



Universidad de Valladolid

Facultad de Ciencias

TRABAJO FIN DE GRADO

Grado en Física

**Estudio de una metasuperficie reflectante
con control de polarización circular**

Autor:

Carlos Navas Merlo

Tutor/es:

Ismael Barba García

ÍNDICE GENERAL

RESUMEN	1
1. INTRODUCCIÓN	2
1.1. MOTIVACIÓN	2
1.2. MATERIALES CON PROPIEDADES ÓPTICAS ESTRUCTURALES	2
1.3. METAMATERIALES	5
1.3.1. <i>Primeros pasos en metamateriales</i>	5
1.3.2. <i>Metamateriales en la actualidad</i>	8
1.4. METAMATERIALES QUIRALES	9
2. METODOLOGÍA	14
3. CST STUDIO SUITE	15
3.1. SIMULACIÓN CON CST	15
4. ESTUDIO DEL ACOPLO DIPOLAR ENTRE SRRS CONCÉNTRICOS	18
4.1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	19
4.2. ANÁLISIS NUMÉRICO.....	22
4.2.1. <i>Estudio del parámetro-S en los SRRs para ondas en el modo TE y TM</i>	24
4.2.2. <i>Estudio de las corrientes superficiales y campos electromagnéticos en un SRR</i>	26
4.2.3. <i>Estudio del acoplo entre dos SRRs concéntricos</i>	29
5. ESTUDIO NUMÉRICO DE LA ESTRUCTURA PROPUESTA	52
5.1. ESTUDIO PARAMÉTRICO DE LA ESTRUCTURA PROPUESTA	58
6. CONCLUSIÓN	60
BIBLIOGRAFÍA	62
INDICE DE FIGURAS	65

RESUMEN

En este trabajo se propone un patrón para la construcción de un espejo quiral. Estos metamateriales tienen la propiedad de conservar una o ambas polarizaciones de una onda circularmente polarizada tras su reflejo. El patrón propuesto tiene por nombre “Twisted Split Ring Resonators”, y consiste en dos anillos con cortes (SRR; por sus siglas en inglés) colocados a 90° uno respecto del otro, impresos sobre un dieléctrico colocado delante de una lámina metálica. El estudio de esta estructura se llevará a cabo mediante una breve introducción a los metamateriales, y en particular a los metamateriales planos. Seguidamente, se dará una explicación al funcionamiento de la estructura, mediante la teoría de la interacción dipolar. Exponiendo los fundamentos teóricos de dicha teoría y su demostración mediante simulaciones con el programa CST STUDIO SUITE[®]. Por último, se presenta el resultado final de la estructura propuesta frente a incidencia de luz circularmente polarizada, y se estudiará como se ve afectado este resultado cuando variamos algunos de los parámetros más importantes de la estructura, véase por ejemplo, el ángulo de incidencia, el espesor del sustrato o el espacio entre anillos.

1. INTRODUCCIÓN

1.1. Motivación

Con el desarrollo tecnológico, el control y manipulación de las ondas electromagnéticas tiene una importancia fundamental en tecnologías como el almacenamiento óptico, internet, imagen y visualización, y sobre todo en las telecomunicaciones. Un ejemplo de esto último, lo tenemos con los más de dos mil satélites en órbita para su uso en las comunicaciones.

Debido al excesivo coste que supone la puesta en órbita de todos estos satélites, la reducción del mismo será siempre bienvenida. Cuando se transmite información, se reparte entre diferentes valores de frecuencia, y lo óptimo es enviar el mayor volumen de información en estas bandas. Una manera de conseguir esto, es a través de la transmisión de la información mediante ondas linealmente polarizadas ortogonales entre sí, ya que las ondas linealmente polarizadas son fáciles de entender y producir. Sabiendo que, para conseguir una onda linealmente polarizada ortogonal a la anterior basta con rotar el transmisor 90° .

Uno de problemas que existen en la transmisión de ondas electromagnéticas linealmente polarizadas, es que el receptor tiene que estar orientado en la misma dirección que el transmisor para maximizar la recepción de información. Si tenemos en cuenta la dificultad de mantener el satélite alineado constantemente, este tipo de polarización no es la ideal. Otro problema, puede encontrarse cuando las ondas electromagnéticas atraviesan la ionosfera, debido a que en esta se producen rotaciones del plano de polarización de las ondas electromagnéticas, como consecuencia al efecto Faraday, aumentando la desalineación entre el transmisor y el receptor [1].

