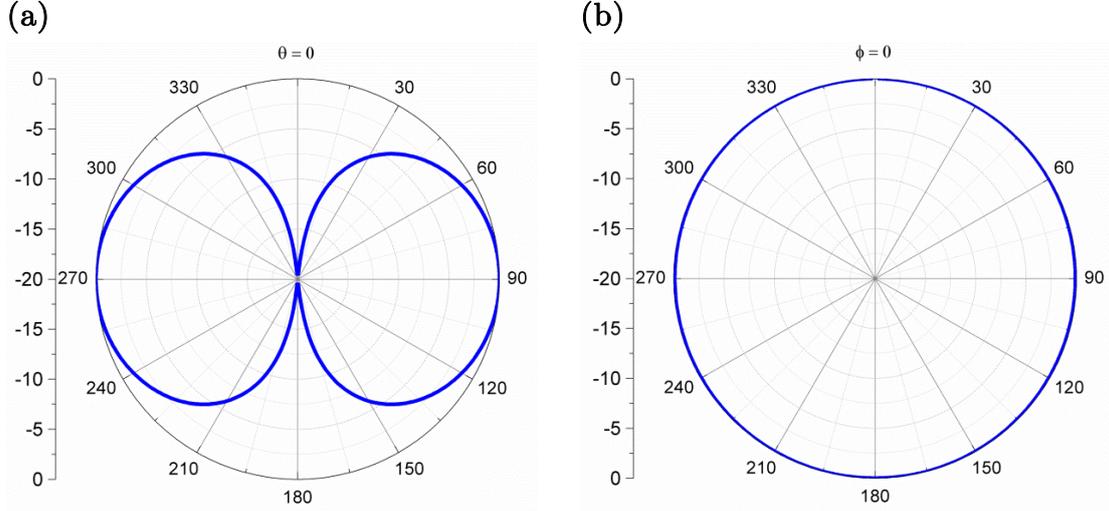


Figura 2.5 Diagrama de radiación normalizado (en dBi) para (a) el plano yz ($\phi = 90^\circ$) y (b) el plano xy ($\theta = 90^\circ$) de un SRR trabajando en la primera resonancia ($f_0 = 2.25$ GHz). Las dimensiones de la partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

Por otro lado, en el plano yz la radiación del momento dipolar magnético es puramente copolar (siendo el principal mecanismo de radiación), mientras que la contribución del momento dipolar eléctrico es solamente contrapolar. Esto es debido a que ambos radiadores son ortogonales y están desfasados 90° entre sí. Por tanto, el valor máximo de la componente contrapolar (situado en $\theta = 0^\circ$) normalizado al máximo valor de la copolar (situado en $\theta = 90^\circ$) se puede definir como

$$XPOL_{\max} = \frac{R_{rad}^E}{R_{rad}^M} = \frac{4}{\pi^6} \left(\frac{c+d}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{r_0}{\lambda_0} \right)^{-4}. \quad (2.15)$$

La relación axial de la partícula (definida como la relación entre el eje mayor y menor de la elipse descrita por el campo eléctrico de la onda plana radiada [14]) presenta cuatro zonas en el plano yz donde ésta es igual a la unidad y, por tanto, la polarización puede considerarse circular (Figura 2.6a). Los ángulos en que se produce este fenómeno se pueden expresar como

$$\theta_c = \left\{ \pm \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{XPOL_{\max}} \right), \pm \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{XPOL_{\max}} \right) + \pi \right\}. \quad (2.16)$$

Dicha relación axial se mantiene por debajo de un cierto nivel AR_0 (p. ej. $AR_0 = 10$ dB se puede considerar polarización lineal) en cada una de las cuatro regiones centradas en θ_c comprendiendo un ángulo igual a

$$\Delta\theta_{ell} = \text{tg}^{-1}\left(AR_0\sqrt{XPOL_{\max}}\right) - \text{tg}^{-1}\left(AR_0^{-1}\sqrt{XPOL_{\max}}\right), \quad (2.17)$$

donde se produce polarización elíptica. En los planos xz y xy , en cambio, la radiación del momento eléctrico no contribuye a la formación de una componente contrapolar dado que los campos radiados por el momento magnético están orientados en la misma dirección. En consecuencia, la polarización resulta ser lineal en dichos planos, es decir, la relación axial se maximiza (Figura 2.6b).

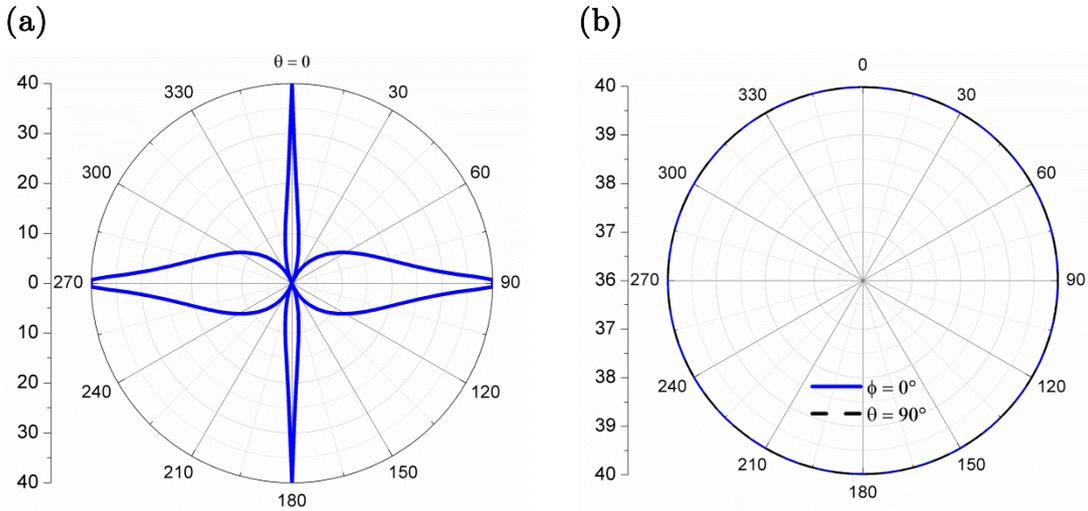


Figura 2.6 Relación axial (en dB) para (a) el plano yz ($\phi = 90^\circ$) y (b) el plano xz ($\phi = 0^\circ$) y el plano xy ($\theta = 90^\circ$) de un SRR trabajando en la primera resonancia ($f_0 = 2.25$ GHz). Las dimensiones de la partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

El anterior análisis también se ha realizado en [1] en la segunda resonancia del SRR. Como se detalla seguidamente, a esta resonancia la partícula exhibe una eficiencia de radiación y una impedancia de entrada mayores que en la primera resonancia, mientras que ésta aún puede considerarse eléctricamente pequeña (sus dimensiones son del orden de $\lambda/5$) por lo que su radiación puede estudiarse a partir de sus momentos dipolares. Un SRR presenta en la segunda resonancia un momento eléctrico p_y predominante en el plano de dicha partícula así como un reducido momento magnético axial m_z , los cuales se pueden formular como

$$m_z = \pi r_0 (c + d) I_0 \quad (2.18)$$

$$p_y = j \frac{8r_0}{3\omega_0} I_0. \quad (2.19)$$

Cuya resistencia de radiación asociada se puede determinar nuevamente a partir de la potencia radiada por dichos momentos dipolares [12], [13], dando lugar a las siguientes expresiones

$$R_{rad}^M = \frac{128}{3} \pi^3 Z_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{c+d}{\lambda_0} \right)^2 \quad (2.20)$$

$$R_{rad}^E = \frac{128\pi}{27} Z_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_0} \right)^2. \quad (2.21)$$

Debido a la casi completa cancelación del momento magnético axial, la potencia radiada por este momento será dos órdenes de magnitud menor que la del momento dipolar eléctrico, por lo que en este caso la resistencia de radiación del resonador puede simplificarse por la resistencia asociada a dicho momento eléctrico. Además, también puede demostrarse evaluando las ecuaciones 2.20 y 2.21 que para valores típicos de r_0 (es decir, del orden de $\lambda/10$) esta partícula presenta una resistencia de radiación próxima a la de un dipolo de media longitud de onda. Esto permite reemplazar antenas cuyas dimensiones sean próximas a $\lambda/2$, reduciendo así la dimensión lateral de la antena. Esto es debido a que la carga está distribuida a lo largo de la geometría de los anillos y, en consecuencia, se aprovecha más el área encerrada por éstos. En último término, la resistencia de radiación y la eficiencia de radiación de un SRR trabajando en la segunda resonancia se pueden definir como

$$R_{loss} \approx \frac{2\pi r_0}{c\delta\sigma} \coth\left(\frac{h}{2\delta}\right) \quad (2.22)$$

$$\eta_{rad} \approx \left[1 + \frac{27}{64} c_0 \sqrt{\frac{\pi}{\mu_0}} \left(cr_0 \sqrt{f_0^3 \sigma} \right)^{-1} \coth\left(\frac{h}{2\delta}\right) \right]^{-1}. \quad (2.23)$$

El diagrama de radiación normalizado del SRR en la segunda resonancia se muestra en la Figura 2.7. Éste posee una directividad máxima de 1.65 (2.17 dBi) y también es aproximadamente de tipo dipolar, es decir, es bidireccional en el plano yz (plano E) con una máxima densidad de potencia en $\theta = \{0^\circ, 180^\circ\}$ y ligeramente bidireccional en el plano xz (plano H).

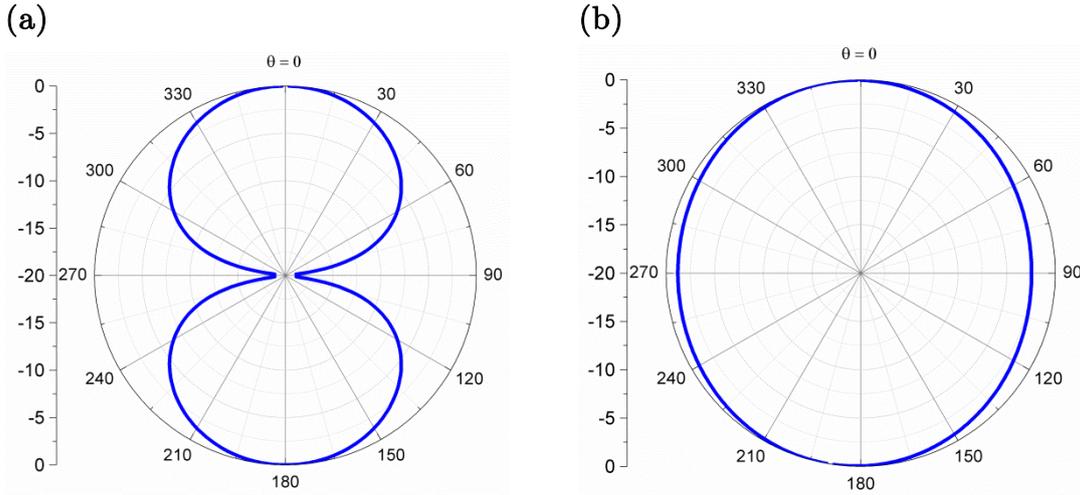


Figura 2.7 Diagrama de radiación normalizado (en dBi) para (a) el plano yz ($\phi = 90^\circ$) y (b) el plano xz ($\phi = 0^\circ$) de un SRR trabajando en la segunda resonancia ($f_0 = 5.5$ GHz). Las dimensiones de la partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

Por otro lado, en el plano yz la radiación de p_y es puramente copolar y la debida a m_z solamente contrapolar, por lo que en este caso el valor máximo de la componente contrapolar (situado en $\theta = 90^\circ$) normalizado al máximo valor de la copolar (situado en $\theta = 0^\circ$) se puede expresar como

$$XPOL_{\max} = \frac{R_{rad}^E}{R_{rad}^M} = 9\pi^2 \left(\frac{c+d}{\lambda_0} \right)^2. \quad (2.24)$$

Del mismo modo que en la resonancia fundamental, también existen cuatro zonas donde la relación axial de la partícula es próxima a la unidad en el plano yz (Figura 2.8a), las cuales se encuentran centradas en los ángulos

$$\theta_c = \left\{ \pm \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{XPOL_{\max}^{-1}} \right), \pm \operatorname{tg}^{-1} \left(\sqrt{XPOL_{\max}^{-1}} \right) + \pi \right\}, \quad (2.25)$$

y la región con polarización elíptica está comprendida entonces en

$$\Delta\theta_{ell} = \operatorname{tg}^{-1} \left(AR_0 \sqrt{XPOL_{\max}^{-1}} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left(AR_0^{-1} \sqrt{XPOL_{\max}^{-1}} \right). \quad (2.26)$$

Análogamente, en el plano xz y xy la radiación del momento dipolar magnético está orientada en la misma dirección que la del momento dipolar eléctrico, por lo que la polarización resulta ser lineal en dichos planos, esto es, la relación axial es máxima (Figura 2.8b).

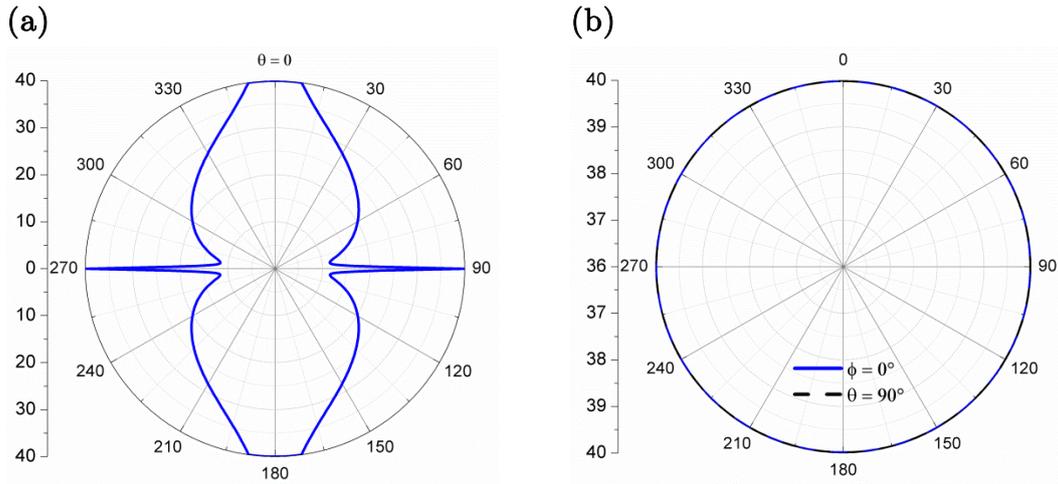


Figura 2.8 Relación axial (en dB) para (a) el plano yz ($\phi = 90^\circ$) y (b) el plano xz ($\phi = 0^\circ$) y el plano xy ($\theta = 90^\circ$) de un SRR trabajando en la segunda resonancia ($f_0 = 5.5$ GHz). Las dimensiones de la partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

2.3 Aplicaciones: estado del arte

En el año 2000 Smith [15] fue capaz de sintetizar el primer medio efectivo con un comportamiento zurdo, es decir, que exhibía un índice de refracción n negativo. Esta estructura consistía en una combinación periódica de SRRs (a fin de conseguir una permeabilidad magnética efectiva μ_{eff} negativa) con unos postes metálicos debidamente excitados para obtener una permitividad dieléctrica efectiva $\epsilon_{eff} < 0$ [16] (Figura 2.9). Las frecuencias para las cuales la permitividad dieléctrica y la permeabilidad magnética efectivas eran negativas tuvieron que ajustarse de manera que coincidieran en el mismo rango frecuencial.

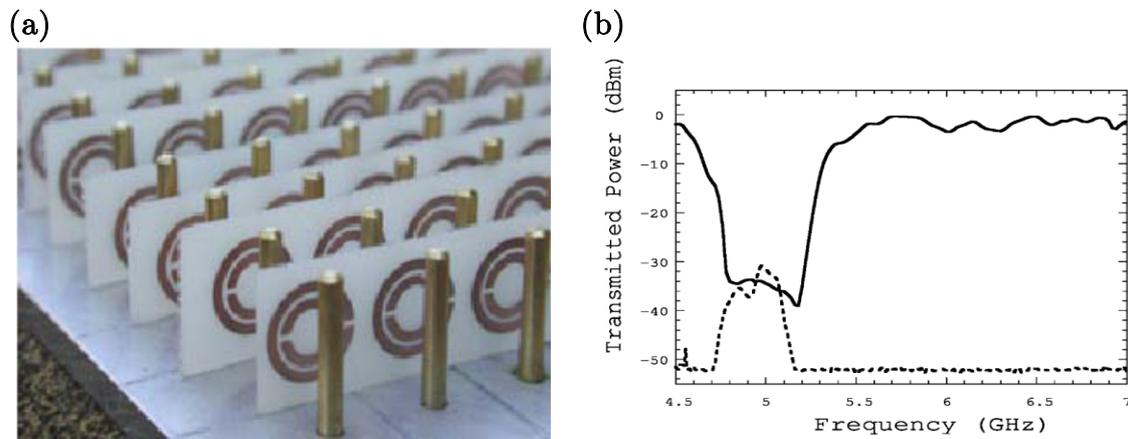


Figura 2.9 (a) Medio zurdo y (b) respuesta frecuencial de dicho medio. Como se puede apreciar, cerca de 5 GHz es posible la propagación de señal. Imágenes extraídas de [15].

Sin embargo, esta configuración presenta un nivel de pérdidas muy elevado y no es compatible con la mayoría de tecnologías planares (puesto que ésta es tridimensional). Por este motivo Eleftheriades presentó en el año 2002 [17] un modelo de medio zurdo utilizando tecnología coplanar y, posteriormente, Itoh y Caloz [18], [19] mediante tecnología microstrip. Ambas topologías se denominan líneas de transmisión metamaterial y poseen numerosas aplicaciones en el campo de las comunicaciones *wireless*, incluyendo los filtros de microondas [20]–[23]. Los primeros filtros de rechazo de banda basados en esta metodología se implementaron simplemente cargando una línea de transmisión *host* con un SRR o su versión dual, el *Complementary Split Ring Resonator* (CSRR) [10]. El diseño de filtros pasa banda [22], en cambio, se basa en una aproximación híbrida (donde una línea *host* se carga con un CSRR, *gaps* serie y *stubs* en derivación), tal y como se muestra en la Figura 2.10.

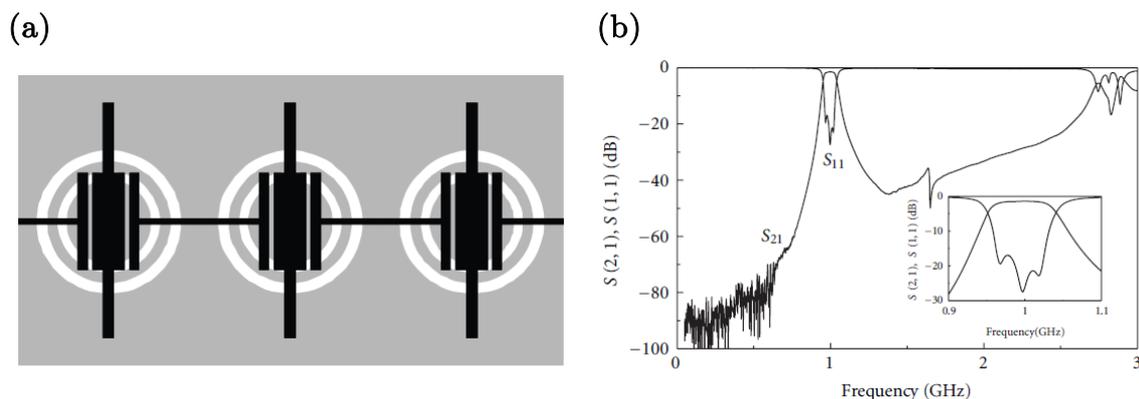


Figura 2.10 (a) *Layout* y (b) respuesta frecuencial de un filtro basado en CSRRs de tercer orden y centrado a 1 GHz. Imágenes extraídas de [22].

Por otro lado, debido a que las líneas convencionales exhiben un comportamiento monobanda por naturaleza, se pueden obtener dispositivos multibanda añadiendo elementos reactivos a la línea (forzando así la impedancia y fase requeridas a más de una frecuencia) [24]–[28]. En la Figura 2.11 se expone la geometría y la respuesta frecuencial de un divisor de potencia de banda dual (cuyas frecuencias de operación son 0.9 GHz y 1.8 GHz, respectivamente) basado en una línea de transmisión convencional acoplada eléctricamente a un CSRR [24].

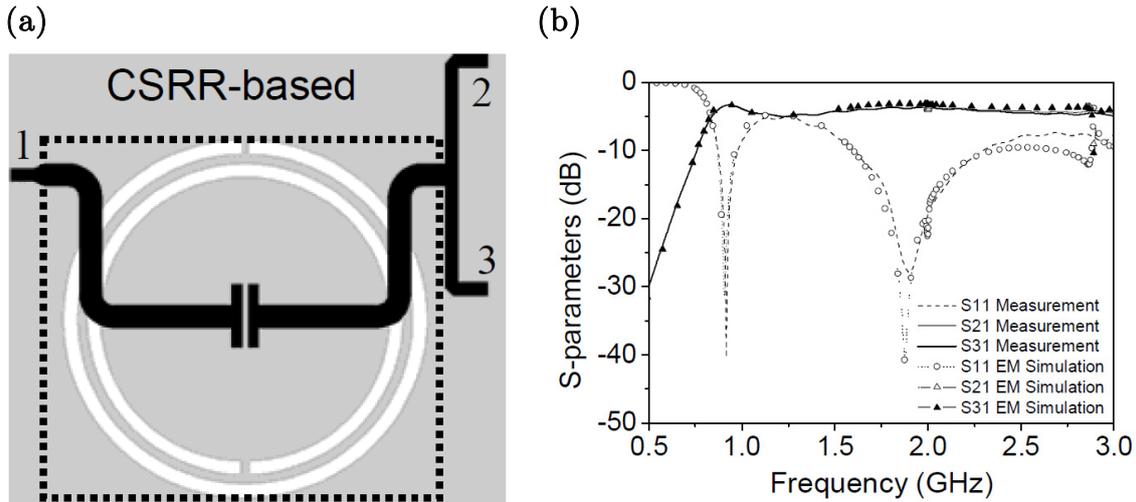


Figura 2.11 (a) *Layout* y (b) respuesta frecuencial de un divisor de potencia multibanda basado en un CSRR. Imágenes extraídas de [24].

Esta misma aproximación es de especial interés en el campo de la identificación por radiofrecuencia (RFID). Esta tecnología *wireless* permite la comunicación entre un lector y una etiqueta (*tag*) con la finalidad de recuperar o bien almacenar información. Un aspecto importante en la realización de *tags* RFID es su capacidad de cubrir las distintas bandas UHF reguladas a nivel mundial (Europa: 866 – 869 MHz, USA: 902 – 928 MHz, etc...) [29]. A fin de satisfacer estos requisitos, en [25] se implementó una red de adaptación que consistía en una línea de transmisión cargada con un SRR, cuya presencia causaba una perturbación en la impedancia característica y la fase de dicha línea (ocasionando así los valores necesarios para obtener máxima transferencia de potencia a más de una frecuencia). En la Figura 2.12 se ilustra la topología y las pérdidas de retorno de un *tag* RFID de banda dual centrado a 867 MHz y 915 MHz, respectivamente.

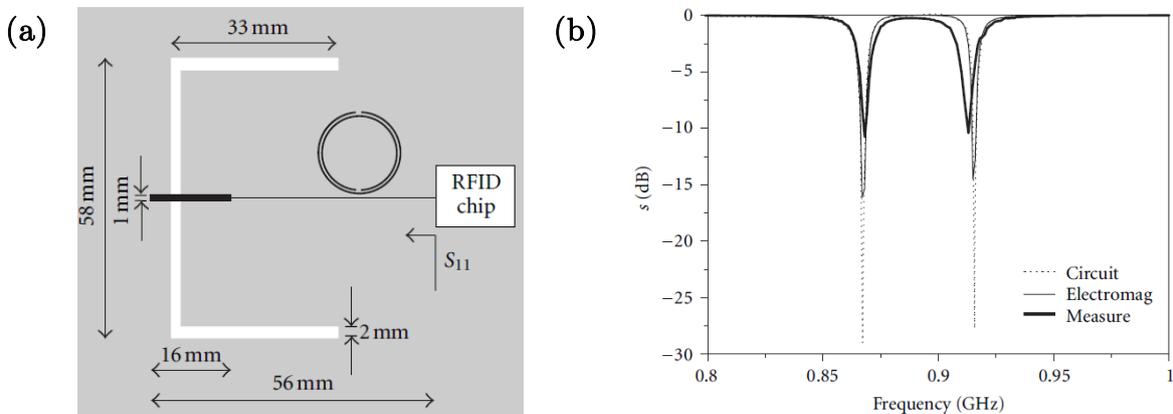


Figura 2.12 (a) *Layout* y (b) pérdidas de retorno de un *tag* RFID multibanda. Imágenes extraídas de [25].

Sin embargo, en algunas ocasiones los problemas relacionados con el coste o bien las dimensiones fuerzan la omisión de redes de adaptación externas y, por tanto, es necesaria una adaptación directa entre el microchip y la antena [27], [28].

Otro ámbito en el que también se han aplicado esta clase de partículas son los sensores de microondas [30]–[35]. El principio de funcionamiento de estos sensores consiste en la variación de la frecuencia de resonancia de un SRR debido a las propiedades de simetría de este último o bien como resultado de cambios en la permitividad relativa de la muestra bajo estudio. Esto permite la medida de diferentes magnitudes de origen mecánico, eléctrico o químico (desplazamiento, rotación, tensión, etc...). Un ejemplo de este procedimiento se puede encontrar en [30], donde se realiza un sensor mediante un SRR excitado según una línea coplanar (CPW). Con esta configuración, la partícula no puede excitarse en la primera resonancia (modo par), pero rotándola o desplazándola lateralmente se rompe su simetría y aparece un *notch* en su coeficiente de transmisión. Una de las ventajas de este sistema es que el sensor es robusto ante posibles cambios en las condiciones ambientales. En la Figura 2.13 se ilustra la geometría de este sensor juntamente con las pérdidas de inserción producidas por variaciones en la posición del SRR.

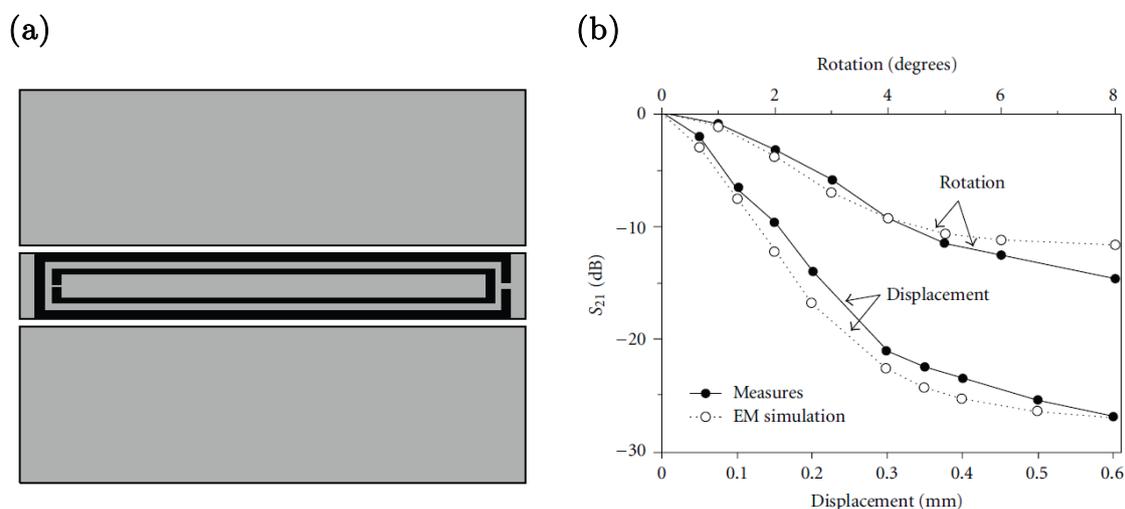


Figura 2.13 (a) *Layout* y (b) pérdidas de inserción del sensor basado en un SRR. Imágenes extraídas de [30].

En último término, dichos resonadores planares también se han utilizado como elementos radiantes [36]–[44]. En [37] se realizó una antena basada en dos SRRs (Figura 2.14a) operando en su resonancia fundamental de modo que estos constituirían un dipolo eléctrico. Este diseño presenta un diagrama de radiación de tipo dipolar

(Figura 2.14b) con una eficiencia de radiación próxima al 70% así como una ganancia máxima superior a 4 dBi. En [38] los momentos dipolares eléctrico y magnético de un SRR se excitaron simultáneamente para obtener un diagrama de radiación cuasi-isótropo. La estructura propuesta muestra una ganancia elevada (5.2 dBi) pero un ancho de banda relativo muy pequeño (1.8%). En [39]–[41] se realizaron antenas eléctricamente pequeñas basadas en SRRs y CSRRs. Aunque su ancho de banda es estrecho, sus dimensiones son muy reducidas a la frecuencia de trabajo y poseen una ganancia y eficiencia de radiación elevadas (a excepción de [41], cuya eficiencia de radiación es de 17%). En [42], en cambio, se usó un SRR alimentado mediante una línea microstrip (Figura 2.14c) para obtener un ancho de banda mucho más elevado (alrededor de 11 GHz, tal y como se ilustra en la Figura 2.14d), mientras que en [43] se implementó una antena con un SRR cuya frecuencia de operación era sintonizable y en [44] con funcionamiento a dos bandas frecuenciales.

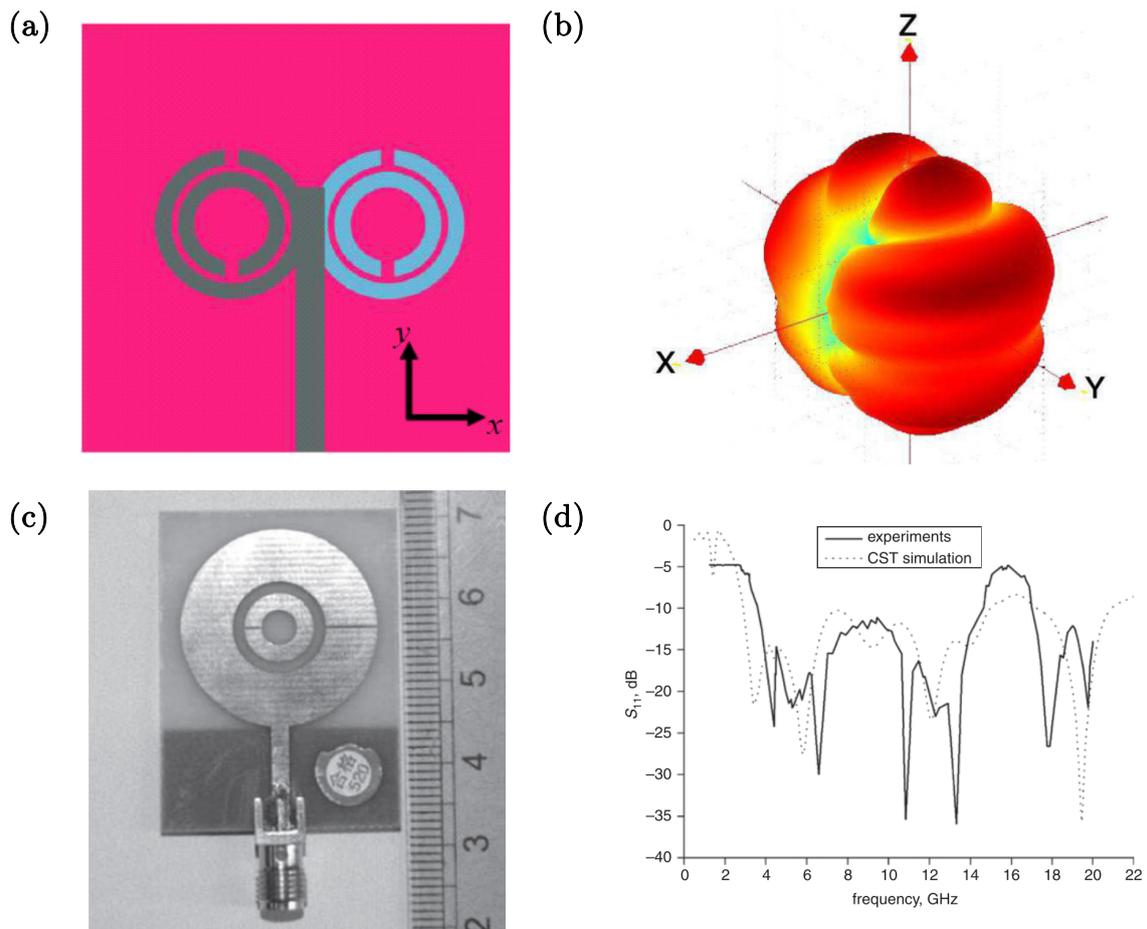


Figura 2.14 (a) *Layout* de una antena basada en dos SRRs y (b) su diagrama de radiación. (c) *Layout* de una antena basada en un SRR y (c) sus pérdidas de retorno. Imágenes extraídas de [37] y [42], respectivamente.

Estas partículas resonantes, asimismo, han tenido bastante repercusión en el diseño de antenas para etiquetas RFID [45]–[52]. En [48] se diseñó un SRR trabajando en la primera resonancia como antena para una etiqueta RFID en el rango UHF (Figura 2.15a), exhibiendo un buen rendimiento en términos de rango de lectura (Figura 2.15b) pese a sus reducidas dimensiones ($\lambda_0/11 \times \lambda_0/11$ a 915 MHz). En base a este trabajo, en [49] se propuso una antena eléctricamente pequeña basada en un *2-turns Spiral Resonator* (2-SR) para mitigar los puntos ciegos en el rango de lectura presentes en etiquetas RFID convencionales, mientras que en [50] se utilizó un *Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonator* (NBCSRR) y otras partículas complementarias para aplicaciones de RFID sobre metal (Figuras 2.15c y 2.15d).

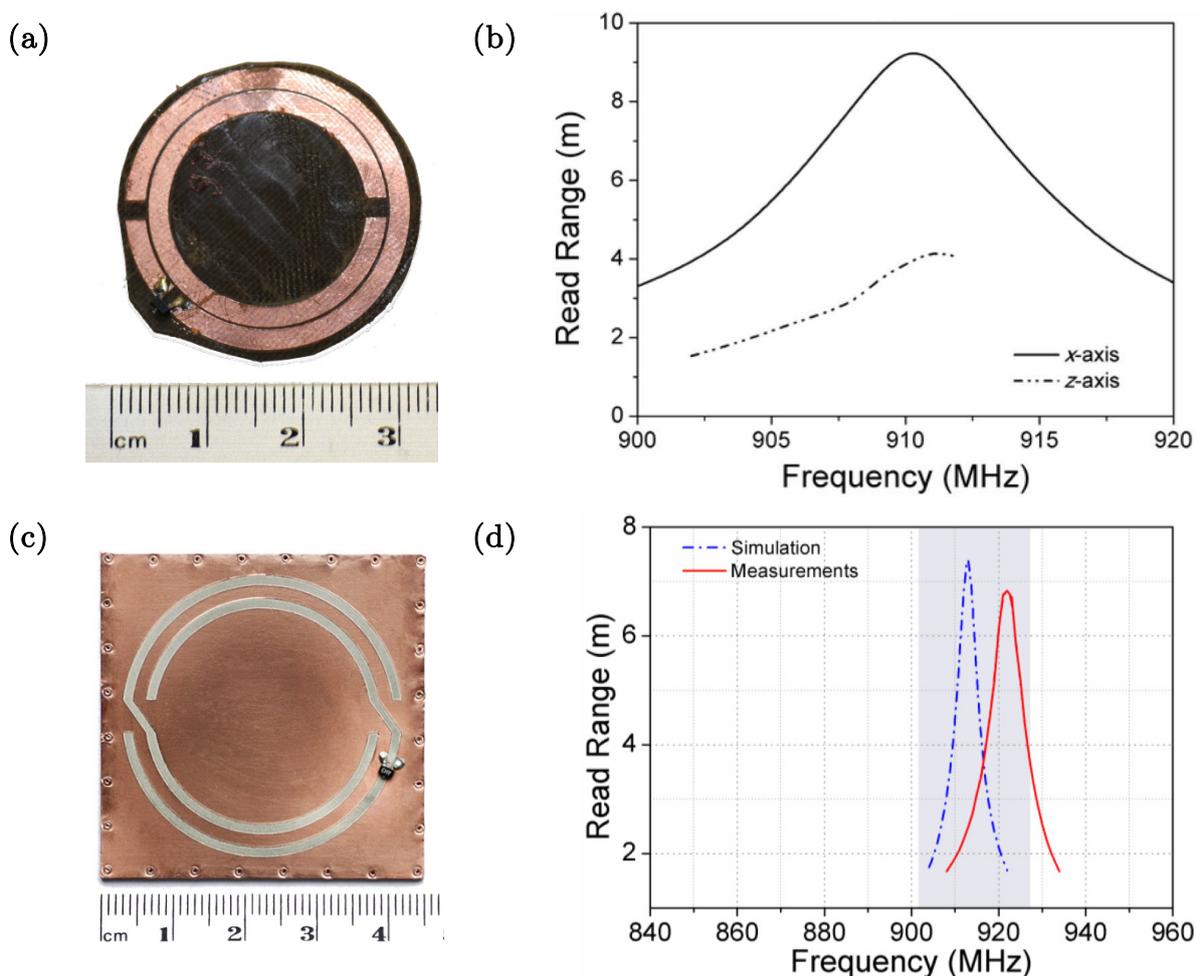


Figura 2.15 (a) *Layout* de una etiqueta RFID para UHF basada en un SRR y (b) su rango de lectura medido. (c) *Layout* de una etiqueta RFID para UHF basada en un NBCSRR y (d) su rango de lectura. Imágenes extraídas de [48] y [50], respectivamente.

Por otro lado, cargando otras antenas convencionales con estos resonadores también es posible mejorar su funcionalidad [53]–[62]. Esto permite, entre otros, incrementar el ancho de banda de dipolos y monopolos impresos [53], [54], aumentar la ganancia de una agrupación lineal longitudinal [55] (Figuras 2.16a y 2.16b), reducir las dimensiones de la antena [56], [57] o bien obtener un comportamiento multibanda en distintos tipos de estructuras radiantes (ranuras, etc...) tal y como se expone en las Figuras 2.16c y 2.16d [58]–[62].

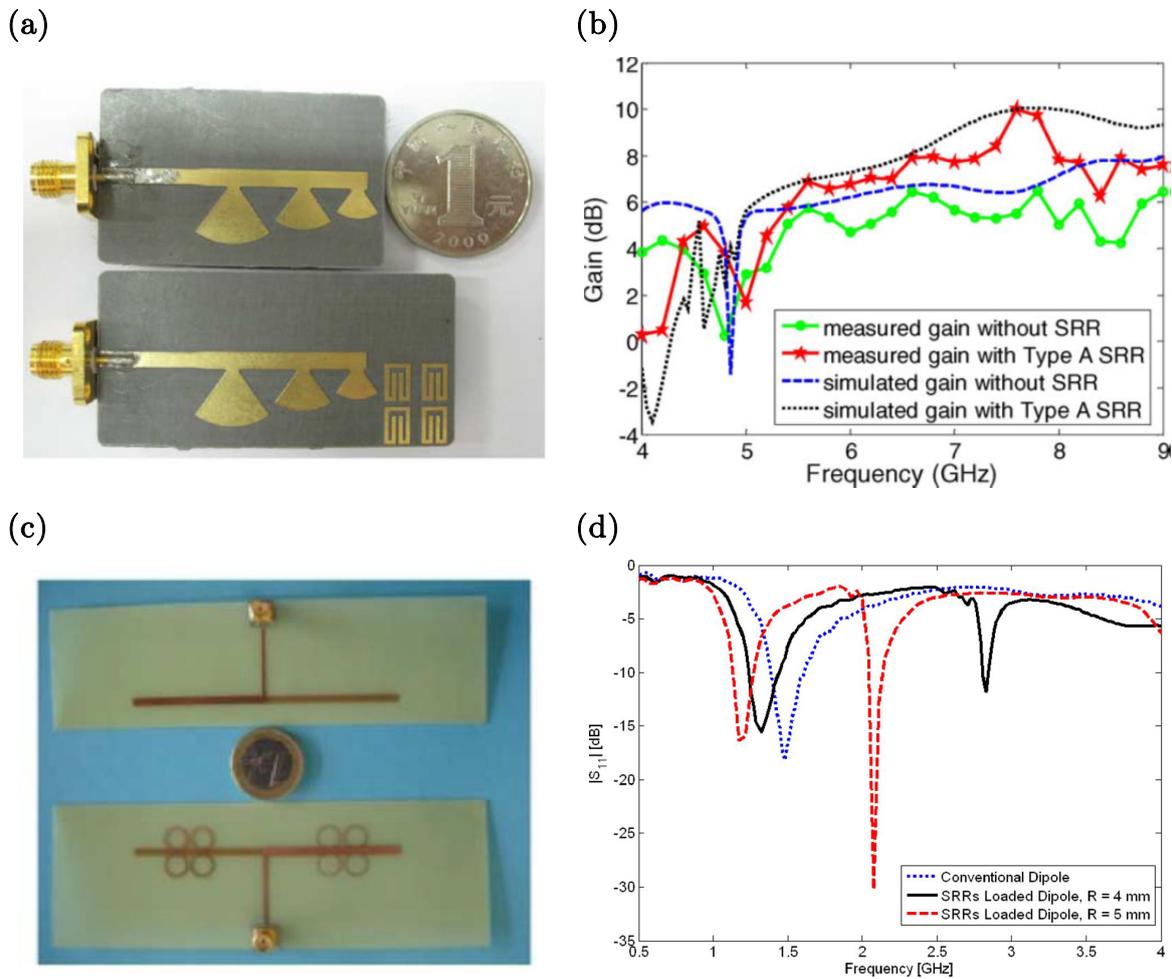


Figura 2.16 (a) *Layout* de una agrupación periódica longitudinal cargada con SRRs y (b) comparación de la ganancia máxima de esta agrupación con y sin estas partículas resonantes. (c) *Layout* de un dipolo antipodal de doble frecuencia cargado con SRRs y (d) comparación de las pérdidas de retorno de esta estructura con las de un dipolo convencional. Imágenes extraídas de [55] y [58], respectivamente.

Recientemente se han realizado, además, estructuras periódicas con las anteriores partículas donde los modos guiados que se transmiten por el interior de una línea de transmisión metamaterial originan dos tipos de propagación distintos: por radiación y por ondas de superficie. El primer caso abarca las antenas *leaky wave* [63]–[66] (Figura 2.17a). Estas antenas son capaces de generar un haz muy directivo y cambiar su orientación en función de la frecuencia de operación, tal y como se ilustra en la Figura 2.17b. En el segundo caso, en cambio, se incluyen los dispositivos de confinamiento de campo electromagnético para lectores RFID de campo cercano [67], [68] (Figura 2.17c). Dichos dispositivos permiten crear y controlar una zona de campo muy próxima a la estructura sin pérdidas por radiación, de acuerdo con la Figura 2.17d.

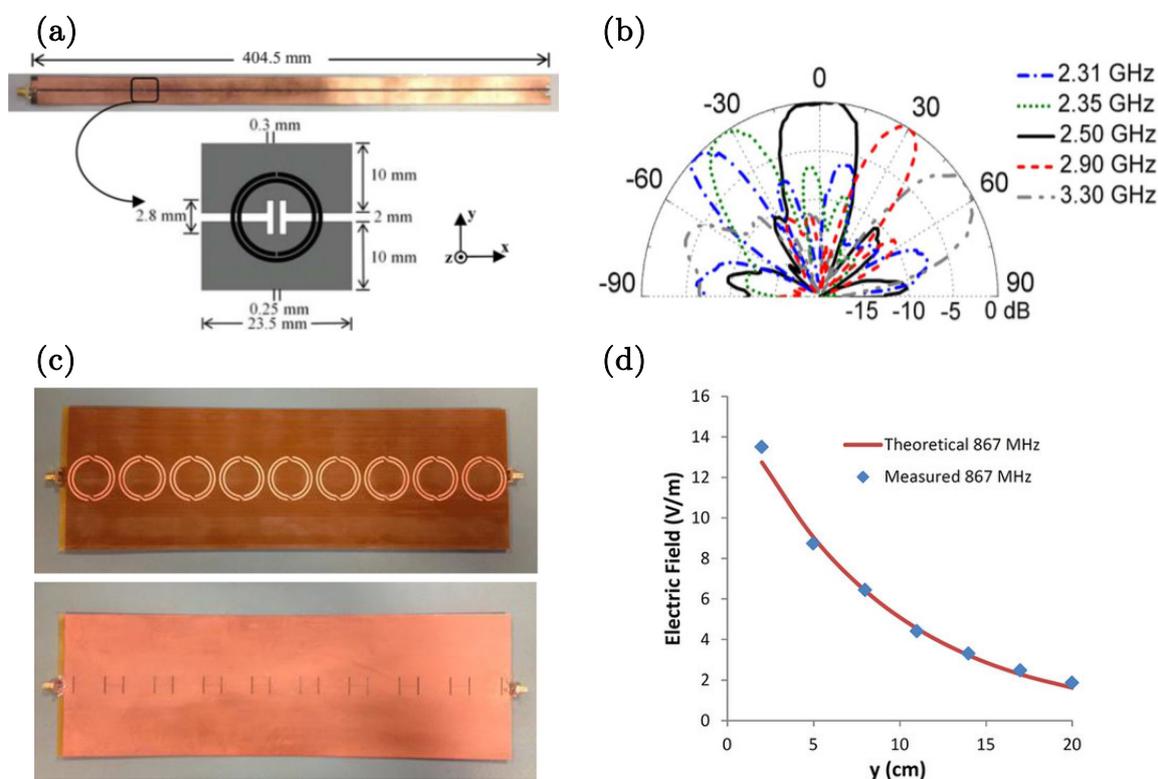


Figura 2.17 (a) *Layout* de una antena *leaky wave* realizada con una línea de transmisión *slot line* cargada con SRRs junto con (b) su diagrama de radiación medido a diferentes frecuencias. (c) *Layout* de un dispositivo de confinamiento de campo electromagnético para RFID basado en una configuración similar y (d) el campo eléctrico medido y simulado en las proximidades de la estructura. Imágenes extraídas de [63] y [67], respectivamente.

3

Antenas impresas basadas en Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonators (NBCSRRs)

En el presente capítulo se ha estudiado la mejora de la relación delante-atrás (D/A) en antenas microstrip de bajo perfil para su uso en dispositivos de detección de presencia. La idea principal es utilizar un resonador eléctricamente pequeño como elemento radiante, lo cual permite minimizar las corrientes eléctricas a lo largo del contorno del plano de masa a la frecuencia de operación y consecuentemente reducir la radiación por la parte posterior de la antena.

Este capítulo está estructurado de la siguiente forma. En el apartado 3.1 se ha realizado una introducción a los sistemas de detección de presencia, lo cual incluye los tipos de sensores que incorporan y su principio de funcionamiento, así como sus principales ventajas y limitaciones. La elección de la partícula resonante y sus propiedades electromagnéticas, junto con la estructura de la antena, se ha explorado en los apartados 3.2 y 3.3 respectivamente. En último término, en el apartado 3.4 se ha simulado su diagrama de radiación, se han validado experimentalmente sus principales características (esto es, nivel de adaptación y relación delante-atrás a la frecuencia de trabajo) y posteriormente se han comparado con las de una antena parche convencional.

3.1 Introducción a los detectores de presencia

Actualmente, la gran mayoría de edificios modernos incorporan detectores de presencia o movimiento para su uso en aplicaciones como la seguridad, la domótica (sistemas de climatización) o bien el control automático de la iluminación (Figura 3.1). Estos dispositivos normalmente integran sensores ultrasónicos o infrarrojos. Los primeros son pasivos (no emiten energía) y miden la temperatura corporal, mientras que los segundos detectan el movimiento a partir de las ondas sonoras de su entorno. Sin embargo, ambos sistemas son incapaces de detectar objetos a través de las paredes, el techo o el suelo, lo que restringe la región de operación de estos detectores únicamente a la habitación en la que están contenidos.

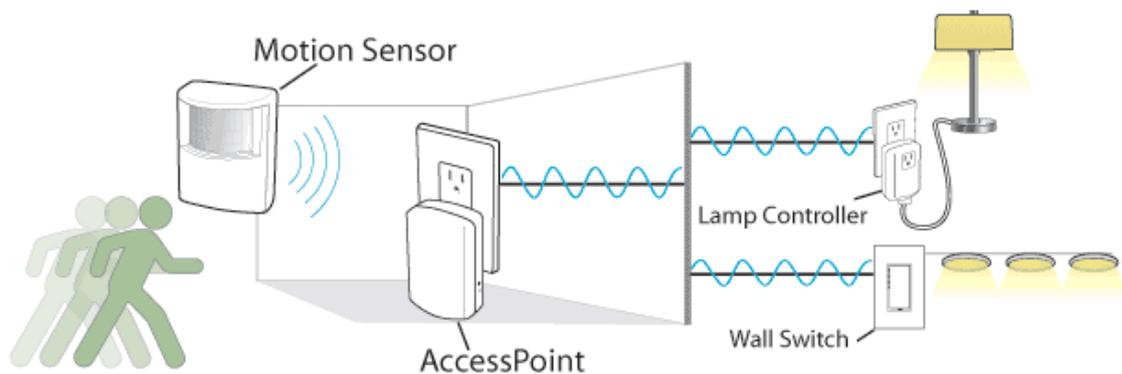


Figura 3.1 Funcionamiento esquemático de un sistema de detección de movimiento. Imagen adaptada de [69].

A fin de superar esta dificultad, los detectores de presencia (así como los sensores de movimiento) de radiofrecuencia se han propuesto como alternativa. Su principio de funcionamiento es análogo al de los sistemas radar, es decir, estos emiten una señal electromagnética a frecuencias de microondas la cual es reflejada de vuelta por el objetivo a ser detectado. En general se trata de dispositivos de onda continua (emiten una onda continua sin modular, proporcionando únicamente la distancia al blanco), primarios (el blanco es pasivo y se limita a reflejar la onda electromagnética incidente) y monoestáticos (poseen una antena común para transmitir y recibir).

Puesto que la funcionalidad de estos detectores de microondas puede extenderse hasta varios metros, es importante restringir la región de detección a fin de evitar lecturas erróneas. Por ejemplo, una falsa alarma podría conducir a apagar las luces

cuando el trabajador aún se encuentra en la oficina. Esto también comportaría, además, una disminución del ahorro energético a largo plazo [70]. El parámetro más importante que cuantifica este problema es la relación delante-atrás (D/A) de la antena emisora, definida como el ratio entre la potencia transmitida en la dirección de detección y la potencia transmitida en la dirección opuesta. Por tanto, la relación D/A debe ser maximizada para un correcto funcionamiento.

Los detectores de presencia de radiofrecuencia de bajo coste normalmente incorporan antenas microstrip convencionales, que consisten en un parche metálico aplicado en la parte superior de un sustrato dieléctrico, el cual está situado sobre un amplio plano de masa (Figura 3.2). Este tipo de antenas teóricamente proporcionan un diagrama de radiación situado en el semi-espacio superior únicamente debido a la presencia del plano de masa. Sin embargo, dado que las dimensiones del parche metálico son finitas, el campo eléctrico en los bordes de dicho parche también se propagará dentro del dieléctrico circundante [14]. Esto resultará en una prolongación de las corrientes sobre un área significativa del plano de masa. Por este motivo, dicho plano de masa debe ser eléctricamente grande a fin de minimizar la radiación por la parte posterior de la antena y preservar el diagrama de radiación. No obstante, en algunas aplicaciones las dimensiones de la antena son una cuestión crítica y deben ser minimizadas.



	TMS100	TMS200	TMS300	TMS400	TMS240
Frequency(GHz)	10.525	10.525	10.525	10.525	24.125
Antenna type	Independent transmission-reception 1x2 layout	Independent transmission-reception 1x1 layout	Transmission-cum-reception 1x2 layout	Independent transmission-reception 1x1 layout	Independent transmission-reception 1x4 layout
3dB beam width(*) (E-axis / H-axis)	81 / 36	67 / 54	130 / 46	74 / 85	32 / 80
Size(mm)	45 x 40 x 10	45 x 40 x 10	30 x 30 x 10	51.5 x 19.2 x 9.0	25 x 25 x 7
Major application	Underground parking lot, toilet	Ceiling	Bidet	Built-inLED tube	Automatic door

Figura 3.2 Sensores de presencia comerciales basados en antenas microstrip. Imagen extraída de [71].

A fin de solventar este inconveniente, una alternativa viable consiste en utilizar un resonador eléctricamente pequeño como elemento radiante, el cual permite concentrar las corrientes a su alrededor como radiador. Considerando que la partícula está

relativamente cerca del plano de masa (así como su imagen, ubicada en el lado opuesto de este plano conductor [14]), las corrientes inducidas en el plano de masa también se espera que estén concentradas en una región relativamente pequeña alrededor del resonador. Este hecho conlleva una reducción de las corrientes en los bordes de dicho plano de masa y, en consecuencia, una optimización de la relación D/A cuando sus dimensiones se reducen.

Los resonadores *Split Ring Resonator* (SRR) así como los *Complementary Split Ring Resonator* (CSRR) ya han sido utilizados ampliamente para mejorar la funcionalidad de antenas parche [72]–[76]. Sin embargo, el uso de estas partículas como radiadores en la segunda resonancia no ha sido explorado en profundidad aún. A continuación se estudiará la viabilidad de implementar antenas impresas basadas en estos elementos resonantes para mejorar la relación D/A de una antena microstrip convencional.

3.2 Análisis teórico de la estructura propuesta

Como ya se ha mencionado en el apartado 2.1, los dos anillos que constituyen un SRR son claramente dos resonadores fuertemente acoplados mediante una combinación de acoplamientos inductivos y capacitivos. Este sistema presenta dos resonancias principales, la primera de las cuales exhibe una fuerte respuesta de carácter magnético y la segunda una respuesta esencialmente eléctrica. La primera resonancia se aplica habitualmente para la síntesis de dispositivos planares de dimensiones reducidas [9], [77]. Al analizar sus tensores de polarizabilidad (ver ecuaciones 2.1 a 2.3) se puede apreciar que debido a los coeficientes de polarizabilidad α_{zy}^{me} y α_{yz}^{em} un SRR presenta efectos de acoplamiento magnetoeléctrico. Este comportamiento se demuestra experimentalmente en [8], donde se realizan medidas de la primera resonancia de un SRR situado en el punto medio de una guía de onda metálica según las orientaciones expuestas en la Figura 3.3a. Al excitar el modo fundamental de la guía TE_{10} (Transversal Eléctrico) solamente existirán las componentes de campo E_τ , B_ν y B_n , siendo $B_n = 0$ en la ubicación de dicho SRR. De acuerdo con la Figura 3.3b, el SRR podrá excitarse mediante un campo eléctrico E_τ y magnético B_ν (posición 1), un campo magnético B_ν (posición 2) o bien un campo eléctrico E_τ (posición 3).

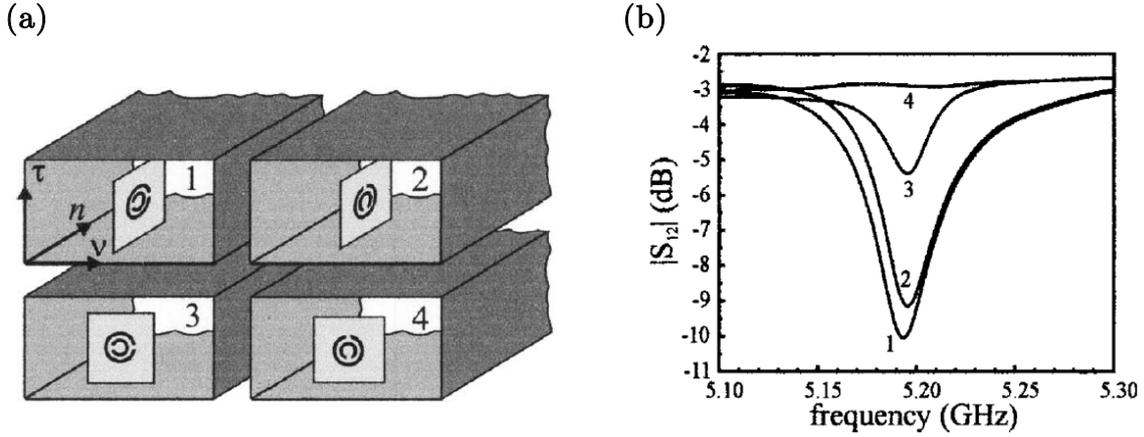


Figura 3.3 (a) Posibles orientaciones del SRR en el interior de una guía de onda y (b) medidas experimentales de la primera resonancia de un SRR. La respuesta obtenida en la posición 3 demuestra los efectos de acoplamiento magnetoeléctrico presentes en un SRR. Imágenes extraídas de [8].

Llegados a este punto, a fin de evitar los efectos de polarización cruzada se incrementa la longitud efectiva de los dos anillos (igualando así las resonancias de ambos anillos aislados), la cual cosa permite obtener una división simétrica (o bien acoplamiento síncrono) de las frecuencias de resonancia. Estas modificaciones estructurales originan una nueva partícula denominada *Non-Bianisotropic Split-Ring Resonator* (NBSRR), cuyos tensores de polarizabilidad se pueden expresar según las ecuaciones 3.1 a 3.3. De acuerdo con [8], un NBSRR exhibe un momento dipolar magnético axial en la frecuencia fundamental y, por tanto, el resonador puede excitarse únicamente mediante un campo magnético en la dirección axial a dicha partícula (ecuación 3.1). Por otro lado, en la segunda resonancia este resonador presenta un momento dipolar eléctrico ubicado en su mismo plano, por lo que es necesario un campo eléctrico orientado en la misma dirección para excitarlo (ecuaciones 3.2 y 3.3).

$$m_z = \alpha_{zz}^{mm} B_z^{ext} \quad (3.1)$$

$$p_y = \alpha_{yy}^{ee} E_y^{ext} \quad (3.2)$$

$$p_x = \alpha_{xx}^{ee} E_x^{ext} \quad (3.3)$$

Debido a la simetría de rotación de 180° de este dispositivo, si se realiza nuevamente el experimento de la Figura 3.3 se puede comprobar que la primera

resonancia del NBSRR es puramente magnética y la segunda resonancia es puramente eléctrica, tal y como se expone en la Figura 3.4 [8].

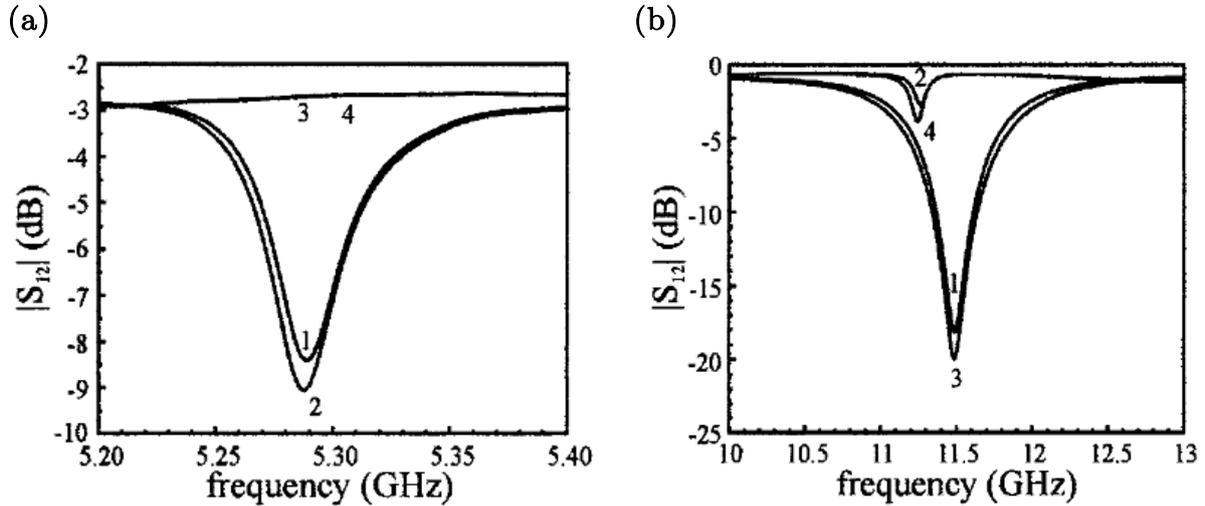


Figura 3.4 Medidas experimentales de la (a) primera y (b) segunda resonancia de un NBSRR excitado como en la Figura 3.3. La ausencia de respuesta en la posición 3 en la primera resonancia y en la posición 2 en la segunda resonancia demuestran la cancelación del acoplamiento magnetoeléctrico de un NBSRR operando a sus dos primeras frecuencias de resonancia. Imágenes extraídas de [8].

Sin embargo, en este caso el resonador y el plano de masa de la antenna impresa están orientados paralelamente (la implementación más conveniente desde el punto de vista de la fabricación) y están situados muy próximos, por lo que dicha partícula no puede ser excitada a ninguna de sus dos primeras resonancias por una onda electromagnética incidente en la dirección axial. Esto es debido a las condiciones de contorno que fuerza la presencia del plano de masa (el cual cancela la componente tangencial del campo eléctrico) y a la ausencia de un campo magnético axial asociado con la incidencia de esta onda en particular. En estas circunstancias, aplicando el principio de Babinet (de acuerdo con [78]) en condiciones ideales (esto es, conductor perfecto, infinito y grosor de metal despreciable) obtenemos otro diseño complementario al NBSRR conocido como *Non-Bianisotropic Complementary Split-Ring Resonator* (NBCSRR). En la Figura 3.5a se muestra la topología de este resonador y en la Figura 3.5b su modelo circuital equivalente en la primera resonancia.

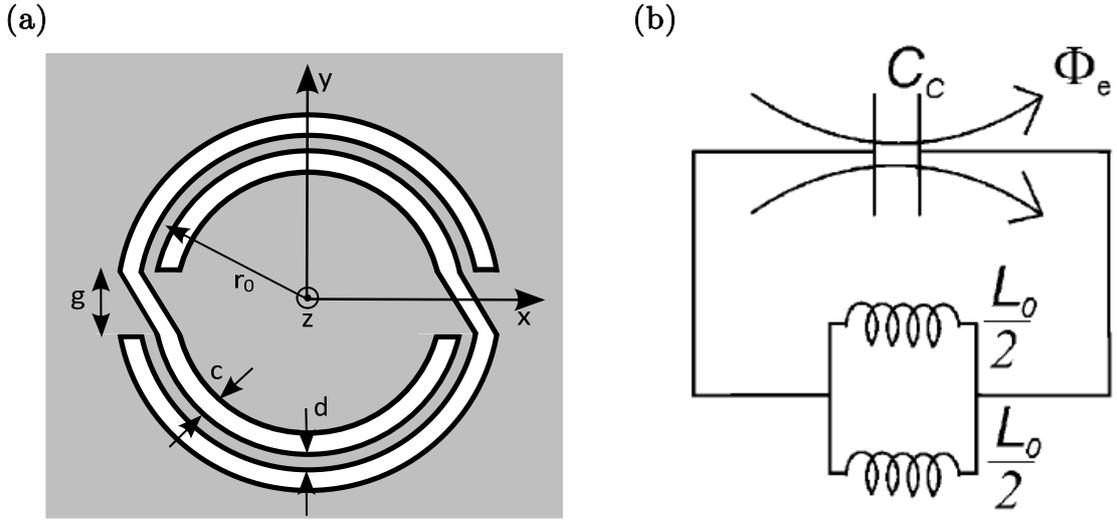


Figura 3.5 (a) Geometría de un NBCSRR (la región opaca representa conductor) y (b) su modelo circuital equivalente en la primera resonancia (en el caso sin pérdidas) extraído de [10].

Donde el valor de la capacidad C_C y de las bobinas L_0 pueden relacionarse con el modelo circuital del SRR expuesto en la Figura 2.2 a partir de las ecuaciones [10]

$$C_C = 4(\epsilon_0/\mu_0)L_s \quad (3.4)$$

$$L_0 = (\mu_0/4\epsilon_0)C_0. \quad (3.5)$$

El NBCSRR presenta unas frecuencias de resonancia aproximadamente idénticas a las de un NBSRR de las mismas dimensiones [10], pero la diferencia fundamental entre ambas partículas radica en la dualidad de su comportamiento electromagnético. Mientras que un NBSRR puede excitarse en la primera resonancia con un campo B_z^{ext} (generando así un momento dipolar magnético axial), el NBCSRR puede excitarse con un campo E_z^{ext} (produciendo como resultado un momento eléctrico axial). Este comportamiento puede extenderse a todo el tensor de polarizabilidades, dando lugar al siguiente conjunto de ecuaciones:

$$p_z = \beta_{zz}^{ee} E_z^{ext} \quad (3.6)$$

$$m_y = \beta_{yy}^{mm} B_y^{ext} \quad (3.7)$$

$$m_x = \beta_{xx}^{mm} B_x^{ext}. \quad (3.8)$$

Donde los distintos coeficientes de polarizabilidad β se pueden relacionar con las polarizabilidades α de la partícula original mediante las siguientes relaciones [1]:

$$\beta^{mm} = -c_0^2 \alpha^{ee}, \beta^{ee} = -\frac{1}{c_0^2} \alpha^{mm}. \quad (3.9)$$

En la primera resonancia esta partícula exhibe un elevado momento dipolar eléctrico p_z , mientras que en la segunda resonancia presenta unos momentos dipolares magnéticos m_x y m_y predominantes. Por tanto, dado que la componente tangencial del campo magnético está presente en una onda electromagnética axialmente incidente (y no se cancela en las proximidades del plano de masa), un NBCSRR trabajando en la segunda resonancia se utilizará para la presente aplicación. Tal y como se muestra en la Figura 3.6, esta partícula puede alimentarse externamente a través de una línea de transmisión basada en tecnología microstrip puesto que las líneas de campo magnético son tangenciales a la cara anterior del dieléctrico, de modo que resulta viable excitar un NBCSRR grabado en esta posición.

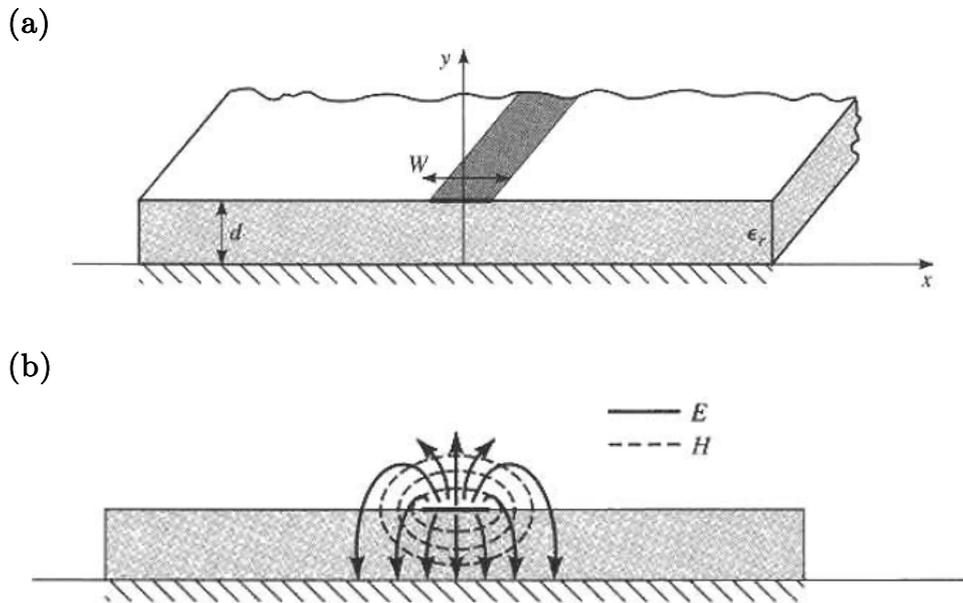


Figura 3.6 (a) Geometría de una línea de transmisión microstrip y (b) líneas de campo eléctrico y magnético. Imágenes extraídas de [79].

En último término, en la Figura 3.7a se ilustra un ejemplo de esta metodología excitando externamente un CSRR a su segunda resonancia y en la Figura 3.7b el modelo equivalente de toda la estructura.

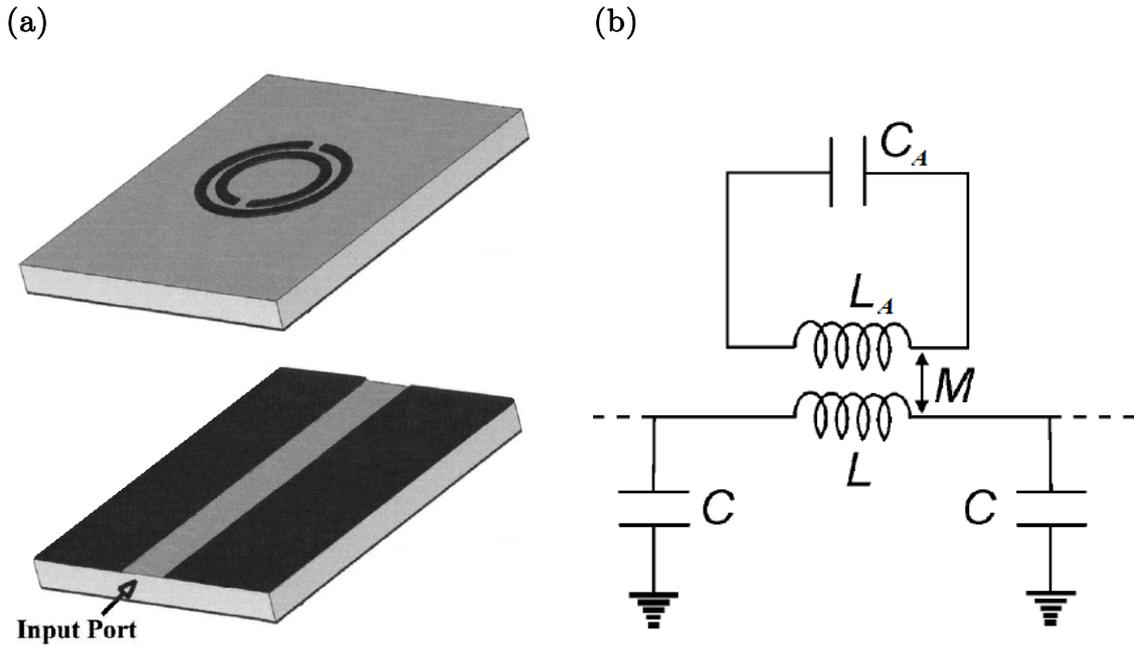


Figura 3.7 (a) Capa superior e inferior de un CSRR alimentado mediante una línea de transmisión y (b) modelo circuital equivalente (caso sin pérdidas). Imágenes adaptadas de [8] y [10] respectivamente.

Siendo C_A y L_A la capacidad y la inductancia del resonador CSRR trabajando a su segunda frecuencia resonancia, así como L y C las correspondientes al modelo de línea de transmisión.

3.3 Diseño y configuración de la estructura propuesta

En la Figura 3.8a se ilustra la geometría de un NBCSRR (modelado mediante el *software CST Microwave Studio*) diseñado para exhibir su segunda resonancia a 3 GHz. Los valores de sus parámetros geométricos son $c = 0.44$ mm, $r_{ext} = 6.06$ mm ($\approx \lambda_0/17$), $r_0 = 5.40$ mm, $d = 0.44$ mm y $g = 1.2$ mm. Las dimensiones de la superficie metálica en la que se ha grabado el resonador son 40×40 mm². El sustrato utilizado es *Rogers RO3010* con permitividad dieléctrica $\epsilon_r = 10.2$, tangente de pérdidas $\tan\delta = 0.0022$ y grosor $h = 1.27$ mm. En su parte posterior se ha situado una tira metálica para proporcionar una alimentación externa a dicha partícula, tal y como se representa en la Figura 3.8b.

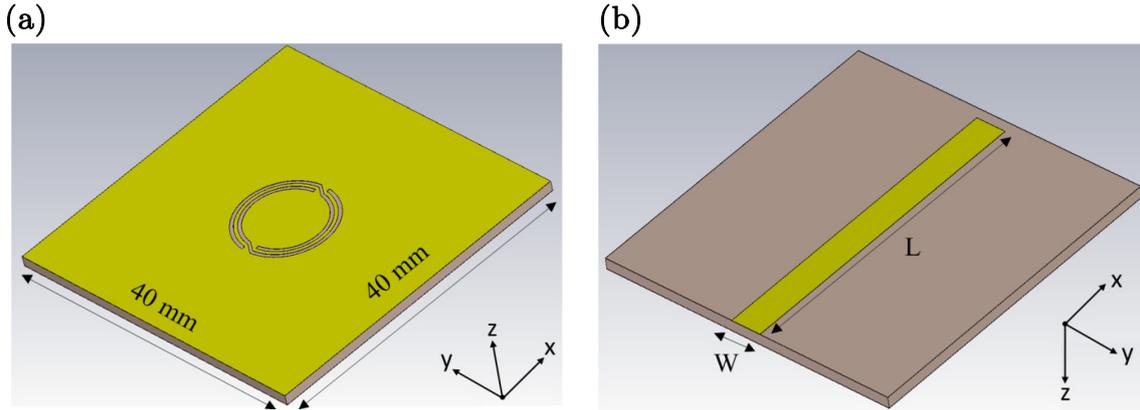


Figura 3.8 (a) Capa superior y (b) capa inferior de un NBCSRR excitado mediante una tira metálica implementado mediante *CST Microwave Studio*.

A fin de obtener una buena adaptación con el puerto de entrada de 50Ω , se ha realizado un análisis paramétrico de las dimensiones físicas de la línea de transmisión microstrip de la Figura 3.8b, esto es, su longitud L y su anchura W . Inicialmente se ha fijado la anchura a un valor de 4 mm y la longitud a 40 mm. Puesto que esta longitud equivale aproximadamente a $\lambda_g/2$ a 3 GHz (siendo λ_g la longitud de onda guiada), esto implica que la distribución de corrientes será máxima en el punto medio de la línea microstrip (coincidiendo con el centro del NBCSRR) y, en consecuencia, se producirá un fuerte acoplamiento magnético entre la línea y la partícula. En la Figura 3.9 se exponen los cambios en las pérdidas de retorno en función de la variable L . Como se puede apreciar, para una longitud de 38.7 mm se consigue una buena adaptación cerca de la frecuencia de trabajo.

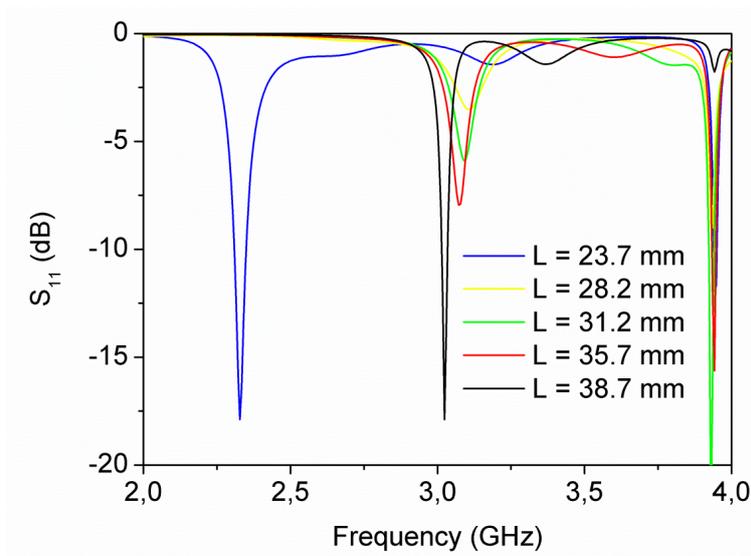


Figura 3.9 Pérdidas de retorno de la estructura de la Figura 3.8 en función de la longitud L de la línea microstrip.

Una vez establecida la longitud de la tira metálica, se ha procedido a barrer su anchura. Como se puede comprobar en la Figura 3.10, se produce un desplazamiento de la respuesta frecuencial conforme el valor de W aumenta debido a que la impedancia de entrada del NBCSRR se aproxima gradualmente a 50Ω . En base a estos resultados, se ha escogido una anchura de 4.1 mm para obtener una buena adaptación a 3 GHz.

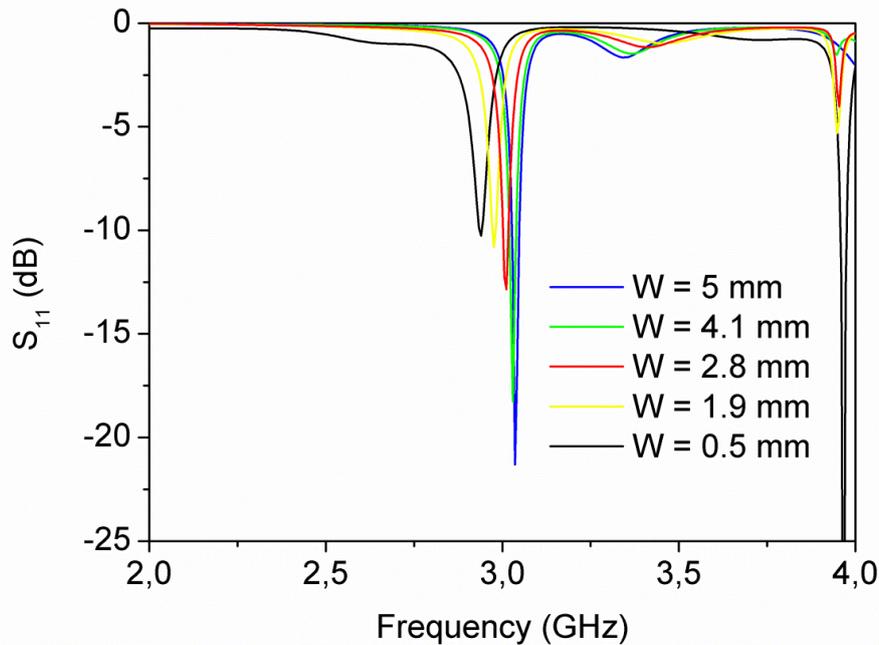


Figura 3.10 Pérdidas de retorno de la estructura de la Figura 3.8 en función de la anchura W de la línea microstrip.

Otro aspecto a considerar también es la disposición de dicha partícula respecto de la tira metálica. De acuerdo con las ecuaciones 3.7 y 3.8, el momento magnético que se induce en la segunda resonancia está orientado según el eje x e y , por lo que se tiene de rotar el NBCSRR sobre sí mismo en el plano xy para que sus líneas de flujo magnético estén alineadas con las de la línea de transmisión microstrip. Este comportamiento también puede explicarse desde el punto de vista de un transformador, es decir, al rotar el resonador se varía la inductancia mutua M entre este elemento y la tira metálica y, en consecuencia, se modifica la impedancia de entrada del NBCSRR. Tal y como se muestra en la Figura 3.11, para ángulos de rotación comprendidos entre 0° y 20° se consigue alimentar adecuadamente este resonador a la frecuencia de operación, por lo que la componente m_y del momento magnético se puede suponer predominante respecto a la componente m_x . Este resultado también concuerda con el análisis teórico expuesto en el apartado 2.1 sobre los tensores de polarizabilidad de un SRR, donde se demostró

que su momento eléctrico p_x no era resonante y, por tanto, era despreciable en comparación a p_y . Por tanto, se ha elegido una rotación nula para este diseño.

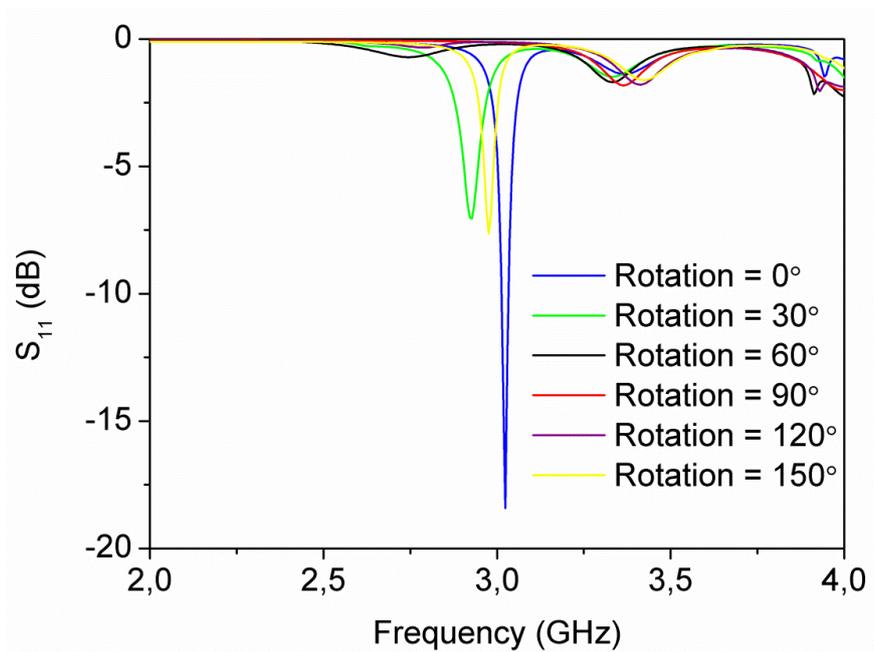


Figura 3.11 Pérdidas de retorno de la estructura de la Figura 3.8 en función de la rotación del NBCSRR.

En la Figura 3.12 se expone la estructura de la antena completa. Se ha añadido un plano de masa de dimensiones $100 \times 100 \text{ mm}^2$ y se ha separado del resonador NBCSRR mediante una capa de aire ($\epsilon_r = 1.006$) de grosor T .

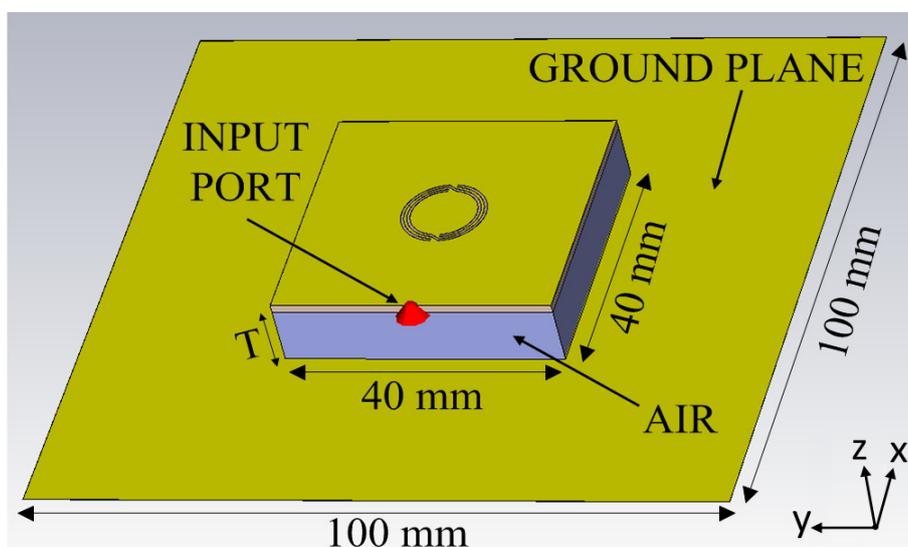


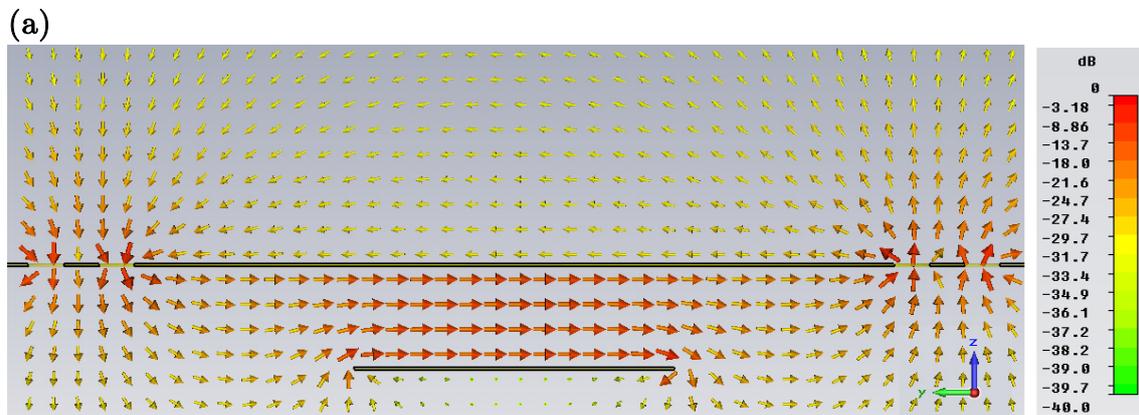
Figura 3.12 Antena basada en un NBCSRR realizada mediante *CST Microwave Studio*.

Mediante un análisis paramétrico, se ha encontrado el valor óptimo de T para maximizar la relación delante-atrás de la antena. De acuerdo con la Tabla 3.1, se ha seleccionado un grosor de 8.73 mm a fin de evitar también una degradación de la eficiencia de radiación y obtener una ganancia razonable. Aunque el ancho de banda relativo (FBW) resultante es muy reducido debido al comportamiento de banda estrecha de la antena, éste es suficiente para la aplicación a la que se ha enfocado el presente diseño.

	RL (dB)	η_{rad} (%)	G_{MAX} (dBi)	D/A (dB)	FBW (%)
$T = 1$ mm	2.1	54.3	5.5	19.1	0.67
$T = 8.73$ mm	17.2	57	6.12	24.3	0.64
$T = 15$ mm	22.5	50.8	5.25	23.6	0.65

Tabla 3.1 Propiedades principales de la antena de la Figura 3.12 a f_0 para distintos valores de espaciado T .

En último término, en la Figura 3.13a se muestra el campo magnético del NBCSRR en el plano yz , así como la densidad de corrientes de la estructura en la Figura 3.13b, obtenidos en la segunda resonancia mediante el *software CST Microwave Studio*. Como se puede apreciar, al excitar externamente la partícula se induce un campo magnético tangencial fruto de los momentos magnéticos propios del resonador, mientras que la distribución de corrientes está concentrada alrededor de dicho elemento. Esto verifica que la radiación es debida esencialmente a este resonador, lo que permite incrementar la relación delante-atrás de la antena propuesta, tal y como se demostrará en el siguiente apartado.



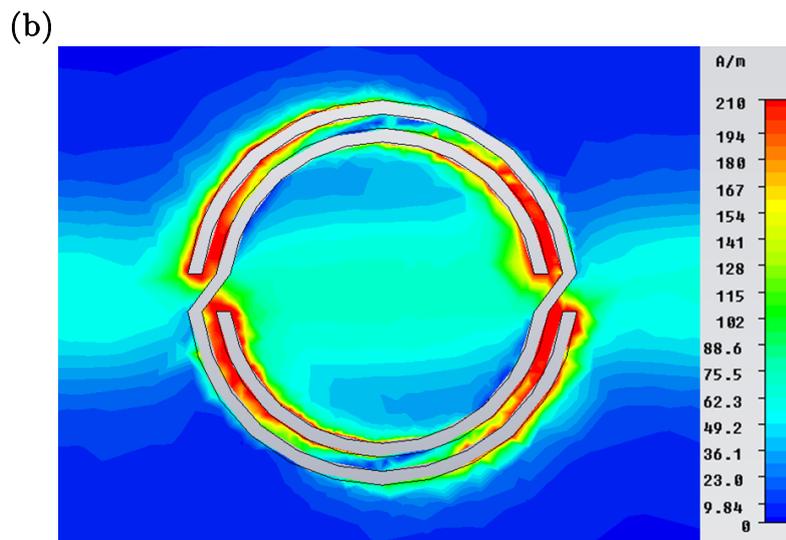


Figura 3.13 (a) Campo magnético de la estructura en la segunda resonancia (plano yz) y (b) densidad de corriente superficial del NBCSRR de la Figura 3.12 en la segunda resonancia (plano xy).

3.4 Simulación y resultados experimentales

El *layout* de la antena representada en la Figura 3.12 se ha simulado mediante el *software CST Microwave Studio*. Su coeficiente de reflexión se ilustra en la Figura 3.14, el cual muestra una buena adaptación (por debajo de -15 dB) alrededor de 3 GHz con un ancho de banda de 20 MHz a -10 dB.

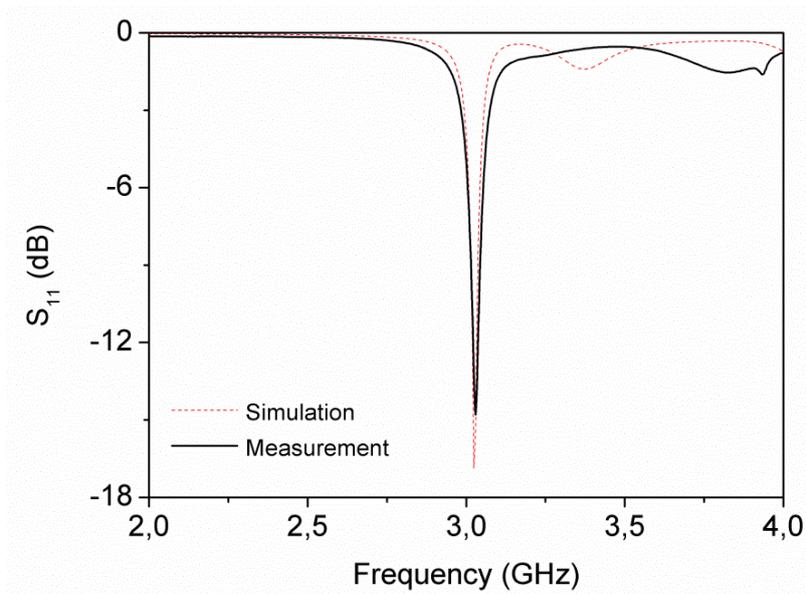


Figura 3.14 Comparación entre el coeficiente de reflexión de potencia de la estructura propuesta simulado (línea discontinua) y medido (línea continua).

Por otro lado, su diagrama de radiación se ha representado en la Figura 3.15. Dicha antena exhibe una ganancia máxima de 6.1 dBi en la dirección longitudinal de la agrupación con una eficiencia de radiación del 57% y un ancho de haz a -3 dB de 72.3° . Su relación axial en la dirección $\theta = 0^\circ$ es 21.8 dB, por lo que la polarización puede considerarse lineal (de acuerdo con el análisis teórico del apartado 3.2). Como ya se ha definido anteriormente en el apartado 3.1, la relación delante atrás es la diferencia en dB entre la ganancia en la dirección de máxima ganancia (en este caso $\theta = 0^\circ$) y la ganancia en la dirección contraria a dicho valor máximo (es decir, $\theta = 180^\circ$). De acuerdo con la Figura 3.15, en la dirección $\theta = 0^\circ$ la ganancia es 6.12 dBi mientras que en la dirección $\theta = 180^\circ$ es -17.9 dBi, por lo que la relación delante-atrás simulada es de 24 dB.

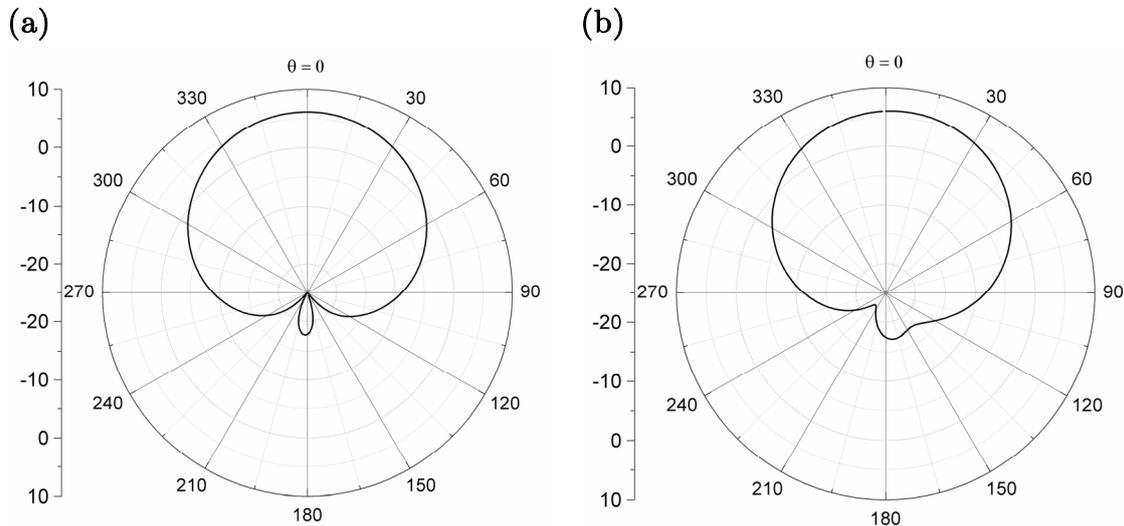


Figura 3.15 Diagrama de radiación de la estructura propuesta simulado evaluado a 3 GHz en el (a) plano H (yz) y (b) plano E (xz).

A fin de validar los resultados obtenidos previamente, se ha fabricado la antena propuesta (Figura 3.16) mediante una fresadora mecánica *LPKF ProtoMat H100*. Un conector SMA de impedancia característica 50Ω se ha soldado en el puerto de entrada de la agrupación para excitarla. El NBCSRR se ha separado del plano de masa mediante un trozo de poliestireno expandido (EPS) de grosor 8.73 mm. Puesto que este material tiene una permitividad dieléctrica relativa próxima a la del aire y muy bajas pérdidas, sus propiedades emulan la capa de aire representada en la Figura 3.12. El coeficiente de reflexión de esta antena se ha medido a continuación según un analizador de redes *Agilent E8364B*. Los resultados obtenidos (Figura 3.14) muestran una buena

adaptación y un ancho de banda a -10 dB de 22 MHz, lo cual concuerda muy bien con las simulaciones. Sin embargo, se ha producido una ligera disminución en las pérdidas de retorno a la frecuencia de operación como consecuencia de algunas tolerancias en el proceso de fabricación.

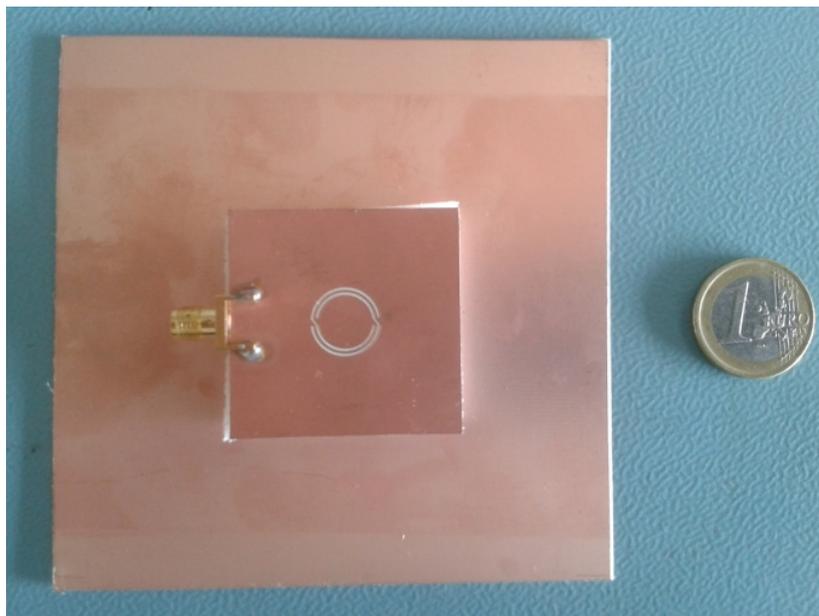


Figura 3.16 Prototipo fabricado de la antena impresa basada en un NBCSRR.

Para medir experimentalmente la relación delante-atrás se ha colocado la antena dentro de la celda TEM (*Transversal ElectroMagnetic*) de la Figura 3.17, la cual se comporta como una guía de ondas totalmente cerrada donde se propagan un campo eléctrico y magnético ortogonales entre sí y a la dirección de propagación (tal y como se corresponde con la zona de campo lejano). El sistema consiste en un generador de señales vectorial *Agilent N5182A* que proporciona a la celda TEM un tono puro a 3 GHz con una potencia incidente de 0 dBm y un analizador vectorial de redes *Agilent N9020A* que mide la respuesta de la antena. De este modo no es necesario conocer la ganancia de la antena o bien las pérdidas introducidas por los conectores dado que dichos factores se cancela mutuamente al realizar la diferencia (en dB) de la radiación de la parte anterior y posterior de la antena.

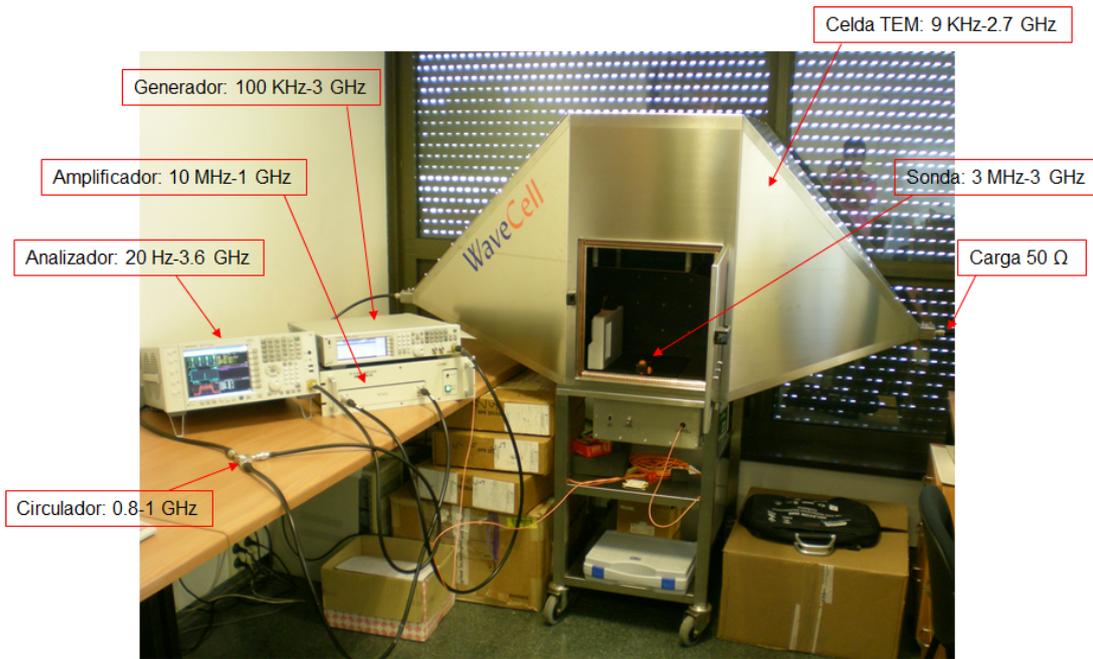


Figura 3.17 Sistema de medida de la relación delante-atrás basado en una celda TEM.

La potencia medida es -29.9 dBm cuando la señal es recibida desde la parte anterior de la antena, mientras que ésta es -53.8 dBm cuando la antena se rota 180° . Por tanto, la relación delante-atrás medida es 23.9 dB, la cual es muy próxima al valor simulado. En la Figura 3.18a se ilustra la estructura de una antena parche convencional diseñada a la misma frecuencia de trabajo y en la Figura 3.18b se muestra su respuesta frecuencial así como su diagrama de radiación simulados mediante el *software CST Microwave Studio*. Su ganancia máxima es 8.8 dBi en la dirección de propagación ($\theta = 0^\circ$) y su ancho de banda relativo es aproximadamente 2.9% . Ambos valores son ligeramente superiores a los de la antena propuesta debido a que esta última utiliza un resonador eléctricamente pequeño como radiador (lo cual implica una directividad menor [14] así como un factor de calidad mayor en comparación con parches o dipolos de longitud $\lambda_0/2$ para un mismo valor de eficiencia de radiación [11]). Sin embargo, puesto que su ganancia es -6.2 dBi en $\theta = 180^\circ$, su relación delante-atrás simulada es 15 dB. Por tanto, utilizando un NBCSRR como elemento radiante, se puede mejorar la relación delante-atrás de una antena impresa hasta 9 dB.

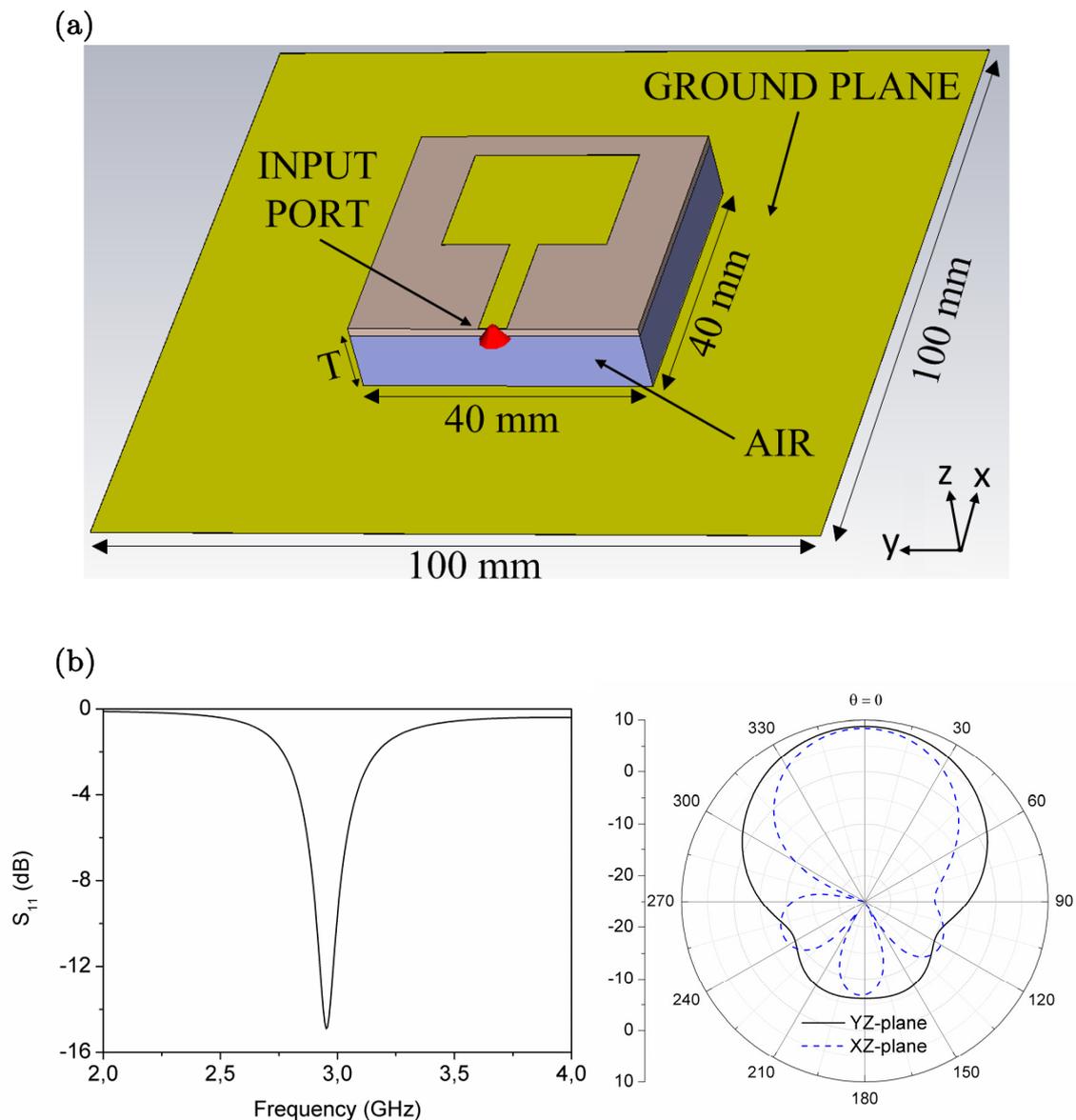


Figura 3.18 (a) Antena impresa convencional realizada mediante *CST Microwave Studio* y (b) sus pérdidas de retorno (izquierda) junto con su diagrama de radiación simulado (derecha) evaluado a 3 GHz en el plano H (línea continua) y plano E (línea discontinua).