Si se tiene en cuenta lo anterior, se prefiere la polarización circular, ya que no exige una alineación entre el transmisor y el receptor, además, se producen menos pérdidas en el trayecto. El único requerimiento es que simplemente el receptor y el transmisor estén diseñados para una polarización a derechas o a izquierdas de una onda circularmente polarizada.

Una solución a esta necesidad son los espejos quirales. Éstos no solo permiten la conservación de la polarización a derechas o a izquierdas de una onda circularmente polarizada tras ser reflejada, sino que en un rango determinado de frecuencias (frecuencias de resonancia), permiten la absorción de la onda incidente con una polarización bien sea a derechas o a izquierdas, y la reflexión total de la otra polarización. Por esta última propiedad, es por lo que se están invirtiendo muchos recursos en la investigación de estos tipos de metamateriales para su uso en satélites [2].

1.2. Materiales con propiedades ópticas estructurales

En la naturaleza son comunes los materiales con propiedades ópticas estructurales. Un ejemplo de ello es el ópalo, el cual consiste en esferas de sílice dispuestas en forma de estructuras empaquetadas, ver Figura 1.1. Éstas actúan como rejillas de difracción, las cuales, según su orientación, el ángulo de incidencia de la luz y el tamaño de las esferas, hace que aparezcan placas que cambian de color: de violeta a rojo, de violeta a verde o azul. No obstante, existen estructuras mucho más complejas en los animales, como las mariposas, polillas, pájaros, escarabajos, peces y plantas producidos por la evolución [3].

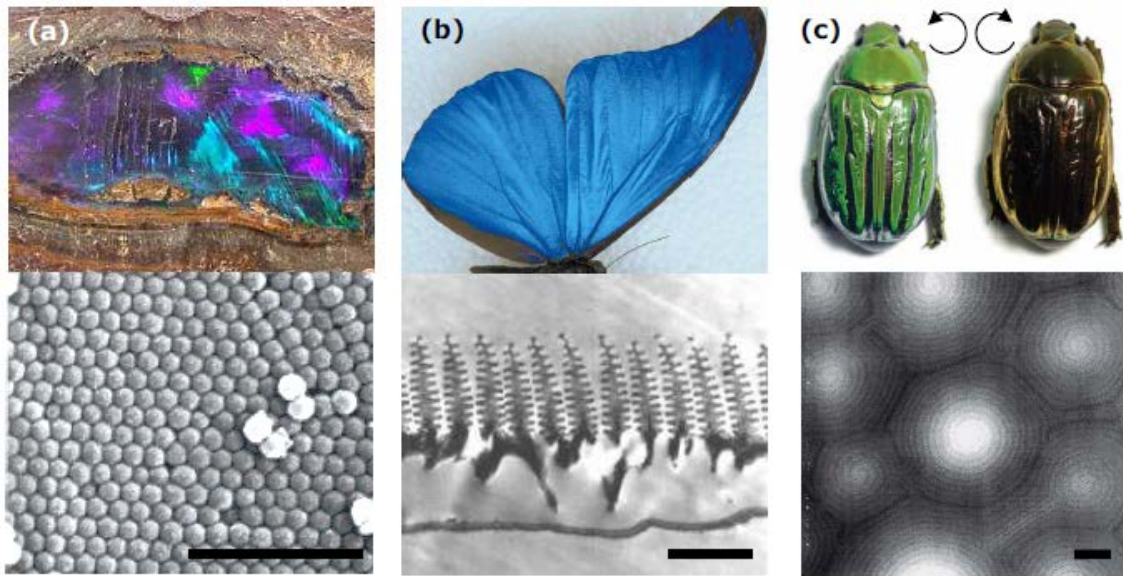


Figura 1.1: Materiales con propiedades ópticas en la naturaleza. (a) Ópalo está formado por nanoesferas de sílice [4]. (b) Microestructura de cada una de las escamas de las mariposas *Morpho rhodopteron*. [5] (c) El escarabajo *Chrysin gloriosa* tiene diferente color bajo luz circularmente polarizada a izquierda o a derecha, debido a la estructura quiral de su exoesqueleto. [6]

Un ejemplo bien conocido es la interferencia de la luz en las escamas que componen las alas iridiscentes de las mariposas *Morpho rhodopteron* [5]. Otro ejemplo, serían los ojos de las polillas que tienen microestructuras anti-reflectantes, que reducen el brillo de los ojos haciéndolos menos visibles a los depredadores [7]. O la estructura quiral del exoesqueleto de los escarabajos *Chrysin gloriosa*, que hace que éstos se vean de diferente color según sea la polarización de la luz [6].