A partir de la ecuación del radar [80], se puede comprobar que, para una determinada potencia umbral suministrada W_R y de detección W_L , la máxima distancia de detección R es proporcional a la raíz cuadrada de la ganancia de la antena G . En consecuencia, el ratio entre las máximas distancias de detección para objetos situados en la parte anterior y posterior del detector puede calcularse como

$$\left. \begin{aligned} W_L &= W_R \left(\frac{\lambda_0}{4\pi R_{BACK}} \right)^2 G|_{BACK} \\ W_L &= W_R \left(\frac{\lambda_0}{4\pi R_{FRONT}} \right)^2 G|_{FRONT} \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{R_{FRONT}}{R_{BACK}} = \sqrt{\frac{G|_{FRONT}}{G|_{BACK}}} = \sqrt{D/A}. \quad (3.10)$$

La antena propuesta exhibe una relación $R_{FRONT}/R_{BACK} = 15.7$, mientras que la antena parche presenta una relación de 5.6. Esto representa una mejora significativa para el caso de la antena basada en un resonador NBCSRR. En la Tabla 3.2 se muestra una comparación del rendimiento entre ambos tipos de antenas.

	ANTENA PROPUESTA (SIMULADA)	ANTENA PROPUESTA (MEDIDA)	ANTENA PARCHÉ (SIMULADA)
Ganancia máxima (dBi)	6.1	–	8.8
Eficiencia (%)	57	–	95
P_{FRONT} (dBm)	–	–29.9	–
P_{BACK} (dBm)	–	–53.8	–
D/A (dB)	24	23.9	15
R_{FRONT}/R_{BACK}	15.8	15.7	5.6

Tabla 3.2 Comparación del rendimiento de las antenas de las Figuras 3.16 y 3.18.

4

Agrupaciones lineales de resonadores eléctricamente pequeños

En el Capítulo 3 se ha utilizado un NBCSRR como radiador para mejorar alguna de las prestaciones de una antena impresa, en ese caso la relación delante-atrás principalmente. Sin embargo, al ser un resonador eléctricamente pequeño su directividad es menor en comparación con una antena parche ya que sus dimensiones son mucho más pequeñas que la longitud de onda [14]. Para obtener una directividad elevada se puede aumentar el número de elementos, de modo que si estos se alimentan con una amplitud y fase determinadas puede obtenerse un diagrama de radiación predefinido. Este concepto se conoce como agrupaciones de antenas (*antenna array*) y a largo de este capítulo se realizarán diferentes agrupaciones lineales longitudinales y transversales utilizando esta clase de partículas como elementos radiantes, tal y como se muestra a continuación.

4.1 Antenas Yagi-Uda planares basadas en SRRs

En este apartado se realizarán unas antenas Yagi-Uda planares reemplazando los dipolos de $\lambda/2$ por SRRs trabajando en la segunda resonancia, cuyo principio de operación se expone en la sección 4.1.2 junto con otras configuraciones presentes en la literatura (sección 4.1.1). En la sección 4.1.3 se diseñarán dos antenas Yagi-Uda distintas en función de si la topología de estos resonadores es circular (sub-sección 4.1.3.1) o bien cuadrada (sub-sección 4.1.3.2). En ambos casos se implementarán los respectivos prototipos, sus características principales se medirán experimentalmente y se compararán los resultados obtenidos con los simulados así como con el estado del arte actual.

4.1.1 Introducción a las antenas Yagi-Uda

Las antenas Yagi-Uda [81], [82] han sido ampliamente utilizadas como agrupaciones longitudinales (*endfire*) en los últimos años para aplicaciones de radiodifusión de televisión así como en estaciones de radioaficionados, entre otros. La configuración clásica consiste en una agrupación de dipolos de $\lambda/2$ paralelos, dónde solamente un elemento necesita ser excitado y el resto de elementos parásitos contribuye a generar un diagrama de radiación directivo (Figura 4.1).

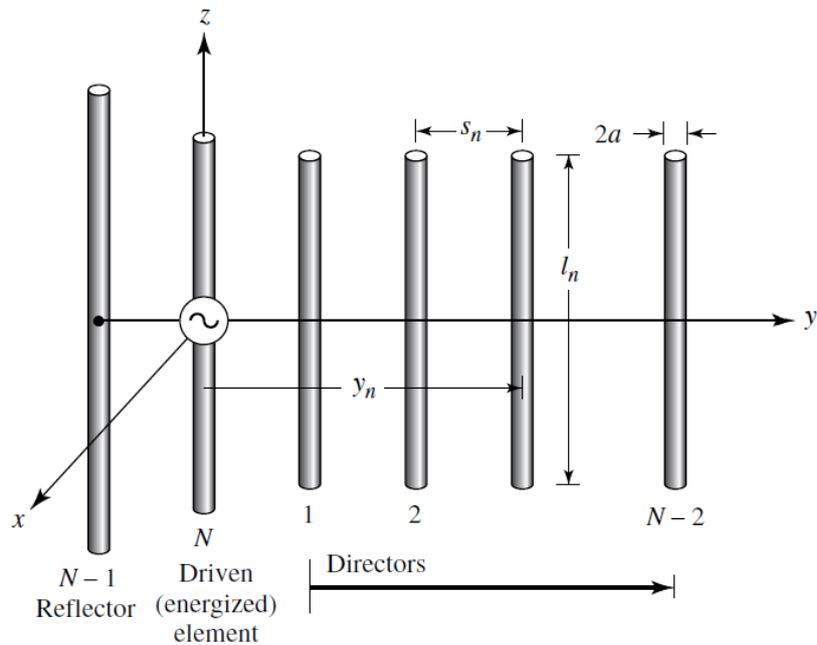


Figura 4.1 Configuración canónica de una antena Yagi-Uda. Imagen extraída de [14].

La topología más típica consiste en un elemento activo, un reflector y entre uno y veinte directores. A fin de optimizar su ganancia y su relación delante-atrás (D/A), las longitudes l_n y espaciados s_n entre elementos deben ajustarse debidamente [83], [84]. Habitualmente la longitud del elemento activo es próxima a $\lambda/2$ ($0.45\lambda - 0.49\lambda$) para que sea resonante, mientras que los directores son más pequeños que dicho elemento activo ($0.4\lambda - 0.45\lambda$) para formar un haz en el eje longitudinal de la agrupación. La longitud del reflector en cambio es ligeramente mayor a la del elemento activo ($0.5\lambda - 0.52\lambda$). La separación entre directores es $0.3\lambda - 0.4\lambda$ (aunque no tiene porqué ser uniforme para diseños óptimos), mientras que la separación entre el reflector y el elemento activo es normalmente cercana a 0.25λ . Por otro lado, es importante destacar que el espaciado entre los directores y sus dimensiones tienen una gran influencia en la directividad máxima, así como la separación y las dimensiones del reflector en la impedancia de entrada y la relación delante-atrás [14].

Esta clase de antenas es comúnmente utilizada debido a que son fáciles de fabricar y proporcionan unas características razonables (incluyendo un haz unidireccional) en términos de ganancia y relación delante-atrás. Sin embargo, su ancho de banda es relativamente estrecho (alrededor del 2%), por lo que se suele utilizar un dipolo doblado resonante como elemento activo dado que su ancho de banda es mayor que el del dipolo de $\lambda/2$ [85].

A fin de reducir su dimensión transversal, las antenas Yagi-Uda se han implementado también sobre sustratos planares. Estas estructuras poseen un bajo perfil, son ligeras y compatibles con otra clase de circuitería impresa. Además pueden configurarse para realizar otras agrupaciones con el objetivo de mejorar la ganancia [86] o el ancho de banda relativo [87] (Figura 4.2). Por otro lado, alimentar el elemento activo puede ser problemático debido a la presencia de los radiadores parásitos, por lo que puede emplearse un plano de masa truncado como reflector para evitar la presencia del dipolo posterior al elemento activo [88].

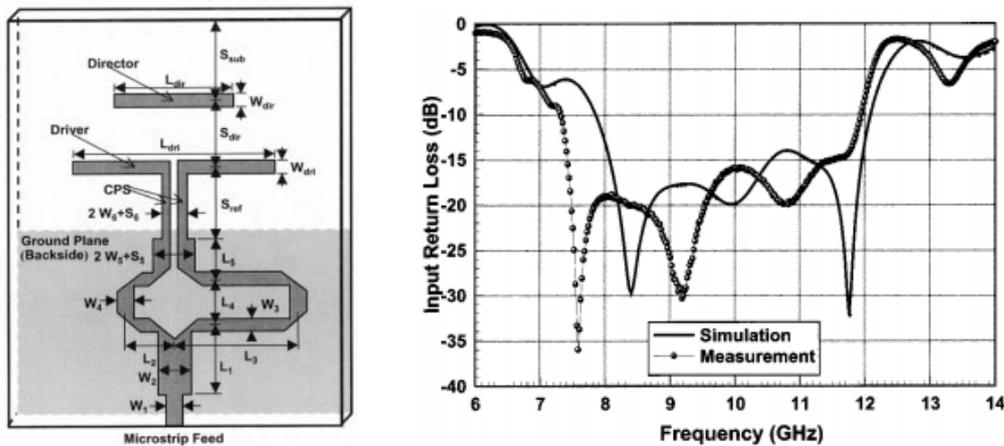


Figura 4.2 Antena cuasi-Yagi-Uda (izquierda) junto con sus pérdidas de retorno (derecha). Como se puede apreciar, el ancho de banda relativo simulado y experimental son aproximadamente del orden de 48%. Imágenes extraídas de [87].

Las antenas Yagi-Uda microstrip basadas en parches rectangulares fueron estudiadas por primera vez en 1989 por Huang [89] (Figura 4.3) y sus características principales eran poseer una topología simple y una ganancia elevada, así como evitar el problema relacionado con la alimentación mencionado previamente. No obstante, esta solución proporcionaba una relación delante-atrás reducida y no era capaz de radiar completamente en la dirección longitudinal debido a las propiedades de radiación de los parches. Otros trabajos posteriores se centraron en superar estas limitaciones, ya fuera obteniendo una relación delante-atrás elevada [90], [91] o una radiación enfocada completamente en el eje longitudinal de la agrupación [92] (Figura 4.3). En este último caso, además, también permitía obtener una polarización lineal en vertical debido a la excitación de unos momentos dipolares magnéticos paralelos a la superficie de la antena.

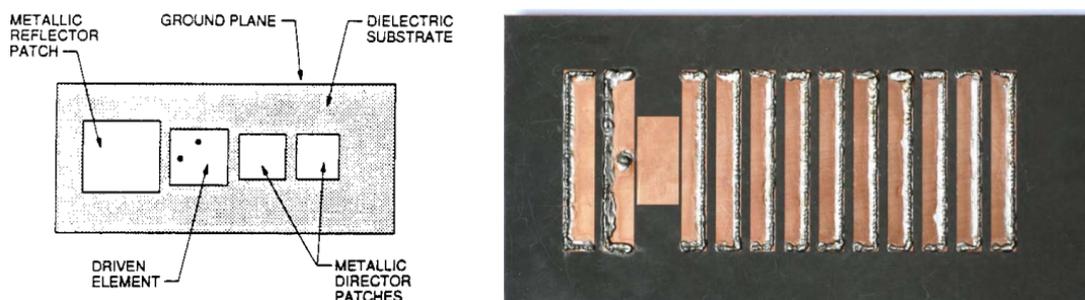


Figura 4.3 Antena Yagi-Uda microstrip basada en parches cuadrados (izquierda) y antena Yagi-Uda microstrip basada en dipolos magnéticos (derecha). Los bordes de los parches se cortocircuitan en este segundo caso para obtener polarización vertical. Imágenes extraídas de [89] y [92], respectivamente.

Aunque la longitud de las antenas Yagi-Uda puede modificarse según el número de directores (los cuales controlan la directividad, como ya se ha mencionado), su anchura viene dada normalmente por la longitud de los elementos radiantes, que suele ser próxima a $\lambda/2$. Un método clásico para reducir su anchura consiste en utilizar espiras circulares cuyo perímetro sea cercano a λ (y, por tanto, su diámetro a $\lambda/3$) [93], [94]. Sin embargo, esta aproximación implica un incremento significativo de la sección cruzada de la antena, por lo que no puede fabricarse mediante tecnologías planares (Figura 4.4).

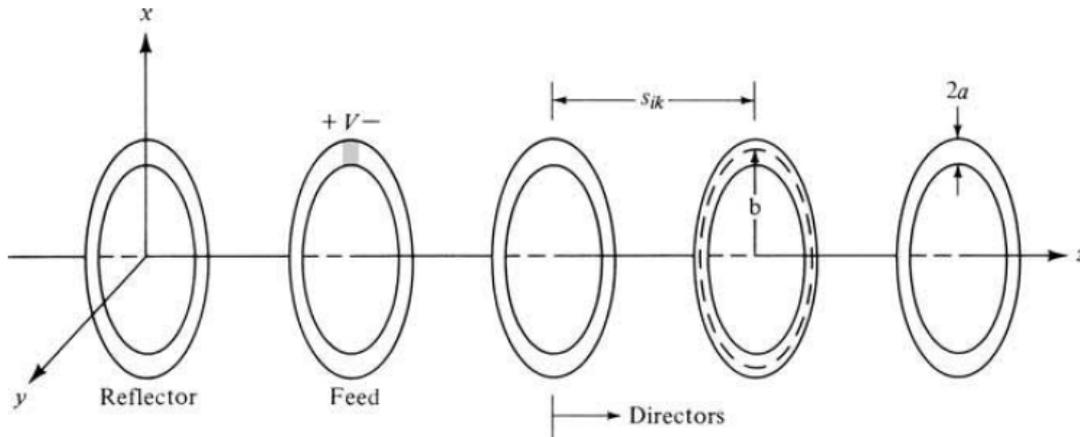


Figura 4.4 Antena Yagi-Uda basada en espiras circulares. Imagen extraída de [14].

Dicho esto, en las sub-secciones 4.1.3.1 y 4.1.3.2 se introducirá una nueva clase de antena Yagi-Uda donde los elementos de la agrupación serán reemplazados por resonadores eléctricamente pequeños (esto es, SRRs). Esto permitirá reducir la anchura de la antena prácticamente un factor 2 respecto de una Yagi-Uda basada en dipolos de $\lambda/2$ manteniendo las mismas propiedades de radiación que la configuración original.

4.1.2 Principio de funcionamiento

Los resonadores *Split Ring Resonator* (SRR) han sido utilizados típicamente en dispositivos metamateriales [95], [96]. Dichas partículas, junto con otras estructuras derivadas, se han empleado para mejorar la funcionalidad de antenas [25], [97], incluyendo agrupaciones como la Yagi-Uda. En [98], un par de SRRs ameadrados fueron grabados en el elemento activo para reducir su anchura hasta $\lambda/3.3$, aunque entonces la ganancia también se redujo significativamente (Figura 4.5). En [99], se obtuvo funcionalidad multibanda cargando los elementos de la agrupación con SRR de topología cuadrada. Más recientemente, también se realizó un diseño con diagramas de

radiación opuestos en dos bandas frecuenciales distintas añadiendo SRRs al elemento reflector (Figura 4.5) [100]. Sin embargo, el uso de estos resonadores como elementos radiantes en una antena Yagi-Uda no ha sido descrito con anterioridad.

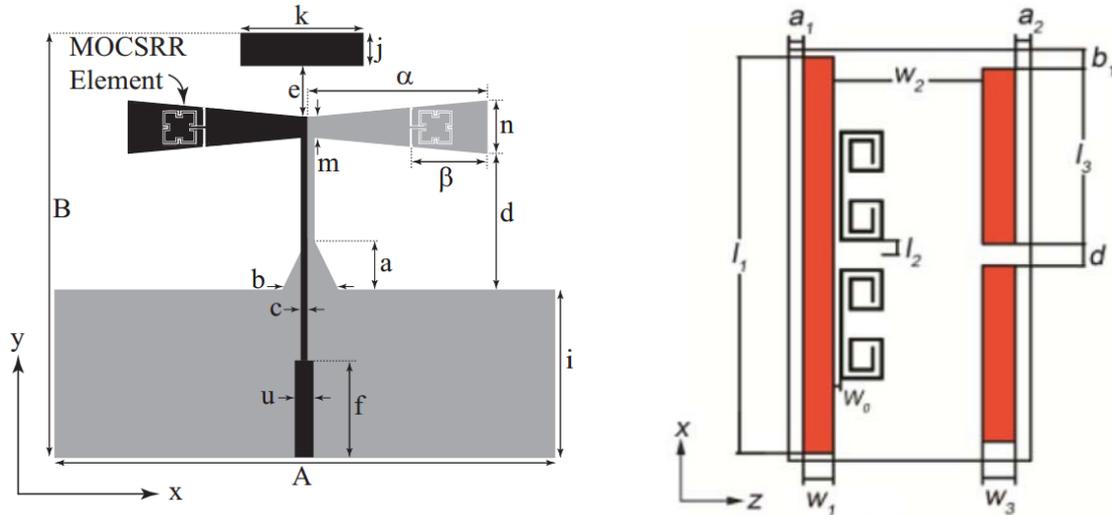


Figura 4.5 Layout de la antena con SRRs grabados en el elemento activo (izquierda) y antena con SRRs cargados en el reflector (derecha). Imágenes extraídas de [98] y [100], respectivamente.

Las propiedades de radiación de un SRR en su segunda resonancia ya han sido descritas anteriormente en el apartado 2.2 demostrando que un SRR trabajando a dicha frecuencia de resonancia se comporta de manera similar a un dipolo de media longitud de onda en términos de impedancia de entrada y resistencia de radiación, pero reduciendo sus dimensiones laterales prácticamente a la mitad. A fin de aprovechar este comportamiento, se han diseñado unas antenas Yagi-Uda substituyendo los dipolos de $\lambda/2$ por SRRs para implementar los elementos activo y parásitos (esto es, el reflector y los diferentes directores). Este hecho permite reducir sustancialmente la anchura de la antena manteniendo las características (mayormente la ganancia y la relación delante-atrás) de una antena Yagi-Uda canónica. Puesto que los campos radiados por el momento dipolar magnético residual de un SRR son paralelos a los del momento dipolar eléctrico predominante en la dirección del haz principal de la agrupación, se espera que la polarización de estas antenas en dicha dirección sea lineal. Para obtener un diagrama de radiación muy directivo con una ganancia elevada, el número de directores debe ser grande (como se ilustra en la sub-sección 4.1.3.1). En base a los análisis teóricos sobre antenas Yagi-Uda convencionales [14], las dimensiones de los

directores tienen que ser ligeramente menores a las del elemento activo, mientras que las del reflector deben ser un poco mayores. Asimismo, la separación entre el reflector y el elemento activo tiene que ser menor que el espaciado entre directores.

4.1.3 Estructuras diseñadas e implementadas

A lo largo de esta sección se mostrarán las distintas configuraciones realizadas a partir del principio de funcionamiento descrito anteriormente. Como prueba conceptual, se han diseñado y simulado electromagnéticamente dos antenas Yagi-Uda trabajando dentro de la banda *Wireless Local Area Network* (WLAN) mediante SRRs con topología circular (sub-sección 4.1.3.1) y topología cuadrada (sub-sección 4.1.3.2). Para validar los resultados obtenidos, se han fabricado sus respectivos prototipos y sus principales características se han medido y comparado con el estado del arte actual.

4.1.3.1 Antena Yagi-Uda planar basada en SRRs con topología circular

La antena propuesta consiste en una agrupación longitudinal de resonadores eléctricamente pequeños. En este caso se han utilizado SRRs con geometría circular, tal y como se ilustra en la Figura 4.6.

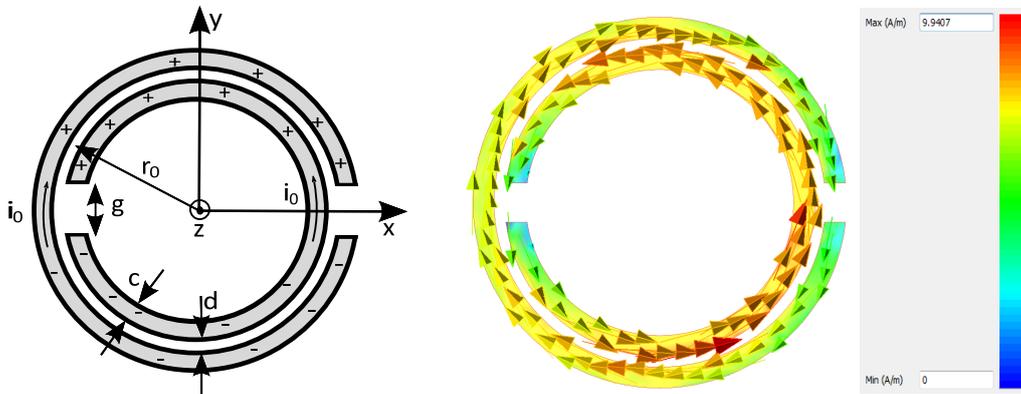


Figura 4.6 Distribución de carga (izquierda) y corriente simulada mediante el *software ADS Momentum* (derecha) de un *Split Ring Resonator* con topología circular a su segunda resonancia.

En la Figura 4.7 se ha representado el *layout* de la antena Yagi-Uda realizada, la cual consta de 15 elementos. El sustrato utilizado es *ArlonCU 250LX* con permitividad dieléctrica $\epsilon_r = 2.43$, tangente de pérdidas $\tan\delta = 0.0022$ y grosor $h = 0.49$ mm.

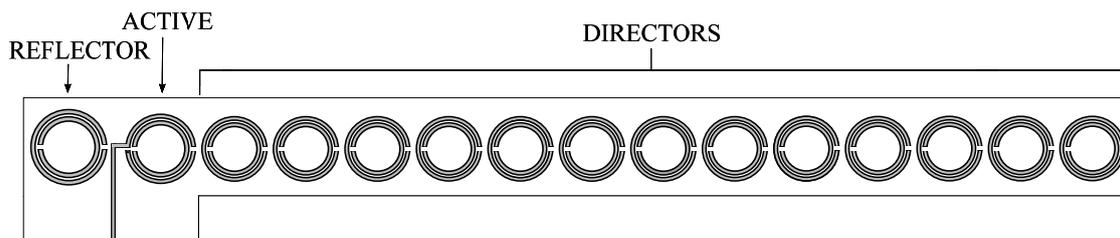


Figura 4.7 Configuración de una antena Yagi-Uda planar basada en SRRs circulares.

En primer término se ha procedido a diseñar el elemento activo. De acuerdo con [101], el radio promedio r_0 del SRR se ha aproximado a $\lambda_0/11$ a fin de ajustar su resistencia de radiación (la cual es próxima a la impedancia de entrada debido a las bajas pérdidas óhmicas y de dieléctrico) a 50Ω en la resonancia. Dado que en este caso la frecuencia de trabajo es $f_0 = 5.5$ GHz, el radio promedio equivale a $r_0 = 4.96$ mm. El siguiente paso ha consistido en obtener la anchura de las pistas c . La eficiencia de radiación de un SRR puede representarse en función de la conductividad del metal σ , el radio promedio r_0 y la anchura de pista c [101] (ver ecuación 2.23). En la Figura 4.8 se ilustra la dependencia de la eficiencia de radiación de un SRR con dicha anchura c estableciendo previamente el valor de r_0 y σ como la conductividad del cobre.

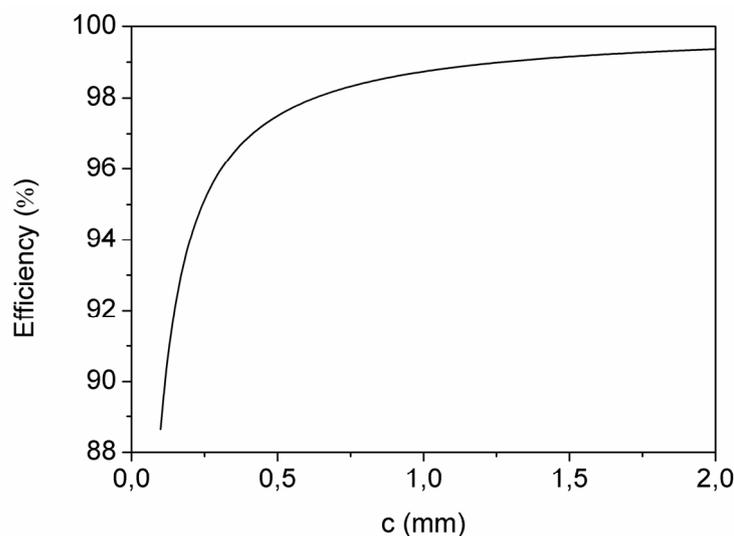


Figura 4.8 Eficiencia de radiación de un SRR en función de la anchura de las pistas conductoras (sin considerar la presencia del sustrato dieléctrico). El resto de variables se han fijado a $r_0 = 4.96$ mm, $f_0 = 5.5$ GHz y $\sigma = 5.96 \cdot 10^7$ S/m.

Como se puede apreciar, la eficiencia crece asintóticamente al aumentar el grosor de pista c (llegando a valores cercanos al 100% para el caso de pistas muy anchas). Por tanto, a fin de asegurar una eficiencia superior al 90% el grosor de las pistas se ha

fijado en $c = 0.7$ mm. En último término se ha ajustado la segunda resonancia de este SRR a la frecuencia de operación f_0 variando la distancia d entre anillos (la cual controla el acoplamiento entre éstos), resultando en un valor de $d = 0.35$ mm. Por otro lado, la anchura de la abertura de cada anillo se ha fijado en 1.3 mm.

Una vez diseñado el elemento activo, se ha procedido a configurar el resto de elementos parásitos. Los distintos directores así como el reflector se han diseñado para optimizar la ganancia máxima (en la dirección longitudinal) y la relación delante-atrás de la antena manteniendo su impedancia de entrada próxima a 50Ω . Para ello se ha hecho un estudio paramétrico barriendo su tamaño y sus respectivas separaciones entre ellos.

El tamaño de todos los directores es la primera variable que ha sido analizada. Ésta se ha disminuido progresivamente un factor I_d manteniendo su relación de aspecto. Inicialmente, el tamaño del reflector se ha incrementado un 5% respecto del elemento activo y todos los elementos se han espaciado uniformemente $0.25\lambda_0$ centro a centro (valores típicos para una antena Yagi-Uda canónica [14]). Los cambios en la ganancia máxima y la relación delante-atrás a f_0 se muestran en la Figura 4.9. Como se puede apreciar, ambos parámetros incrementan gradualmente su valor a medida que el tamaño del director se acerca a la del elemento activo. Para maximizar la ganancia, el tamaño del director se ha reducido un 4% ($I_d = 0.96$) comparado con el elemento activo.

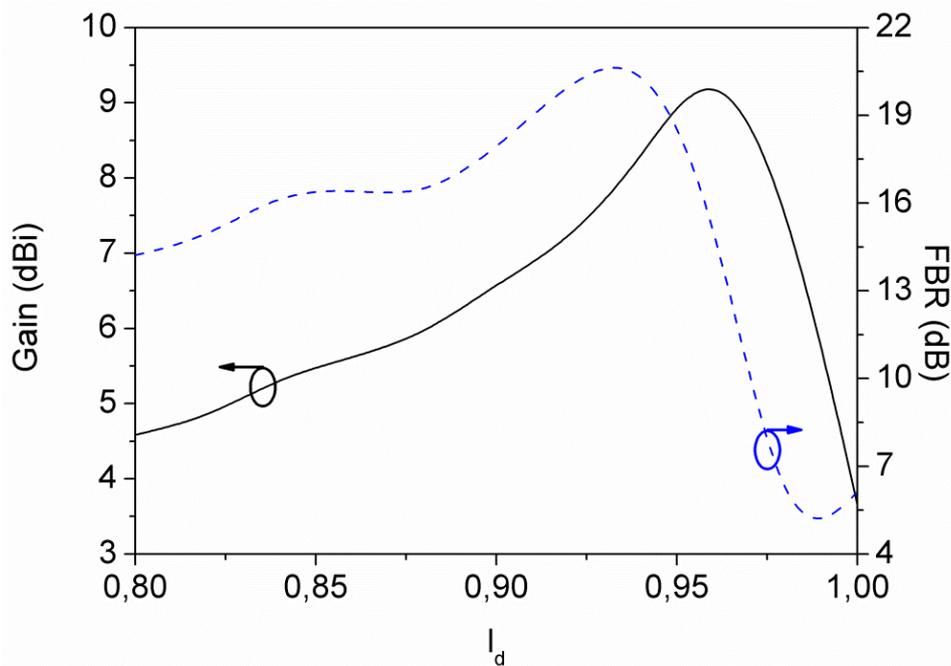


Figura 4.9 Ganancia y relación delante-atrás de la antena Yagi-Uda propuesta a f_0 en función del tamaño de los directores.

A continuación se ha perturbado el tamaño del reflector incrementándolo un factor I_r manteniendo nuevamente su relación de aspecto y una separación de $0.25\lambda_0$ centro a centro entre radiadores, así como el valor de I_d hallado previamente. Como se puede observar en la Figura 4.10, a medida que el reflector aumenta su tamaño la ganancia y la relación delante-atrás decrecen significativamente. Con tal de maximizar estos dos parámetros simultáneamente, el tamaño del reflector se ha aumentado un 3% ($I_r = 1.03$) comparado con el elemento activo. A modo de sumario se exponen en la Tabla 4.1 las dimensiones geométricas de dichos elementos.

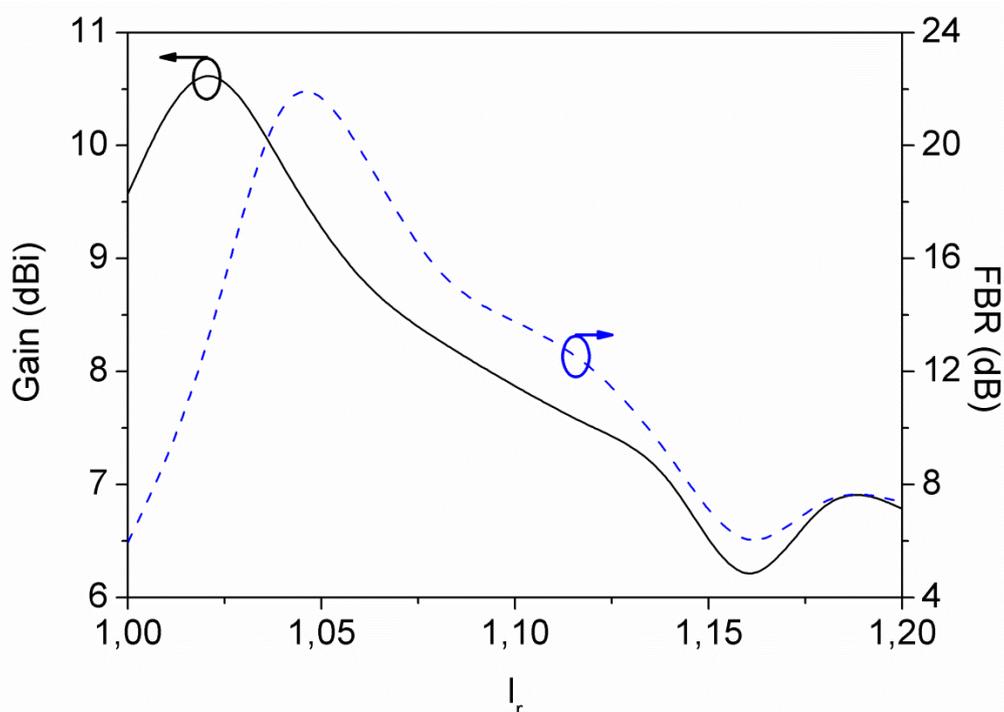


Figura 4.10 Ganancia y relación delante-atrás de la antena Yagi-Uda propuesta a f_0 en función del tamaño del reflector.

DIMENSIONES GEOMÉTRICAS DE LOS SRRS			
	REFLECTOR	ELEMENTO ACTIVO	DIRECTORES
c (mm)	0.72	0.70	0.67
d (mm)	0.36	0.35	0.34
r_0 (mm)	5.11	4.96	4.76

Tabla 4.1 Radio promedio (r_0), grosor de pista (c) y separación entre anillos (d) del elemento activo y del resto de elementos de la antena propuesta.

Una vez fijado el tamaño de los directores y del reflector, la siguiente variable que ha sido barrida es la separación entre directores s_d . En este caso se ha considerado un espaciado uniforme entre dichos elementos parásitos. De acuerdo con la Figura 4.11, la relación delante-atrás fluctúa bastante al aumentar el valor de s_d , por lo que se ha seleccionado un espaciado de $0.32\lambda_0$ (17.5 mm) centro a centro a fin de optimizar ambos parámetros conjuntamente.

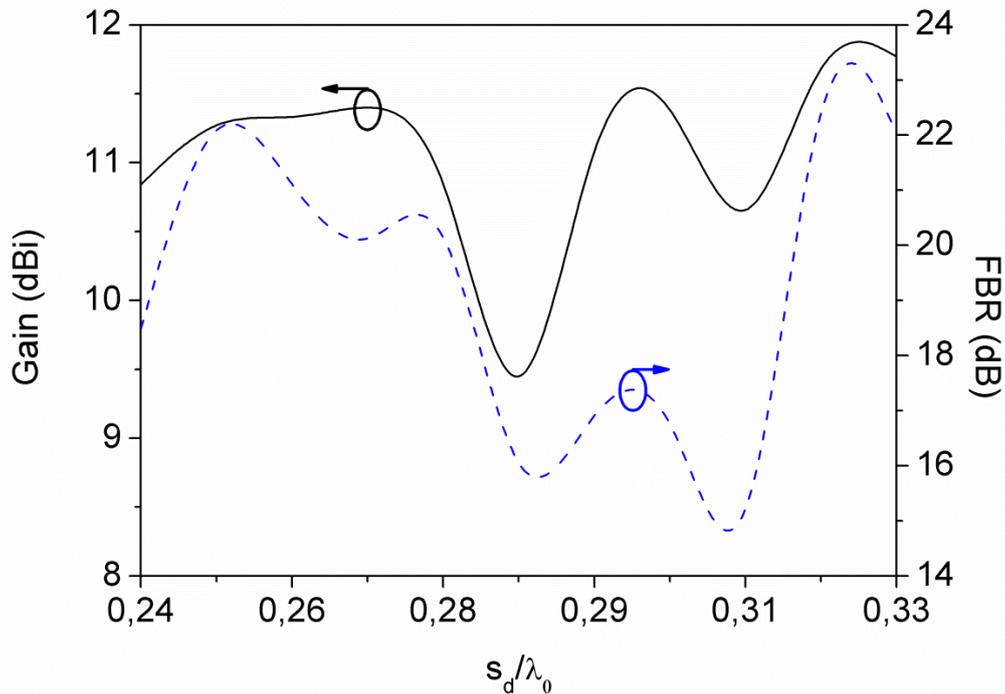


Figura 4.11 Ganancia y relación delante-atrás de la antena Yagi-Uda propuesta a f_0 en función del espaciado entre directores.

La última variable que se ha modificado ha sido la separación entre el reflector y el elemento activo s_r (habiendo determinado el resto de dimensiones anteriormente). Además del impacto que ésta ejerce sobre la ganancia máxima y la relación delante-atrás (Figura 4.12), también tiene una gran influencia en la impedancia de entrada de la antena, tal y como se muestra en la Tabla 4.2. A fin de obtener una buena adaptación e incrementar dichos parámetros lo máximo posible, la distancia s_r se ha fijado a $0.28\lambda_0$ (15 mm) centro a centro.

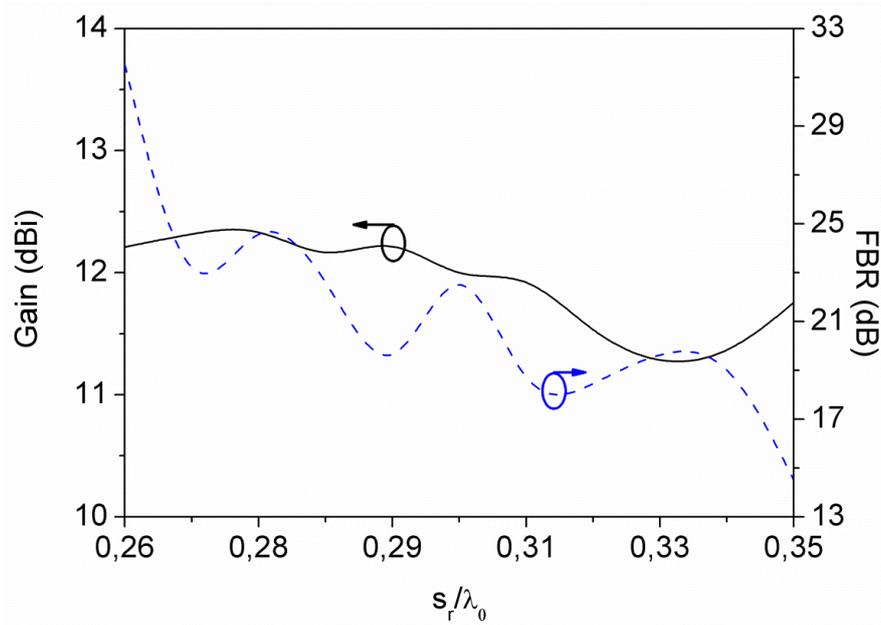


Figura 4.12 Ganancia y relación delante-atrás de la antena Yagi-Uda propuesta a f_0 en función del espaciado entre el reflector y el elemento activo.

IMPEDANCIA DE ENTRADA DE LA ANTENA (A 5.5 GHz)	
Espaciado s_r	Impedancia de entrada (Ω)
$0,26\lambda_0$	$53,6 + j8,5$
$0,28\lambda_0$	$54,6 + j0,1$
$0,29\lambda_0$	$59,5 - j1,1$
$0,31\lambda_0$	$62,0 - j8,1$
$0,33\lambda_0$	$70,5 - j17,4$
$0,35\lambda_0$	$68,3 - j14,9$

Tabla 4.2 Impedancia de entrada de la antena propuesta (a f_0) en función de la separación entre el reflector y el elemento activo. A medida que el valor de s_r aumenta, la reactancia de la impedancia de entrada se incrementa progresivamente.

A fin de alimentar externamente el elemento activo en el centro del anillo externo se ha realizado una excitación antipodal basada en una línea de transmisión *paired strip* (Figura 4.13). De este modo se ha evitado utilizar un balun para excitar la antena [102], [103]. Una de las tiras metálicas se ha ubicado en la parte posterior del sustrato y se ha conectado con la mitad inferior del SRR mediante una vía metálica. La longitud eléctrica de dicha línea se ha fijado a $\lambda_g/2$ para mantener la impedancia de entrada próxima a la de la antena, la cual proporciona una buena adaptación. Sus dimensiones resultantes han sido $L_p = 18,2$ mm y $W_p = 0,7$ mm, respectivamente.

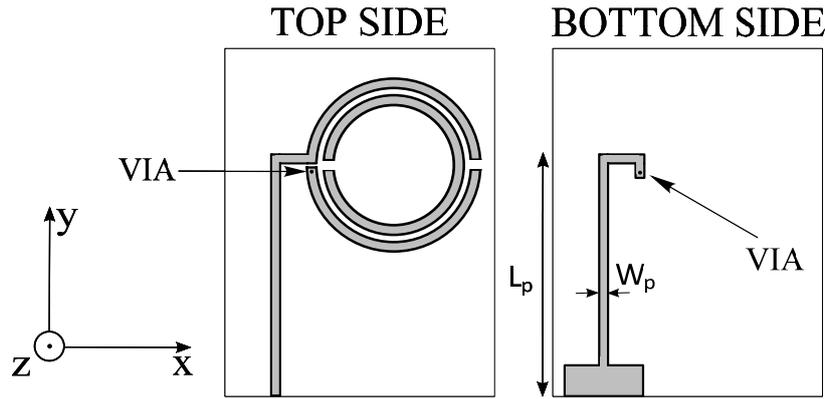


Figura 4.13 Línea de acceso para alimentar el elemento activo (SRR circular).

Llegados a este punto, el *layout* de la antena ilustrada en la Figura 4.7 se ha simulado mediante el *software CST Microwave Studio*. Su coeficiente de reflexión se expone en la Figura 4.14, el cual muestra una buena adaptación (cerca de -30 dB) alrededor de f_0 con un ancho de banda de 180 MHz a -10 dB.

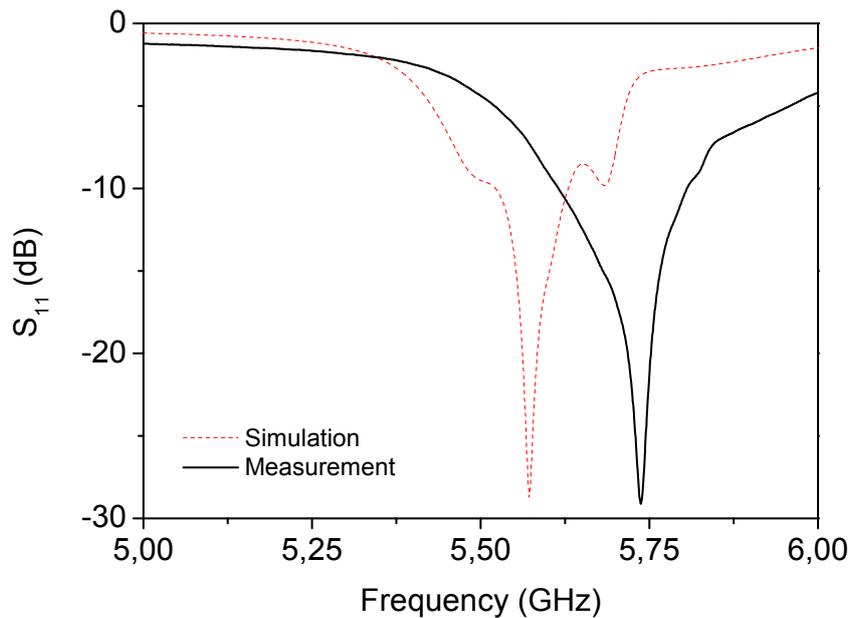


Figura 4.14 Coeficiente de reflexión simulado y medido de la antena Yagi-Uda basada en SRRs circulares.

Por otro lado, su diagrama de radiación simulado se ha representado en la Figura 4.15. Dicha antena exhibe una ganancia máxima de 11.5 dBi en la dirección longitudinal de la agrupación con una eficiencia de radiación del 84%. La relación delante-atrás y el ancho de haz a -3 dB son aproximadamente 14 dB y 32.5° respectivamente en ambos planos, mientras que la relación de lóbulo principal a secundario (*NLPS*) es -6.1 dB en el plano H y -10.4 dB en el plano E.

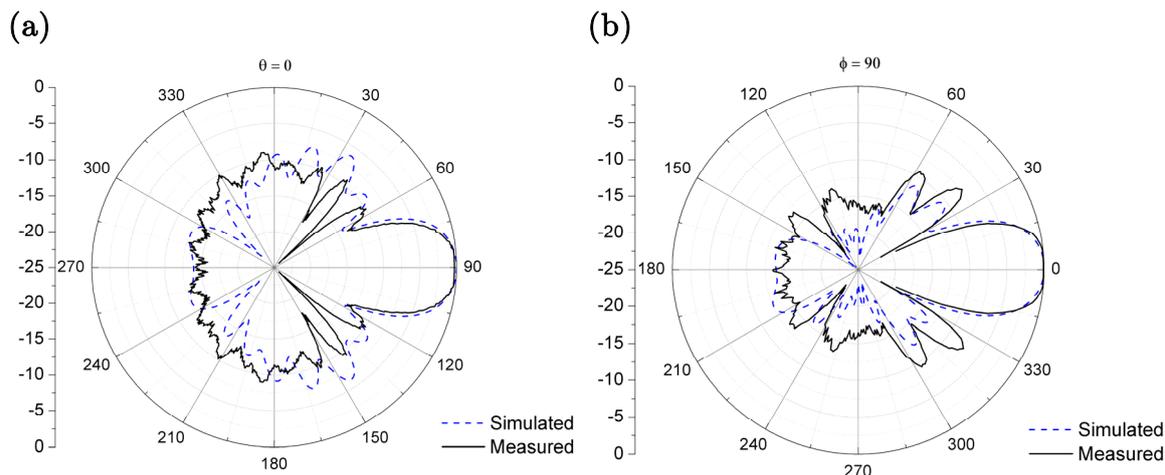


Figura 4.15 Diagrama de radiación normalizado de la antena propuesta simulado y experimental evaluado a 5.72 GHz en el (a) plano H (xz) y (b) plano E (xy).

A fin de validar los resultados obtenidos, se ha fabricado la antena diseñada en esta sub-sección (Figura 4.16) mediante una fresadora mecánica *LPKF ProtoMat H100*. Un conector SMA de impedancia característica 50Ω se ha soldado en el puerto de entrada de la agrupación para excitarla. El coeficiente de reflexión de esta antena se ha medido a continuación con la ayuda de un analizador de redes *Agilent N5221A*. Los resultados obtenidos (Figura 4.14) muestran una buena adaptación y un ancho de banda a -10 dB de 191 MHz, lo cual concuerda muy bien con las simulaciones. Sin embargo, se ha producido un desplazamiento en frecuencia de 165 MHz en dicha respuesta como consecuencia de algunas tolerancias en el proceso de fabricación.



Figura 4.16 Prototipo fabricado de la antena Yagi-Uda basada en SRRs con topología circular.

El diagrama de radiación experimental de la antena propuesta se ha obtenido mediante el método de comparación de ganancia (*gain transfer method*) [104]. Para ello se ha conectado la antena de la Figura 4.16 (*Antenna Under Test*) y una antena de referencia (*DE0518 broadband horn antenna*) a los puertos de un analizador de redes *Agilent N5221A* y el parámetro S_{21} se ha medido tomando como plano de referencia el puerto de entrada de cada antena. La separación entre antenas l (Figura 4.17) se ha fijado a 8 m, la cual es mayor que el límite inferior de la zona de Fraunhofer (campo lejano) [14] de la antena de referencia (7.4 m) y la antena propuesta (2.3 m). En último

término, la ganancia de la antena diseñada en esta sub-sección se ha calculado a partir de la ecuación de transmisión de Friis en espacio libre y el parámetro S_{21} .

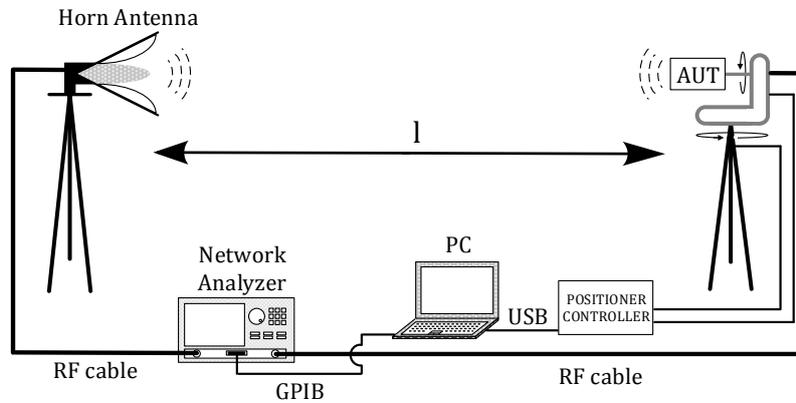


Figura 4.17 Esquema del sistema de medida de ganancia (*gain transfer method*).

El diagrama de radiación experimental se ha representado en la Figura 4.15, exhibiendo pequeñas variaciones con los resultados simulados debido a efectos de *scattering* en el sistema de medida. La ganancia máxima, la relación delante-atrás y el ancho de haz a -3 dB son próximos a sus valores simulados. Sin embargo, la relación de lóbulo principal a secundario es 3 dB menor al valor esperado en el plano H y 3 dB mayor en el plano E. Como se expone en los resultados experimentales de la Figura 4.18, la relación delante-atrás es más sensible con la frecuencia que la ganancia, pero ambos parámetros muestran suaves cambios dentro del ancho de banda operativo de la antena. Respecto a la polarización cruzada normalizada en la dirección longitudinal, los niveles medidos (-25 dB) permiten considerar la radiación como puramente lineal (de acuerdo con el análisis teórico de la sección 4.1.2).

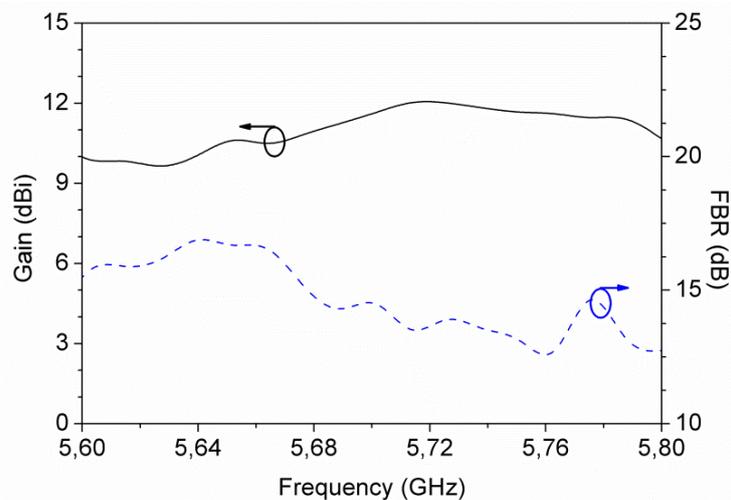


Figura 4.18 Ganancia máxima y relación delante-atrás medidas dentro del ancho de banda a -10 dB de la antena propuesta.

Las características principales de la antena implementada, incluyendo sus dimensiones eléctricas a f_0 y su ancho de banda fraccional (FBW), se han comparado con otras antenas Yagi-Uda presentes en la literatura en la Tabla 4.3. Como era previsible, esta antena basada en SRRs muestra un ancho de banda relativamente estrecho, dado que sus elementos son resonadores eléctricamente pequeños y, por tanto, su factor de calidad tiende a ser mayor comparado con parches o dipolos de media longitud de onda para un mismo valor de eficiencia de radiación [11]. Se puede observar también que la antena diseñada sigue la tendencia general en términos de ganancia, es decir, que exhibe un buen rendimiento en relación a su número de elementos. Asimismo, su anchura es reducida aproximadamente por un factor dos en comparación con el estado del arte. Puesto que la antena de la Figura 4.16 no implica un incremento significativo de la longitud para un número determinado de elementos, el área ocupada por dicha antena se reduce a la mitad manteniendo un funcionamiento similar.

COMPARACIÓN CON EL ESTADO DEL ARTE DE ANTENAS YAGI-UDA PLANARES

	Figura 4.16	[92]	[90]	[105]	[86]	[87]
Nº de elementos	15	12	7	7	4	3
Ganancia (dBi)	11.3	10.4	10.7	9.8	9.3 ^(b)	4
Eficiencia (%)	84 ^(a)	-	85 ^(a)	90 ^(a)	-	-
D/A (dB)	14	10	15	20 ^(a)	11 ^(a)	16
FBW (%)	3.3	11.7	10	16.6	2.5	48
Longitud	$4.6\lambda_0$	$3.47\lambda_0$	$1.95\lambda_0$	λ_0	$1.3\lambda_0$	$\lambda_0/2$
Anchura	$\lambda_0/4$	$1.73\lambda_0$	$1.95\lambda_0$	$\lambda_0/2.1$	$\lambda_0/2.3$	$\lambda_0/2$

^(a)Valor simulado; ^(b)Directividad

Tabla 4.3 Comparación de las propiedades principales de la antena basada en SRRs circulares con el estado del arte de antenas Yagi-Uda planares.

4.1.3.2 Antena Yagi-Uda planar basada en SRRs con topología cuadrada

Análogamente a la sub-sección 4.1.3.1, a continuación se ha implementado otra Yagi-Uda planar donde el elemento activo, el reflector y los distintos directores han sido reemplazados por *Split Ring Resonators* (SRRs). Sin embargo, en este caso se han utilizado partículas con topología cuadrada, como se muestra en la Figura 4.19.

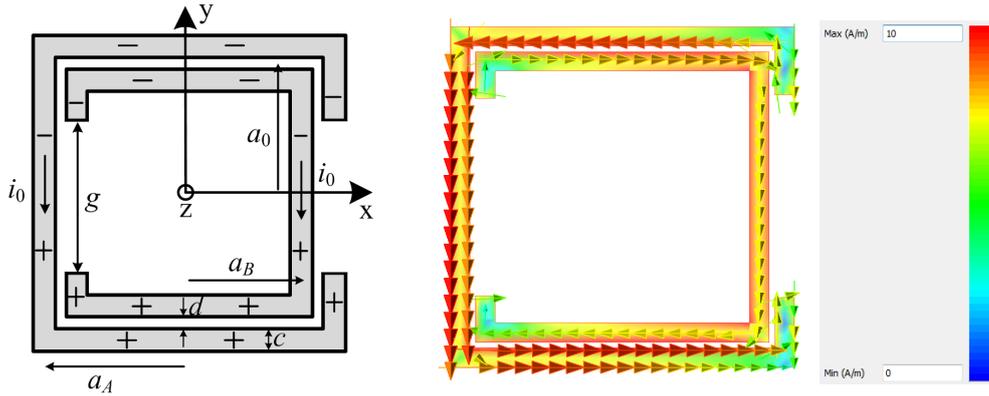


Figura 4.19 Distribución de carga (izquierda) y corriente simulada mediante el *software ADS Momentum* (derecha) de un *Split Ring Resonator* con topología cuadrada a su segunda resonancia.

Las propiedades de radiación de un SRR con forma cuadrada ya han sido estudiadas previamente en la primera resonancia en [47], demostrando que dicho resonador exhibe una eficiencia de radiación y un ancho de banda mayor que un SRR con topología circular. Esto se atribuyó al incremento del área encerrada por la distribución de carga en el resonador cuando el lado del cuadrado es idéntico al diámetro del círculo (es decir, el círculo está inscrito dentro del cuadrado). Aunque aún no se ha realizado un análisis riguroso de un SRR cuadrado trabajando en la segunda resonancia, la distribución de carga esperada (similar a la de [101]) sugiere también una mejora de sus propiedades de radiación respecto de un SRR canónico.

El tamaño eléctrico del radio del SRR de la Figura 4.19 a f_0 , esto es, a_0/λ_0 es aproximadamente 0.1 (lo cual es equivalente a $\pi/4$ veces el radio de un SRR circular). No obstante, este valor puede modificarse ligeramente ajustando la separación entre anillos d y la anchura de las pistas c , así como la permitividad dieléctrica relativa ϵ_r y grosor h del sustrato. Pese a que la anchura g de la abertura de cada anillo no suele ser un parámetro de control en el diseño de SRRs para aplicaciones relacionadas con los metamateriales, en este caso se va a considerar como un parámetro de diseño adicional.

De hecho, incrementando g significativamente se producen dos efectos primordiales. En primer término, debido a la reducción del perímetro del resonador, el valor de a_0/λ_0 debe incrementarse para mantener la resonancia a la misma frecuencia. En segundo lugar, dicho aumento de dimensiones produce un incremento de la resistencia de radiación dado que las cargas acumuladas en los extremos de cada anillo se separan entonces una distancia mayor, lo cual da lugar a un momento dipolar eléctrico mayor.

Esto conlleva un aumento de la eficiencia de radiación de cada elemento radiante y consecuentemente de toda la agrupación, puesto que la resistencia de radiación de un SRR cuadrado será directamente proporcional a a_0^2 mientras que su resistencia de pérdidas será únicamente proporcional a a_0 (de acuerdo con las ecuaciones 2.21 y 2.22 de un SRR circular). Por tanto, ajustando el parámetro geométrico g permite controlar el compromiso existente entre tamaño y rendimiento, de acuerdo con los requisitos de diseño de una aplicación en particular.

A fin de validar la funcionalidad de este nuevo enfoque, se ha diseñado una antena Yagi-Uda planar de 5 elementos (Figura 4.20) sobre un sustrato *ArlonCU 250LX* con permitividad dieléctrica $\epsilon_r = 2.43$, tangente de pérdidas $\tan\delta = 0.0022$ y grosor $h = 0.49$ mm. El elemento activo se ha diseñado para ubicar su segunda resonancia a $f_0 = 5.25$ GHz.

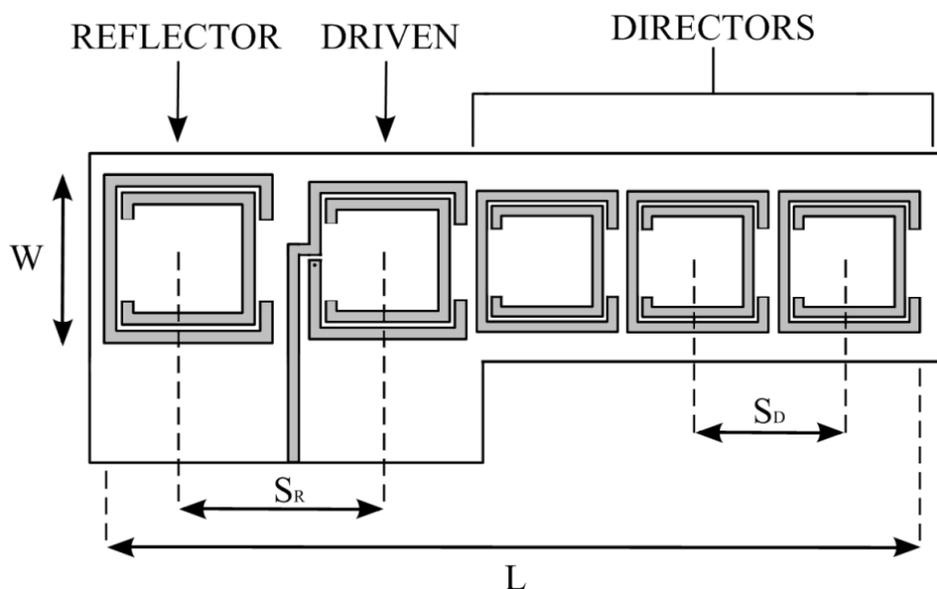


Figura 4.20 Configuración de una antena Yagi-Uda planar basada en SRRs cuadrados.

Las dimensiones y la separación de los elementos pasivos (es decir, el reflector y los diferentes directores) se han fijado a partir de las reglas de diseño de antenas Yagi-Uda convencionales [14]. En la Tabla 4.4 se exponen todos los parámetros geométricos de la antena propuesta. El tamaño de todos los directores se ha disminuido un 2% respecto del elemento activo (manteniendo su relación de aspecto) y el del reflector se ha incrementado un 5%. El espaciado entre directores se ha fijado a $S_D = 19$ mm de centro a centro ($0.33\lambda_0$). Finalmente, la distancia entre el elemento activo y el reflector se ha

seleccionado para mantener una buena adaptación a 50Ω en el puerto de entrada, lo cual ha derivado en un valor de $S_R = 14$ mm de centro a centro ($0.24\lambda_0$).

DIMENSIONES GEOMÉTRICAS DE LOS SRRS

	REFLECTOR	ELEMENTO ACTIVO	DIRECTORES
c (mm)	0.76	0.72	0.71
g (mm)	7.6	7.45	7.3
d (mm)	0.21	0.2	0.19
a_0 (mm)	5.72	5.45	5.34

Tabla 4.4 Grosor de pista (c), anchura de las aberturas (g), separación entre anillos (d) y semilado promedio (a_0) del elemento activo y del resto de elementos de la antena propuesta.

El elemento activo se ha alimentado mediante una línea de transmisión *paired strip* (Figura 4.21) conectada a una abertura ubicada en el centro del anillo externo del SRR, tal y como se ha realizado anteriormente en la sub-sección 4.1.3.1. La longitud eléctrica de esta línea se ha fijado a media longitud de onda guiada a fin de mantener la impedancia de entrada igual a la de la antena, la cual es próxima a 50Ω . Sus dimensiones resultantes han sido $L_p = 20.4$ mm y $W_p = 0.4$ mm, respectivamente. Por otro lado, las dimensiones finales de la antena Yagi-Uda propuesta (área activa) son $L_p = 83.7$ mm y $W_p = 13.1$ mm.

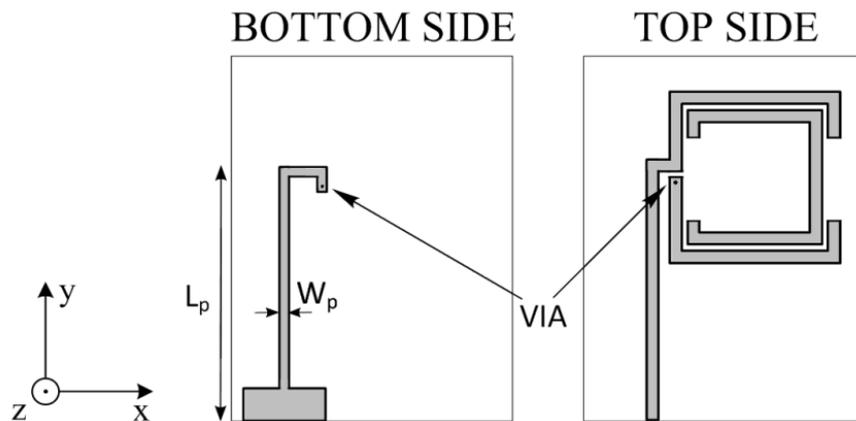


Figura 4.21 Línea de acceso para alimentar el elemento activo (SRR cuadrado).

A continuación, el *layout* de la antena descrita en la Figura 4.20 se ha simulado mediante el *software CST Microwave Studio* y posteriormente se ha fabricado un prototipo inicial de dicha configuración, como se muestra en la Figura 4.22.

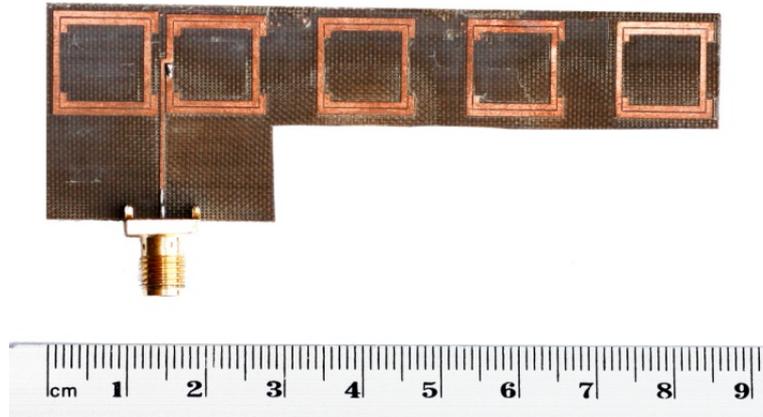


Figura 4.22 Prototipo fabricado de la antena Yagi-Uda basada en SRRs con topología cuadrada.

Su coeficiente de reflexión se ha medido mediante un analizador de redes *Agilent N5221A* y se ha comparado con los resultados simulados (Figura 4.23). Como se puede apreciar, hay una buena adaptación alrededor de la frecuencia de operación, aunque existe un leve desplazamiento en frecuencia en la respuesta así como una pequeña reducción del ancho de banda. Estas diferencias pueden atribuirse a una ligera variación en la longitud de la línea de transmisión *paired strip* producto de tolerancias en el proceso de fabricación.

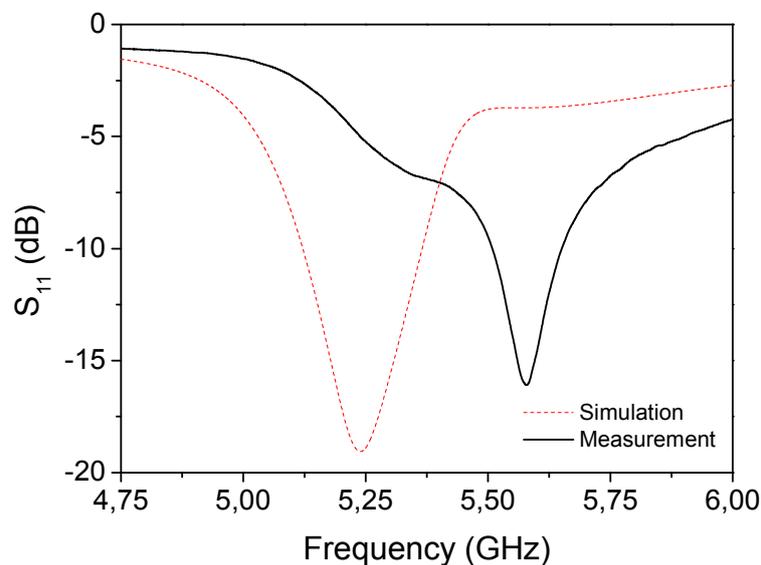


Figura 4.23 Coeficiente de reflexión simulado y medido de la antena Yagi-Uda basada en SRRs cuadrados.

El sistema de medida utilizado para medir su diagrama de radiación es idéntico al ilustrado previamente en la Figura 4.17, el cual está basado en el método de comparación de ganancia [104]. En este caso el límite inferior de la zona de campo

lejano de la antena propuesta es aproximadamente 0.25 m. Los diagramas de radiación simulados y experimentales en el plano E (xy) y en el plano H (xz) se han representado en la Figura 4.24.

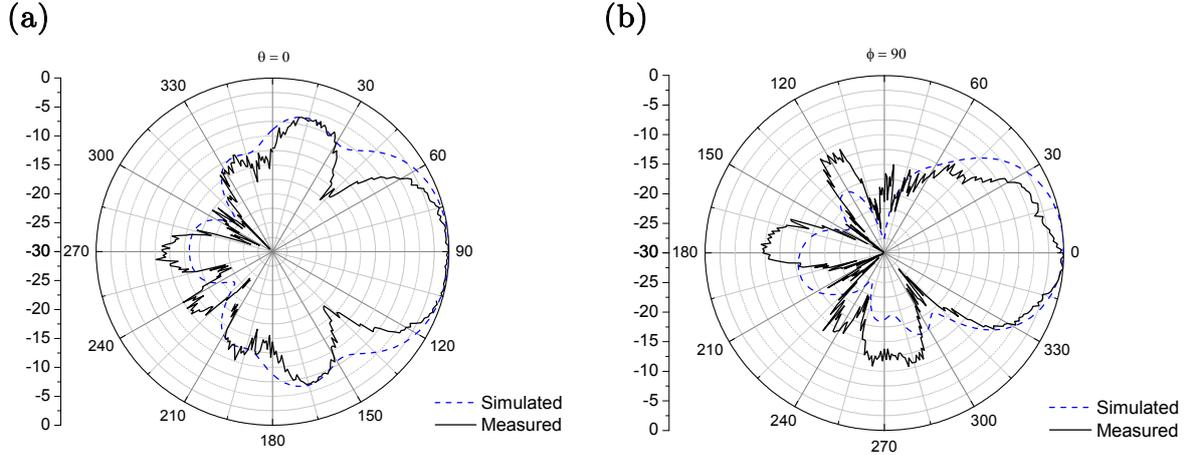


Figura 4.24 Diagrama de radiación normalizado de la antena propuesta simulado y experimental evaluado a 5.6 GHz y normalizado a una ganancia máxima de 8.3 dBi en el (a) plano H (xz) y (b) plano E (xy).

Como se puede comprobar, existe relativamente buena concordancia entre ambos resultados, lo que confirma que la estructura propuesta efectivamente se comporta como una antena Yagi-Uda con un diagrama de radiación unidireccional orientado en la dirección longitudinal de la agrupación ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$). También se puede observar una reducción del ancho de haz a -3 dB y la relación delante-atrás (D/A) en comparación con las simulaciones. Esto es debido a pequeñas variaciones de los parámetros geométricos de los SRRs del prototipo fabricado, ya que el rendimiento de las antenas Yagi-Uda es muy sensible al tamaño y separación de sus elementos radiantes [14]. La ganancia máxima simulada y la eficiencia de radiación han resultado ser $G = 8.3$ dBi y $\eta_{rad} = 92\%$, respectivamente. La ganancia medida en el eje longitudinal de la agrupación ($G = 8.1$ dBi) concuerda muy bien con el valor simulado.

Las propiedades de radiación de la antena propuesta, incluyendo la ganancia, la relación delante-atrás, la eficiencia de radiación y el ancho de banda fraccional (FBW) se han comparado en la Tabla 4.5 con varias antenas Yagi-Uda planares presentes en la literatura, junto con sus dimensiones eléctricas a f_0 . Cabe remarcar que los diseños seleccionados poseen unas dimensiones compactas y un número de elementos similar. Nuevamente la achura de la antena basada en SRRs con topología circular se ha reducido de manera considerable en comparación con el resto de configuraciones manteniendo un buen rendimiento en términos de ganancia, eficiencia de radiación y

relación delante-atrás. Respecto al ancho de banda fraccional, se ha obtenido un valor relativamente bajo debido a que los elementos radiantes de la antena de la Figura 4.22 son resonadores eléctricamente pequeños (lo cual implica un factor de calidad mayor en comparación con parches o dipolos de longitud $\lambda_0/2$ para un mismo valor de eficiencia de radiación [11]).

COMPARACIÓN CON EL ESTADO DEL ARTE DE ANTENAS YAGI-UDA PLANARES

	Figura 4.22	[106] ^(c)	[86]	[107]	[108]	[87]
Nº de elementos	5	4	4	3	3	3
Ganancia (dBi)	8.1	6.7	9.3 ^(b)	6	6.5	4
Eficiencia (%)	92 ^(a)	75	-	-	85	-
D/A (dB)	11	9	11 ^(a)	-	14.6 ^(a)	16
FBW (%)	2.6	8	2.5	9	11	48
Longitud	$1.5\lambda_0$	$\lambda_0/3$	$1.3\lambda_0$	$\lambda_0/3.4$	$\lambda_0/3.5$	$\lambda_0/2$
Anchura	$\lambda_0/4.4$	$\lambda_0/3$	$\lambda_0/2.3$	$\lambda_0/3.4$	$\lambda_0/2.8$	$\lambda_0/2$

^(a)Valor simulado; ^(b)Directividad; ^(c)Utiliza componentes SMD

Tabla 4.5 Comparación de las propiedades principales de la antena basada en SRRs cuadrados con el estado del arte de antenas Yagi-Uda planares.

4.2 Agrupaciones transversales basadas en NBCSRRs

En este apartado se presentará una agrupación transversal (*broadside*) donde los parches metálicos (de dimensiones cercanas a $\lambda/2 \times \lambda/2$) se han sustituido por partículas NBCSRRs. En la sección 4.2.1 se realizará una breve introducción sobre esta clase de agrupaciones mientras que en la sección 4.2.2 se describirá el funcionamiento de la antena propuesta. En último término, en la sección 4.2.3 se diseñará dicha antena y se simularán sus propiedades principales (es decir, sus pérdidas de retorno y su diagrama de radiación a la frecuencia de operación). Posteriormente se validarán dichos resultados a partir de las medidas experimentales.

4.2.1 Introducción a las agrupaciones de antenas microstrip

Las antenas microstrip (*patch antennas*) son utilizadas como elementos individuales en una gran variedad de aplicaciones debido, entre otros, a su bajo perfil y a su

facilidad de fabricación (ver capítulo 3). Sin embargo, también son muy populares como elementos radiantes en agrupaciones de antenas [109]–[111]. Como se ha mencionado al principio de este capítulo, esta clase de configuraciones permiten sintetizar diagramas de radiación que no son posibles obtener con un solo elemento.

Dependiendo del tipo de alimentación, estas agrupaciones pueden clasificarse en dos grupos distintos: redes de excitación en paralelo (*corporate-feed network*) o en serie (*series-feed network*). Las primeras se caracterizan por poseer un solo puerto de entrada y múltiples líneas en paralelo acabadas con su respectivo elemento radiante (Figura 4.25) [112]–[115]. Esto facilita el control de la distribución de corrientes (es decir, amplitud y fase) en cada radiador por separado. Cuando la alimentación de la agrupación es uniforme, la potencia se divide equitativamente entre los diferentes parches. Si además la distancia del puerto de entrada a cada elemento es idéntica, entonces el máximo de radiación está ubicado en la dirección transversal ($\theta = 0^\circ$). Por otro lado, el número de radiadores tiene que ser siempre una potencia de 2 para que la agrupación sea simétrica [116].

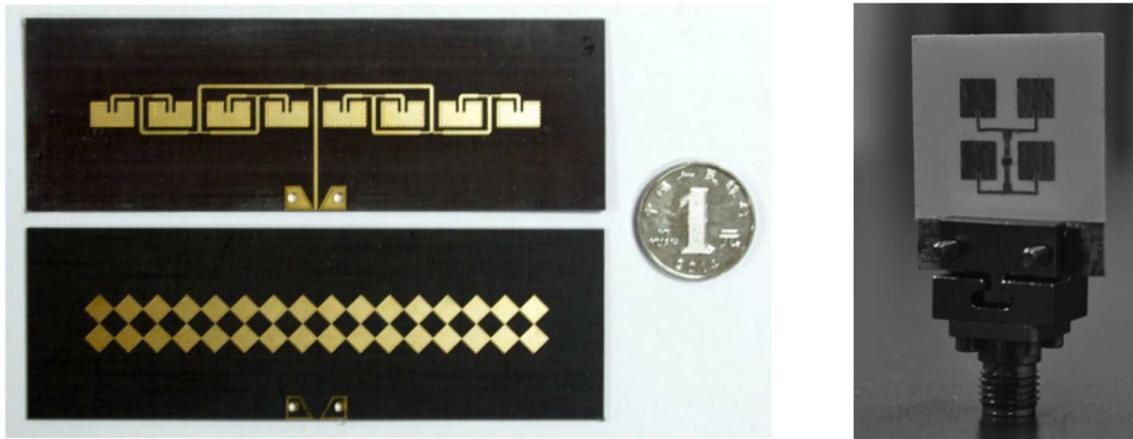


Figura 4.25 Agrupación transversal unidimensional de 8 elementos (izquierda) y bidimensional de 2 x 2 parches (derecha) con alimentación en paralelo. Imágenes extraídas de [112] y [114], respectivamente.

En relación a la alimentación serie, todos los parches están interconectados mediante líneas de transmisión de alta impedancia y únicamente el primer elemento es excitado, de modo que pequeñas partes de la energía inyectada se van disipando progresivamente en los distintos elementos dispuestos a lo largo de la línea [117]–[119]. Si dicha línea de transmisión está acabada con una carga adaptada esta agrupación se denomina de onda progresiva (*traveling-wave array*), mientras que si ésta termina en

un cortocircuito o un circuito abierto se trata de una agrupación de radiadores resonantes (*resonant array*). En la Figura 4.26 se ilustran esta clase de configuraciones cuando el acoplamiento es directo, aunque también cabe destacar que existen otros mecanismos [120], [121].



Figura 4.26 Agrupación unidimensional con alimentación en serie de (a) 8 elementos resonantes y de (b) onda progresiva con 10 parches de distintas dimensiones. Imágenes extraídas de [122] y [123], respectivamente.

La principal diferencia entre ambas redes de alimentación es que en el caso serie el diseño es más compacto pero entonces posee un ancho de banda fraccional bastante estrecho (cercano al 2%), mientras que en el caso paralelo se requiere más superficie para la red de excitación conforme el número de elementos aumenta, lo cual causa una reducción de la eficiencia de radiación de la agrupación debido a las pérdidas introducidas por la red de excitación [124], [125].

Dependiendo de los requisitos de diseño (las máximas dimensiones de la antena, el rendimiento del dispositivo en términos de eficiencia de radiación o relación delante-atrás, etc...), también es habitual utilizar otros elementos radiantes como los dipolos impresos [126], [127] o las ranuras (*slots*) [128]–[130] (Figura 4.27). Ambas estructuras poseen unas propiedades de radiación similares a las agrupaciones de parches, aunque las primeras sólo permiten obtener una polarización lineal mientras que en las otras el ancho de banda fraccional se reduce ligeramente respecto de las anteriores.

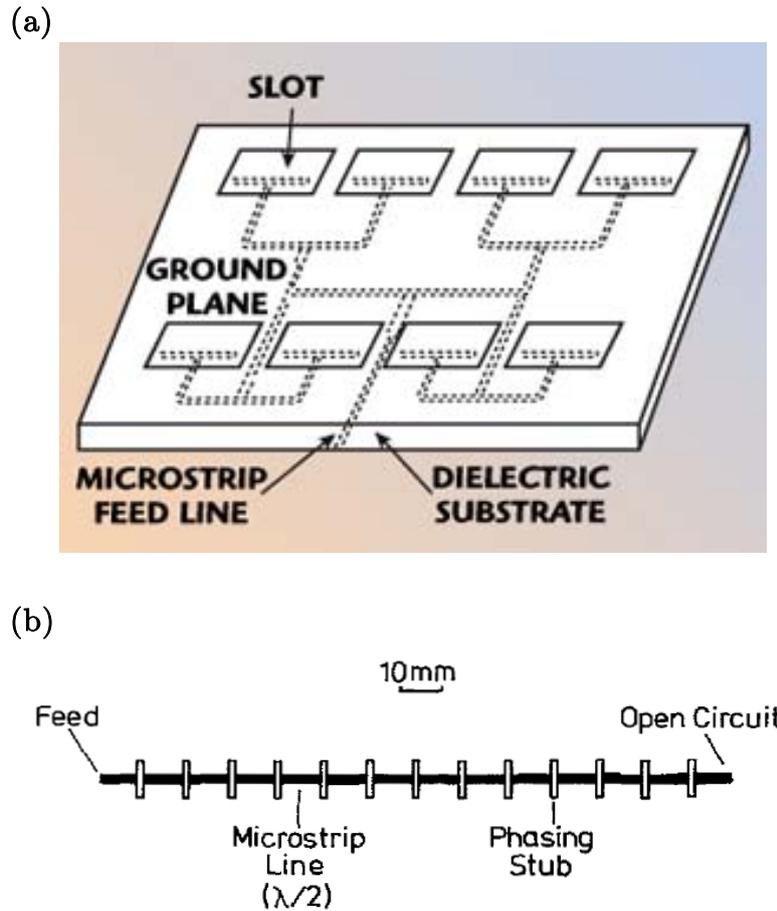


Figura 4.27 (a) Agrupación transversal de 2 x 4 ranuras y (b) antena Franklin de 13 elementos. Imágenes extraídas de [128] y [130], respectivamente.

4.2.2 Principio de funcionamiento

Como ya se ha mencionado en la sección 4.1.2, los resonadores *Split Ring Resonator* (SRR) y otras estructuras derivadas han sido utilizadas normalmente para mejorar la funcionalidad de otras antenas, incluyendo también las agrupaciones transversales. En [131] se redujo la polarización cruzada integrando resonadores en espiral (*Spiral Ring Resonator*) en una agrupación de 2 x 2 parches (Figura 4.28). En [132], se presentó una combinación de ranura y *Complementary Split Ring Resonator* (CSRR) con una agrupación de barrido electrónico (*phased array*) para suprimir el acoplamiento mutuo. Otro método que se introdujo en [133] y [134] consistió en cargar una agrupación de dipolos o parches con CSRRs para obtener funcionalidad multibanda o bien una baja relación de lóbulo principal a secundario, respectivamente (Figura 4.28). No obstante, usar esta clase de resonadores como radiadores trabajando en la segunda resonancia en una agrupación transversal es una técnica que no ha sido detallada previamente.

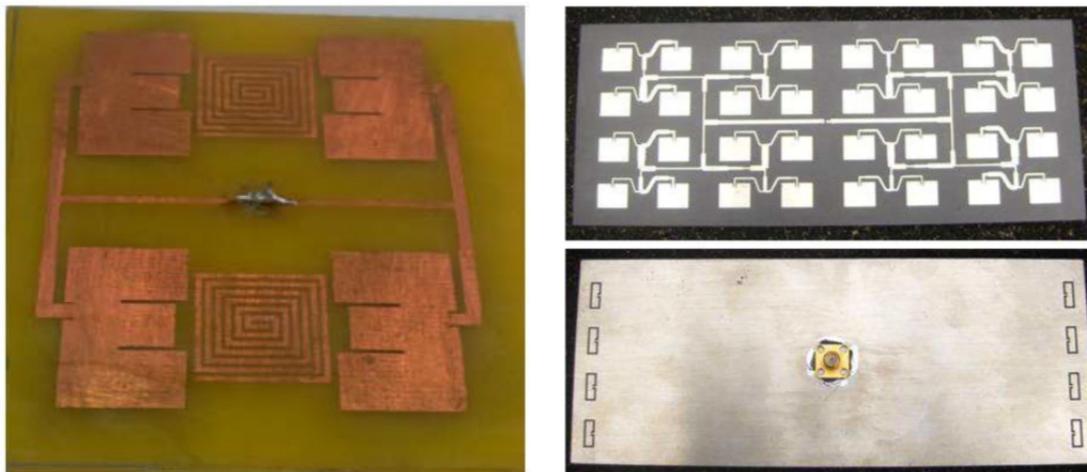


Figura 4.28 Agrupación transversal de 2 x 2 elementos con resonadores en espiral (izquierda) y agrupación de 4 x 8 parches cargada con CSRRs (derecha). Imágenes extraídas de [131] y [134], respectivamente.

A fin de evitar efectos no deseados de polarización cruzada es conveniente escoger partículas con simetría central, en este caso el *Non-Bianisotropic Split Ring Resonator* (NBSRR) (Figura 4.29). Sin embargo, las condiciones de contorno impuestas por el plano de masa no permiten excitar este resonador (u otras variaciones del SRR) en la segunda resonancia. Esto es debido a que su orientación es paralela a dicho plano de masa, lo cual produce la cancelación del momento dipolar eléctrico ubicado en el plano de esta partícula (ver capítulo 3). En estas circunstancias, mediante el principio de Babinet se puede obtener la versión complementaria de esta estructura [78], es decir, el *Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonator* (NBCSRR), cuyas características se adecuan más a esta clase de aplicaciones (Figura 4.29). Al analizar sus polarizabilidades se puede comprobar que esta partícula exhibe esencialmente un momento dipolar eléctrico axial a su primera resonancia, así como un momento dipolar magnético a su segunda resonancia situado en el plano de dicho resonador [8]. Por tanto, puesto que este momento magnético no se anula en las proximidades del plano de masa, es viable utilizar un NBCSRR trabajando en la segunda resonancia como radiador en presencia de un plano metálico.

En base a este comportamiento se ha diseñado una agrupación lineal transversal sustituyendo los parches cuadrados (de dimensiones próximas a $\lambda/2 \times \lambda/2$) por NBCSRRs para implementar los elementos radiantes. Esto permite reducir bastante las dimensiones de la antena manteniendo las características (mayormente la ganancia y la relación delante-atrás) de una agrupación de parches metálicos convencional. Se ha utilizado una red de excitación en paralelo situada en la parte posterior de los distintos

resonadores (de idéntico tamaño) para alimentarlos en fase y de manera uniforme por acoplamiento magnético. De este modo la radiación es máxima en la dirección normal de la agrupación. Por otro lado, se ha escogido un número elevado de NBCSRRs para que el diagrama de radiación sea muy directivo y con una ganancia elevada.

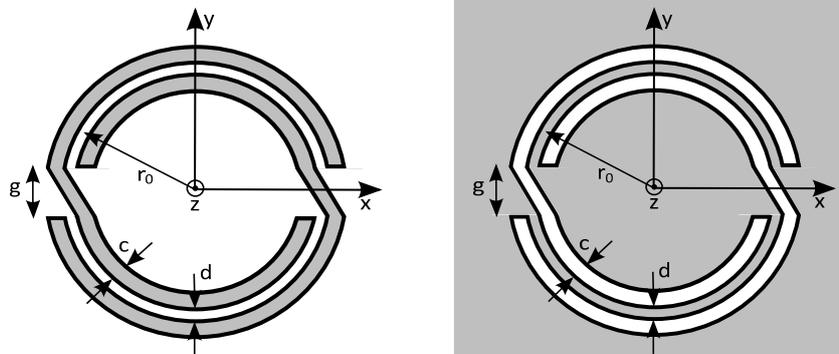


Figura 4.29 Topología del *Non-Bianisotropic Split Ring Resonator* (izquierda) y *Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonator* (derecha). El conductor metálico está representado por la región grisácea y la ranura por la blanca.

4.2.3 Diseño e implementación de la estructura propuesta

En la Figura 4.30 se expone la geometría de la agrupación unidimensional transversal de NBCSRRs diseñados para exhibir su segunda resonancia dentro de la banda WLAN. El sustrato utilizado es *ArlonCU 250LX* con permitividad dieléctrica $\epsilon_r = 2.43$, tangente de pérdidas $\tan\delta = 0.0022$ y grosor $h = 0.49$ mm.

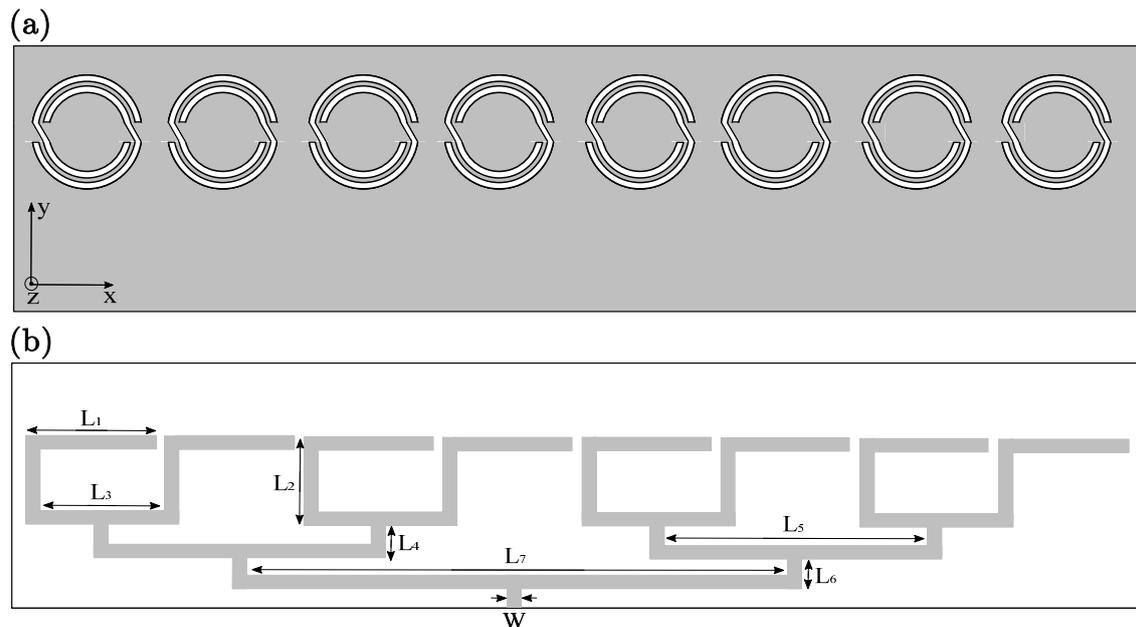


Figura 4.30 Agrupación unidimensional de 8 NBCSRRs excitados mediante una red de alimentación microstrip (plano xy). (a) Capa superior e (b) inferior de la configuración.

En primer término se ha procedido a diseñar los elementos radiantes. Las dimensiones de los NBCSRRs se han ajustado para obtener la segunda resonancia a la frecuencia de trabajo $f_0 = 5.5$ GHz, lo cual ha resultado en unos valores de radio promedio $r_0 = 6.29$ mm (aproximadamente $\lambda_0/9$), separación entre anillos $d = 0.33$ mm y grosor de pista $c = 0.65$ mm. Por otro lado, la abertura de cada anillo se ha fijado en 0.98 mm.

Seguidamente se ha procedido a configurar la red de alimentación externa. Como se puede apreciar en la Figura 4.30b, para excitar los distintos NBCSRRs se ha ubicado una línea microstrip con ramificaciones en la parte posterior de los resonadores. Puesto que la anchura de dicha línea se mantiene constante a lo largo de cada división, la potencia se reparte de manera equivalente para cada resonador. De este modo se ha obtenido una distribución de corriente uniforme. La longitud de esta línea desde el puerto de entrada hasta cada elemento radiante también es idéntica, por lo que las diferentes partículas poseen entonces el mismo desfase y, por tanto, radian en fase.

La longitud de la sección de línea L_1 se ha ajustado a 19.24 mm (aproximadamente $\lambda_0/3$), de modo que la densidad de corriente es máxima cerca de la mitad de dicho tramo. Como se ha expuesto previamente en el capítulo 3, los NBCSRRs se excitan en la segunda resonancia mediante el campo magnético de la línea microstrip, por lo que es necesario un valor de corriente elevado para que haya un fuerte acoplamiento magnético entre ambos elementos. Para obtener una buena adaptación a 50Ω en el puerto de entrada, el valor del resto de parámetros geométricos se han fijado a $L_2 = 9.47$ mm, $L_3 = 9.15$ mm, $L_4 = 4.4$ mm, $L_5 = 19.37$ mm, $L_6 = 6.08$ mm, $L_7 = 39.62$ mm y $W = 1.75$ mm.

En último término, se ha añadido un plano de masa separado una distancia h_s de la capa de los NBCSRRs mediante una capa de aire a fin de obtener un ancho de banda fraccional razonable, tal y como se muestra en la Figura 4.31. Las dimensiones de dicho plano metálico son próximas a $3.6\lambda_0 \times 1.2\lambda_0$ (198×64 mm²) para minimizar la radiación en la parte posterior y, en consecuencia, maximizar la relación delante-atrás de la agrupación.

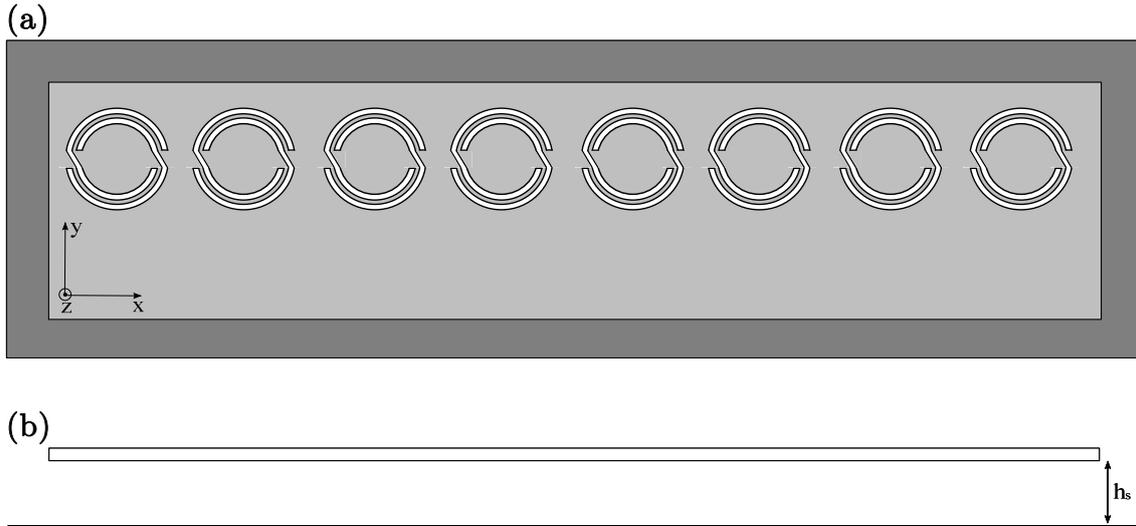


Figura 4.31 Agrupación unidimensional de 8 NBCSRRs excitados mediante una red de alimentación microstrip con plano de masa en el (a) plano xy y (b) plano xz .

Para optimizar el funcionamiento de la estructura de la Figura 4.30 en presencia de un plano de masa se ha realizado un estudio paramétrico de las características principales de esta agrupación a f_0 en función de la separación h_s , como se ilustra en la Tabla 4.6.

	RL (dB)	η_{rad} (%)	G_{MAX} (dBi)	D/A (dB)	FBW (%)
Sin plano de masa	17.7	77.7	10.6	0.7	1.1
$h_s = 10$ mm	19.7	65	12.6	18.4	0.9
$h_s = 5$ mm	13.8	58.9	12	17.8	0.7
$h_s = 2.5$ mm	11.7	51.9	10.8	16.9	0.5

Tabla 4.6 Propiedades principales de la antena basada en NBCSRRs a f_0 para distintos valores de espaciado h_s . Las dimensiones del plano de masa considerado en este caso son $3.17\lambda_0 \times 0.73\lambda_0$ (173.25×40 mm²).

Como se puede observar, todas las características se degradan de manera progresiva al aproximar el plano metálico a los resonadores NBCSRRs. De acuerdo con la teoría de imágenes, esta configuración se puede modelar en el semi-espacio superior como dos agrupaciones de 8 NBCSRRs (Figura 4.30) acopladas y separadas una distancia $2h_s$ por una pared eléctrica. Tal y como se demuestra en [1], al acercar el plano de masa se reduce la conductancia de radiación de los NBCSRRs y se produce un aumento de las pérdidas óhmicas, lo que se traduce en una reducción de la eficiencia de radiación de la antena. En base a estos resultados, la separación h_s se ha fijado finalmente a 1 cm.

Llegados a este punto, el *layout* de la antena ilustrada en la Figura 4.31 se ha simulado mediante el *software CST Microwave Studio*. Su coeficiente de reflexión se expone en la Figura 4.32, el cual muestra una buena adaptación (cerca de -20 dB) alrededor de f_0 con un ancho de banda de 50 MHz a -10 dB.

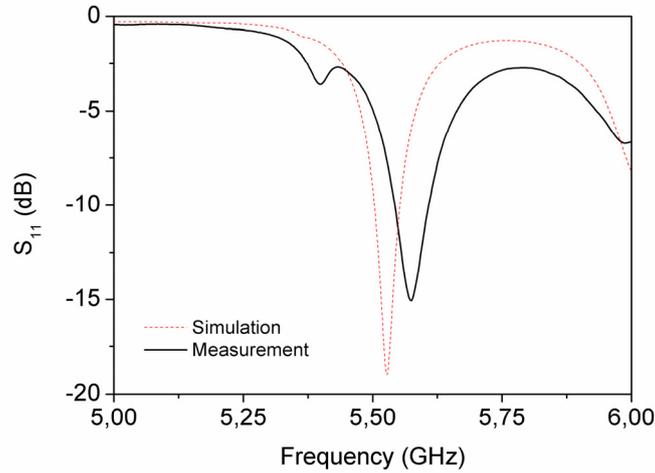


Figura 4.32 Coeficiente de reflexión simulado y medido de la agrupación transversal unidimensional basada en NBCSRRs.

Por otro lado, su diagrama de radiación simulado se ha representado en la Figura 4.33. Dicha antena exhibe una ganancia máxima de 13.3 dBi en la dirección transversal de la agrupación con una eficiencia de radiación del 66.3%. Su relación axial en la dirección $\theta = 0^\circ$ es 16.9 dB, por lo que la polarización puede considerarse lineal. La relación delante-atrás es aproximadamente 24.2 dB en ambos planos, mientras que la relación de lóbulo principal a secundario (*NLPS*) es -15.2 dB en el plano E y el ancho de haz a -3 dB es 59.3° y 17.3° en el plano H y E respectivamente.

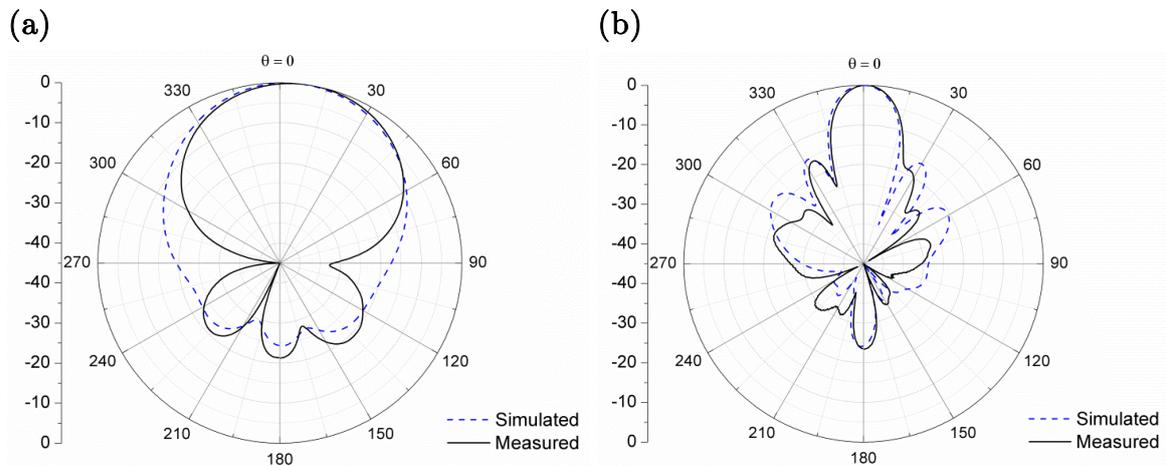
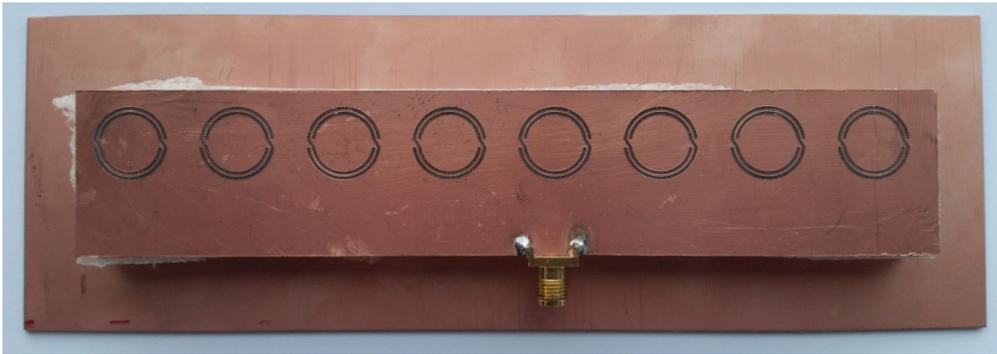


Figura 4.33 Diagrama de radiación normalizado de la antena propuesta simulado y experimental evaluado a 5.6 GHz en el (a) plano H (yz) y (b) plano E (xz).

A fin de validar los resultados obtenidos, se ha fabricado la antena diseñada en esta sección (Figura 4.34) mediante una fresadora mecánica *LPKF ProtoMat H100*. Un conector SMA de impedancia característica 50Ω se ha soldado en el puerto de entrada de la agrupación para excitarla. La capa de los NBCSRRs se ha espaciado del plano de masa mediante un trozo de poliestireno expandido (EPS) de grosor 1 cm, tal y como ya se ha realizado en capítulo 3. El coeficiente de reflexión de esta antena se ha medido a continuación con la ayuda de un analizador de redes *Agilent N5221A*. Los resultados obtenidos (Figura 4.32) muestran una buena adaptación alrededor de la frecuencia de operación y un ancho de banda a -10 dB de 60 MHz, lo cual concuerda con las simulaciones. Sin embargo, se ha producido un leve desplazamiento en frecuencia de 40 MHz en dicha respuesta como consecuencia de algunas tolerancias en el proceso de fabricación.

(a)



(b)

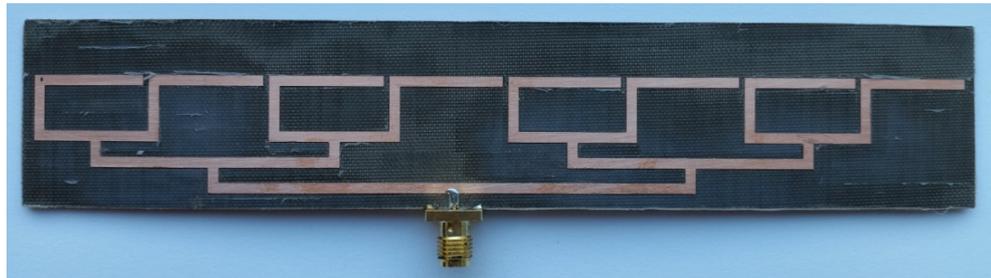


Figura 4.34 Prototipo fabricado de la agrupación unidimensional de 8 NBCSRR excitados mediante una red de alimentación microstrip (plano xy). (a) Capa superior e (b) inferior de la configuración.

El diagrama de radiación experimental de la antena propuesta se ha obtenido mediante el método de comparación de ganancia (*gain transfer method*) [104], tal y como se ha descrito anteriormente en la Figura 4.17. En este caso el límite inferior de la

zona de campo lejano de la antena propuesta es aproximadamente 1.6 m. Los diagramas de radiación medidos en el plano E (xz) y en el plano H (yz) se han representado en la Figura 4.33. Como se puede comprobar, existe una buena concordancia con los resultados simulados. La ganancia medida en el eje transversal de la agrupación ($G = 13$ dBi) concuerda muy bien con el valor simulado. La relación de lóbulo principal a secundario ($NLPS$) es -14.6 dB en el plano H y el ancho de haz a -3 dB es 59° y 18° en el plano E y H respectivamente, siendo prácticamente equivalentes a los valores obtenidos en simulación. Por otro lado, la relación delante-atrás (D/A) es muy próxima al valor esperado en ambos planos, es decir, aproximadamente 24 dB.