La humanidad lleva usando materiales con propiedades ópticas estructurales desde mucho antes de que se entendiese la física que hay tras ellos. Ya los romanos usaban nanopartículas de metal para colorear el cristal. Un ejemplo especialmente interesante es la copa de Licurgo, la cual tiene nanopartículas de oro y plata que hace que se vea de color verde cuando se ilumina desde fuera y rojo cuando se ilumina desde dentro [8] , vea Figura 1.2.

La comprensión que tenemos de la relación entre los materiales y sus propiedades ópticas estructurales, fue posible gracias a la invención de Joseph von Fraunhofer de la red de difracción, la cual transformó la espectroscopia [9], los fundamentos teóricos del electromagnetismo desarrollados por James C. Maxwell [10], y el estudio de capas superpuestas de dieléctrico de Lord Rayleigh y Jagadis C. Bose. desarrollando lo que hoy se conoce como espejos de Bragg. Rayleigh entendió como las estructuras periódicas pueden producir reflexión total de una longitud de onda [11]. Este trabajo, permitió descubrir que la iridiscencia de algunos materiales era el resultado de la interferencia debido a la periodicidad de la estructura del material.



Figura 1.2: *Copa de Licurgo contiene nanopartículas de oro y plata, viéndose así verde debido a la reflexión (izquierda) y rojo en la transmisión (derecha).* [8]

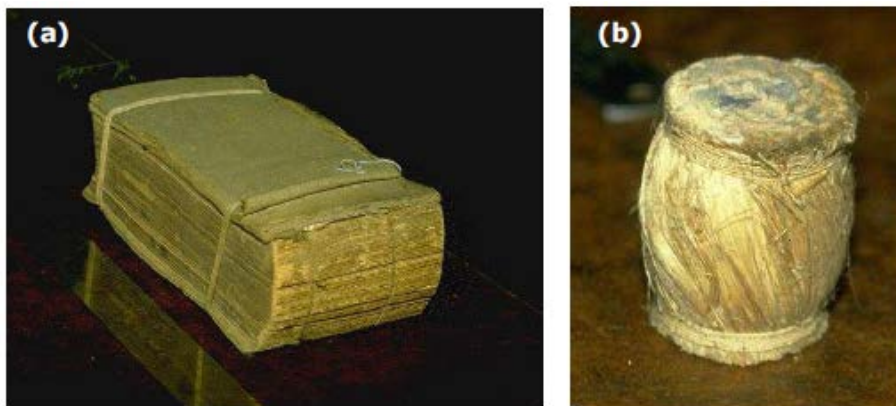


Figura 1.3: *Control de la polarización usando medios compuestos: Ejemplo del trabajo de Bose con ondas milimétricas. (a) polarizador lineal que consiste en la intercalación de láminas metal entre las hojas de un libro. (b) Fardo de trenzado de hilos de yute el cual rota el estado de polarización.* [12]

Bose usó ondas milimétricas para estudiar la relación entre la estructura y las propiedades electromagnéticas de un medio compuesto, encontrando por ejemplo que incluso un simple libro tiene propiedades polarizadoras, las cuales se ven aumentadas intercalando láminas de metal entre páginas, véase Figura 1.3. Con la realización de experimentos con fardos de hilos de yute trenzados, observó, que estructuras artificiales 3D-quirales tienen el poder de rotar el estado de polarización de las ondas electromagnéticas [13].

Los materiales con propiedades ópticas artificiales son un campo de investigación que está creciendo a gran velocidad, debido principalmente a dos factores. En primer lugar, las técnicas de nanoestructuración, como la litografía por haz de electrones y la laminación por haz de iones focalizado, han hecho posible la creación de patrones a nanoescala, lo que es necesario para las nuevas funcionalidades en la zona óptica de frecuencias. En segundo lugar, el nuevo campo de los metamateriales ha abierto un amplio abanico de nuevas funcionalidades.