5

Medios quirales artificiales basados en SRRs

En capítulos anteriores se ha demostrado la viabilidad de usar los resonadores eléctricamente pequeños como radiadores, ya sea para mejorar la relación delante-atrás de una antena impresa (Capítulo 3) o reducir las dimensiones de agrupaciones lineales de elementos radiantes, esto es, una antena Yagi-Uda o bien una agrupación transversal (Capítulo 4). Estas estructuras se han implementado sobre la base de un sustrato dieléctrico, cuya función principal ha sido proporcionar soporte mecánico. Sin embargo, como se demostrará a lo largo de este capítulo, éstos también pueden tener un efecto significativo en la polarización de esta clase de configuraciones (la cual se ha podido comprobar previamente que es lineal en la dirección de máxima radiación para ambos casos). Este fenómeno se caracteriza por la aparición de un momento dipolar magnético en un SRR operando en la segunda resonancia, el cual se utilizará para diseñar una superficie polarizadora basada en un medio metamaterial quiral.

El presente capítulo está organizado de la siguiente forma. En el apartado 5.1 se hará una breve introducción a los medios quirales, mientras que en el apartado 5.2 se describirá el comportamiento bi-anisótropo de un SRR causado por la presencia de un material dieléctrico. En el apartado 5.3 se diseñará un medio metamaterial quiral basado en SRRs y se analizará teóricamente su comportamiento (así como el de la celda unidad que lo constituye). En último término, en el apartado 5.4 se implementará un prototipo inicial de este polarizador, se medirán sus propiedades principales y se compararán los resultados obtenidos con los simulados en el apartado anterior.

5.1 Introducción a los metamateriales quirales

Un metamaterial es aquel material artificial basado en estructuras periódicas o cuasi-periódicas que presenta propiedades ópticas, acústicas o bien electromagnéticas controlables y que no se encuentran en la naturaleza. En los metamateriales se pueden definir dos grandes clases: los cristales electromagnéticos (EBG, esto es, *Electromagnetic Band Gaps*) o fotónicos (PBG, es decir, *Photonic Band Gaps*) [135] y los medios efectivos.

Se pueden distinguir cuatro grupos en función de las magnitudes electromagnéticas efectivas que determinan las propiedades de dicho medio. Esto es, la permeabilidad magnética μ y la permitividad dieléctrica ε (que también pueden ser efectivas si se trata de un medio efectivo [7]). Cuando ambos parámetros son positivos se produce la propagación correspondiente a un medio convencional o RHM (*Right Handed Media*). En cambio, cuando sólo uno de ellos es negativo no se produce la transmisión de ondas electromagnéticas. Si estos medios presentan una permeabilidad negativa reciben el nombre de MNG (*Mu Negative*), mientras que si la permitividad es negativa se conocen como ENG (*Epsilon Negative*).

Por otro lado, cuando la permeabilidad magnética y la permitividad dieléctrica son ambas negativas la señal también puede propagarse. En este caso se denominan medios zurdos LHM (*Left Handed Media*). En la Figura 5.1 se muestra la clasificación de los diferentes medios así como de sus propiedades.

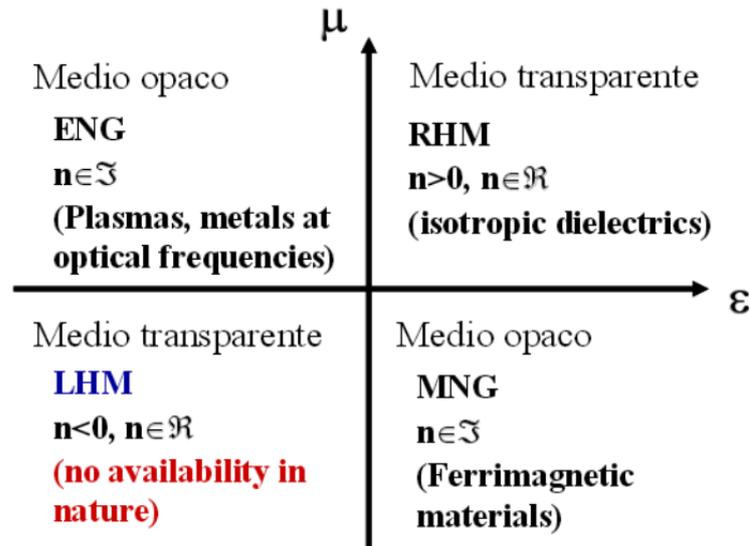


Figura 5.1 Clasificación de los materiales según ε y μ . Imagen extraída de [7].

Aunque estos últimos materiales no existen en la naturaleza, Veselago fue el primero en predecir y publicar el comportamiento de este tipo de medios en 1968 [136]. Su estudio era puramente teórico y analizaba la propagación de ondas electromagnéticas en el caso de tener un medio con estas características.

Como ya se ha expuesto en el Capítulo 2, una forma de implementar un medio con un índice de refracción n negativo consiste en combinar un *array* periódico de SRRs (a fin de conseguir una permeabilidad magnética efectiva μ_{eff} negativa) con unos postes metálicos colocados periódicamente y debidamente excitados para obtener una permitividad dieléctrica efectiva $\varepsilon_{eff} < 0$ [16]. Otro método para obtener un índice de refracción $n < 0$ son los metamateriales quirales.

El término quiral proviene de la palabra griega *Kheir* (que significa mano) y hace referencia a un objeto que no puede ser superpuesto con su imagen especular mediante movimientos de traslación o rotación. Desde principios del siglo XIX los medios quirales ya han sido estudiados. Inicialmente Biot y Arago, entre otros, descubrieron que los cristales de cuarzo así como otros gases presentaban una actividad óptica (es decir, una rotación de la polarización de la luz) [137]. El origen de este fenómeno radicaba en la quiralidad de las propias moléculas, lo cual fue confirmado por Pasteur en 1840 [138]. Posteriormente, este fenómeno ha sido aplicado en otros ámbitos como el químico o el farmacéutico [139].

Entre 1914 y 1920, Lindmann fue capaz de trasladar esta actividad óptica al rango de las frecuencias de microondas. El experimento consistía en colocar cientos de pequeñas hélices metálicas dentro de bolas de algodón y orientarlas aleatoriamente dentro de una caja de cartón. Cuando éstas se iluminaron con una onda electromagnética linealmente polarizada, se observó una rotación en su plano de polarización después de cruzar dicha caja debido a los acoplamientos cruzados entre los campos eléctricos y magnéticos [140]. Por tanto, este medio artificial constituyó uno de los primeros metamateriales quirales.

Los metamateriales pertenecen al caso general de un medio bi-anisótropo y pueden caracterizarse a partir de las ecuaciones constitutivas [6]

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \bar{\bar{\varepsilon}}_r \mathbf{E} + j \bar{\bar{\mathbf{K}}} \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \mathbf{H} \quad (5.1)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \bar{\bar{\mu}}_r \mathbf{H} - j (\bar{\bar{\mathbf{K}}})^T \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \mathbf{E} , \quad (5.2)$$

donde $\bar{\bar{\varepsilon}}_r$ es el tensor de permitividad dieléctrica relativa, $\bar{\bar{\mu}}_r$ es el tensor de permeabilidad magnética relativa y $\bar{\bar{\mathbf{K}}}$ es el tensor de susceptibilidad magnetoeléctrica.

Para el caso particular de un medio bi-isótropo y recíproco, las ecuaciones 5.1 y 5.2 pueden simplificarse como [138]

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} + j\kappa \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \mathbf{H} \quad (5.3)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} - j\kappa \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \mathbf{E}, \quad (5.4)$$

siendo ε_r la permitividad dieléctrica relativa, μ_r la permeabilidad magnética relativa y κ la susceptibilidad magnetoeléctrica o factor de quiralidad (que también pueden ser efectivas cuando se trata de un medio efectivo). Cuando no se consideran pérdidas, estos parámetros son números reales adimensionales [6]. Combinando las ecuaciones 5.3 y 5.4 con las ecuaciones de Maxwell en espacio libre se puede expresar la ecuación de ondas para el campo eléctrico como [141]

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = -k_0^2 (\varepsilon_r \mu_r - \kappa^2) \mathbf{E} - 2j\kappa k_0 (\mathbf{k} \times \mathbf{E}). \quad (5.5)$$

Sin pérdida de generalidad y por simplicidad, se asume entonces que el vector de ondas es $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{z}}$, por lo que la ecuación 5.5 puede simplificarse y la solución de la ecuación de ondas para el número de onda k puede formularse como

$$k_{\pm} = k_0 (n \pm \kappa), \quad (5.6)$$

siendo $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ el índice de refracción de un medio sin quiralidad y $k_0 = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ el número de onda en el vacío a la frecuencia de trabajo. El número de onda k_+ corresponde a una onda con polarización circular a derechas (RCP) y k_- a una onda con polarización circular a izquierdas (LCP). A partir de la ecuación 5.6 se puede definir el índice de refracción para ambas ondas RCP y LCP como

$$n_{\pm} = n \pm \kappa. \quad (5.7)$$

Como se puede apreciar un medio quiral tiene un índice de refracción diferente para una onda RCP o bien LCP, efecto conocido como birrefringencia circular. Sin embargo, ambas ondas tienen la misma impedancia característica de valor $Z = Z_0 \sqrt{\mu_r / \varepsilon_r}$. En 2004, Pendry propuso realizar medios metamateriales en base a la ecuación 5.7, pues si el parámetro κ es suficientemente elevado es posible obtener un índice de refracción negativo sin necesidad que la permitividad dieléctrica relativa ε_r ni la permeabilidad magnética relativa μ_r sean negativas [142].

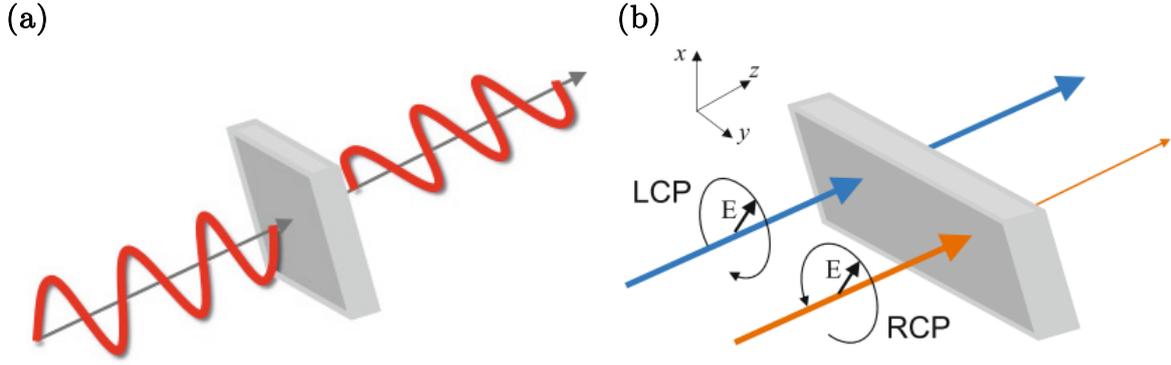


Figura 5.2 (a) Actividad óptica: el campo eléctrico de una onda linealmente polarizada rota alrededor del eje paralelo a la dirección de propagación. (b) Dicroísmo circular: la transmisión de una onda RCP y LCP es diferente al atravesar el medio quiral. Imagen extraída de [143].

Como se expone en la Figura 5.2, esta clase de medios poseen dos propiedades importantes: la actividad óptica y el dicroísmo circular. La actividad óptica se define como la rotación del ángulo azimutal θ_A de una onda con polarización lineal al atravesar el medio quiral. Matemáticamente se puede expresar como

$$\theta_A = \frac{1}{2} [\arg(T_{++}) - \arg(T_{--})]. \quad (5.8)$$

El primer subíndice de T_{++} y T_{--} indica la polarización transmitida, mientras que el segundo indica la polarización inicial. Por lo tanto, T_{++} y T_{--} son los coeficientes de transmisión de las ondas RCP y LCP, respectivamente.

El dicroísmo circular, en cambio, representa la diferente absorción de las ondas RCP y LCP al propagarse por el medio quiral. Dado que la impedancia Z es idéntica para ambas polarizaciones, también lo serán los coeficientes de reflexión. Entonces este parámetro se define a partir de la diferencia de potencia transmitida para ambas polarizaciones y puede describirse analíticamente según el ángulo de elipticidad η como

$$\eta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{|T_{++}|^2 - |T_{--}|^2}{|T_{++}|^2 + |T_{--}|^2} \right). \quad (5.9)$$

Para aplicaciones orientadas a obtener un índice de refracción negativo, se requieren valores elevados de θ_A y pequeños de η [144]. Por otro lado, la síntesis de medios metamateriales quirales puede realizarse desde dos puntos de vista distintos: mediante estructuras tridimensionales (*bulk*) o planares. Las configuraciones tridimensionales

fueron inicialmente propuestas por Tretyakov [145] y estaban basadas en elementos helicoidales. Sus propiedades se estudiaron teóricamente [146], pero no fue posible proporcionar ningún resultado experimental debido a la dificultad de fabricación de dichas estructuras. En 2007, Marqués *et al.* [147] diseñaron una versión casi planar de las hélices que consistía en dos anillos idénticos separados por un sustrato dieléctrico e interconectados por vías metálicas (Figura 5.3a). La corriente que circula por ambos anillos genera un dipolo magnético axial, mientras que las cargas eléctricas se acumulan en cada anillo con signo puesto. Esto también da lugar a un dipolo eléctrico axial y, en consecuencia, a acoplamientos cruzados. En base a este trabajo, en [148] se analizaron y fabricaron metamateriales quirales 3D agrupando diversos SRRs quirales en celdas cúbicas para constituir un medio homogéneo (Figura 5.3b).

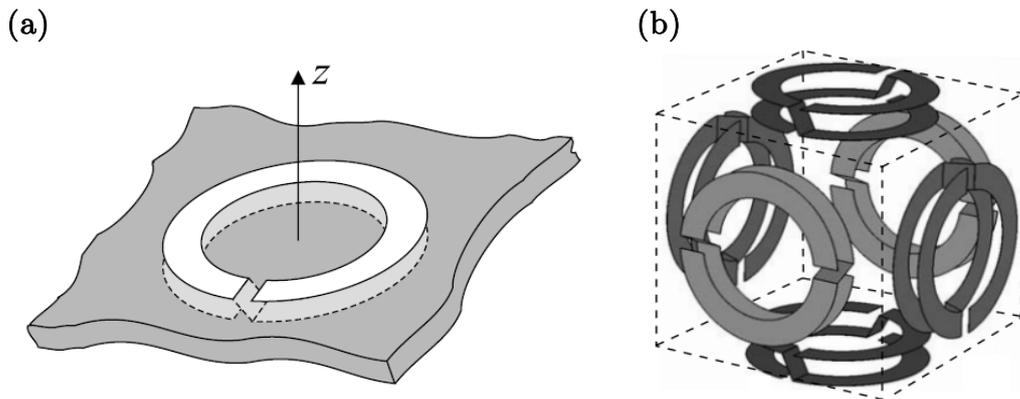


Figura 5.3 (a) Topología del resonador quiral casi planar y (b) agrupación cúbica de SRR quirales (celda unitaria). Imágenes extraídas de [147] y [148], respectivamente.

Las estructuras planares, en cambio, ya han sido estudiadas en profundidad. Zheludev *et al.* [149] propusieron en 2003 una agrupación bidimensional formada por rosetas metálicas que exhibía una gran actividad óptica. Posteriormente [150] el mismo grupo estudió un dispositivo similar en el rango de microondas, pero en una disposición de doble capa. Como se muestra en la Figura 5.4a, la misma geometría se replica y se rota un cierto ángulo respecto a la otra capa. En este caso el acoplamiento entre el campo eléctrico y magnético ocurre en las frecuencias de resonancia de la estructura (donde la quiralidad es mayor). Otros diseños basados en el mismo principio también han sido estudiados [151]–[154], utilizando cruces metálicas (Figura 5.4b) u otras celdas unidad [155]–[163].

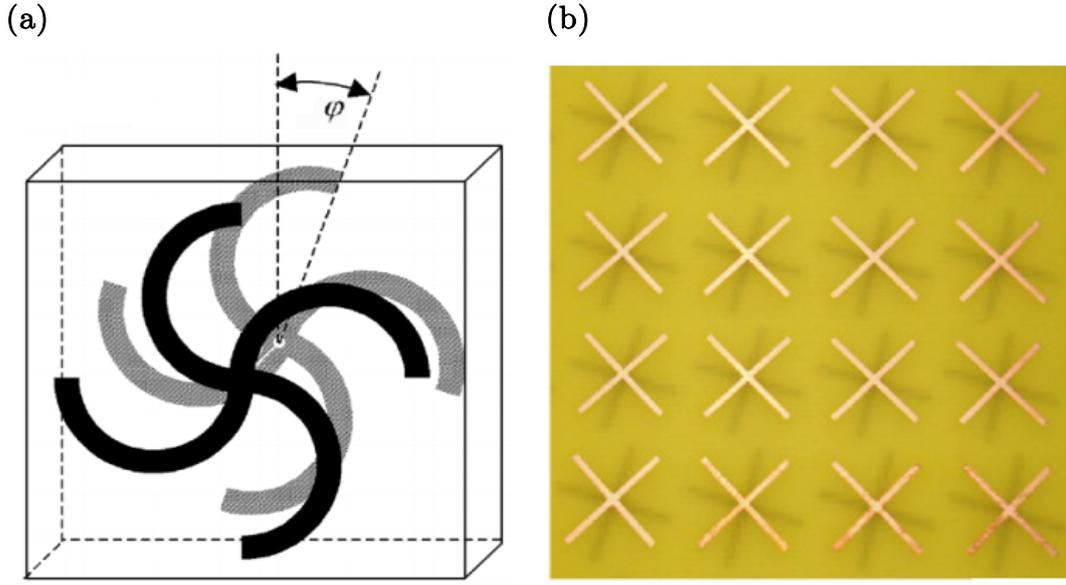


Figura 5.4 (a) Estructura helicoidal de doble capa construida a partir de rosetas planares conductoras (celda unidad) y (b) *layout* del medio metamaterial quiral formado por cruces metálicas. Imágenes extraídas de [150] y [155], respectivamente.

La obtención del factor κ (en simulación y experimentalmente) se realiza mediante un proceso de extracción paramétrico a partir de los coeficientes de transmisión T_{++} y T_{--} . Para una onda plana con incidencia normal sobre una superficie metamaterial quiral de grosor h finito, la quiralidad se puede expresar de acuerdo con la ecuación [164], [165]

$$\kappa = \frac{-j}{2k_0 h} \ln \left(\frac{T_{++}}{T_{--}} \right). \quad (5.10)$$

Desarrollando la anterior ecuación, los parámetros θ_A (ecuación 5.8) y η (ecuación 5.9) pueden reescribirse en función del factor de quiralidad κ en este caso como [143]

$$\theta_A = k_0 \operatorname{Re}(\kappa) h \quad (5.11)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \tan^{-1} [\tanh(2k_0 \operatorname{Im}(\kappa) h)]. \quad (5.12)$$

A fin de medir estos coeficientes de transmisión y estudiar las propiedades de estos medios quirales, es habitual utilizar dos antenas de bocina (una como receptora y otra como transmisora) linealmente polarizadas [141], [144] (Figura 5.5).

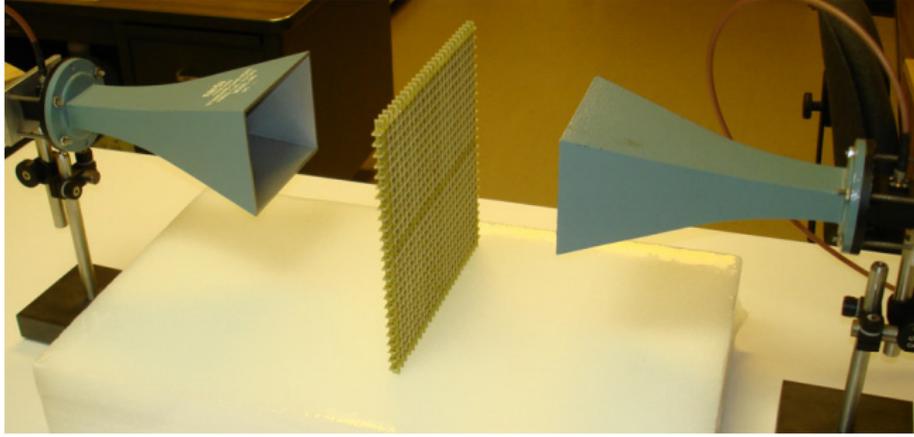


Figura 5.5 Los coeficientes de transmisión lineales son medidos mediante dos antenas de bocina actuando como transmisor y receptor respectivamente. Imagen extraída de [141].

Los coeficientes de transmisión lineales T_{xx} , T_{xy} , T_{yx} y T_{yy} se transforman entonces en los coeficientes de transmisión circulares T_{++} , T_{--} , T_{+-} y T_{-+} a través de la ecuación 5.13. Como ya se ha expuesto en la ecuación 5.8, el primer subíndice indica la polarización transmitida, mientras que el segundo indica la polarización inicial.

$$\begin{pmatrix} T_{++} & T_{+-} \\ T_{-+} & T_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (T_{xx} + T_{yy}) + j(T_{xy} - T_{yx}) & (T_{xx} - T_{yy}) - j(T_{xy} + T_{yx}) \\ (T_{xx} - T_{yy}) + j(T_{xy} + T_{yx}) & (T_{xx} + T_{yy}) - j(T_{xy} - T_{yx}) \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

Estos medios artificiales son de gran interés actualmente en aplicaciones como guías de ondas, antenas o bien polarizadores [160], [166], [167]. En los siguientes apartados se estudiará y explotará el comportamiento bi-anisótropo de un SRR inducido por un material dieléctrico para la realización de un medio metamaterial quiral con la finalidad de implementar posteriormente una superficie polarizadora.

5.2 Bi-anisotropía de un SRR en presencia de sustratos dieléctricos

El efecto de un material dieléctrico en la polarizabilidad de una partícula resonante aún no ha sido investigado en detalle. Recientemente se ha descubierto en [168] que únicamente la presencia de un sustrato puede inducir un comportamiento bi-anisótropo en estructuras metamateriales. Este fenómeno se caracteriza por generar un momento dipolar magnético en respuesta a un campo eléctrico (y viceversa) y, tal como se expone a continuación, también se puede extrapolar al caso de otras estructuras convencionales.

En este caso se ha analizado un *Split Ring Resonator* (SRR) trabajando en la segunda resonancia y paralelo a una lámina de dieléctrico (Figura 5.6). Dado que a esta resonancia el radio de la partícula es típicamente 10 veces menor a la longitud de onda en el vacío, este resonador puede considerarse como una partícula eléctricamente pequeña. Por tanto, su radiación puede expresarse fundamentalmente mediante sus momentos de primer y segundo orden (dipolares) eléctricos y magnéticos [101].

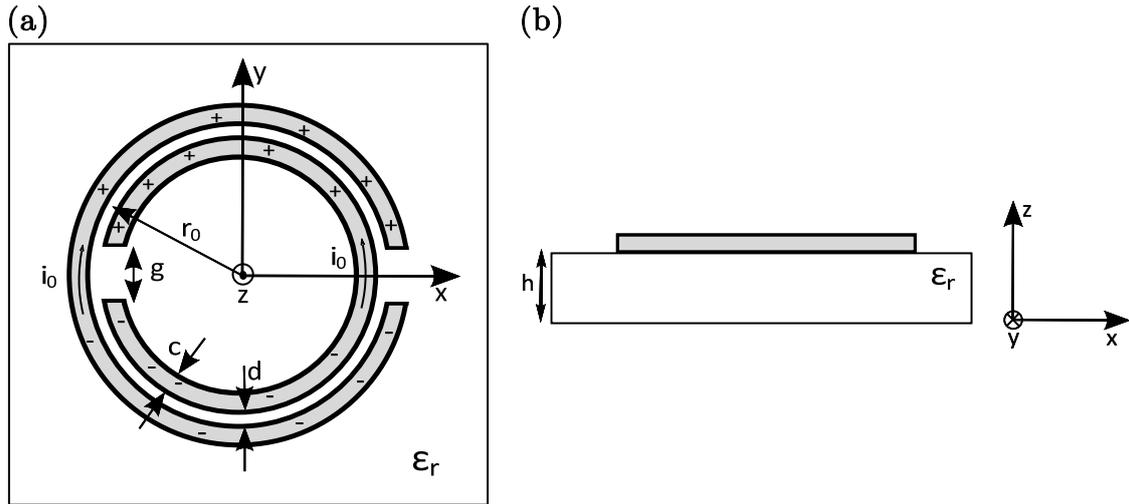


Figura 5.6 Topología y distribución de carga de un SRR operando en su segunda resonancia sobre una lámina de sustrato dieléctrico. (a) Plano xy y (b) plano xz .

Como se ha expuesto previamente en el apartado 2.1, el análisis de los tensores de polarizabilidad y la distribución de corrientes de un SRR reflejan que esta partícula exhibe esencialmente un momento dipolar eléctrico en la dirección \hat{y} en la segunda resonancia y que, por tanto, se comporta esencialmente como un dipolo eléctricamente corto (en términos de radiación). Una vez descrito su funcionamiento, se ha procedido a incluir la influencia del sustrato en dicha estructura. Inicialmente se han considerado únicamente los campos quasi-estáticos generados por el SRR de la Figura 5.6 a fin de evaluar la bi-anisotropía producida por la presencia de dicho sustrato. Esto es debido a que las componentes reactivas de los campos (términos de orden superior a r^{-1}) predominan a distancias muy próximas a la antena, incluyendo el material dieléctrico. En esta zona, denominada de campo cercano, la energía es básicamente reactiva (es decir, no radiada) y los campos decaen rápidamente al alejarse progresivamente de la estructura [14]. Sin embargo, esta energía almacenada alrededor de la antena puede llegar a originar ciertos fenómenos (p. ej. de acoplamiento magnético resonante [169]) que, en este caso, sí repercutirán de un modo significativo en las componentes radiadas

de los campos. En una primera aproximación se ha supuesto que el grosor h del sustrato dieléctrico es infinito en la parte inferior de la interfaz entre ambos medios para que toda la región de campo cercano del SRR esté contenida dentro del medio dieléctrico. De esta manera tampoco se ha contemplado el efecto de la densidad superficial de carga de polarización que se crea en la capa inferior del dieléctrico cuando éste es más delgado. A fin de representar cualitativamente el campo estático, el modelo de este momento dipolar eléctrico se puede simplificar por dos distribuciones de carga aproximadamente puntuales de igual magnitud pero signos opuestos y separadas una distancia equivalente al diámetro de la partícula (ver apartado 2.2).

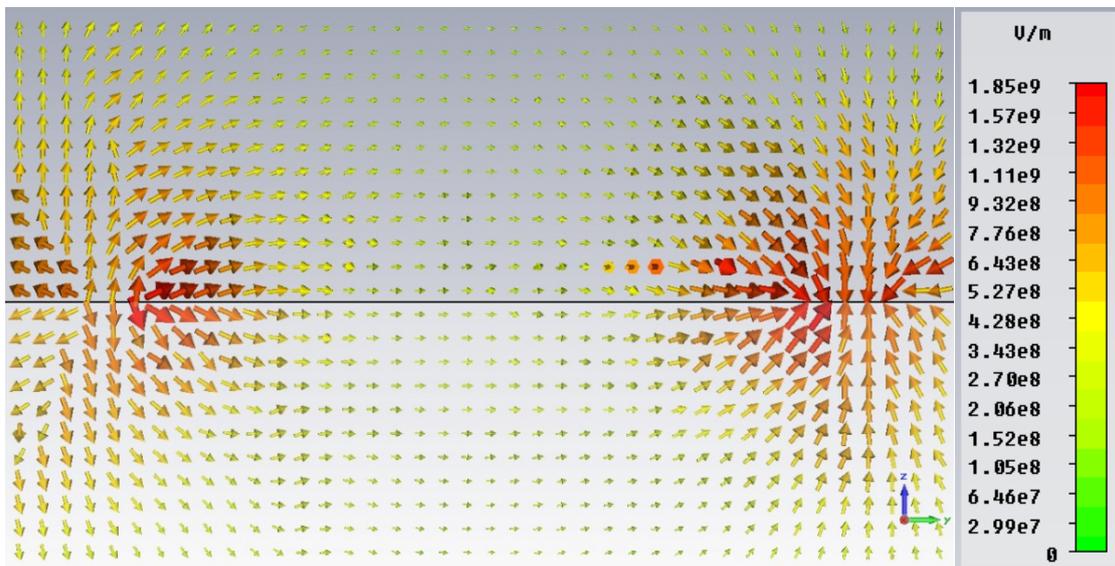


Figura 5.7 Campo eléctrico \mathbf{E} (simulado mediante el *software CST EM Studio*) generado por dos distribuciones de carga aproximadamente puntuales de signo contrario en presencia de un sustrato dieléctrico de grosor semi-infinito ($\epsilon_r = 10.2$).

En la Figura 5.7 se muestra un corte en el plano yz del campo eléctrico \mathbf{E} generado por este dipolo eléctrico. Como se puede apreciar, el campo tiene la misma intensidad en el semiplano superior (vacío) e inferior (dieléctrico). Esto es debido a que no existe una componente normal del campo eléctrico en la interfaz de separación de los dos medios (exceptuando las posiciones de ambas distribuciones de carga) y, por tanto, la polarización que da lugar a la densidad superficial de carga ligada es nula. Por otro lado, de acuerdo con las condiciones de contorno en la interfaz entre dos medios, la componente tangencial del campo \mathbf{E} es continua a través de dicha interfaz [12], [170]. No obstante, este mismo argumento no puede aplicarse al campo vectorial de desplazamiento eléctrico \mathbf{D} . En el caso de un medio lineal, homogéneo e isótropo el

campo \mathbf{D} puede expresarse como el producto del campo eléctrico \mathbf{E} y la permitividad dieléctrica absoluta ε . Esta constante se calcula como el producto de la permitividad dieléctrica en el vacío ε_0 y la relativa ε_r , que depende de cada medio material. Como se puede apreciar en la Figura 5.8, el desplazamiento eléctrico es más intenso en el dieléctrico (al ser $\varepsilon_r > 1$) y, por tanto, \mathbf{D} ya no es continuo en ambos medios [171].

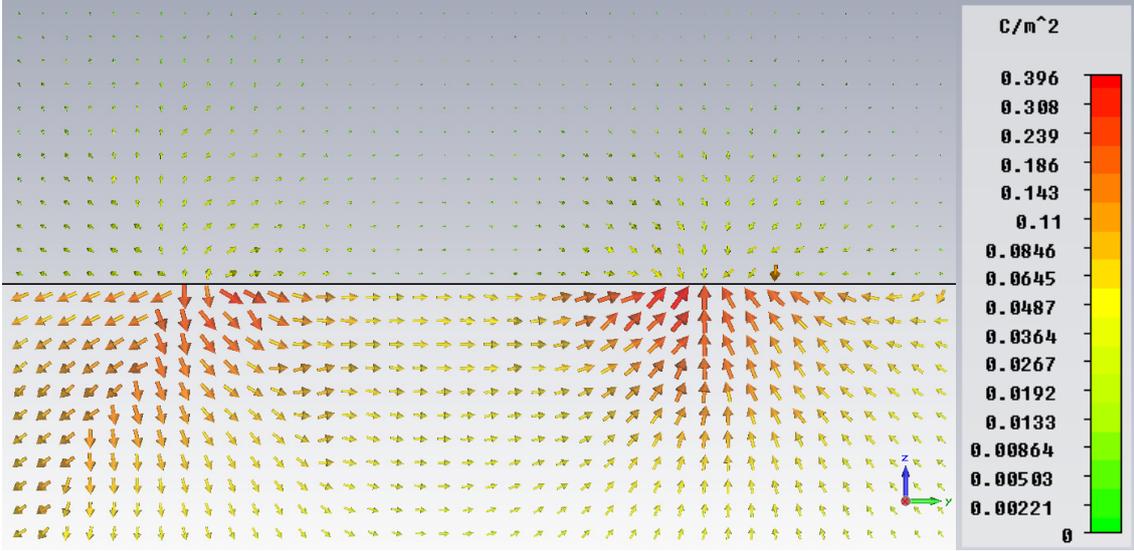


Figura 5.8 Campo de desplazamiento eléctrico \mathbf{D} (simulado mediante el *software CST EM Studio*) generado por dos distribuciones de carga aproximadamente puntuales de signo contrario en presencia de un sustrato dieléctrico de grosor semi-infinito ($\varepsilon_r = 10.2$).

Si se asume que la anterior densidad de carga oscila armónicamente, el campo \mathbf{D} será entonces variable con el tiempo, lo que generará una densidad de corriente de desplazamiento \mathbf{J}_D no nula que puede expresarse como

$$\mathbf{J}_D = \begin{cases} j\omega\mathbf{D}_1 = j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}_1 & z > 0 \\ j\omega\mathbf{D}_2 = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\mathbf{E}_2 & z < 0 \end{cases} \quad (5.14)$$

donde \mathbf{D}_1 y \mathbf{D}_2 son los campos de desplazamiento eléctrico en el semiplano superior (vacío) e inferior (dieléctrico), respectivamente. Esta magnitud física no es una densidad de corriente eléctrica en sentido estricto (ya que no se origina por el movimiento de las cargas), sino que nace de la variación temporal de un campo \mathbf{D} . Al romper la simetría del campo \mathbf{D} respecto al plano xy por un cambio de permitividad se genera en consecuencia, además de un momento dipolar eléctrico en la dirección \hat{y} , un momento dipolar magnético en la dirección \hat{x} . Dicho momento es ortogonal al momento

dipolar eléctrico ubicado en el plano del SRR así como al momento magnético axial y se origina a partir de un campo \mathbf{D} que varía temporalmente, es decir, \mathbf{J}_D . En la Figura 5.9 se ilustra el proceso de descomposición de las líneas de campo de la Figura 5.8 en dos momentos dipolares eléctrico y magnético respectivamente.

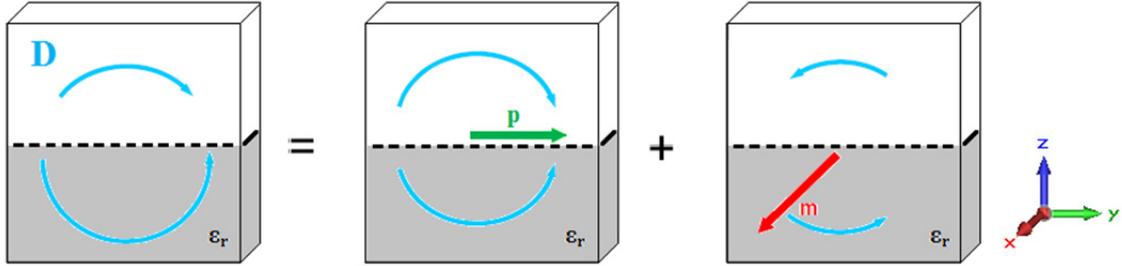


Figura 5.9 El campo \mathbf{D} puede representarse como la suma de un modo simétrico (dipolo eléctrico \mathbf{p}) y asimétrico (dipolo magnético \mathbf{m}).

De acuerdo con [12], si las dimensiones de una fuente que oscila armónicamente son menores a la longitud de onda λ , entonces su potencial vector \mathbf{A} puede descomponerse en el sumatorio de los términos multipolares de primer y segundo orden. Este campo vectorial se utiliza típicamente para calcular el campo electromagnético generado por una densidad de corriente cuya dependencia temporal sea sinusoidal [14]. El primer término se corresponde con el momento dipolar eléctrico \mathbf{p} (orientado en la dirección \hat{y}), mientras que el segundo está asociado al momento dipolar magnético \mathbf{m} (situado en el eje x). Este último factor se puede expresar según

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{J}_D dV, \quad (5.15)$$

siendo \mathbf{r} el vector posición. A fin de evaluar las ecuaciones 5.14 y 5.15 es necesario conocer \mathbf{E} en la región de campo cercano de un SRR operando en la segunda resonancia en presencia de un dieléctrico. Esto restringe los límites de integración al volumen de una esfera de radio $\lambda_0/2\pi$ (denominada *radiansphere*), la cual determina la frontera entre la región de campo estático (interior) y campo radiado (exterior) para antenas eléctricamente pequeñas y, en particular, para un dipolo eléctricamente corto [14]. A continuación se exponen dos métodos numéricos distintos que se han empleado para obtener este momento dipolar \mathbf{m} cuando un dieléctrico de grosor h finito soporta la partícula.

El primer método ha consistido en estimar la ecuación 5.15 mediante el campo cercano del SRR de la Figura 5.6 obtenido por simulación electromagnética. Sus

dimensiones geométricas son $d = 0.35$ mm, $c = 0.7$ mm y $r_0 = 4.96$ mm para que la segunda resonancia esté situada a $f_0 = 5.5$ GHz, mientras que la abertura de cada anillo se ha fijado en 1.3 mm. Este resonador se ha excitado utilizando un puerto diferencial situado en una pequeña abertura (0.3 mm) ubicada en el centro del anillo externo, cuya impedancia de entrada se ha ajustado a fin de asegurar una buena adaptación a la frecuencia de trabajo. Seguidamente se ha exportado el campo cercano simulado con el *software CST Microwave Studio* en los distintos puntos del espacio y se ha obtenido \mathbf{J}_D según la ecuación 5.14. Por último se ha discretizado y evaluado la ecuación 5.15 a partir del *software Matlab* mediante la función

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N \sum_{z=0}^N \mathbf{r}(x, y, z) \times \mathbf{J}_D(x, y, z) \Delta V, \quad (5.16)$$

donde N es el número de puntos de campo calculados. Esta ecuación proporciona un momento dipolar magnético \mathbf{m} orientado en la dirección $\hat{\mathbf{x}}$ (de acuerdo con la Figura 5.9). A fin de obtener dicho campo reactivo, el volumen de integración se ha definido en *CST Microwave Studio* como un cubo que engloba la estructura de lado equivalente a λ_0/π a la frecuencia de operación (lo que corresponde aproximadamente con el volumen de la *radiansphere*).

El segundo método ha consistido en obtener la amplitud de \mathbf{m} (esto es, m_x) a partir de la densidad de potencia radiada por dicho momento dipolar magnético. De acuerdo con las expresiones de los momentos dipolares de un SRR en la segunda resonancia (ecuaciones 2.18 y 2.19), en la dirección $\theta = 90^\circ$ y $\phi = 90^\circ$ (eje y) la radiación del momento dipolar eléctrico del SRR es nula, mientras que la contribución del momento magnético dipolar m_x debido a la presencia del sustrato y del magnético axial m_z propio de la partícula es máxima. Dado que ambos momentos magnéticos son ortogonales, la densidad de potencia total P_y en dicha dirección puede descomponerse entonces como la suma de la densidad de potencia del momento magnético axial P_{mz} y del momento magnético en el plano de este resonador P_{mx} , es decir

$$P_y = P_{mx} + P_{mz}. \quad (5.17)$$

Por otro lado, en dicha dirección el campo magnético generado por m_z está orientado únicamente en la dirección θ mientras que el campo magnético debido a m_x lo está en ϕ , por lo que la relación entre las componentes H_θ y H_ϕ proporcionada por el simulador puede expresarse en función de P_{mz} y P_{mx} como

$$\left| \frac{H_\theta}{H_\phi} \right|^2 = \frac{P_{mz}}{P_{mx}}, \quad (5.18)$$

cumpléndose $P_{mi} = |H_i|^2/Z_0$ (donde i hace referencia a cualquiera de estas dos componentes). Uniendo las ecuaciones 5.17 y 5.18 se puede formular entonces P_{mx} según

$$P_{mx} = \frac{P_y}{1 + |H_\theta/H_\phi|^2}. \quad (5.19)$$

Llegados a este punto, se ha expresado la potencia total radiada W_{mx} por dicho momento dipolar m_x a partir de la densidad de potencia P_{mx} , obteniendo así la ecuación

$$W_{mx} = \frac{4\pi r^2}{D\eta_{rad}} P_{mx}, \quad (5.20)$$

donde D es la directividad. Puesto que este momento m_x se comporta como un radiador elemental (al ser este SRR un dipolo eléctricamente corto en resonancia) su directividad tendrá un valor cercano a $3/2$ [14].

Mediante la ecuación de Larmor para la potencia radiada por un momento dipolar magnético [12] se puede aislar, en último término, el valor de m_x en función de W_{mx} mediante la siguiente expresión:

$$m_x = \sqrt{\frac{12\pi}{k_0^4 Z_0} W_{mx}} = \frac{4\pi r}{k_0^2} \sqrt{\frac{3P_y}{D\eta_{rad} Z_0 (1 + |H_\theta/H_\phi|^2)}}. \quad (5.21)$$

Dicho esto, a continuación se ha comparado el momento dipolar magnético m_x (calculado mediante las ecuaciones 5.16 y 5.21) con el momento magnético axial m_z para diferentes valores de permitividad relativa ϵ_r y grosor h . Para ello se ha supuesto una eficiencia η_{rad} igual al 100%, una impedancia característica Z_0 equivalente a $120\pi \Omega$ y una distancia r de 1 m (para satisfacer la condición $r \gg \lambda_0/2\pi$). Como se puede apreciar en la Figura 5.10, los resultados obtenidos por ambos métodos siguen la misma tendencia creciente conforme aumenta el grosor del dieléctrico, validado así la presente hipótesis sobre la aparición de un momento magnético no despreciable debido a la presencia de un material dieléctrico. Las pequeñas discrepancias entre ambas curvas son debidas a que el volumen de integración en *CST Microwave Studio* no coincide exactamente con la *radiansphere* además de otros posibles efectos de segundo orden (p. ej. el *fringing effect* del campo eléctrico en los bordes del sustrato o la densidad

superficial de carga ligada en la parte inferior del sustrato) no considerados en este análisis.

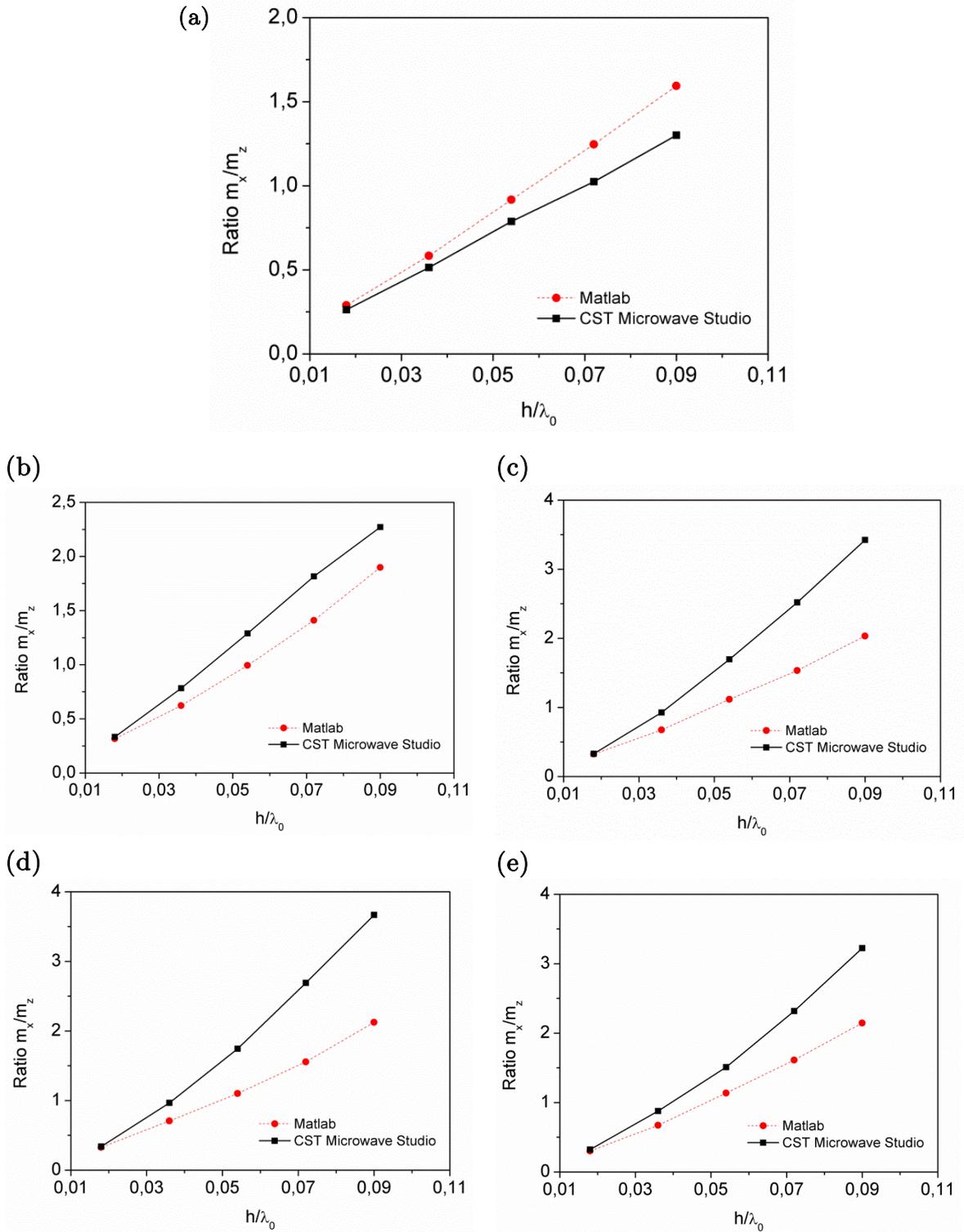


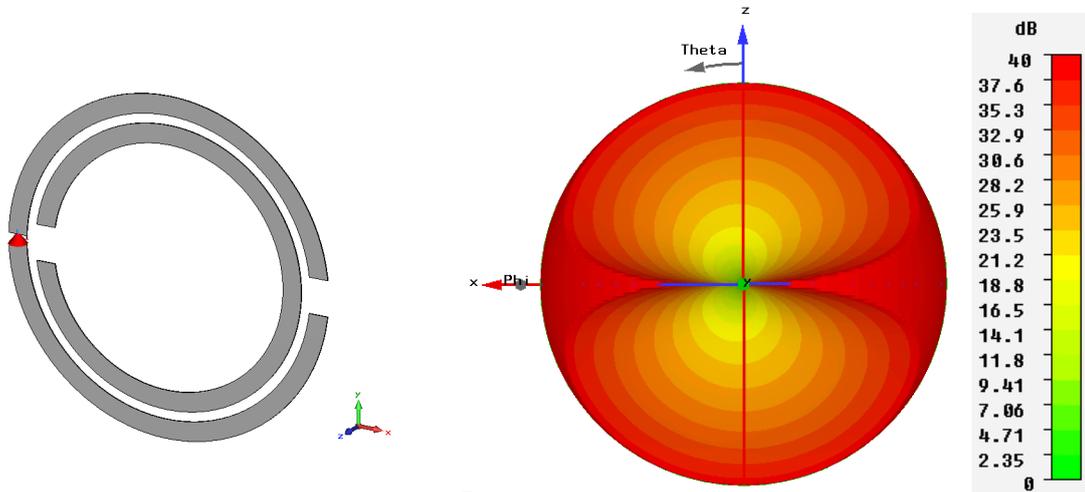
Figura 5.10 Relación entre los momentos magnéticos m_x y m_z obtenida mediante *CST Microwave Studio* (línea continua) y *Matlab* (línea discontinua) en función del grosor de sustrato h para distintos valores de permitividad dieléctrica relativa, esto es, (a) $\epsilon_r = 2$, (b) $\epsilon_r = 4$, (c) $\epsilon_r = 6$, (d) $\epsilon_r = 8$ y (e) $\epsilon_r = 10$.

De acuerdo con las simulaciones electromagnéticas, el valor de m_x para un SRR sin la presencia de un sustrato es dos órdenes de magnitud menor a m_z , por lo que puede considerarse prácticamente nulo. Cuando $\varepsilon_r = 2$ y $h = 0.02\lambda_0$ (es decir, el caso en que la permitividad dieléctrica relativa es más pequeña y el grosor es mínimo), la magnitud de m_x es aproximadamente un 25% del momento axial m_z . Conforme el grosor h aumenta, m_x también crece llegando a ser comparable con el momento dipolar m_z de la partícula a partir de grosores cercanos a $h = 0.04\lambda_0$ y una permitividad dieléctrica relativa superior a 4. Por otro lado, es importante remarcar que esta aproximación es válida para sustratos suficientemente delgados ($h < \lambda_0/10$). Esto es debido a que la contribución en campo lejano de la densidad de carga de polarización que se induce entonces en ambas capas del dieléctrico se cancela mutuamente [9], mientras que para grosores más elevados se produce una acumulación de carga superficial en la cara inferior del sustrato que también influye en el patrón de radiación de la partícula.

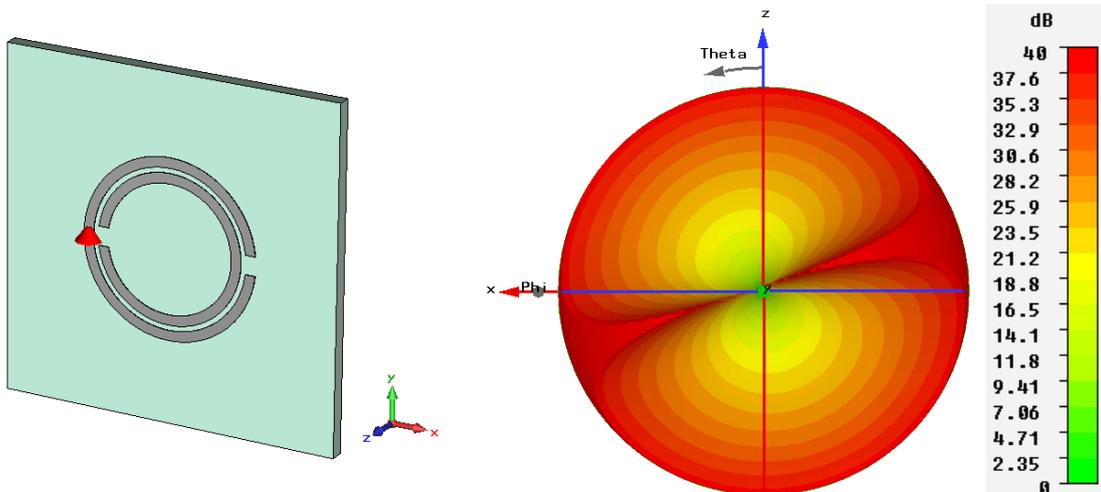
Este mismo fenómeno también es observable a través de la relación axial del SRR en la segunda resonancia. Como ya se ha descrito en el apartado 2.2, un SRR aislado exhibe dos momentos dipolares ortogonales y desfasados 90° entre sí (ecuaciones 2.18 y 2.19). En el plano E ($\phi = 90^\circ$) la radiación debida a p_y es proporcional a $\cos^2(\theta)$ y la debida a m_z es proporcional a $\sin^2(\theta)$, lo que fuerza la aparición de cuatro zonas en dicho plano centradas en los ángulos θ_c (ecuación 2.25) donde la polarización tiende a ser circular (ver Figura 2.8a) [101]. En la Figura 5.11a se muestra una representación tridimensional en el plano xz de la relación axial de este SRR donde dichas zonas son cercanas a $\theta = \pm 90^\circ$ sobre el eje y . En este caso, además, el factor $c + d$ es igual a 1.05 mm, por lo que el nivel de polarización cruzada $XPOL_{max}$ es pequeño (-15 dB según la ecuación 2.24) y las regiones con polarización elíptica $\Delta\theta_{ell}$ (ecuación 2.26) son muy estrechas cuando no se contempla la presencia del sustrato. En la Figura 5.11a dichas regiones están representadas por las áreas con colores más verdosos, indicando así una relación axial menor a 10 dB. Sin embargo, al añadir una lámina de dieléctrico y aumentar progresivamente su grosor h la relación axial empieza a girar alrededor del eje y sin modificar su forma (Figuras 5.11b a 5.11f). Puesto que el momento magnético m_x está originado por una variación temporal de \mathbf{D} (ecuaciones 5.14 y 5.15), éste se encuentra en cuadratura con p_y y en fase con m_z . Como resultado el momento dipolar m_x se suma con el momento magnético m_z de la partícula dando lugar a un solo momento magnético dipolar, de manera que la estructura aún presenta dos momentos

dipolares ortogonales y desfasados 90° . El incremento de este grosor causará seguidamente un aumento de m_x (así como del momento magnético equivalente), haciendo que sea del mismo orden que m_z tal y como se ha expuesto en la Figura 5.10. Este efecto generará, por tanto, una rotación de la relación axial según el eje y y de hasta aproximadamente 90° (esto es, cuando m_x es mucho mayor respecto a m_z). Esto también conllevará un incremento gradual del nivel de polarización cruzada $XPOL_{max}$ así como un ensanchamiento del diámetro de las regiones elípticamente polarizadas (áreas con tonalidad amarillenta en las Figuras 5.11b a 5.11f).