1.3. Metamateriales

Los metamateriales se definen, en un sentido amplio, como estructuras artificiales, homogéneas desde el punto de vista electromagnético, que exhiben propiedades físicas insólitas no presentes en la naturaleza. Según el Instituto Europeo Virtual para Materiales Electromagnéticos Artificiales y Metamateriales «son una disposición artificial de elementos estructurales, diseñada para conseguir propiedades electromagnéticas ventajosas e inusuales». Sólo se pueden obtener artificialmente en laboratorios por medio de una serie de métodos de fabricación y se caracterizan por tener unas propiedades macroscópicas distintas a las de sus materiales constituyentes básicos.

Los metamateriales tienen dichas propiedades gracias a sus constituyentes básicos, conocidos como metamoléculas (o meta-átomos), véase Figura 1.4, que se construyen en una escala de sublongitud de onda a partir de materiales constituyentes comunes como metales y dieléctricos. Debido a su estructura de sublongitud de onda, los metamateriales no difractan la luz y, por lo tanto, son muy diferentes de los cristales fotónicos, actuando como un medio uniforme que, en principio, puede atribuirse a un índice de refracción efectivo. [14]



Figura 1.4 Ejemplo de patrones en metamateriales [14].

Una onda electromagnética que incide en el metamaterial induce corrientes eléctricas oscilantes j en los elementos conductores de cada metamolécula, que luego dispersan (es decir, vuelven a radiar) las ondas electromagnéticas secundarias que dan lugar a las propiedades macroscópicas del metamaterial. La radiación dispersada hacia atrás se entiende como la reflexión del metamaterial, mientras que la radiación dispersada hacia delante contribuye a la transmisión [14].

La respuesta resonante de una metamolécula está determinada por la inductancia L y la capacitancia C de su patrón metálico, que puede ser visto, en primera aproximación, como un circuito eléctrico excitado externamente por los campos de la onda incidente. Cuando el tamaño total de la metamolécula es más pequeño que $\lambda_0/20$, tal circuito puede describirse como una red de componentes eléctricos agrupados con la frecuencia de resonancia dada por la conocida expresión $\omega_0 = 2\pi f_0 = 1/\sqrt{LC}$. [14]

1.3.1. Primeros pasos en metamateriales

Dieléctricos Artificiales

En 1948, Winston Kock sugirió crear una lente dieléctrica más ligera reemplazando los materiales refractantes con alta permitividad por pequeñas bolas de metal mucho menos pesadas [15].

El material dieléctrico artificial se definió en ese trabajo, como un compuesto que reproduce, a una escala mucho mayor, los procesos que ocurren en las moléculas de un dieléctrico natural. Esto se consiguió mediante la disposición de elementos metálicos en un arreglo tridimensional (3D) o estructura de red, para simular las redes cristalinas de los materiales dieléctricos, véase Figura 1.5. Tal arreglo responde a las ondas de radio, así como una red molecular responde a las ondas de luz: Los electrones libres en los elementos metálicos fluyen de un lado a otro bajo la acción del campo eléctrico alterno. Los elementos metálicos llamados también como partículas de la red se convierten en dipolos oscilantes similares a los dipolos moleculares oscilantes de un dieléctrico natural. Este concepto, sin embargo, probablemente fue sugerido por primera vez por Lord Rayleigh en su trabajo [16]. Rayleigh consideró una red de pequeños dispersores (moléculas modeladas por esferas), cuyo periodo era mucho más pequeño comparado con la longitud de onda, formando un medio continuo. Kock reprodujo este concepto con cadenas de esferas de metal. Posteriormente este concepto se desarrolló en el trabajo realizado por M. M. Kharadly y W. Jackson [17]. Éstos calcularon la permitividad en dieléctricos artificiales formados por elipsoides, discos o varillas asumiendo que la frecuencia de operación era suficientemente pequeña y que las condiciones cuasi-estáticas de Rayleigh se mantenían.

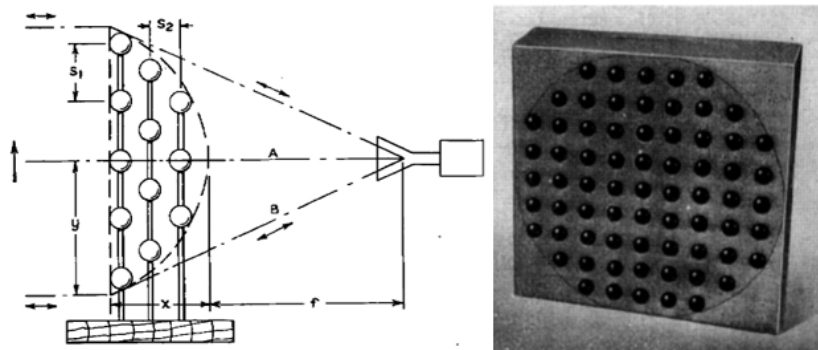


Figura 1.5 Dielectrico de W.E. Kock. Izquierda: Red de esferas formando una lente convexa. Derecha: Red de esferas sobre un sustrato [15].

Magnetismo artificial

Se podría decir, que el desarrollo más importante en el campo de los metamateriales fue la demostración del conocido magnetismo artificial, un fenómeno caracterizado por la aparente fuerte respuesta magnética, sobre todo a frecuencias ópticas de compuestos no magnéticos. El desarrollo de estos materiales permitirá la creación de materiales con índice de refracción negativo.

El conocimiento de la obtención de magnetismo sin componentes magnéticos se conoce desde 1940 gracias a los trabajos de S. A. Schelkunoff y H. T. Friis los cuales sugirieron los conocidos Split-ring resonators (SRRs) [18].

La idea del magnetismo artificial fue concebida en 1999 por Pendry et al., quien propuso un análogo magnético de un conductor eléctrico con propiedades electromagnéticas controlables [19]. Los materiales que exhiben magnetismo artificial fueron también sugeridos como una solución práctica para manipular los campos magnéticos secundarios de radiofrecuencia (RF) en un entorno de resonancia magnética (RM), donde el uso de materiales magnéticos convencionales perturbaría el patrón del campo magnético cuasiestático primario [20].

Sobre todo, el interés en el magnetismo artificial se debió al hecho de que el fuerte magnetismo natural (exhibido por materiales ferromagnéticos) es virtualmente inexistente a frecuencias de terahercios y superiores [14], donde las interacciones luz-materia están mediadas exclusivamente por la componente eléctrica de la luz (permitividad magnética $\mu \approx 1$).

La existencia de un fuerte magnetismo en la naturaleza está asegurada por los espines de electrones no apareados en los átomos, que parecen estar alineados localmente a través de la interacción de intercambio entre sí, formando dominios microscópicos de magnetización espontánea uniforme (ferromagnetismo).

A nivel macroscópico, la respuesta magnética, resulta de la reorientación en paralelo de todos estos dominios con un campo magnético aplicado externamente [14]. La reorientación, sin embargo, tarda una fracción de microsegundo en completarse, lo que significa que a frecuencias de terahercios y superiores, las variaciones del campo aplicado son demasiado rápidas para la reordenación de los dominios, y por lo tanto la respuesta ferromagnética se desvanece. El único mecanismo que podría dar lugar a magnetismo en frecuencias ópticas es el diamagnetismo.

Clásicamente hablando, el diamagnetismo es la manifestación de la ley de Lenz sobre la escala atómica: cuando un campo magnético externo se acopla a los electrones, fuerza a un átomo a precesar (precesión de Larmor) e induce así corrientes orbitales adicionales, que generan un campo magnético que se opone al externo [14].

El enfoque que se da a los metamateriales, permite la imitación de corrientes orbitales con lazos de corrientes de conducción que son inducidas magnéticamente en las metamoléculas por inducción de Faraday, véase Figura 1.6.