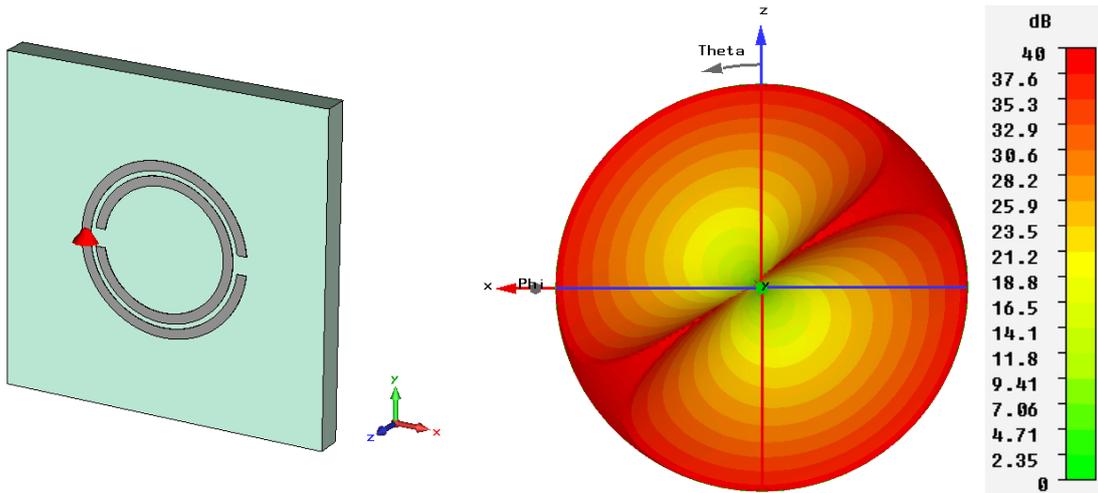
(a)



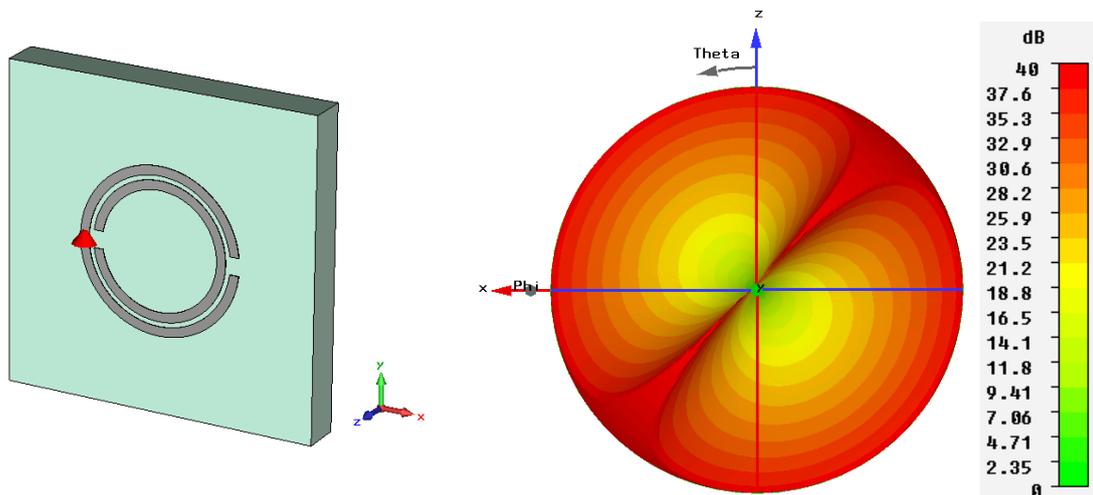
(b)



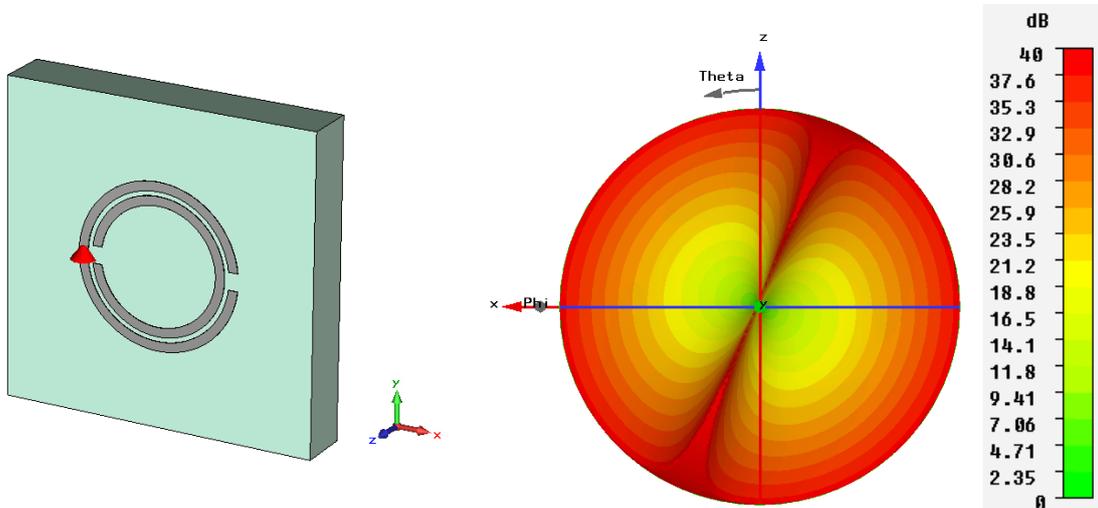
(c)



(d)



(e)



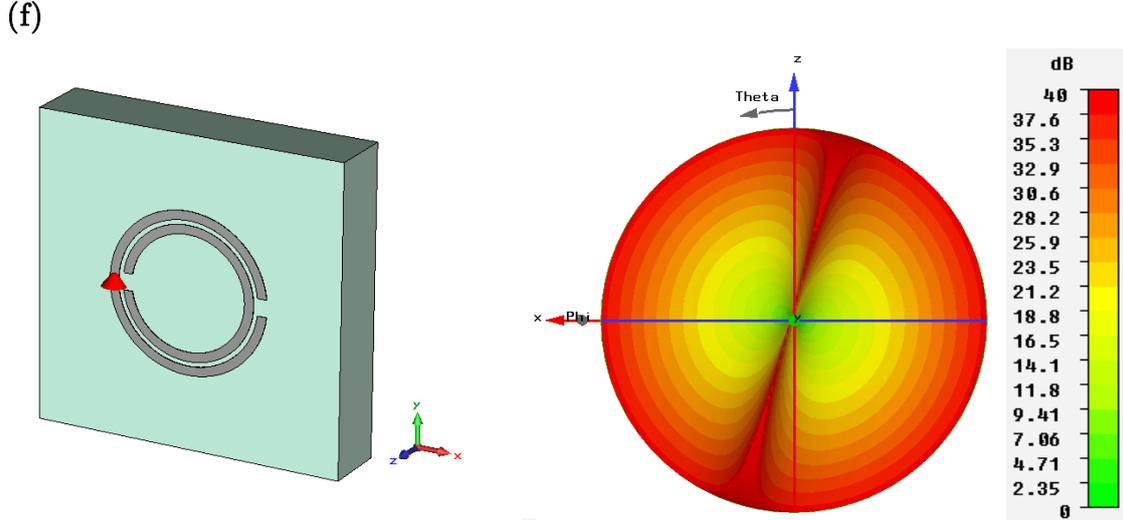


Figura 5.11 Topología de un SRR soportado por un sustrato dieléctrico (izquierda) y relación axial de dicha partícula operando a su segunda resonancia (derecha) obtenida mediante *CST Microwave Studio*. Las dimensiones del SRR son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm. La permitividad relativa empleada es $\epsilon_r = 10$ y el grosor es (a) $h = 0.02\lambda_0$, (b) $h = 0.04\lambda_0$, (c) $h = 0.05\lambda_0$, (d) $h = 0.07\lambda_0$ y (e) $h = 0.09\lambda_0$ respectivamente. El puerto diferencial está representado por un cono rojo.

En conclusión, en este apartado se ha demostrado que la presencia de un sustrato dieléctrico induce un comportamiento bi-anisótropo en un SRR trabajando en la segunda resonancia. Esto es, un campo eléctrico externo que ilumina la partícula es capaz de generar una respuesta magnética adicional en la estructura. En consecuencia, sus tensores de polarizabilidad (ecuaciones 2.1 a 2.3) se pueden modificar entonces considerando este efecto, dando lugar al siguiente conjunto de ecuaciones:

$$m_z = \alpha_{zz}^{mm} B_z^{ext} + \alpha_{zy}^{me} E_y^{ext} + \alpha_{zx}^{mm} B_x^{ext} \quad (5.22)$$

$$p_y = \alpha_{yy}^{ee} E_y^{ext} + \alpha_{yz}^{em} B_z^{ext} + \alpha_{yx}^{em} B_x^{ext} \quad (5.23)$$

$$m_x = \alpha_{xy}^{me} E_y^{ext} + \alpha_{xz}^{mm} B_z^{ext} + \alpha_{xx}^{mm} B_x^{ext} \quad (5.24)$$

$$p_x = \alpha_{xx}^{ee} E_x^{ext} \quad (5.25)$$

siendo α_{zx}^{mm} , α_{yx}^{em} , α_{xy}^{me} , α_{xz}^{mm} y α_{xx}^{mm} los coeficientes de polarizabilidad causados por el medio dieléctrico. En el siguiente apartado se estudiará un dispositivo metamaterial quiral de doble capa (*bi-layered chiral metamaterial*) basado en dos SRRs acoplados trabajando a su segunda resonancia, rotados y separados mediante un sustrato dieléctrico cuyo funcionamiento radicarán en dicho fenómeno de bi-anisotropía.

5.3 Análisis y diseño del medio quiral propuesto

En la Figura 5.12 se muestra la celda unidad propuesta para implementar un medio quiral. Ésta consiste en dos SRRs (cuyas dimensiones son idénticas a las de la partícula del apartado 2.2) espaciados una distancia h por un sustrato dieléctrico y uno de ellos rotado un ángulo α en el plano de la partícula. A fin de estudiar el funcionamiento de esta estructura a través de sus momentos dipolares únicamente (ecuaciones 2.18 y 2.19), *a priori* se ha considerado que las pérdidas óhmicas en el conductor y en el dieléctrico son nulas. Su mecanismo de conversión de la polarización radica en la orientación de estos momentos (así como su acoplamiento) entre ambos resonadores en las frecuencias de resonancia, tal y como se muestra seguidamente.

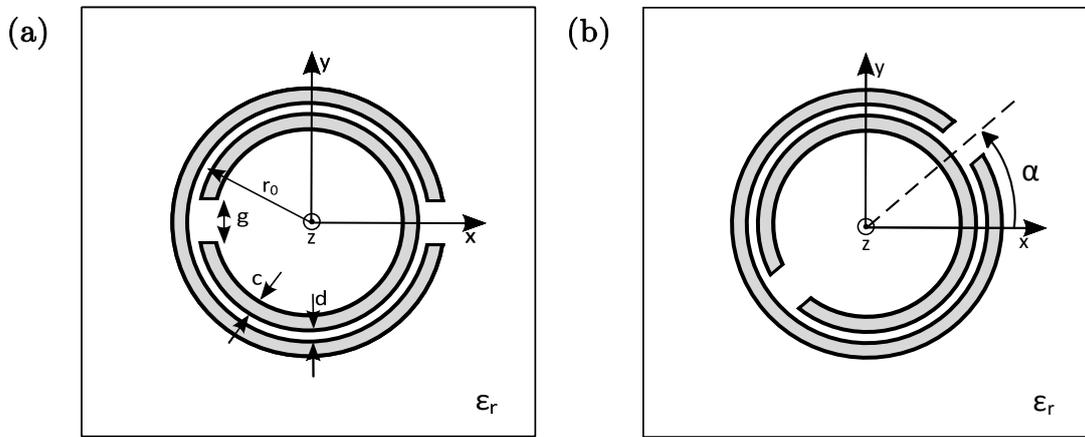


Figura 5.12 (a) Capa superior (SRR^A) y (b) capa inferior (SRR^B) de la celda unitaria del medio metamaterial quiral de doble capa propuesto. Las dimensiones de cada partícula son $r_0 = 4.96$ mm, $c = 0.7$ mm, $d = 0.35$ mm y $g = 1.31$ mm.

Como ya se ha explicado en el apartado 2.1, un SRR aislado puede visualizarse como dos anillos fuertemente acoplados. Por tanto, las frecuencias de resonancia de esta partícula son producto de la división de las frecuencias de resonancia de cada anillo individual. Del mismo modo, al acoplar dos SRRs (Figura 5.12) la primera y segunda resonancia de estas partículas se desdoblan en otras dos resonancias respectivamente, siendo una de ellas inferior a la frecuencia de resonancia del SRR individual y la otra superior, como se puede apreciar en la Figura 5.13. En este caso se ha utilizado un puerto diferencial situado en la abertura del anillo externo de uno de los SRRs de la Figura 5.12 para visualizar las resonancias paralelas de esta configuración, así como del SRR individual de la Figura 5.6.

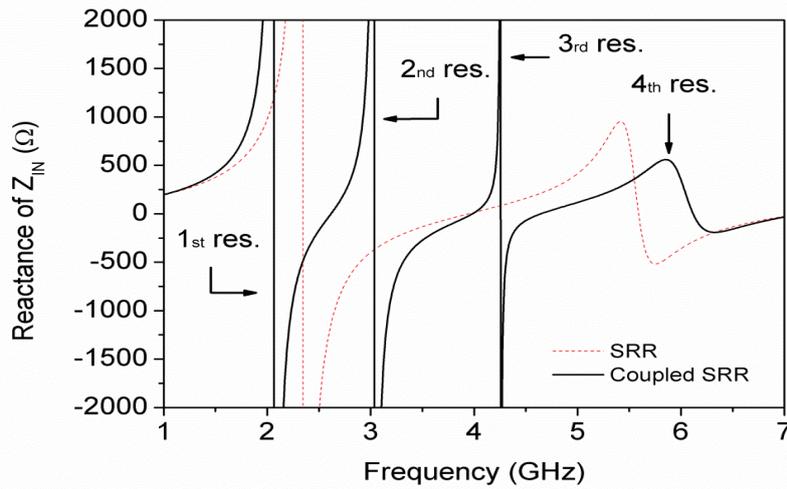


Figura 5.13 Primera y segunda resonancia (línea discontinua) y primeras cuatro resonancias paralelas (línea continua) de las estructuras de la Figura 5.6 y Figura 5.12. La rotación de un SRR respecto de su homólogo es $\alpha = 0^\circ$ y las propiedades del sustrato son $\varepsilon_r = 2$ y $h = 1$ mm.

En la primera resonancia de dicha celda unidad ambos SRRs exhiben básicamente un momento magnético axial m_{SRR} con idéntica dirección y sentido independientemente del ángulo de rotación α . En la Figura 5.14a se ilustra este comportamiento para el caso $\alpha = 0^\circ$, donde se puede comprobar que las corrientes circulan en el mismo sentido en ambos SRRs (es decir, se genera una pared magnética entre dichos resonadores). En la segunda resonancia estos momentos magnéticos m_{SRR} tienen sentido contrario dado que las corrientes en un SRR fluyen en sentido opuesto a las del otro resonador, por lo que se origina una pared eléctrica (Figura 5.14b). En estos dos primeros casos también se genera un leve momento eléctrico p_{SRR} en el plano de ambos SRRs fruto de la cancelación parcial de los momentos dipolares propios de cada anillo (no ilustrados en las Figuras 5.14a y 5.14b). Por tanto, en las dos primeras resonancias predomina un acoplamiento magnético entre dichas partículas. En la tercera resonancia, en cambio, ambos SRRs presentan esencialmente un momento eléctrico p_{SRR} ubicado en su plano con la misma dirección pero sentido contrario. De acuerdo con la Figura 5.14c las corrientes se distribuyen en direcciones opuestas por los anillos de cada SRR y, simultáneamente, la corriente que fluye en el anillo interno y externo de un SRR tiene sentido contrario a las corrientes en los respectivos anillos de la segunda partícula. Es decir, se forma una pared eléctrica entre ambos SRRs. En la cuarta resonancia los dos SRRs también exhiben un momento eléctrico p_{SRR} ubicado en su plano dado que las corrientes circulan en direcciones opuestas en cada partícula respectivamente. Sin

embargo, en este caso las corrientes en cada resonador se orientan en el mismo sentido que las del otro SRR (Figura 5.14d), por lo que estos momentos eléctricos poseen el mismo sentido (es decir, aparece una pared magnética entre dichos resonadores). En estos dos últimos casos estas distribuciones de corrientes conllevan una cancelación significativa de los momentos dipolares magnéticos m_{SRR} de cada anillo individual (aunque éstos no se han representado en las Figuras 5.14c y 5.14d). En consecuencia, en la tercera y cuarta resonancia el acoplamiento entre los dos SRRs es fundamentalmente eléctrico.

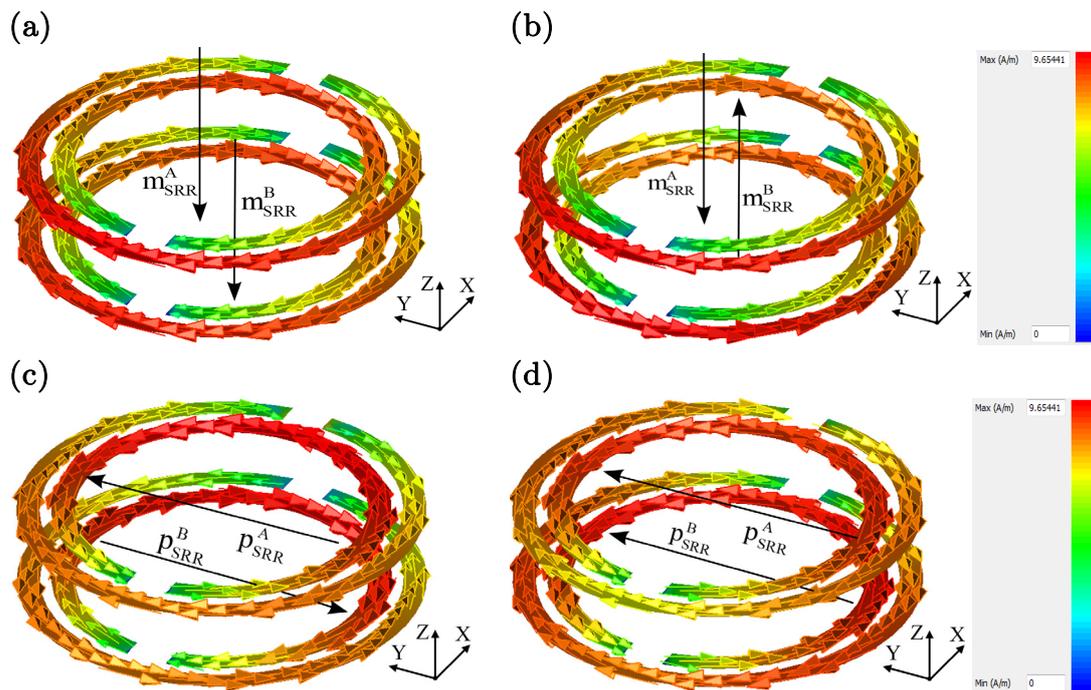


Figura 5.14 Distribución de corrientes de los SRRs y orientación de sus momentos dipolares predominantes para la (a) primera resonancia, (b) segunda resonancia, (c) tercera resonancia y (d) cuarta resonancia de la celda unidad simulada mediante el *software ADS Momentum*. La rotación de un SRR respecto del otro es $\alpha = 0^\circ$ y las propiedades del sustrato utilizado son $\varepsilon_r = 2$ y $h = 1$ mm (no visible en la imagen).

En el anterior análisis únicamente se han considerado los momentos dipolares propios de un SRR aislado (ver apartado 2.1). Sin embargo, como se ha demostrado previamente en el apartado 5.2, la presencia de un material dieléctrico en un SRR trabajando en la segunda resonancia genera un momento dipolar magnético m_{SUB} orientado en el eje x (de acuerdo con el sistema de coordenadas de la Figura 5.14) cuyo efecto será clave en el diseño de una superficie polarizadora. Puesto que en la primera resonancia de un SRR se produce una cancelación significativa de su momento

dipolar eléctrico, la magnitud de m_{SUB} también será como resultado despreciable. Por lo tanto es conveniente trabajar a resonancias de orden superior, como la tercera y cuarta resonancia de la Figura 5.13. En la cuarta resonancia los momentos dipolares eléctricos se encuentran en lados opuestos del sustrato y poseen idéntica dirección y sentido, por lo que el momento magnético m_{SUB} asociado a cada momento eléctrico tendrá la misma dirección pero sentido contrario (produciéndose así también su cancelación). En la tercera resonancia, en cambio, dichos momentos dipolares eléctricos están en oposición de fase, de modo que los momentos magnéticos m_{SUB} individuales se suman al tener ambos la misma dirección y sentido. Esto propicia que la amplitud del momento magnético m_{SUB} neto sea considerable a partir de un cierto grosor h de sustrato dieléctrico (ver Figura 5.10), dando lugar a un acoplamiento cruzado elevado. Además, a dicha frecuencia las dimensiones de la celda unidad de la Figura 5.12 son eléctricamente menores a las de los SRRs individuales trabajando en la segunda resonancia, lo que permite realizar un dispositivo más compacto. Por tanto, se ha estudiado el comportamiento de esta estructura a esta frecuencia.

La orientación de los momentos dipolares citados anteriormente (es decir, p_{SRR} y m_{SUB}) puede controlarse a partir de la rotación de los SRRs, así como su acoplamiento. Cuando el ángulo de rotación es nulo, el momento eléctrico p_{SRR}^B y magnético m_{SRR}^B del SRR^B tienen sentido opuesto a los del SRR^A (Figura 5.14c), por lo que se produce su cancelación parcial (dado que el acoplamiento entre dichas partículas no es perfecto). Paralelamente, los momentos magnéticos m_{SUB} originados en ambos resonadores por la presencia del material dieléctrico poseen idéntica dirección y sentido y, por tanto, se suman en fase. Al rotar el SRR^B respecto del SRR^A , su momento dipolar magnético m_{SUB}^B también gira de acuerdo con el momento dipolar eléctrico p_{SRR}^B (dado que este último origina dicho momento magnético), de manera que ambos momentos seguirán siendo ortogonales independientemente del valor de α . Para ángulos de rotación comprendidos entre 0° y 90° los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B giran en sentido antihorario de acuerdo con el ángulo de rotación α del SRR^B respecto al SRR^A (Figura 5.15a), causando que la cancelación de estos momentos eléctricos así como el sumatorio de dichos momentos magnéticos sea progresivamente menor. Cuando α es igual a 90° el momento eléctrico p_{SRR}^B y magnético m_{SUB}^B del SRR^B son ortogonales a sus homólogos de la otra partícula (Figura 5.15b). Para valores de α superiores a 90° e inferiores a 180° los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B rotan en sentido horario (es decir, de manera opuesta al giro del SRR^B) y, simultáneamente, los momentos magnéticos axiales

m_{SRR} de ambos resonadores adquieren el mismo sentido. Esto es debido a que para ángulos situados en el rango entre 90° y 270° las corrientes del SRR^A fluyen en el mismo sentido a las del SRR^B , lo que genera, en consecuencia, un momento magnético neto resultado de sumar los momentos magnéticos m_{SUB} y m_{SRR} de ambos resonadores. En $\alpha = 180^\circ$ la disposición de los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B es idéntica al primer escenario (es decir, cuando $\alpha = 0^\circ$) a excepción de que ahora los dos momentos magnéticos axiales m_{SRR} tienen el mismo sentido, por lo que su contribución se incrementa (Figura 5.15c). Análogamente al anterior caso, entre 180° y 270° los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B giran nuevamente en sentido horario y al contrario que la rotación del SRR^B . Para una rotación de 270° los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B son ortogonales a los correspondientes momentos en el plano de la otra partícula (Figura 5.15d) mientras que los momentos magnéticos axiales m_{SRR} tienen sentido contrario, por lo que estos se cancelan parcialmente. Sin embargo, entre 270° y 360° los momentos p_{SRR}^B y m_{SUB}^B del SRR^B rotan en sentido antihorario y solidariamente con el giro del SRR^B .

En base a este planteamiento se puede comprobar que existe un ángulo de rotación situado en el primer ($0^\circ < \alpha < 90^\circ$) o bien en el cuarto cuadrante ($270^\circ < \alpha < 360^\circ$) para el cual los momentos eléctricos y magnéticos netos de la estructura propuesta son aproximadamente colineales (asumiendo un fuerte acoplamiento entre ambos SRRs) pero con sentido opuesto en el primer caso y el mismo en el segundo, condición necesaria para obtener polarización elíptica en casi todo el espacio [172]. En este caso, $\alpha = \pm 50^\circ$ tal y como se refleja en la Figura 5.20. Por tanto, esto facilita la obtención de un campo eléctrico con polarización elíptica cuyo sentido de giro sea a izquierdas (incidiendo desde el SRR^A) en el primer cuadrante y a derechas en el cuarto. Esta misma premisa también es aplicable a rotaciones comprendidas entre el segundo ($90^\circ < \alpha < 180^\circ$) y tercer cuadrante ($180^\circ < \alpha < 270^\circ$), a excepción de que entonces se debe considerar también un momento magnético total con componente axial debido a la contribución del momento dipolar magnético m_{SRR} de ambos resonadores. Dado que el objetivo es que la polarización de esta estructura sea lo más circular posible para implementar posteriormente la superficie polarizadora, se debe evitar la presencia de dicho momento m_{SRR} , por lo que para esta aplicación es recomendable seleccionar un valor de α del primer o cuarto cuadrante.

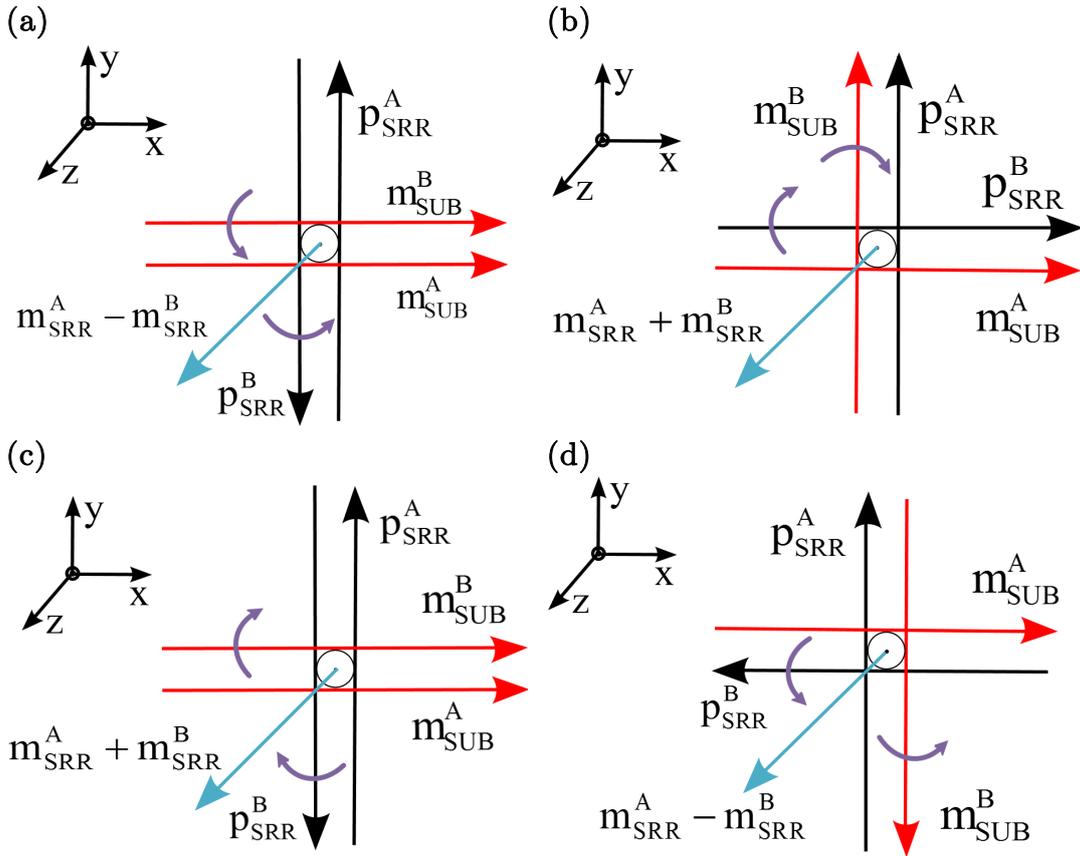


Figura 5.15 Disposición de los momentos eléctricos p_{SRR} y magnéticos m_{SUB} y m_{SRR} de dos SRRs acoplados operando en la tercera resonancia (SRR^A y SRR^B , respectivamente) en función de un ángulo de rotación que se encuentra en el (a) primer cuadrante ($0^\circ < \alpha < 90^\circ$), (b) segundo cuadrante ($90^\circ < \alpha < 180^\circ$), (c) tercer cuadrante ($180^\circ < \alpha < 270^\circ$) y (d) cuarto cuadrante ($270^\circ < \alpha < 360^\circ$). La flecha violeta indica el sentido de giro de los momentos dipolares.

Para verificar la anterior explicación sobre el funcionamiento de la celda unitaria, a continuación se ha desarrollado un modelo analítico de los campos radiados por esta estructura. Posteriormente se ha evaluado dicho modelo a través del *software Matlab* y los resultados obtenidos se han contrastado con las simulaciones de campo eléctrico $\mathbf{E}_T(r, \theta, \phi)$ y relación axial $AR(\theta, \phi)$ de esta celda unidad realizadas mediante el *software CST Microwave Studio*.

De acuerdo con [12], los campos radiados por una fuente (cuyas dimensiones son mucho menores a λ) que oscila armónicamente se pueden estimar a partir de sus momentos dipolares. Por tanto, el campo eléctrico $\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi)$ radiado por el SRR^A (ver Figura 5.12a) se puede expresar en coordenadas esféricas como

$$\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi) \Big|_{m_{SRR}^A} \cong \frac{m_{SRR}^A Z_0 k_0^2 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \sin \theta \hat{\phi} \quad (5.26)$$

$$\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi) \Big|_{p_{SRR}^A} \cong \frac{p_{SRR}^A \omega_0 Z_0 k_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} (\cos \theta \sin \phi \hat{\theta} + \cos \phi \hat{\phi}) \quad (5.27)$$

$$\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi) \Big|_{m_{SUB}^A} \cong -\frac{m_{SUB}^A Z_0 k_0^2 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} (\cos \theta \cos \phi \hat{\phi} + \sin \phi \hat{\theta}). \quad (5.28)$$

Las ecuaciones 5.26 y 5.27 hacen referencia a los campos radiados por los momentos dipolares intrínsecos de la partícula, mientras que la ecuación 5.28 se corresponde con el campo originado por el momento dipolar magnético debido a la presencia del sustrato dieléctrico (ver apartado 5.2). Como ya se ha expuesto anteriormente en el apartado 2.1, un SRR también exhibe un momento dipolar eléctrico no resonante y ortogonal a p_{SRR} y m_{SRR} cuya contribución se puede despreciar en comparación con dichos momentos dipolares, por lo que no se ha contemplado en el presente análisis. Por otro lado, las amplitudes del momento magnético m_{SRR} y eléctrico p_{SRR} pueden formularse mediante las ecuaciones 2.18 y 2.19. Dicho esto, al excitar el SRR^A de la Figura 5.12a, éste generará unas corrientes en el SRR^B. Para encontrar el valor de estas corrientes inducidas, esta configuración se ha analizado como un cuadripolo donde ambos puertos de acceso están situados en el centro del anillo externo de cada SRR y el puerto del resonador acoplado (SRR^B) está cortocircuitado. A partir de la matriz de impedancias de dos resonadores acoplados [173] puede expresarse la amplitud de la corriente inducida I'_0 en función de la amplitud de la corriente I_0 del SRR^A como

$$\left. \begin{aligned} V_A &= Z_{11} I_0 + Z_{12} I'_0 \\ V_B &= Z_{21} I_0 + Z_{22} I'_0 \end{aligned} \right\} \xrightarrow{V_B=0} I'_0 = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} I_0, \quad (5.29)$$

siendo V_A y V_B la tensión en el puerto de cada SRR respectivamente, Z_{22} la impedancia de entrada en el SRR acoplado y Z_{21} la impedancia mutua entre ambos resonadores, la cual modela el tipo de acoplo entre dichas partículas. El campo eléctrico $\mathbf{E}_B(r, \theta, \phi)$ radiado por el SRR^B (es decir, el SRR acoplado de la Figura 5.12b) se puede expresar entonces en coordenadas esféricas mediante las siguientes ecuaciones:

$$\mathbf{E}_B(r, \theta, \phi) \Big|_{m_{SRR}^B} \cong -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} \frac{m_{SRR}^A Z_0 k_0^2 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \sin \theta \hat{\phi} \quad (5.30)$$

$$\mathbf{E}_B(r, \theta, \phi) \Big|_{p_{SRR}^B} \cong -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} \frac{p_{SRR}^A \omega_0 Z_0 k_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} (\cos \theta \sin(\phi + \alpha) \hat{\theta} + \cos(\phi + \alpha) \hat{\phi}) \quad (5.31)$$

$$\mathbf{E}_B(r, \theta, \phi) \Big|_{m_{SUB}^B} \cong \frac{Z_{21} m_{SUB}^A Z_0 k_0^2 e^{-jk_0 r}}{Z_{22} 4\pi} \left(\cos\theta \cos(\phi + \alpha) \hat{\phi} + \sin(\phi + \alpha) \hat{\theta} \right). \quad (5.32)$$

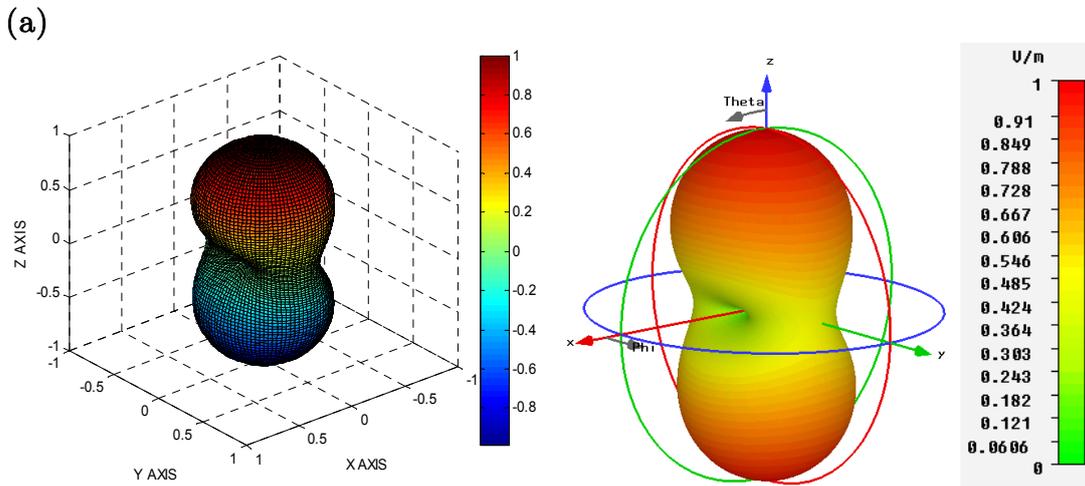
Finalmente el campo eléctrico total $\mathbf{E}_T(r, \theta, \phi)$ radiado por dicha celda unidad (Figura 5.12) puede estimarse como la superposición del campo total $\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi)$ del SRR^A (resultado de sumar las ecuaciones 5.26 a 5.28) y el campo total $\mathbf{E}_B(r, \theta, \phi)$ del SRR^B (resultado de sumar las ecuaciones 5.30 a 5.32). Analíticamente puede formularse a través de su factor de agrupación como [14]

$$\mathbf{E}_T(r, \theta, \phi) = \mathbf{E}_A(r, \theta, \phi) + \mathbf{E}_B(r, \theta, \phi) e^{-jk_0 n h \cos \theta}. \quad (5.33)$$

Paralelamente, la polarización de esta estructura también puede estudiarse mediante su relación axial $AR(\theta, \phi)$, la cual se puede describir matemáticamente en coordenadas esféricas como [14]

$$AR(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{|E_\phi^T|^2 + |E_\theta^T|^2 + |(E_\phi^T)^2 + (E_\theta^T)^2|}{|E_\phi^T|^2 + |E_\theta^T|^2 - |(E_\phi^T)^2 + (E_\theta^T)^2|}}, \quad (5.34)$$

siendo E_θ^T y E_ϕ^T las componentes del campo eléctrico $\mathbf{E}_T(r, \theta, \phi)$ en las direcciones θ y ϕ , respectivamente. En las Figuras 5.16 y 5.17 se muestra una comparativa entre ambas magnitudes $\mathbf{E}_T(r, \theta, \phi)$ y $AR(\theta, \phi)$ halladas según el modelo analítico propuesto (es decir, evaluando las ecuaciones 5.33 y 5.34) y mediante simulación electromagnética para diferentes valores de α comprendidos en el primer cuadrante. Las impedancias Z_{21} y Z_{22} y la amplitud de corriente I_0 , así como la amplitud del momento magnético m_{SUB} (ecuación 5.21) del modelo teórico se han extraído directamente a partir de dicha simulación electromagnética.



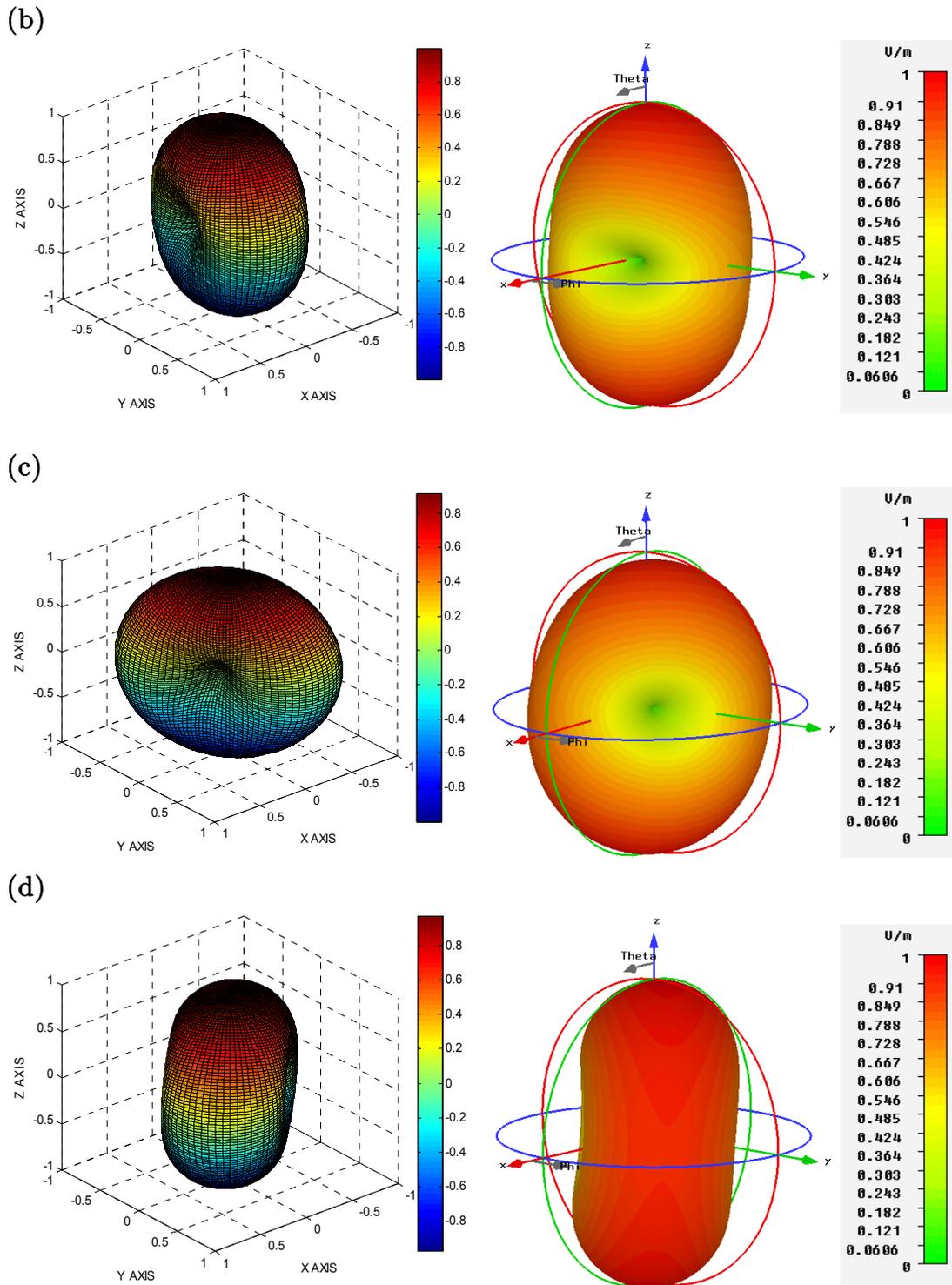
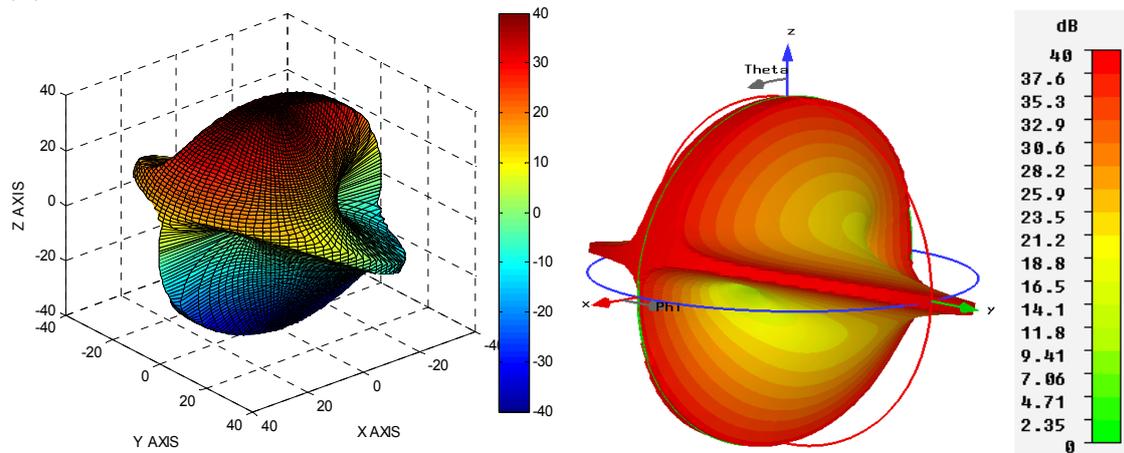
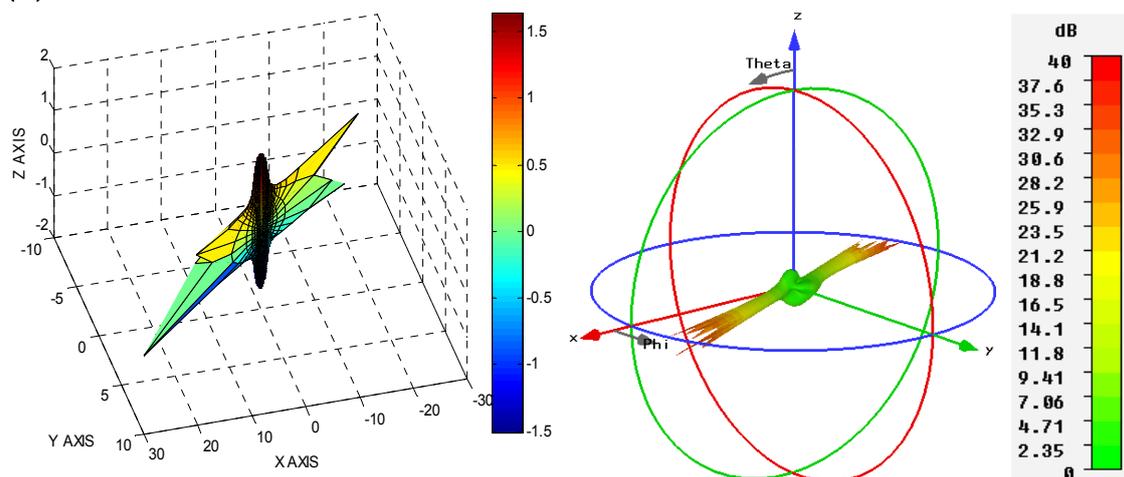


Figura 5.16 Comparación del diagrama de radiación normalizado [campo $E_r(r, \theta, \phi)$] de la celda unidad de la Figura 5.12 obtenido mediante el modelo analítico propuesto (izquierda) y simulación electromagnética (derecha) para ángulos de rotación (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 30^\circ$, (c) $\alpha = 60^\circ$ y (d) $\alpha = 90^\circ$. La frecuencia de trabajo es $f_0 = 3.5$ GHz y la impedancia característica se ha fijado a $Z_0 = 120\pi \Omega$. Las propiedades del sustrato utilizado son $h = 1$ mm y $\epsilon_r = 2$.

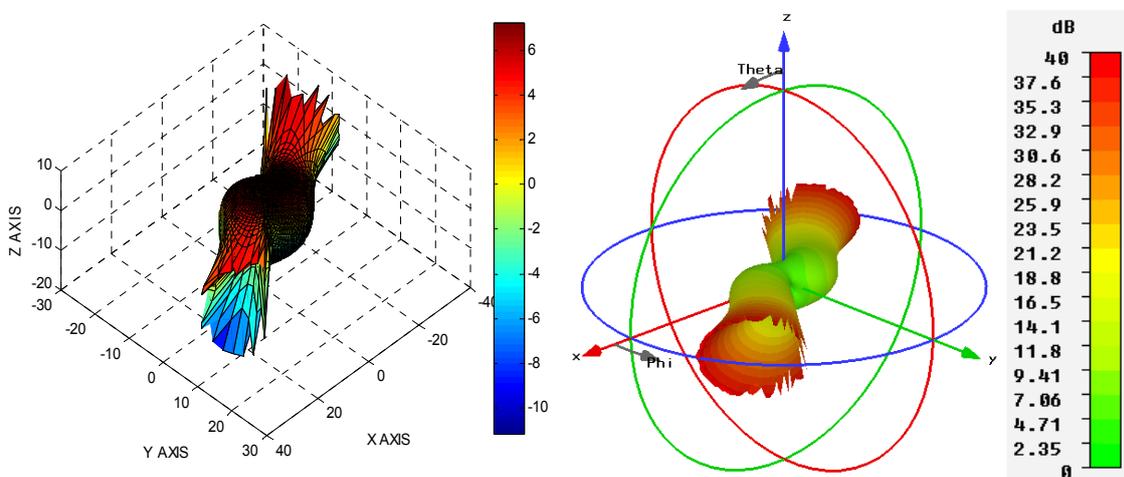
(a)



(b)



(c)



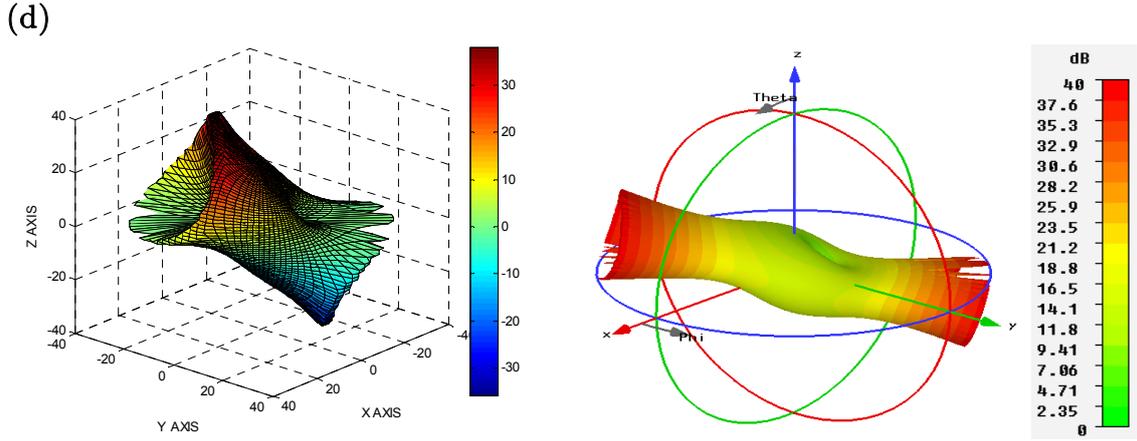


Figura 5.17 Comparación de la relación axial $AR(\theta, \phi)$ de la celda unidad de la Figura 5.12 obtenida mediante el modelo analítico propuesto (izquierda) y simulación electromagnética (derecha) para ángulos de rotación (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 30^\circ$, (c) $\alpha = 60^\circ$ y (d) $\alpha = 90^\circ$. La frecuencia de trabajo es $f_0 = 3.5$ GHz y la impedancia característica se ha fijado a $Z_0 = 120\pi \Omega$. Las propiedades del sustrato utilizado son $h = 1$ mm y $\epsilon_r = 2$.

Como se puede observar, existe una buena concordancia entre ambos resultados. Sin embargo, existen ligeras discrepancias debido a que se ha aproximado el campo radiado por esta estructura únicamente a partir de sus momentos de primer y segundo orden (dipolares) y despreciando los de orden mayor del desarrollo multipolar del potencial vector \mathbf{A} de una fuente que oscila armónicamente. Del mismo modo, tampoco se han contemplado otros efectos de segundo orden como el efecto proximidad [174], que causa un acercamiento de las corrientes que fluyen por los anillos de los SRRs.

Una vez analizado el comportamiento de la celda unitaria, se ha procedido a realizar el diseño de una superficie polarizadora basada en una agrupación periódica de SRRs. Debido a la naturaleza bi-anisótropa del SRR, este dispositivo estará caracterizado por las ecuaciones constitutivas 5.1 y 5.2. Sin embargo, en este caso se ha estudiado el escenario particular de una onda plana linealmente polarizada en la dirección \hat{y} con una incidencia normal a la superficie de esta configuración, por lo que los tensores $\overline{\overline{\epsilon}}_r$, $\overline{\overline{\mu}}_r$ y $\overline{\overline{\kappa}}$ se traducen a los parámetros escalares ϵ_r , μ_r y κ correspondientes a esta dirección. De este modo el comportamiento expuesto en el apartado 5.1 para un medio quiral bi-isótropo (ecuaciones 5.3 a 5.13) aún se puede aplicar para describir el funcionamiento de la estructura propuesta. Para que la relación axial de este diseño sea próxima a la unidad en la dirección $\theta = 0^\circ$, se ha obtenido el valor de la relación axial de la celda unidad de la Figura 5.12 en dicha orientación (eje z) para diferentes valores de

permitividad dieléctrica relativa ϵ_r , rotación α , y grosor h . En la Figura 5.18 se ilustran los resultados obtenidos.

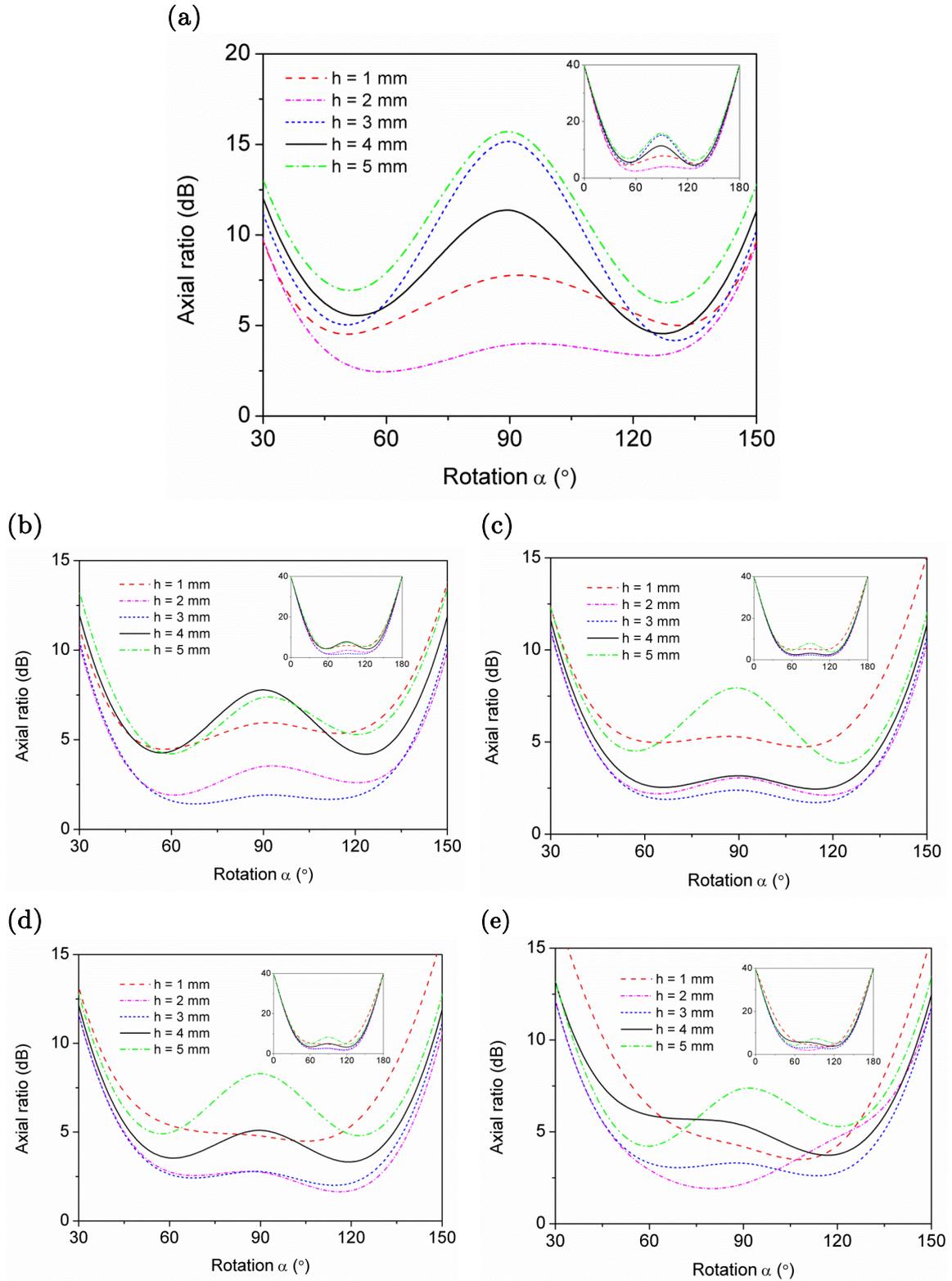


Figura 5.18 Relación axial $AR(\theta, \phi)$ de la celda unidad propuesta en la dirección $\theta = 0^\circ$ en función de la rotación α para diferentes valores de grosor h y permitividad relativa ϵ_r , siendo (a) $\epsilon_r = 2$, (b) $\epsilon_r = 4$, (c) $\epsilon_r = 6$, (d) $\epsilon_r = 8$ y (e) $\epsilon_r = 10$.

Independientemente del grosor h y de la permitividad dieléctrica relativa ϵ_r , cuando la rotación de uno de los SRR es 0° o bien 180° , la relación axial $AR(\theta, \phi)$ en $\theta = 0^\circ$ es máxima y, por tanto, la polarización es lineal. Como ya se ha expuesto en la Figura 5.15 los momentos dipolares p_{SRR} y m_{SRR} equivalentes son ortogonales entre sí, por lo que el acoplamiento cruzado entre ambas partículas es prácticamente nulo en esta dirección (es decir, esta estructura no se puede considerar quiral). Conforme el valor de α aumenta, los momentos dipolares del SRR^B rotan causando que dichos momentos netos sean progresivamente colineales. Esto conlleva que la relación axial tienda a 0 dB y, en consecuencia, que el factor de quiralidad se incremente sucesivamente. Para ángulos de rotación comprendidos entre 180° y 360° , el comportamiento de la relación axial es muy similar al ilustrado en la Figura 5.18.

De acuerdo con la Figura 5.18, se puede apreciar que la polarización de esta estructura es prácticamente circular cuando el grosor h es cercano a 2 mm y α es próximo a 60° ó 120° . La permitividad dieléctrica relativa ϵ_r , en cambio, no tiene un impacto significativo en la relación axial $AR(\theta, \phi)$ de esta estructura para estos valores de grosor y rotación. En base a estos resultados, se ha utilizado un sustrato comercial *Rogers RO4003C* ($\epsilon_r = 3.38$ y $h = 1.524$ mm) y una rotación $\alpha = 50^\circ$ para diseñar la celda elemental. Esto ha permitido obtener a la frecuencia de trabajo ($f_0 = 3.5$ GHz) una relación axial $AR(\theta, \phi)$ de 1.2 dB en la dirección $\theta = 0^\circ$, como se expone en la Figura 5.19.

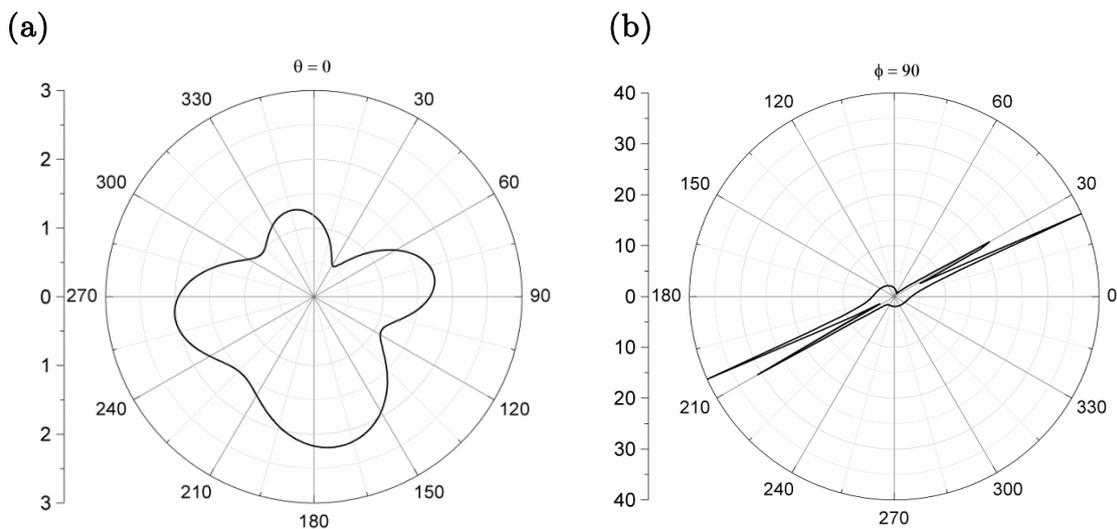


Figura 5.19 Relación axial (en dB) de la celda unidad propuesta a 3.5 GHz para el (a) plano vertical ($\phi = 90^\circ$) y (b) plano horizontal ($\theta = 90^\circ$).

En este caso la polarización es puramente circular a izquierdas (LCP) como se expone en la Figura 5.20a. Sin embargo, también es posible obtener una polarización circular a derechas (RCP) mediante el mismo ángulo de rotación pero girando el SRR en sentido contrario (es decir, siendo $\alpha = -50^\circ$), tal y como se muestra en la Figura 5.20b.

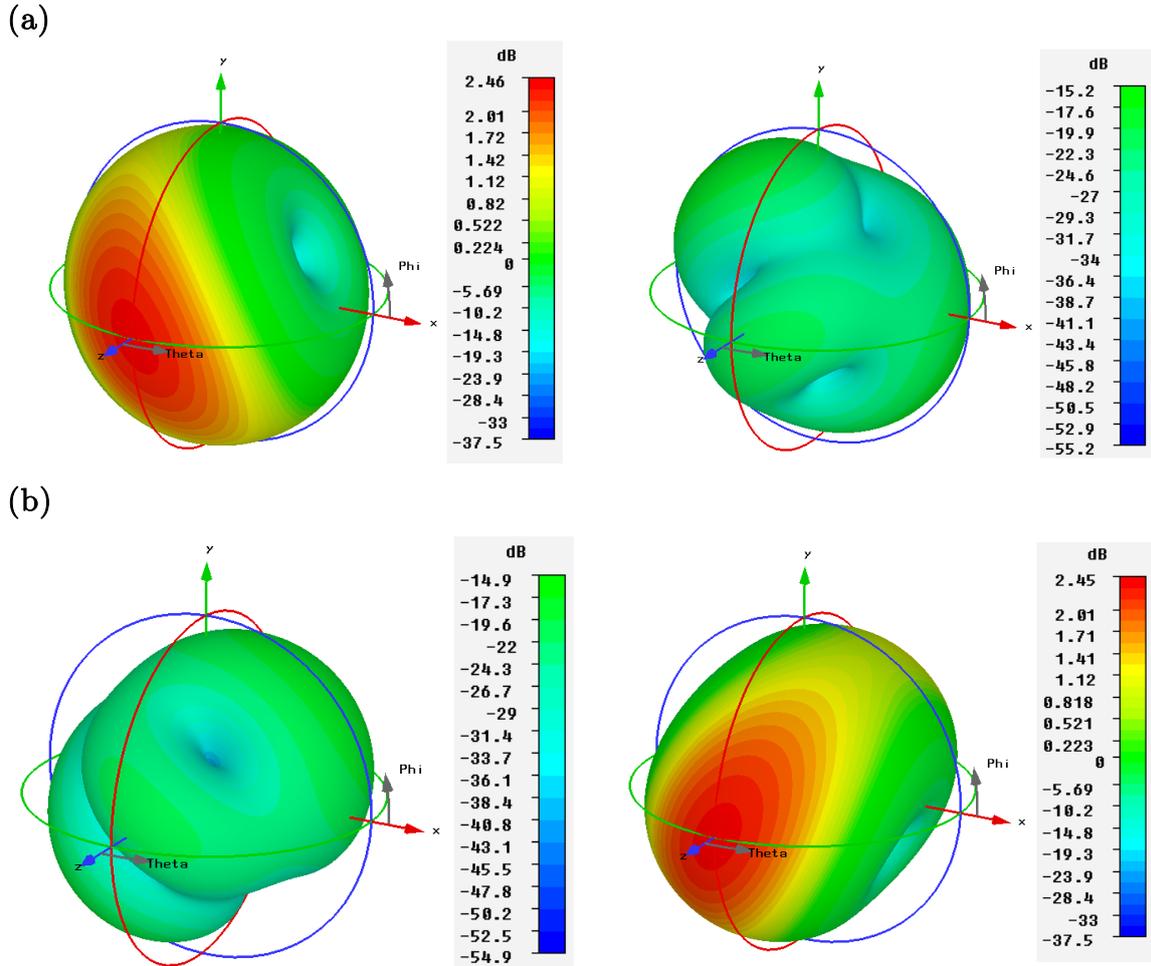


Figura 5.20 Diagrama de radiación (ganancia) de la celda unidad propuesta a 3.5 GHz para la polarización LCP (izquierda) y RCP (derecha) con un ángulo de rotación (a) $\alpha = 50^\circ$ y (b) $\alpha = -50^\circ$.

Llegados a este punto, se ha realizado una superficie polarizadora replicando de manera periódica dicha celda unidad a lo largo del eje x y el eje y . A fin de asegurar que esta disposición constituye un medio efectivo homogéneo, la distancia de centro a centro entre SRRs ha de ser significativamente menor a la longitud de onda a f_0 . Por tanto, esta separación se ha fijado a 15 mm (aproximadamente $\lambda_0/6$). En la Figura 5.21 se ilustra la topología de este dispositivo, constituido por 20 x 20 celdas unidad (300 x 300 mm², equivalente a $3.5\lambda_0 \times 3.5\lambda_0$).

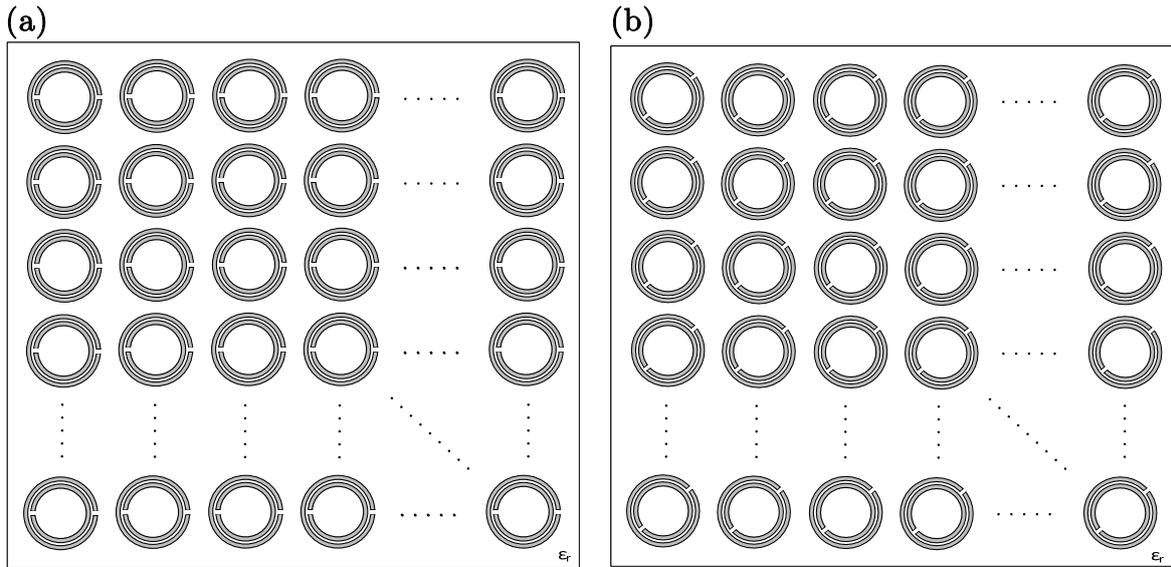


Figura 5.21 (a) Capa superior y (b) capa inferior del medio metamaterial quiral de doble capa propuesto (plano xy).

A partir del proceso de extracción de parámetros (ver apartado 5.1) se han estimado las características del medio quiral de la Figura 5.21, es decir, los parámetros θ_A , η y κ . Mediante el *software CST Microwave Studio* se ha simulado el comportamiento electromagnético de esta estructura al excitarla con una onda plana de incidencia normal y polarizada circularmente tanto a izquierdas (LCP) como a derechas (RCP) y posteriormente se han obtenido sus respectivos coeficientes de transmisión T_- y T_{++} (Figura 5.22). Por otro lado, en el modelo de la Figura 5.21 también se han introducido las pérdidas en el dieléctrico ($\tan\delta = 0.0027$) así como la conductividad del cobre ($\sigma = 5.96 \cdot 10^7$ S/m).

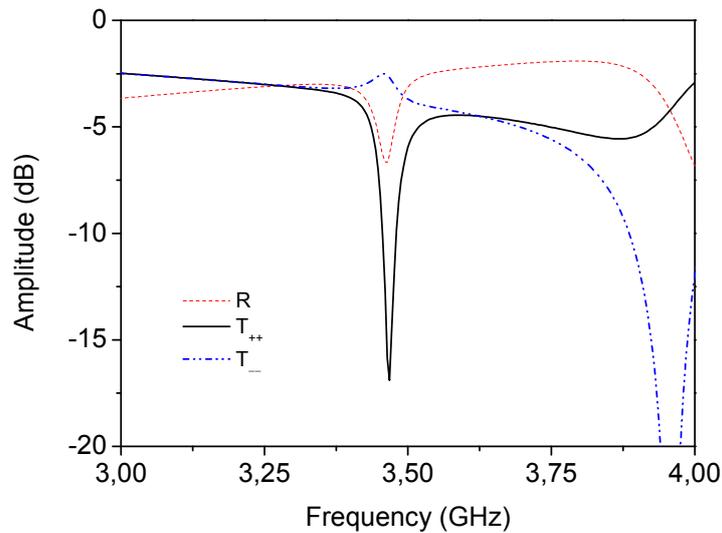


Figura 5.22 Coeficientes de transmisión para las ondas RCP (T_{++}) y LCP (T_-) y reflexión (R) al propagarse por el medio quiral propuesto con una rotación $\alpha = 50^\circ$.

Como se puede apreciar, el coeficiente T_- se atenúa levemente (sólo 2.6 dB), mientras que coeficiente T_{++} se filtra casi completamente y no puede propagarse. Este resultado coincide con el comportamiento descrito para la celda unidad de la Figura 5.20a, dónde la polarización es puramente LCP. Análogamente, si también se diseña el medio quiral de la Figura 5.21 con una rotación $\alpha = -50^\circ$, se obtiene una polarización únicamente RCP (como se deduce a partir de los coeficientes de transmisión de la Figura 5.23).

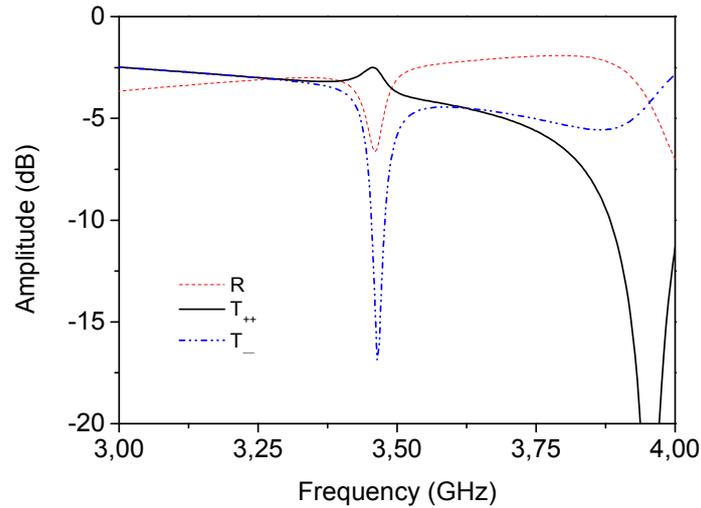


Figura 5.23 Coeficientes de transmisión para las ondas RCP (T_{++}) y LCP (T_-) y reflexión (R) al propagarse por el medio quiral propuesto con una rotación $\alpha = -50^\circ$.

Por otro lado, cuando $\alpha = 0^\circ$ el factor de quiralidad es nulo y, en consecuencia, ambas ondas RCP y LCP poseen el mismo índice de refracción n (ecuación 5.7). Como se expone en la Figura 5.24, los coeficientes T_- y T_{++} son entonces idénticos, es decir, el efecto de dicroísmo circular es imperceptible.

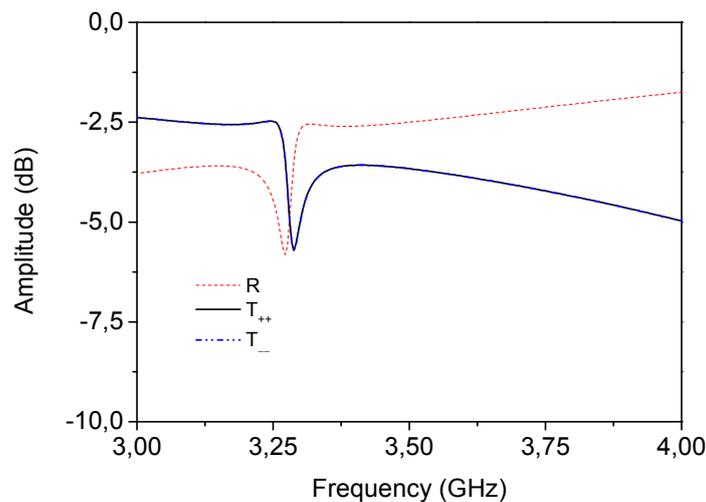


Figura 5.24 Coeficientes de transmisión para las ondas RCP (T_{++}) y LCP (T_-) y reflexión (R) al propagarse por el medio quiral propuesto con una rotación $\alpha = 0^\circ$.

En último término, mediante los resultados de la Figura 5.22 se han evaluado las ecuaciones 5.8 a 5.10, obteniendo así la actividad óptica y el dicroísmo circular (Figura 5.25), así como el factor de quiralidad (Figura 5.26). Cuando la frecuencia es próxima a f_0 la actividad óptica y el dicroísmo circular alcanzan unos valores muy elevados de hasta $\theta_A = \pm 21.5^\circ$ y $\eta = -21.4^\circ$, respectivamente. De acuerdo con la ecuación 5.9, η está comprendido entre $\pm 22.5^\circ$, por lo que el valor obtenido es muy cercano a su valor máximo en este caso (demostrando así la viabilidad del dispositivo como superficie polarizadora). Por otro lado, en la Figura 5.25 también aparece una frecuencia entre 3.5 GHz y 4 GHz donde el dicroísmo circular es prácticamente nulo y, por tanto, una onda linealmente polarizada experimentará sólo una rotación de $\theta_A = 10.5^\circ$ (efecto de actividad óptica). Alrededor de f_0 también se observa que el factor de quiralidad varía asintóticamente alcanzando valores máximos de parte real ± 3.5 y parte imaginaria -7.4 , siendo comparable a otras estructuras presentes en la literatura [155]–[158].

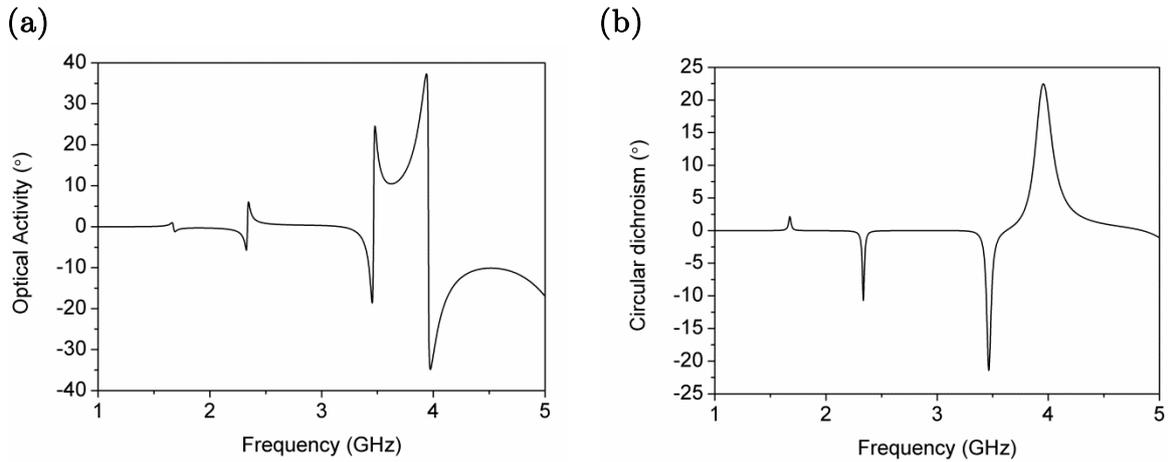


Figura 5.25 (a) Actividad óptica y (b) dicroísmo circular simulados del medio metamaterial quiral de la Figura 5.21.

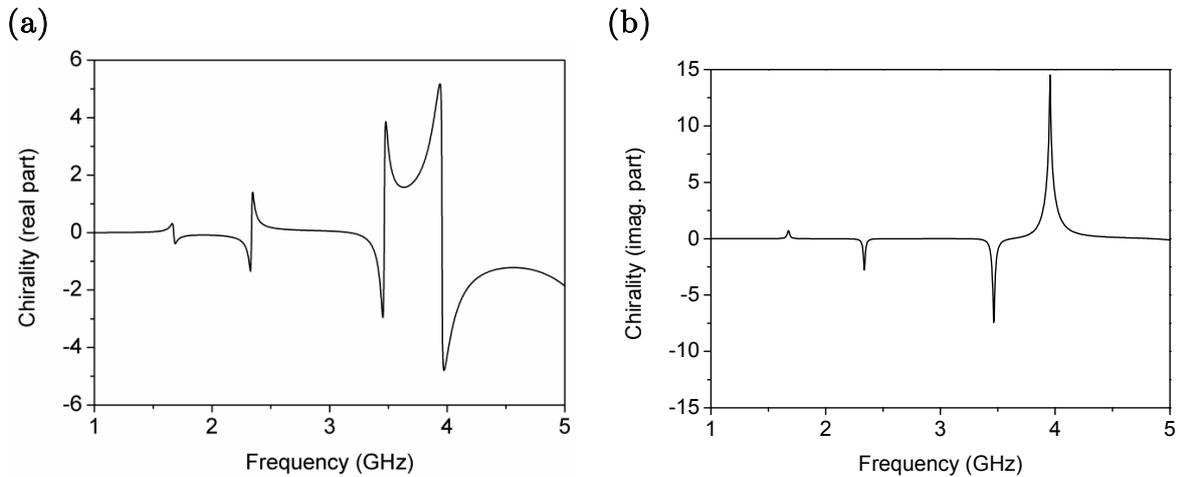


Figura 5.26 (a) Parte real y (b) parte imaginaria del factor de quiralidad simulados del medio metamaterial quiral de la Figura 5.21.

5.4 Fabricación y resultados experimentales

A fin de validar los resultados anteriores (esto es, los parámetros θ_A , η y κ), se ha implementado físicamente la superficie polarizadora de la Figura 5.21, tal y como se muestra en la Figura 5.27.

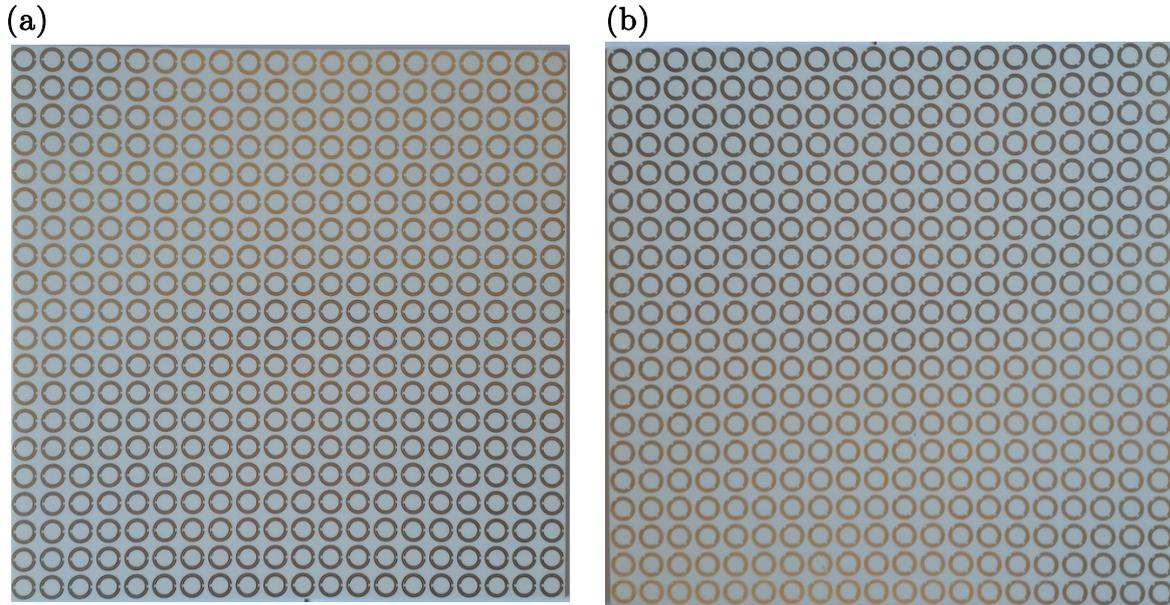


Figura 5.27 Prototipo fabricado del medio metamaterial quiral de la Figura 5.21. (a) Capa superior y (b) capa inferior del dispositivo.

Como ya se ha descrito anteriormente en el apartado 5.1, dichos parámetros se calculan a partir de los coeficientes de transmisión circulares T_{++} y T_{--} . Para medir estos coeficientes de transmisión se ha replicado el experimento ilustrado en la Figura 5.5, donde una superficie polarizadora se sitúa entre dos antenas de bocina (actuando una como transmisora y la otra como receptora) linealmente polarizadas en vertical u horizontal. Cuando ambas antenas poseen la misma polarización se obtienen los coeficientes de transmisión T_{xx} o T_{yy} , mientras que si la polarización de una antena es ortogonal a la de la otra se obtienen los coeficientes de transmisión T_{xy} o T_{yx} . En la Figura 5.28 se muestra el sistema de medida utilizado, donde las antenas de referencia son dos *Open boundary quad-ridge horn* modelos QH-2000 y 3164-05 respectivamente. Éstas se han separado una distancia de aproximadamente 1.2 m dado que el límite inferior de la zona de campo lejano de ambas antenas es prácticamente 57 cm.

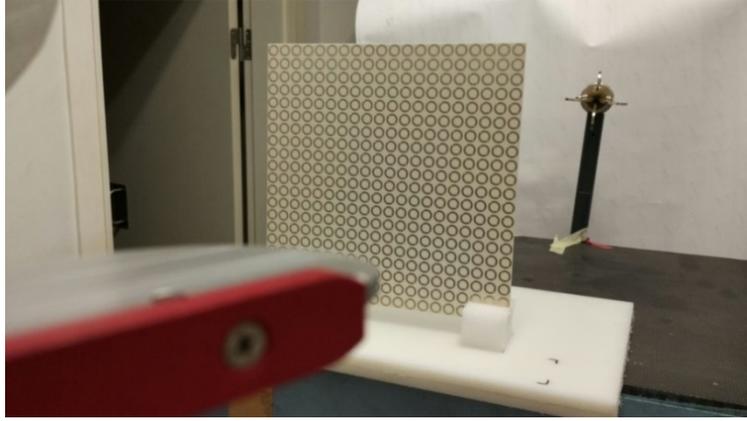


Figura 5.28 Sistema de medida de los coeficientes de transmisión lineales del medio quiral propuesto. La antena *Open boundary quad-ridge horn* QH-2000 se encuentra al fondo de la imagen y la otra antena (modelo 3164-05) en primer plano.

Los cuatro posibles coeficientes de transmisión lineales se han medido mediante un analizador de redes *Keysight N9918A* y después se han transformado en los coeficientes de transmisión circulares T_{++} , T_{+-} , T_{-+} y T_{--} a través de la ecuación 5.13. En la Figura 5.29 se han representado los coeficientes T_{++} y T_{--} medidos. Como se puede apreciar, ambas ondas RCP y LCP no sufren ninguna alteración al propagarse por este medio quiral dado que ambos coeficientes de transmisión son prácticamente idénticos. Sin embargo, alrededor de la frecuencia de trabajo (3.5 GHz) el coeficiente T_{++} se atenúa aproximadamente 10 dB respecto del coeficiente T_{--} (análogamente a la simulación de la Figura 5.22), por lo que la polarización se puede considerar únicamente LCP. Un comportamiento similar también se observa alrededor de 4 GHz (cuarta frecuencia de resonancia de la celda unidad de la Figura 5.12), aunque esta frecuencia no ha sido objeto de estudio en este capítulo (ver apartado 5.3).

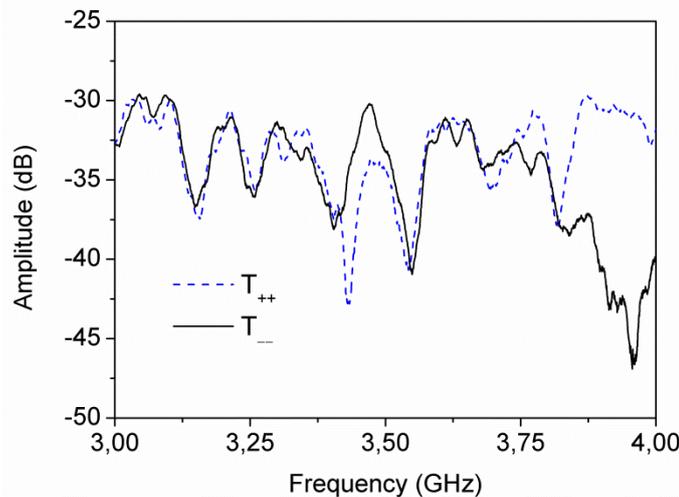


Figura 5.29 Coeficientes de transmisión experimentales para las ondas RCP (T_{++}) y LCP (T_{--}) al propagarse por el medio quiral propuesto.

A partir de estos coeficientes T_{++} y T_{--} , finalmente, se ha calculado la actividad óptica, el dicroísmo circular y el factor de quiralidad empíricamente a través de las ecuaciones 5.8 a 5.10. En la Figura 5.30 se han comparado los valores experimentales y simulados de θ_A y η en un rango comprendido entre 3 GHz y 4 GHz, respectivamente. Como se puede apreciar, ambos resultados concuerdan bastante bien y exhiben la misma tendencia (validando así el funcionamiento de este dispositivo). Las ligeras discrepancias son debidas al efecto de propagación multitrayecto del entorno de medida. Alrededor de f_0 se han medido unos valores de $\theta_A = -23.7^\circ$ y $\eta = -18.7^\circ$, siendo éstos muy próximos a los resultados simulados. El factor de quiralidad κ medido, representado en la Figura 5.31, también muestra una buena concordancia con las simulaciones. Sin embargo, en este caso la parte imaginaria a la frecuencia de trabajo es inferior al valor esperado, siendo aproximadamente -4.5 .

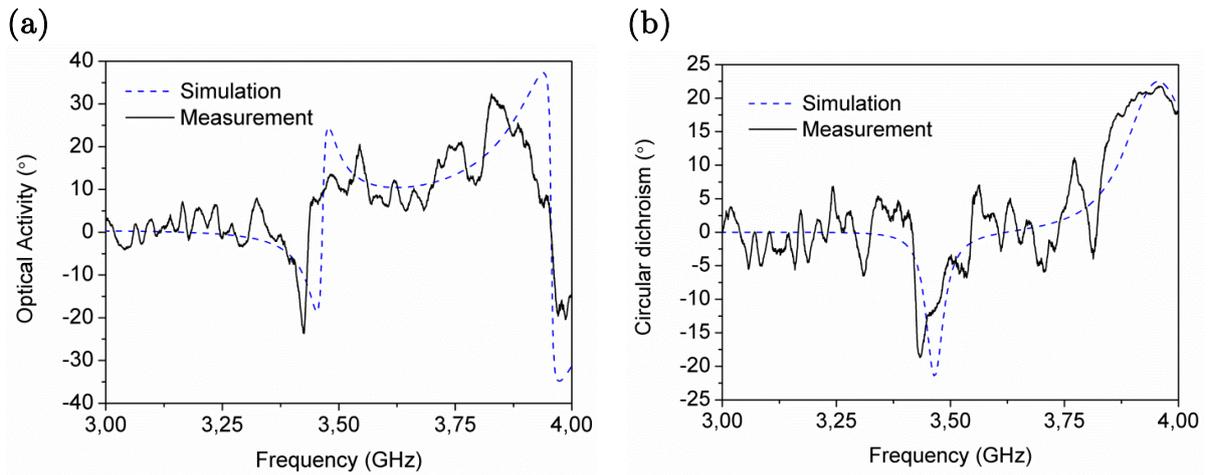


Figura 5.30 Comparación entre los valores medidos y simulados de (a) actividad óptica y (b) dicroísmo circular del medio metamaterial quiral propuesto.

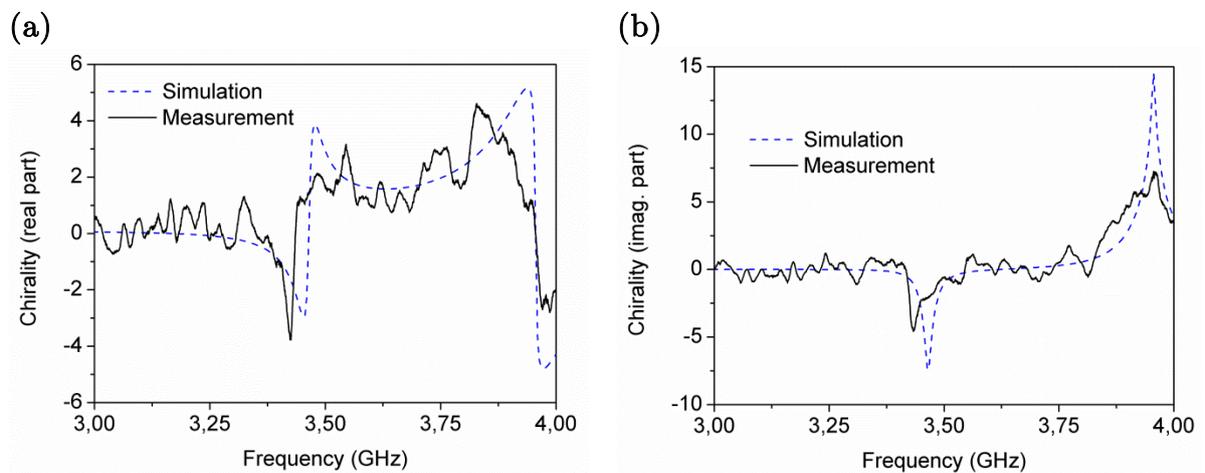


Figura 5.31 Comparación entre los valores medidos y simulados de la (a) parte real y (b) parte imaginaria del factor de quiralidad del medio metamaterial quiral propuesto.

6

Conclusiones y líneas futuras

A lo largo de esta tesis se ha explorado la posibilidad de utilizar resonadores eléctricamente pequeños como radiadores y en estructuras polarizadoras, en especial el *Split Ring Resonator* (SRR) y otras topologías derivadas. Se ha podido comprobar que en la segunda frecuencia de resonancia estas partículas exhiben un comportamiento similar al de un dipolo de media longitud de onda, lo que las convierte en buenas candidatas para la implementación de antenas eléctricamente pequeñas con elevada eficiencia de radiación así como el diseño de configuraciones para el control de la polarización. En base a esta premisa, se han propuesto nuevas configuraciones basadas en esta clase de resonadores para mejorar ciertas prestaciones de los dispositivos de radiofrecuencia presentes en el estado del arte actual. El contenido de la tesis se ha dividido en seis capítulos, en los cuales se han tratado los siguientes aspectos:

En el segundo capítulo se ha realizado una pequeña introducción al origen del SRR, incluyendo su topología y su modelo circuital en régimen cuasi-estático. De acuerdo con la literatura existente, se ha descrito su comportamiento electromagnético a través de sus tensores de polarizabilidad y su distribución de corrientes. Esto ha demostrado que, en la resonancia fundamental, un SRR exhibe esencialmente un momento dipolar magnético axial (por lo que se comporta como una espira eléctricamente pequeña), mientras que en la segunda resonancia se genera un considerable momento dipolar eléctrico en el plano de la partícula. Sin embargo, debido a los efectos de polarización cruzada, un SRR también experimenta en la primera resonancia un leve momento dipolar eléctrico ubicado en el plano de esta partícula y un ligero momento magnético axial en la segunda frecuencia de resonancia, respectivamente. Por otro lado, también se han expuesto las principales propiedades de radiación de esta partícula a su primera

y segunda resonancia. Evaluando la expresión de su resistencia de radiación en la segunda frecuencia de resonancia (ecuaciones 2.20 y 2.21) se ha comprobado que un SRR presenta una resistencia de radiación próxima a la de un dipolo de media longitud de onda, lo que permite reducir la dimensión lateral de la antena. En último término, se han enumerado las principales aplicaciones de esta clase de resonadores en el rango de microondas, incluyendo filtros, dispositivos multi-banda, sensores y antenas. De estos ejemplos, relativamente pocos utilizan el SRR u otras estructuras derivadas trabajando en la segunda resonancia como elementos radiantes, lo que ha motivado esencialmente esta tesis.

En el tercer capítulo se ha explorado la posibilidad de realizar antenas impresas basadas en resonadores eléctricamente pequeños a fin de mejorar su relación delante-atrás. Estos dispositivos se han orientado inicialmente a sistemas de detección de presencia. Debido a las condiciones de contorno impuestas por el plano de masa de la configuración bajo estudio, se ha seleccionado un *Non-Bianisotropic Complementary Split-Ring Resonator* (NBCSRR) como radiador. Este resonador, además, evita los efectos de acoplamientos cruzados, por lo que los campos radiados por esta estructura están linealmente polarizados. En primer término se ha diseñado su geometría de modo que la segunda resonancia estuviera situada a $f_0 = 3$ GHz. Posteriormente se han simulado las pérdidas de retorno de esta antena mediante el *software CST Microwave Studio*, obteniendo una buena respuesta con una buena adaptación a la frecuencia de trabajo. La relación delante-atrás de la antena propuesta ha resultado ser 24 dB en simulación, lo cual es prácticamente 9 dB superior al de una antena parche convencional. Una figura de mérito de este tipo de dispositivos es el ratio entre las máximas distancias de detección para objetos situados en la parte anterior y posterior de la antena (R_{FRONT}/R_{BACK}). En este caso se ha obtenido un valor de 15.7, siendo prácticamente tres veces mayor al de una antena parche. A fin de validar estos resultados, se ha fabricado finalmente un prototipo de la antena propuesta y se han medido sus pérdidas de retorno a la frecuencia de operación así como su relación delante-atrás. En ambos casos los resultados experimentales concuerdan muy bien con las simulaciones, lo que corrobora la funcionalidad de la estructura propuesta y demuestra una mejora en su rendimiento en términos de relación R_{FRONT}/R_{BACK} en comparación con antenas microstrip convencionales.

En el cuarto capítulo se ha analizado la viabilidad de implementar agrupaciones lineales de antenas basadas en resonadores eléctricamente pequeños. La principal idea

ha sido sustituir los elementos radiantes (habitualmente dipolos o parches de media longitud de onda) por SRRs u otros resonadores con el objetivo de reducir las dimensiones de la agrupación. En primer término se han realizado unas agrupaciones longitudinales (en este caso, antenas Yagi-Uda planares) mediante SRRs con topología circular y cuadrada. El elemento activo de estas antenas se ha diseñado para exhibir su segunda resonancia dentro de la banda WLAN y una elevada eficiencia de radiación. La separación y las dimensiones del resto de elementos parásitos se han fijado de acuerdo con las reglas de diseño para antenas Yagi-Uda convencionales. A fin de alimentar las agrupaciones se ha realizado una excitación antipodal basada en una línea de transmisión *paired strip* (de longitud $\lambda_g/2$) en el centro del anillo externo del elemento activo. Seguidamente se ha simulado la respuesta electromagnética de estas antenas, obteniendo en ambos casos una buena adaptación alrededor de la frecuencia de operación así como un diagrama de radiación muy directivo con una ganancia elevada en la dirección longitudinal. Asimismo, también se ha fabricado un prototipo inicial de cada antena y se han medido experimentalmente dichas características, obteniendo una buena concordancia con las simulaciones. En último término se han comparado las prestaciones de las antenas propuestas (incluyendo sus dimensiones eléctricas) con las del estado del arte actual que poseen un número de elementos similar, lo que ha permitido demostrar que la anchura de dichas antenas es aproximadamente la mitad que el resto de diseños. Por otro lado, también se han diseñado agrupaciones transversales mediante NBCSRRs. Las dimensiones de estas partículas se han ajustado para obtener la segunda resonancia a $f_0 = 5.5$ GHz. Estos se han excitado uniformemente y en fase mediante una red de alimentación en paralelo ubicada en la parte posterior de dichos resonadores. Para minimizar la radiación por la parte posterior de esta agrupación se ha utilizado un reflector metálico separado aproximadamente 1 cm de los NBCSRRs. Mediante el *software CST Microwave Studio* se han simulado las pérdidas de retorno de esta configuración, obteniendo de nuevo un buen comportamiento con una buena adaptación alrededor de f_0 . Su diagrama de radiación presenta una ganancia de 13 dBi en la dirección transversal de la agrupación así como una elevada relación delante-atrás (cerca de 24 dB), mientras que su ancho de haz a -3 dB es estrecho en el plano E (17°) y más ancho en el plano H (59°). A fin de corroborar estos valores, se ha fabricado un prototipo de esta agrupación y se han medido sus pérdidas de retorno así como su diagrama de radiación a la frecuencia de trabajo. Los resultados experimentales muestran una buena concordancia con las

simulaciones, lo que prueba la funcionalidad de este diseño y proporciona una alternativa viable para la realización de agrupaciones de antenas con unas buenas prestaciones y reducidas dimensiones.

En el quinto capítulo, finalmente, se ha estudiado el comportamiento bi-anisótropo de un SRR causado por la presencia de un material dieléctrico para la realización de un medio metamaterial quiral. Mediante un análisis en simulación se ha podido demostrar que se produce una variación del campo de desplazamiento eléctrico \mathbf{D} debido a la presencia de dicho dieléctrico, lo que genera un momento dipolar magnético ubicado en el plano del resonador bastante significativo a partir de determinados grosores de sustrato. Dicho momento magnético ha resultado ser ortogonal a ambos momentos dipolares intrínsecos del SRR (descritos previamente en el capítulo 2) y estar desfasado 90° respecto del momento dipolar eléctrico ubicado en el plano de esta partícula. Este fenómeno se ha utilizado posteriormente para realizar una superficie polarizadora, cuya celda elemental consta de dos SRRs de idénticas dimensiones separados por una lámina de sustrato y uno de ellos rotado un cierto ángulo en el mismo plano. En la tercera resonancia de este sistema ambos SRRs exhiben un momento eléctrico predominante en el plano de los dos resonadores, puesto que cada SRR individualmente se encuentra trabajando a su segunda resonancia. En consecuencia, estos se acoplan eléctricamente. La orientación de estos momentos así como su acoplamiento puede controlarse a partir de la rotación de uno de los SRRs. Mediante las expresiones analíticas de los campos radiados por un SRR, se ha podido calcular el campo radiado y la relación axial de esta configuración. Posteriormente estos resultados se han corroborado mediante simulación, lo que ha permitido explicar el funcionamiento de dicha celda unitaria a través de la disposición de sus momentos dipolares. A fin de obtener una polarización circular aproximadamente en la dirección normal a los SRRs, se ha realizado un estudio paramétrico de la permitividad dieléctrica relativa del sustrato, su grosor y la rotación de uno de los resonadores. En base a resultados obtenidos, se ha utilizado un sustrato comercial *Rogers RO4003C* ($\epsilon_r = 3.38$ y $h = 1.524$ mm) y una rotación $\alpha = 50^\circ$ (lo que en este caso implica una polarización circular a izquierdas) para diseñar la celda elemental. Esto ha permitido obtener a $f_0 = 3.5$ GHz una relación axial de 1.2 dB en la dirección $\theta = 0^\circ$. Para implementar la superficie polarizadora se ha replicado periódicamente dicha estructura a lo ancho y a lo largo, resultando en un medio efectivo constituido por 20×20 celdas unidad separadas aproximadamente $\lambda_0/6$ de centro a centro. Seguidamente se ha simulado la incidencia normal de una onda plana y

polarizada circularmente tanto a izquierdas como a derechas en la estructura propuesta a fin de obtener sus respectivos coeficientes de transmisión. Esto ha permitido el estudio de las propiedades de dicho medio metamaterial quiral, probando así que éste exhibe un dicroísmo circular muy elevado y una leve actividad óptica alrededor de la frecuencia de trabajo (lo que implica una polarización aproximadamente circular). En último término, se ha implementado físicamente un prototipo inicial y se han medido experimentalmente las anteriores propiedades, mostrando una buena concordancia con las simulaciones y, por tanto, validando el funcionamiento de la estructura propuesta.

En vista de todos los resultados obtenidos, puede concluirse que en general se han cumplido los objetivos marcados dentro de esta tesis, demostrando así la potencialidad de estos resonadores para el diseño de nuevas estructuras (incluyendo antenas impresas, agrupaciones lineales de antenas y polarizadores) con prestaciones comparables a los dispositivos de microondas presentes en el estado del arte actual. Por tanto, estos constituyen una alternativa viable a la implementación de antenas eléctricamente pequeñas, así como otros dispositivos como las superficies polarizadoras. Esto ha incentivado posibles líneas futuras de investigación con el objetivo de profundizar en la comprensión de las estructuras propuestas, lo cual abarcaría:

Respecto a las agrupaciones longitudinales (en este caso, las antenas Yagi-Uda), a lo largo del apartado 4.1 se ha podido comprobar que las estructuras propuestas exhiben un ancho de banda relativo bastante reducido. A fin de incrementarlo se podría estudiar la posibilidad de realizar una antena cuasi-Yagi-Uda (de acuerdo con [87]) con SRRs. Como se ha expuesto anteriormente en la Figura 4.2, este tipo de estructuras presentan un ancho de banda relativo del orden de 50%. Análogamente, también se podría intentar implementar una antena Yagi-Uda basada en SRRs que presentara un comportamiento multibanda (de acuerdo con la configuración descrita en [175]). Por otro lado, también se ha podido observar a través de un estudio paramétrico (Figuras 4.9 a 4.12) que las diferentes dimensiones y separaciones de todos los elementos constituyentes afectan significativamente al rendimiento de una antena Yagi-Uda, por lo que el proceso de diseño de esta configuración no es trivial. Por tanto, una opción factible sería utilizar un algoritmo recursivo (como el propuesto en [176]) para mejorar el rendimiento de esta agrupación en términos de su máxima ganancia y su relación delante-atrás, optimizando así su funcionamiento.

En relación con las agrupaciones transversales, sería necesario proponer nuevas redes de alimentación a fin de minimizar el área ocupada por éstas. Esto también permitiría obtener diagramas de radiación cuyo haz fuera más directivo en ambos planos E y H de la antena o bien cambiar su dirección de máxima radiación. En la Figura 6.1 se expone un ejemplo de agrupación transversal de 2×2 NBCSRRs alimentados uniformemente y en fase mediante una red de excitación en paralelo ubicada en la parte posterior de las partículas. A $f_0 = 5.5$ GHz su ganancia máxima (simulada mediante el *software CST Microwave Studio*) es de 6.4 dBi en la dirección $\theta = 0^\circ$ y 180° , su eficiencia de radiación es de 75% y el ancho de haz en los planos E y H del diagrama de radiación es 60° respectivamente. Por otro lado, las dimensiones eléctricas de esta agrupación a la frecuencia de trabajo son próximas a $\lambda_0/1.2 \times \lambda_0/1.2$ (45×45 mm²).

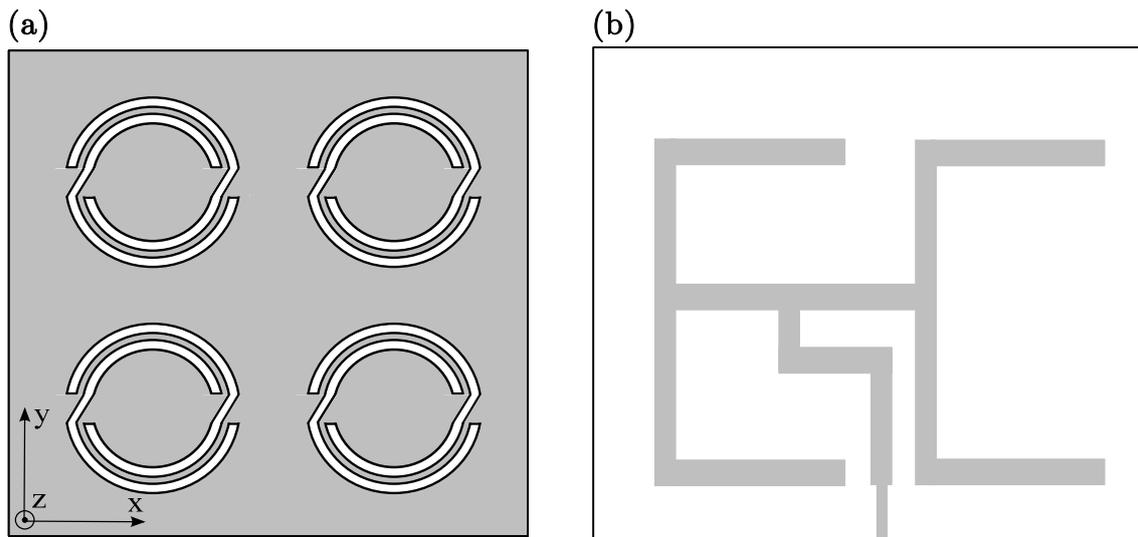


Figura 6.1 Agrupación bidimensional de 4 NBCSRRs excitados mediante una red de alimentación microstrip. (a) Capa superior e (b) inferior de la configuración.

A fin de cambiar la dirección del haz principal, las distintas partículas deberían excitarse de manera no uniforme (ya que entonces la amplitud y fase relativas entre los radiadores son distintas). Esta técnica se conoce como *beam steering* y, como se ha ilustrado en el capítulo 3, puede realizarse modificando el acoplamiento entre el resonador y la línea de transmisión que lo alimenta rotando o bien trasladando longitudinalmente y/o transversalmente dicha partícula (Figura 6.2).

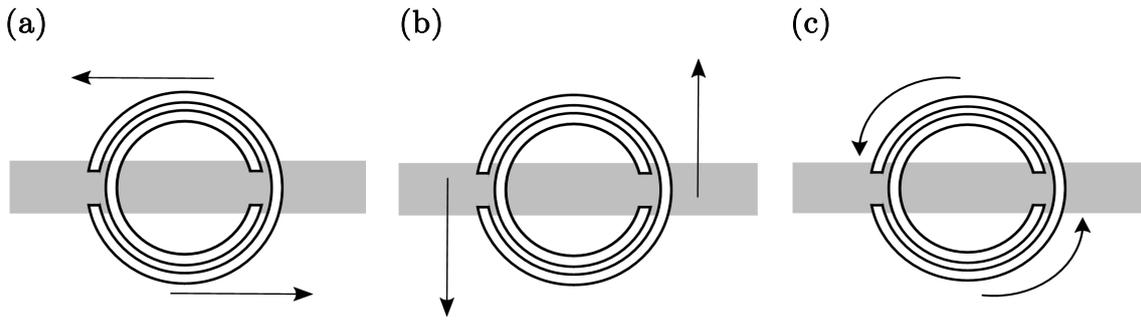


Figura 6.2 Traslación (a) longitudinal y (b) transversal y (c) rotación de un SRR respecto a una línea de transmisión situada en la parte posterior para excitarlo.

En último término, los campos radiados por las estructuras propuestas en el apartado 4.2 están linealmente polarizados. A fin de obtener una polarización elíptica en la dirección axial de la antena, se podrían utilizar dos NBCSRRs orientados ortogonalmente y excitados con un desfase de 90° entre sí (Figura 6.3). Esta disposición resulta en dos momentos dipolares magnéticos perpendiculares y en cuadratura de fase, condición necesaria para obtener polarización elíptica [172]. A la frecuencia de trabajo, la estructura de la Figura 6.3 posee una ganancia en la dirección $\theta = 0^\circ$ de 3 dBi y una relación axial de 5 dB aproximadamente (es decir, 10 dB menor al de la Figura 4.31).

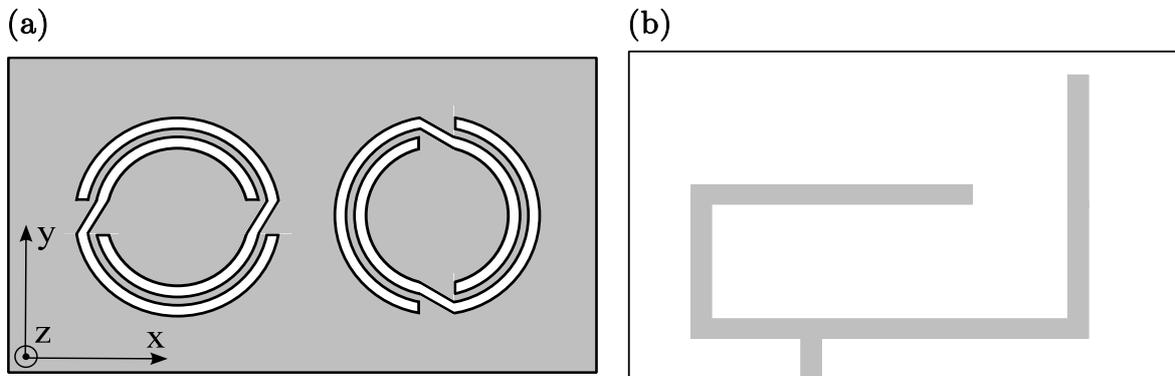


Figura 6.3 Agrupación unidimensional con polarización elíptica de 2 NBCSRRs excitados mediante una red de alimentación microstrip. (a) Capa superior e (b) inferior de la configuración.

En cuanto a los medios metamateriales quirales, los pasos más inmediatos a realizar son terminar de estudiar el comportamiento bi-anisótropo de un SRR debido a la presencia del sustrato dieléctrico, así como analizar teóricamente las propiedades de la superficie polarizadora propuesta. Seguidamente, también se podría explorar la posibilidad de utilizar la celda unidad de la Figura 5.6 como elemento radiante en la

cuarta resonancia, cuya polarización podría controlarse mediante la rotación de uno de los SRRs (tal como se ha descrito en el capítulo 5). Esto es debido a que la cancelación de los momentos dipolares eléctricos de ambos SRRs al rotar una de estas partículas no es tan significativa como en la tercera resonancia, lo que resulta en un incremento de la ganancia así como de la eficiencia de radiación. Por ejemplo, la estructura propuesta (rotación $\alpha = 50^\circ$) posee a esta cuarta resonancia una buena adaptación respecto a un puerto de entrada de 50Ω y un diagrama de radiación con una ganancia de 0.6 dBi con polarización elíptica en la dirección transversal, así como una eficiencia de radiación de 69%. Por otro lado, otra opción plausible a estudiar consistiría en usar dicha celda unidad en la primera o segunda resonancia como sensor para medir algunas magnitudes físicas tales como presión o humedad. Este concepto ya ha sido aplicado con éxito previamente en [32], [33] y consiste en colocar una lámina de material dieléctrico ente ambos SRRs de permitividad y grosor distintos a los que soportan estas partículas (Figura 6.4). Posteriormente, los desplazamientos frecuenciales en los coeficientes de transmisión entre un SRR y su homólogo debidos a la presencia de dicha lámina se traducen en cambios de los parámetros a medir (Figura 6.4).

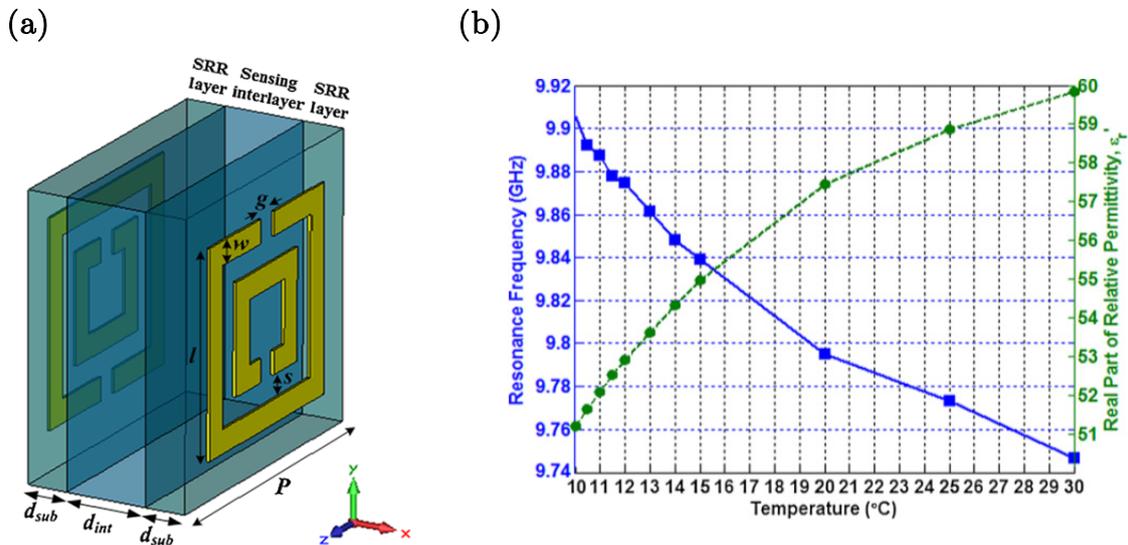


Figura 6.4 (a) Estructura de un sensor multicapa basado en dos SRRs acoplados y (b) temperatura en función de las variaciones en la permitividad dieléctrica relativa y la frecuencia de resonancia. Imágenes adaptadas de [32].

Referencias

- [1] S. Zuffanelli, “Antenna Design Solutions for Radio Frequency Identification (RFID) Tags based on Metamaterial-inspired Resonators and other Resonant Structures,” Universidad Autónoma de Barcelona, 2015.
- [2] S. Schelkunoff and H. Friis, *Antennas: Theory and Practice*. New York: John Wiley and Sons, 1952.
- [3] W. Hardy and L. Whitehead, “Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 52, no. 2, pp. 213–216, 1981.
- [4] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced non-linear phenomena,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2075–2084, 1999.
- [5] B. Sauviac, C. Simovski, and S. Tretyakov, “Double split-ring resonators: analytical modeling and numerical simulations,” *Electromagnetics*, vol. 24, no. 5, pp. 317–338, 2004.
- [6] R. Marqués, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi, “Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 14, p. 144440(1-6), 2002.
- [7] J. Bonache Albacete, “Filtros de microondas basados en metamateriales y en resonadores concentrados,” Universidad Autónoma de Barcelona, 2008.
- [8] J. García-García, F. Martín, J. D. Baena, R. Marqués, and L. Jelinek, “On the resonances and polarizabilities of split ring resonators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 3, p. 33103, 2005.
- [9] R. Marqués, F. Martín, and M. Sorolla, *Metamaterials with Negative Parameters: Theory, Design and Microwave Applications*. John Wiley and Sons, 2008.
- [10] J. D. Baena, J. Bonache, F. Martín, R. M. Sillero, F. Falcone, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, J. García-García, I. Gil, M. F. Portillo, and M. Sorolla, “Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 4, pp. 1451–1461, 2005.
- [11] M. Gustafsson, C. Sohl, and G. Kristensson, “Illustrations of new physical bounds on linearly polarized antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 57,

- no. 5, pp. 1319–1327, 2009.
- [12] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd edn. New Jersey: John Wiley and Sons, 1999.
- [13] S. J. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas*. Rutgers University, 2004.
- [14] C. A. Balanis, *Antenna theory: analysis and design*, 3rd edn. New Jersey: John Wiley and Sons, 2005.
- [15] D. R. Smith, D. R. Smith, W. J. Padilla, W. J. Padilla, D. C. Vier, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, S. C. Nemat-Nasser, S. Schultz, and S. Schultz, “Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, 2000.
- [16] J. B. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, “Low Frequency Plasmons in Thin Wire Structures,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 10, no. 22, pp. 4785–4809, 1998.
- [17] G. V Eleftheriades, A. K. Iyer, and P. C. Kremer, “Planar Negative Refractive Index Media Using Periodically L – C Loaded Transmission Lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, no. 12, pp. 2702–2712, 2002.
- [18] C. Caloz and T. Itoh, “Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH line,” in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2002, pp. 412–415.
- [19] A. Lai, C. Caloz, and T. Itoh, “Composite right/left-handed transmission line metamaterials,” *IEEE Microw. Mag.*, vol. 5, no. 3, pp. 34–50, 2004.
- [20] J. Selga, M. Gil, F. Aznar, J. Bonache, and F. Martín, “Composite right-/left-handed coplanar waveguides loaded with split ring resonators and their application to high-pass filters,” *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 4, no. 7, pp. 822–827, 2010.
- [21] M. Gil, J. Bonache, J. García-García, J. Martel, and F. Martín, “Composite right/left-handed metamaterial transmission lines based on complementary split-rings resonators and their applications to very wideband and compact filter design,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 6, pp. 1296–1304, 2007.
- [22] J. Bonache, I. Gil, J. García-garcía, and F. Martín, “Novel Microstrip Bandpass Filters Based on Complementary Split-Ring Resonators,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 1, pp. 265–271, 2006.
- [23] M. Durán-Sindreu, A. Vélez, G. Sisó, P. Vélez, J. Selga, J. Bonache, and F. Martín, “Recent Advances in Metamaterial Transmission Lines Based on Split Rings,” *Proc. IEEE*, vol. 99, no. 10, pp. 1701–1710, 2011.
- [24] G. Sisó, J. Bonache, and F. Martín, “Dual-band Y-junction power dividers implemented through artificial lines based on complementary resonators,” in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2008, pp. 663–666.
- [25] F. Paredes, G. Zamora, J. Bonache, and F. Martín, “Dual-Band Impedance-Matching Networks Based on Split-Ring Resonators for Applications in RF Identification (RFID),” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 58, no. 5, 2010.
- [26] S. Liu, J. Xu, and Z.-T. Xu, “Compact dual-band bandpass filters using complementary split-ring resonators with closely spaced passbands,” *Electron. Lett.*, vol. 52, no. 15, pp. 1312–1314, 2016.

- [27] F. Paredes, G. Zamora, F. J. Herraiz-Martínez, F. Martín, and J. Bonache, “Dual-band UHF-RFID tags based on meander-line antennas loaded with spiral resonators,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 10, pp. 768–771, 2011.
- [28] F. Paredes, G. Zamora, F. J. Herraiz-Martínez, F. Martín, and J. Bonache, “Dual-band RFID tags based on folded dipole antennas loaded with spiral resonators,” in *IEEE International Workshop on Antenna Technology (iWAT)*, 2012, pp. 136–139.
- [29] K. V. S. Rao, P. V. Nikitin, and S. F. Lam, “Antenna design for UHF RFID tags: a review and a practical application,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, no. 12, pp. 3870–3876, 2005.
- [30] J. Naqui, M. Durán-Sindreu, and F. Martín, “Novel sensors based on the symmetry properties of split ring resonators (SRRs),” *Sensors*, vol. 11, no. 8, pp. 7545–7553, 2011.
- [31] M. Puentes, C. Weiß, M. Schüßler, and R. Jakoby, “Sensor Array Based on Split Ring Resonators for Analysis of Organic Tissues,” in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, 2011, pp. 1–4.
- [32] E. Ekmekci and G. Turhan-Sayan, “Multi-functional metamaterial sensor based on a broad-side coupled SRR topology with a multi-layer substrate,” *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 110, no. 1, pp. 189–197, 2013.
- [33] M. Karaaslan and M. Bakir, “Chiral Metamaterial Based Multifunctional Sensor Applications,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 149, pp. 55–67, 2014.
- [34] L. Su, J. Mata-Contreras, P. Vélez, and F. Martín, “Splitter/Combiner Microstrip Sections Loaded With Pairs of Complementary Split Ring Resonators (CSRRs): Modeling and Optimization for Differential Sensing Applications,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 64, no. 12, pp. 4362–4370, 2016.
- [35] G. Galindo-Romera, F. Javier Herraiz-Martínez, M. Gil, J. J. Martínez-Martínez, and D. Segovia-Vargas, “Submersible Printed Split-Ring Resonator-Based Sensor for Thin-Film Detection and Permittivity Characterization,” *IEEE Sens. J.*, vol. 16, no. 10, pp. 3587–3596, 2016.
- [36] S. Zhu, K. L. Ford, A. Tennant, and R. J. Langley, “Electrically small triple-band SRR antenna,” in *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*, 2011, pp. 831–834.
- [37] O. El Mrabet, M. Aznabet, F. Falcone, H. Rmili, J. M. Floc’h, M. Drissi, and M. Essaïdi, “A Compact Split Ring Resonator Antenna for Wireless Communication Systems,” *Prog. Electromagn. Res. Lett.*, vol. 36, pp. 201–207, 2013.
- [38] J.-H. Kim and S. Nam, “A Compact Quasi-Isotropic Antenna Based on Folded Split Ring Resonators,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, p. accepted, 2017.
- [39] K. B. Alici and E. Ozbay, “Electrically small split ring resonator antennas,” *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 8, p. 83104, 2007.
- [40] M. C. Tang and R. W. Ziolkowski, “A study of low-profile, broadside radiation, efficient, electrically small antennas based on complementary split ring resonators,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 9, pp. 4419–4430, 2013.
- [41] O. S. Kim and O. Breinbjerg, “Miniaturised self-resonant split-ring resonator

- antenna,” *Electron. Lett.*, vol. 45, no. 4, pp. 196–197, 2009.
- [42] X. Yang, Z. Yu, Q. Shi, and R. Tao, “Design of novel ultra-wideband antenna with individual SRR,” *Electron. Lett.*, vol. 44, no. 19, pp. 1109–1110, 2008.
- [43] X. Cheng, D. E. Senior, J. J. Whalen, and Y.-K. Yoon, “Electrically Small Tunable Split Ring Resonator Antenna,” in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2010, pp. 1–4.
- [44] Ó. Quevedo-Teruel, M. N. M. Kehn, and E. Rajo-Iglesias, “Dual-band patch antennas based on short-circuited split ring resonators,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 8, pp. 2758–2765, 2011.
- [45] S.-H. Lim, Y.-C. Oh, H. Lim, Y.-S. Lee, and N.-H. Myung, “Analysis and design of a UHF RFID tag antenna with a Split Ring Resonator,” in *International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas and Novel Metamaterials*, 2008, pp. 446–449.
- [46] B. D. Braaten and R. P. Scheeler, “Design of Passive UHF RFID Tag Antennas Using Metamaterial-Based Structures and Techniques,” in *Radio Frequency Identification Fundamentals and Applications Design Methods and Solutions*, InTech, 2010.
- [47] S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín, and J. Bonache, “Passive UHF-RFID tag based on Electrically Small Square-Shaped Split Ring Resonator (SRR) Antenna,” in *International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2016)*, 2016, pp. 949–950.
- [48] S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín, J. Bonache, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín, and J. Bonache, “Analysis of the Split Ring Resonator (SRR) Antenna Applied to Passive UHF-RFID Tag Design,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 3, pp. 856–864, Mar. 2016.
- [49] F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà, G. Zamora, F. Martín, and J. Bonache, “2-SR-based electrically small antenna for RFID applications,” *Appl. Phys. A*, vol. 122, no. 4, p. 324, 2016.
- [50] S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, P. Aguilà, F. Martín, and J. Bonache, “On-Metal UHF-RFID Passive Tags based on Complementary Split-Ring Resonators,” *IET Microw. Antennas Propag.*, p. accepted.
- [51] B. D. Braaten, “A novel compact UHF RFID tag antenna designed with series connected Open Complementary Split Ring Resonator (OCSRR) particles,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, no. 11, pp. 3728–3733, 2010.
- [52] F. J. Herraiz-Martínez, F. Paredes, G. Z. González, F. Martín, and J. Bonache, “Printed magnetoinductive-wave (MIW) delay lines for chipless RFID applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no. 11, pp. 5075–5082, 2012.
- [53] M. Alibakhshi-Kenari, M. Naser-Moghadasi, and R. A. Sadeghzadeh, “Bandwidth and radiation specifications enhancement of monopole antennas loaded with split ring resonators,” *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 9, no. 14, pp. 1487–1496, 2015.
- [54] Y. H. Ren, J. Ding, C. J. Guo, Y. Qu, and Y. C. Song, “A wideband dual-

- polarized printed antenna based on complementary split-ring resonators,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 14, pp. 410–413, 2015.
- [55] W. Cao, B. Zhang, A. Liu, T. Yu, D. Guo, and Y. Wei, “Gain enhancement for broadband periodic endfire antenna by using split-ring resonator structures,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no. 7, pp. 3513–3516, 2012.
- [56] J. Rajendran and S. K. Menon, “On the Miniaturization of Log Periodic Koch Dipole Antenna Using Split Ring Resonators,” vol. 63, pp. 107–113, 2016.
- [57] M. Li, K.-M. Luk, L. Ge, and K. Zhang, “Miniaturization of Magnetoelectric Dipole Antenna by Using Metamaterial Loading,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 11, pp. 4914–4918, 2016.
- [58] F. J. Herraiz-Martínez, L. E. García-Muñoz, D. González-Ovejero, V. González-Posadas, and D. Segovia-Vargas, “Dual-frequency printed dipole loaded with split ring resonators,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 8, pp. 137–140, 2009.
- [59] K. Kandasamy, B. Majumder, J. Mukherjee, and K. P. Ray, “Dual-Band Circularly Polarized Split Ring Resonators Loaded Square Slot Antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 8, pp. 3640–3645, 2016.
- [60] K. Saurav, D. Sarkar, and K. V. Srivastava, “CRLH unit-cell loaded multiband printed dipole antenna,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 13, pp. 852–855, 2014.
- [61] F. J. Herraiz-Martínez, G. Zamora, F. Paredes, F. Martín, and J. Bonache, “Multiband printed monopole antennas loaded with OCSRRs for PANs and WLANs,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 10, pp. 1528–1531, 2011.
- [62] E. Rajo-Iglesias, Ó. Quevedo-Teruel, and M. N. M. Kehn, “Multiband SRR loaded rectangular waveguide,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 57, no. 5, pp. 1570–1574, 2009.
- [63] G. Zamora, S. Zuffanelli, F. Paredes, F. J. Herraiz-Martínez, F. Martín, and J. Bonache, “Fundamental-mode leaky-wave antenna (LWA) using slotline and split-ring-resonator (SRR)-based metamaterials,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 12, pp. 1424–1427, 2013.
- [64] G. Zamora, S. Zuffanelli, F. Paredes, F. J. Herraiz-Martínez, F. Martín, and J. Bonache, “Leaky-wave antenna (LWA) based on slot line and non-bianisotropic split ring resonators (NB-SRRs) and comparison with CPW approach,” in *IEEE-APS Topical Conference on Antennas and Propagation in Wireless Communications (APWC)*, 2014, pp. 48–51.
- [65] I. Arnedo, J. Illescas, M. Flores, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, F. Falcone, J. Bonache, J. García-García, F. Martín, J. A. Marcotegui, R. Marqués, and M. Sorolla, “Forward and backward leaky wave radiation in split-ring-resonator-based metamaterials,” *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 1, no. 1, pp. 65–68, 2007.
- [66] S. Eggermont and I. Huynen, “Influence of number of rings on radiation of CSRR-loaded leaky wave antenna,” in *5th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2011, pp. 1227–1229.
- [67] J. Bonache, G. Zamora, F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà, and F. Martín,

- “Controlling the Electromagnetic Field Confinement with Metamaterials,” *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 37739, 2016.
- [68] J. Bonache, G. Zamora, F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà, and F. Martín, “Near Field RFID Reader Based on Metamaterials,” in *10th Annual IEEE International Conference on RFID*, 2016.
- [69] “REFURBISHED INSTEON 2842-222 WIRELESS MOTION SENSOR.” [Online]. Available: <http://www.smarthome.com/refurbished-insteon-2842-222-wireless-motion-sensor.html>.
- [70] D. Caicedo and A. Pandharipande, “Ultrasonic Array Sensor for Indoor Presence Detection,” in *20th European Signal Processing Conference (EUSIPCO)*, 2012, pp. 175–179.
- [71] “TELTRON MOTION SENSOR PRODUCT LIST.” [Online]. Available: http://www.teltron.com/en/contents/product01.html?sm=4_1.
- [72] F. Paredes, G. Zamora, S. Zuffanelli, F. J. Herraiz-Martínez, F. Martín, and J. Bonache, “Free-Space and on-Metal Dual-Band Tag for UHF-RFID Applications in Europe and USA,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 141, pp. 577–590, 2013.
- [73] J. J. Ma, X. Y. Cao, and T. Liu, “Design the size reduction patch antenna based on complementary split ring resonators,” in *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, 2010, pp. 401–402.
- [74] D. Segovia-Vargas, F. J. Herraiz-Martínez, E. Ugarte-Muñoz, J. Montero-de-Paz, V. González-Posadas, and L. E. García-Muñoz, “Multifrequency printed antennas loaded with metamaterial particles,” *Radioengineering*, vol. 18, no. 2, pp. 129–143, 2009.
- [75] M. M. Bait-Suwailam, O. F. Siddiqui, and O. M. Ramahi, “Mutual Coupling Reduction Between Microstrip Patch Antennas Using Slotted-Complementary Split-Ring Resonators,” *Antennas Wirel. Propag. Lett. IEEE*, vol. 9, pp. 876–878, 2010.
- [76] S. N. Burokur, M. Latrach, and S. Toutain, “Theoretical investigation of a circular patch antenna in the presence of a left-handed medium,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 4, no. 1, pp. 183–186, 2005.
- [77] F. Martín, *Artificial Transmission Lines for RF and Microwave Applications*. John Wiley and Sons, 2015.
- [78] F. Falcone, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, J. D. Baena, J. Bonache, M. Beruete, R. Marques, F. Martín, and M. Sorolla, “Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 19, p. 197401, 2004.
- [79] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 3rd edn. New Jersey: John Wiley and Sons, 2005.
- [80] F. E. González and F. J. M. Ruiz, *Fundamentos de Radar*. Servicio de Publicaciones y Difusión Científica de la ULPGC, 2002.
- [81] S. Uda, “Wireless Beam of Short Electric Waves,” *J. IEEE*, vol. 452, pp. 273–282, 1926.
- [82] H. Yagi, “Beam transmission of ultra short waves,” *Proc. Inst. Radio Eng.*, vol. 16, no. 6, pp. 715–740, 1928.

- [83] D. K. Cheng and C. A. Chen, "Optimum Element Spacings for Yagi-Uda Arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-21, no. 5, pp. 615–623, 1973.
- [84] C. A. Chen and D. K. Cheng, "Optimum element lengths for Yagi-Uda arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-23, no. 1, pp. 8–15, 1975.
- [85] Á. C. Aznar, L. J. Roca, J. M. R. Casals, J. R. Robert, S. B. Boris, and M. F. Bataller, *Antenas*, 2nd edn. Edicions UPC, 2002.
- [86] P. R. Grajek, B. Schoenlinner, and G. M. Rebeiz, "A 24-GHz High-Gain Yagi-Uda Antenna Array," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no. 5, pp. 1257–1261, 2004.
- [87] W. R. Deal, N. Kaneda, J. Sor, Y. Qian, and T. Itoh, "A new quasi-yagi antenna for planar active antenna arrays," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 48, no. 6, pp. 910–918, 2000.
- [88] N. Kaneda, Y. Qian, and T. Itoh, "A novel Yagi-Uda dipole array fed by a microstrip-to-CPS transition," in *Asia Pacific Microwave Conf. Dig.*, 1998, pp. 1413–1416.
- [89] J. Huang, "Planar Microstrip Yagi Array Antenna," in *Digest on Antennas and Propagation Society International Symposium*, 1989, vol. 2, pp. 894–897.
- [90] G. R. Dejean and M. M. Tentzeris, "A New High-Gain Microstrip Yagi Array Antenna With a High Front-to-Back (F/B) Ratio for WLAN and Millimeter-Wave Applications," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 55, no. 2, pp. 298–304, 2007.
- [91] A. Densmore and J. Huang, "Microstrip Yagi antenna for mobile satellite service," in *IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, 1991, pp. 298–304.
- [92] J. Liu and Q. Xue, "Microstrip Magnetic Dipole Yagi Array Antenna With Endfire Radiation and Vertical Polarization," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 3, pp. 1140–1147, 2013.
- [93] J. E. . Lindsay, "A parasitic end fire array of circular loop elements," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 15, pp. 697–698, 1967.
- [94] S. Ito, N. Inagaki, and T. Sekiguchi, "An Investigation of the Array of Circular-Loop Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 19, no. 4, pp. 469–476, 1971.
- [95] F. Martín, J. Bonache, F. Falcone, M. Sorolla, and R. Marqués, "Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 22, pp. 4652–4654, 2003.
- [96] V. Sanz, A. Belenguer, L. Martinez, A. L. Borja, J. Cascon, and V. E. Boria, "Balanced Right/Left-Handed Coplanar Waveguide With Stub-Loaded Split-Ring Resonators," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 13, pp. 193–196, 2014.
- [97] A. Erentok and R. W. Ziolkowski, "Metamaterial-inspired efficient electrically small antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 3, pp. 691–707, 2008.
- [98] J. Anderson, K. Johnson, C. Satterlee, A. Lynch, and B. D. Braaten, "A reduced frequency printed Quasi-Yagi antenna symmetrically loaded with meander open

- complementary split ring resonator (MOCSR) elements,” in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*, 2011, pp. 270–273.
- [99] O. M. Khan, Z. U. Islam, Q. U. Islam, and F. A. Bhatti, “Multiband high-gain printed yagi array using square spiral ring metamaterial structures for S-band applications,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 13, pp. 1100–1103, 2014.
- [100] W. Wang, X. Q. Lin, and Y. Jiang, “Quasi-Yagi Antenna With Frequency-Dependent Opposite Radiation Patterns,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 15, pp. 850–852, 2016.
- [101] S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguila, F. Paredes, F. Martin, and J. Bonache, “On the Radiation Properties of Split-Ring Resonators (SRRs) at the Second Resonance,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 63, no. 7, pp. 2133–2141, Jul. 2015.
- [102] F. J. Herraiz-Martinez, F. Paredes, G. Zamora, F. Martin, and J. Bonache, “Dual-band printed dipole antenna loaded with open complementary split-ring resonators (OCSR) for wireless applications,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 54, pp. 1014–1017, 2012.
- [103] C. Run-Nan, Y. Ming-Chuan, L. Shu, Z. Xing-Qi, Z. Xin-Yue, and L. Xiao-Feng, “Design and analysis of printed Yagi-Uda antenna and two-element array for WLAN applications,” *Int. J. Antennas Propag.*, vol. 2012, p. 8, 2012.
- [104] *IEEE Standard Test Procedures for Antennas*. ANSI/IEEE Std. 149, 1979.
- [105] R. A. Alhalabi and G. M. Rebeiz, “Differentially-fed millimeter-wave Yagi-Uda antennas with folded dipole feed,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, no. 3, pp. 966–969, 2010.
- [106] F. Fezai, C. Menudier, M. Thevenot, and T. Monediere, “Compact directive parasitic element antenna for wireless communications systems,” in *15th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, 2012, pp. 1–4.
- [107] P. V. Nikitin and K. V. S. Rao, “Compact Yagi Antenna for Handheld UHF RFID Reader,” in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2010, pp. 1–4.
- [108] H.-C. Huang, J.-C. Lu, and P. Hsu, “On the Size Reduction of Planar Yagi-Uda Antenna Using Parabolic Reflector,” in *Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*, 2015, pp. 1–3.
- [109] D. M. Pozar, “Finite Phased Arrays of Rectangular Microstrip Patches,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 34, no. 5, pp. 658–665, 1986.
- [110] R. J. Mailloux, J. F. McIlvanna, and N. P. Kernweis, “Microstrip Array Technology,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-29, no. 1, pp. 25–37, 1981.
- [111] M. Weiss, “Microstrip antennas for millimeter waves,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-29, no. 1, pp. 171–174, 1981.
- [112] H. Zhou, W. Hong, L. Tian, and L. Cheng, “Cross-Polarization Suppressed and Linearly Polarized Patch Array Antenna With Cavity-Backed Slot Feed for Vehicle Applications,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 15, pp. 126–129, 2016.
- [113] W. E. McKinzie, D. M. Nair, B. A. Thrasher, M. A. Smith, E. D. Hughes, and J.

- M. Parisi, “60-GHz 2 x 2 LTCC Patch Antenna Array with an Integrated EBG Structure for Gain Enhancement,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 15, pp. 1522–1525, 2016.
- [114] M. Poggiani, F. Alimenti, P. Mezzanotte, M. Virili, C. Mariotti, G. Orecchini, and L. Roselli, “24-GHz Patch antenna array on cellulose-based materials for green wireless internet applications,” *IET Sci. Meas. Technol.*, vol. 8, no. 6, pp. 342–349, 2014.
- [115] A. Falahati, M. NaghshvarianJahromi, and R. M. Edwards, “Wideband Fan-Beam Low-Sidelobe Array Antenna using Grounded Reflector for DECT, 3G, and Ultra-wideband Wireless Applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 2, pp. 700–706, 2013.
- [116] R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl, and A. Ittipiboon, *Microstrip Antenna Design Handbook*. Artech House, 2001.
- [117] C. Min and C. E. Free, “Analysis of traveling-wave-fed patch arrays,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 57, no. 3, pp. 664–670, 2009.
- [118] F. A. N, N. Shekar, V. Shet, and P. H. Rao, “Analysis of Series-Fed Microstrip Array Antennas,” in *International Conference on Wireless Communications, Signal Processing and Networking (WiSPNET)*, 2016, pp. 47–49.
- [119] P. Hallbjorner, M. Bergstrom, M. Boman, P. Lindberg, E. Ojefors, and A. Rydberg, “Millimetre-wave switched beam antenna using multiple travelling-wave patch arrays,” *IEE Proc. - Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 152, no. 6, pp. 551–555, 2005.
- [120] S. H. Yeung, A. Garcia-Lamperez, T. K. Sarkar, and M. Salazar-Palma, “Thin and compact dual-band four-element broadside patch antenna arrays,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 13, pp. 567–570, 2014.
- [121] D. F. Guan, Y. S. Zhang, Z. P. Qian, Y. Li, W. Cao, and F. Yuan, “Compact Microstrip Patch Array Antenna with Parasitically Coupled Feed,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 6, pp. 2531–2534, 2016.
- [122] P. Mathur, G. Kumar, P. K. Mishra, and Y. K. Verma, “Large gain linear series-fed microstrip antenna arrays at Ka and C bands,” in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2015, pp. 1872–1873.
- [123] A. Omar, S. Al-Saif, M. A. Ashraf, and S. Alshebeili, “Design and Analysis of Millimeter Wave Series Fed Microstrip Patch Array for Next Generation Wireless Communication Systems,” in *17th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics (ANTEM)*, 2016, pp. 1–2.
- [124] P. S. Hall and C. M. Hall, “Coplanar corporate feed effects in microstrip patch array design,” *IEE Proc. H - Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 135, no. 3, pp. 180–186, 1988.
- [125] J. R. James and P. S. Hall, *Handbook of Microstrip Antennas*. Institution of Engineering and Technology (IET), 1989.
- [126] D. M. Pozar, “Analysis of Finite Phased Arrays of Printed Dipoles,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 33, no. 10, pp. 1045–1053, 1985.
- [127] A. S. K. and K. K. R., “Collinear Dipole Array Antenna for C Band,” in

- International Conference on Computation of Power, Energy Information and Commuincation (ICCPEIC)*, 2016, pp. 71–74.
- [128] Y.-W. Jang, “Characteristics of a Wide-band, High Gain, Eight-element Slot Antenna for PCS, IMT-2000 and WLL-band,” *Microw. J.*, p. 68, 2004.
- [129] E. S. Angelopoulos, A. Z. Anastopoulos, D. I. Kaklamani, A. A. Alexandridis, F. Lazarakis, and K. Dangakis, “A novel wideband microstrip-fed elliptical slot array antenna for Ku-band applications,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 48, no. 9, pp. 1824–1828, 2006.
- [130] K. Solbach, “Microstrip-Franklin Antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 30, no. 4, pp. 773–775, 1982.
- [131] C. K. Ghosh, B. Mandal, B. Rana, and S. K. Parui, “Reduction of cross-polarization radiation of E-shaped microstrip antenna array using spiral-ring resonator,” in *5th International Conference on Computers and Devices for Communication (CODEC)*, 2012, pp. 1–4.
- [132] Z. Qamar, L. Riaz, M. Chongcheawchamnan, S. A. Khan, and M. F. Shafique, “Slot combined complementary split ring resonators for mutual coupling suppression in microstrip phased arrays,” *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 8, no. 15, pp. 1261–1267, 2014.
- [133] D. Sarkar, K. Saurav, and K. V. Srivastava, “Dual band complementary split-ring resonator-loaded printed dipole antenna arrays for pattern diversity multiple-input–multiple-output applications,” *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 10, no. 10, pp. 1113–1123, 2016.
- [134] A. Wahid, M. Sreenivasan, and P. H. Rao, “CSRR Loaded Microstrip Array Antenna With Low Sidelobe Level,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 14, pp. 1169–1171, 2015.
- [135] M. A. G. Laso, “Cristales Electromagnéticos en Fibra Óptica y Tecnología Microstrip,” Universidad Pública de Navarra, 2005.
- [136] V. G. Veselago, “Electrodynamics of materials with negative index of refraction,” *Sov. Phys Usp*, vol. 10, pp. 509–514, 1968.
- [137] J. Applequist, “Optical Activity: Biot’s Bequest,” *Am. Sci.*, vol. 75, no. 1, pp. 58–68, 1987.
- [138] A. H. Sihvola, A. J. Viitanen, I. V. Lindell, and S. A. Tretyakov, *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media*. Artech House, 1994.
- [139] L. A. Nguyen, H. He, and C. Pham-Huy, “Chiral drugs: an overview,” *Int. J. Biomed. Sci.*, vol. 2, no. 2, pp. 85–100, 2006.
- [140] K. F. Lindmann, “Rotation polarisation of electromagnetic waves generated by the isotropic system of spiral resonators,” *Ann. Phys.*, vol. 63, pp. 621–644, 1920.
- [141] B. Wang, J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, “Chiral metamaterials: simulations and experiments,” *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. 11, no. 11, p. 114003, 2009.
- [142] J. B. Pendry, “A chiral route to negative refraction,” *Science*, vol. 306, no. 5700, pp. 1353–1355, 2004.
- [143] S. S. Oh and O. Hess, “Chiral metamaterials: enhancement and control of optical activity and circular dichroism,” *Nano Converg.*, vol. 2, no. 1, p. 24, 2015.

- [144] Z. Li, M. Mutlu, and E. Ozbay, “Chiral metamaterials: from optical activity and negative refractive index to asymmetric transmission,” *J. Opt.*, vol. 15, no. 2, p. 23001, 2013.
- [145] S. Tretyakov, I. Nefedov, A. Sihvola, S. Maslovski, and C. Simovski, “Waves and Energy in Chiral Nihility,” *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 17, no. 5, pp. 695–706, 2003.
- [146] S. Tretyakov, A. Sihvola, and L. Jylhä, “Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites,” *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, vol. 3, no. 2–3, pp. 107–115, 2005.
- [147] R. Marqués, L. Jelinek, and F. Mesa, “Negative refraction from balanced quasi-planar chiral inclusions,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 49, no. 10, pp. 2606–2609, 2007.
- [148] L. Jelinek, R. Marqués, F. Mesa, and J. D. Baena, “Periodic arrangements of chiral scatterers providing negative refractive index bi-isotropic media,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 77, no. 20, p. 205110, 2008.
- [149] A. Papakostas, A. Potts, D. M. Bagnall, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles, and N. I. Zheludev, “Optical Manifestations of Planar Chirality,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, no. 10, p. 107404, 2003.
- [150] A. V. Rogacheva, V. A. Fedotov, A. S. Schwanecke, and N. I. Zheludev, “Giant gyrotropy due to electromagnetic-field coupling in a bilayered chiral structure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 17, pp. 1–4, 2006.
- [151] B. Bai, Y. Svirko, J. Turunen, and T. Vallius, “Optical activity in planar chiral metamaterials: Theoretical study,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 76, no. 2, p. 23811, 2007.
- [152] M. Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y. Ino, M. Kauranen, K. Jefimovs, T. Vallius, J. Turunen, and Y. Svirko, “Giant optical activity in quasi-two-dimensional planar nanostructures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 22, p. 227401, 2005.
- [153] M. Decker, M. W. Klein, M. Wegener, and S. Linden, “Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 7, pp. 856–858, 2007.
- [154] S. Zhang, Y.-S. Park, J. Li, X. Lu, W. Zhang, and X. Zhang, “Negative Refractive Index in Chiral Metamaterials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 2, p. 23901, 2009.
- [155] J. Zhou, J. Dong, B. Wang, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, “Negative refractive index due to chirality,” *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 12, p. 121104, 2009.
- [156] Z. Li, R. Zhao, T. Koschny, M. Kafesaki, K. B. Alici, E. Colak, H. Caglayan, E. Ozbay, and C. M. Soukoulis, “Chiral metamaterials with negative refractive index based on four ‘U’ split ring resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 8, p. 81901, 2010.
- [157] Z. Li, K. B. Alici, E. Colak, and E. Ozbay, “Complementary chiral metamaterials with giant optical activity and negative refractive index,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 16, p. 161907, 2011.
- [158] Z. Li, K. B. Alici, H. Caglayan, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay,

- “Composite chiral metamaterials with negative refractive index and high values of the figure of merit,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6146–6156, 2012.
- [159] M. Mutlu, A. E. Akosman, A. E. Serebryannikov, and E. Ozbay, “Asymmetric transmission of linearly polarized waves and polarization angle dependent wave rotation using a chiral metamaterial,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 15, pp. 14290–14299, 2011.
- [160] Y. Liu, K. Song, Y. Qi, S. Gu, and X. Zhao, “Investigation of Circularly Polarized Patch Antenna With Chiral Metamaterial,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 12, pp. 1359–1362, 2013.
- [161] D. Zarifi, M. Soleimani, V. Nayyeri, and J. Rashed-Mohassel, “On the miniaturization of semiplanar chiral metamaterial structures,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no. 12, pp. 5768–5776, 2012.
- [162] H. Liu, D. A. Genov, D. M. Wu, Y. M. Liu, Z. W. Liu, C. Sun, S. N. Zhu, and X. Zhang, “Magnetic plasmon hybridization and optical activity at optical frequencies in metallic nanostructures,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 76, no. 7, p. 73101, 2007.
- [163] E. Plum, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, “Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials,” *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. 11, no. 7, p. 74009, 2009.
- [164] R. Zhao, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 14, pp. 14553–14567, 2010.
- [165] A. Sonsilphong and N. Wongkasem, “Transmission properties in chiral metamaterials,” *Int. J. Phys. Sci.*, vol. 7, no. 21, pp. 2829–2837, 2012.
- [166] C. Sabah and H. G. Roskos, “Design of a Terahertz Polarization Rotator Based on a Periodic Sequence of Chiral-Metamaterial and Dielectric Slabs,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 124, pp. 301–314, 2012.
- [167] D. Zarifi, H. Oraizi, and M. Soleimani, “Improved Performance of Circularly Polarized Antenna using Semi-planar Chiral Metamaterial Covers,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 123, pp. 337–354, 2012.
- [168] D. A. Powell and Y. S. Kivshar, “Substrate-induced bianisotropy in metamaterials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 9, p. 91106, 2010.
- [169] J. Lee and S. Nam, “Fundamental aspects of near-field coupling small antennas for wireless power transfer,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, no. 11, pp. 3442–3449, 2010.
- [170] J. C. Quintana and F. L. Aguilar, *Interacción Electromagnética. Teoría Clásica*, 1st edn. Ed. Reverte, 2007.
- [171] M. A. Mohamed, E. F. Kuester, M. Piket-May, and C. L. Holloway, “The Field of an Electric Dipole and the Polarizability of a Conducting Object Embedded in the Interface Between Dielectric Materials,” *Prog. Electromagn. Res. B*, vol. 16, pp. 1–20, 2009.
- [172] D. M. Pozar, “New results for minimum Q, maximum gain, and polarization properties of electrically small arbitrary antennas,” in *3rd European Conference on Antennas and Propagation*, 2009, pp. 1993–1996.
- [173] J. Hong and M. J. Lancaster, *Microstrip Filters for RF/Microwave Applications*.

- New York: John Wiley and Sons, 2001.
- [174] P. N. Murgatroyd, "Calculation of proximity losses in multistranded conductor bunches," *IEE Proceedings-a-Science, Meas. Technol.*, vol. 136, pp. 115–120, 1989.
- [175] H. C. Huang, J. C. Lu, and P. Hsu, "A Compact Dual-Band Printed Yagi-Uda Antenna for GNSS and CMMB Applications," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 63, no. 5, pp. 2342–2348, 2015.
- [176] S. H. Sedighy, A. R. Mallahzadeh, M. Soleimani, and J. Rashed-Mohassel, "Optimization of printed yagi antenna using invasive weed optimization (IWO)," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 9, pp. 1275–1278, 2010.

Publicaciones del autor

Artículos en revistas internacionales

1. P. Aguilà, S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Front-to-back ratio improvement of printed antennas based on electrically small resonators for microwave presence detectors,” *Electronics Letters*, vol.51, no.11, pp. 836-837, May 2015.
2. S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martin and J. Bonache, “On the Radiation Properties of Split-Ring Resonators (SRRs) at the Second Resonance,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 63(7), pp. 2133-2141, May 2015.
3. S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martin and J. Bonache, “Analysis of the Split Ring Resonator (SRR) Antenna Applied to Passive UHF-RFID Tag Design,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, pp. 856-864, March 2016.
4. F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà, G. Zamora, F. Martín and J. Bonache, “2-SR-based electrically small antenna for RFID applications,” *Appl. Phys. A*, vol. 122, no. 4, p. 324, March 2016.
5. J. Bonache, G. Zamora, S. Zuffanelli, F. Paredes, P. Aguilà and F. Martin, “Controlling the Electromagnetic Field Confinement with Metamaterials,” *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 37739, November 2016.
6. P. Aguilà, S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, F. Martin and J. Bonache, “Planar Yagi-Uda Antenna Array based on Split Ring Resonators (SRRs),” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, accepted.

7. S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “A High-Gain Passive UHF-RFID Tag with Increased Read Range,” *Sensors*, vol. 16, no. 7, July 2016.
8. S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, P. Aguilà, F. Martín and J. Bonache, “On metal UHF-RFID passive tags based on complementary split-ring resonators,” *IET Microw. Antennas Propag.*, accepted.
9. G. Zamora, S. Zuffanelli, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Upper Bounds on the Bandwidth of Single Resonant UHF-RFID Tags”, to be submitted.

Publicaciones en congresos internacionales

1. S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, P. Aguilà, F. Martín, and J. Bonache, “An Impedance Matching Method for Optical Disc-Based UHF-RFID Tags,” *8th Annual IEEE International Conference on RFID*, Orlando (FL), USA, 8-10 April, 2014.
2. S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, P. Aguilà, F. Martín and J. Bonache, “On-metal UHF-RFID tags based on non-bianisotropic complementary split ring resonators,” *Meta '14, 5th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*, Singapore, 20-23 May, 2014. Invited.
3. S. Zuffanelli, P. Aguilà, F. Paredes, G. Zamora, F. Martín and J. Bonache, “Passive UHF-RFID tags for Blu-ray discs,” *2014 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2014)*, Memphis, Tennessee, 6-11 July 2014.
4. G. Zamora, P. Aguilà, S. Zuffanelli, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Design of UHF-RFID tags based on the T-match network,” *2014 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2014)*, Memphis, Tennessee, 6-11 July 2014.

5. F. Paredes, P. Aguilà, S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Martín and J. Bonache, “Quasi-isotropic electrically small antennas for UHF-RFID passive tags based on 2-turns spiral resonators,” *2015 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2015)*, Vancouver, Canada, July 2015.
6. P. Aguilà, G. Zamora, S. Zuffanelli, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Design of printed antennas based on electrically small resonators for microwave applications,” *2015 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2015)*, Vancouver, Canada, July 2015.
7. F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà, G. Zamora, F. Martín and J. Bonache, “2-SR-Based Electrically Small Antenna for RFID Applications,” *META'15, the 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*, New York, USA, August 2015. Invited.
8. P. Aguilà, S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Non-Bianisotropic Complementary Split Ring Resonator printed antenna with enhanced front-to-back ratio for microwave motion detectors,” *XXX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Pamplona, Spain, September 2015.
9. J. Bonache, G. Zamora, F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà and F. Martín, “Near Field RFID Reader Based on Metamaterials”, *10th Annual IEEE International Conference on RFID*, Orlando (FL), USA, 3-5 May, 2016.
10. S. Zuffanelli, G. Zamora, P. Aguilà, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Passive UHF-RFID tag based on electrically small square-shaped split ring resonator (SRR) antenna,” *2016 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2016)*, Puerto Rico, USA, 26-1 June, 2016.
11. J. Bonache, G. Zamora, F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà and F. Martín, “Surface wave-based confinement device for UHF-RFID readers”, *Meta '16, 7th*

International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Malaga, 25-28 July, 2016. Invited.

12. J. Bonache, G. Zamora, F. Paredes, S. Zuffanelli, P. Aguilà and F. Martín, “Application of metamaterials in near field UHF-RFID readers,” *10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS)*, Crete, Greece, 17-22 September, 2016.
13. P. Aguilà, G. Zamora, S. Zuffanelli, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Reducing the Width of Planar Yagi-Uda Antennas using Square-Shaped Split Ring Resonators (SRRs),” *11th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2017)*, Paris, France, 19-24 March, 2017.
14. P. Aguilà, G. Zamora, F. Paredes, F. Martín and J. Bonache, “Planar Fan-Beam Reflective Array Antenna based on Non-Bianisotropic Complementary Split-Ring Resonators (NB-CSRRs),” *2017 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2017)*, California, USA, 9-14 July, 2017.
15. F. Paredes, P. Aguilà, S. Zuffanelli, G. Zamora, F. Martín and J. Bonache, “Split-Ring Resonators (SRR)-based antenna for WLAN applications” *2017 International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radioscience Meeting (APS/URSI 2017)*, California, USA, 9-14 July, 2017.