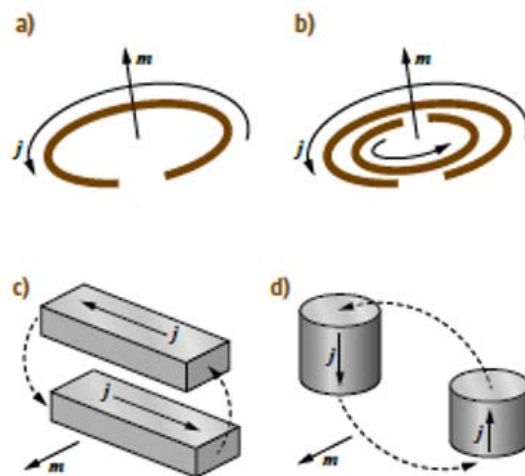


Figura 1.6 Metamoléculas magnéticas. Las corrientes orbitales en átomos y moléculas son imitadas mediante SRRs (a), (b), varillas (c), o pilares (d), donde la corriente inducida j , da lugar a un momento dipolar magnético m . [14]

Dado que cada metamolécula funciona como un circuito LC, las corrientes de conducción inducidas serán amplificadas, produciendo una respuesta magnética artificial que es varios órdenes de magnitud más fuerte que la que se encuentra en los materiales naturales. Esta respuesta magnética se producirán a una determinada frecuencia de resonancia. Frecuencia que se puede adaptar a nuestro interés, variando las capacidades e inductancias del patrón, mediante las diferentes disposiciones de los elementos de la estructura.

Materiales con índice de refracción negativo-Materiales zurdos

La primera publicación de como las ondas electromagnéticas se comportarían en un medio zurdo fueron los apuntes del profesor L.I. Mandelshtam [21] (1879-1944), aunque las ondas que se propagan por un medio con velocidad de grupo negativo ya había discutido en 1904 por Lamb y en 1905 por H.Poclington [22]. La idea de Mandelshtam era simple. En un medio isótropo, el

valor absoluto del vector de onda está determinado por la frecuencia. Por lo tanto, la velocidad de grupo

$$\vec{v}_g = \frac{\vec{k} d\omega}{k dk} \quad (1)$$

está dirigida en la dirección del vector de onda \vec{k} o opuesto a él, dependiendo de la derivada $d\omega/dk$. En el caso, de que ésta tenga signo negativo corresponde con la dispersión negativa. En ese caso, según Mandelshtam, la onda irá hacia atrás en el medio produciéndose la refracción negativa.

Posteriormente en 1967 el científico soviético Veselago [23], investigó sobre la electrodinámica de un medio doblemente negativo, es decir, con $\epsilon < 0$ y $\mu < 0$, con lo se obtendrá un índice de refracción negativo [14]

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{(-1)^2|\epsilon||\mu|} = -\sqrt{|\epsilon||\mu|} \quad (2)$$

Y probó que este resultado era consistente con las leyes físicas, interpretando, que la velocidad de fase de la onda es antiparalela a su velocidad de grupo.

Estos efectos, no se pudieron demostrar hasta el desarrollo de los materiales con magnetismo artificial, que permitieron la creación de dichos medios y que trabajarán a la frecuencia deseada. Unos de los primeros metamateriales doblemente negativos, estaba formado por la combinación de dos SRRs con hilos metálicos colocado delante de estos, véase Figura 1.7



Figura 1.7 Primer metamaterial que presenta índice de refracción negativo. Los SRRs presentan permeabilidad magnética negativa $\mu < 0$ y los hilos permitividad eléctrica negativa $\epsilon < 0$ [24].

1.3.2. Metamateriales en la actualidad

Materiales Hiperbólicos

Los metamateriales hiperbólicos son un tipo especial de metamateriales que tienen una relación de dispersión hiperbólica. La dispersión hiperbólica es muy poco común en materiales naturales, por ello es necesaria su fabricación a través de componentes que tengan a la vez los tensores de permitividad eléctrica y permeabilidad magnética con todos sus componentes positivos y negativos respectivamente. Esto último hace que el tensor dieléctrico tenga diferentes signos a lo largo de dos direcciones ortogonales, lo que permite que el material se comporte como un dieléctrico o como un metal según el ángulo de incidencia. Las líneas principales de investigación

se enfocan en reducir las pérdidas en el metamaterial debido a la absorción de la luz, y el control de la emisión espontánea [25].

Metamateriales selectores de frecuencia

Una superficie selectora de frecuencia es un filtro espacial electromagnético, que se define como un arreglo periódico de elementos macizos o abiertos grabados sobre un material dieléctrico, véase Figura 1.8. Los elementos del metamaterial se comportan como un filtro pasabanda o un filtro elimina banda

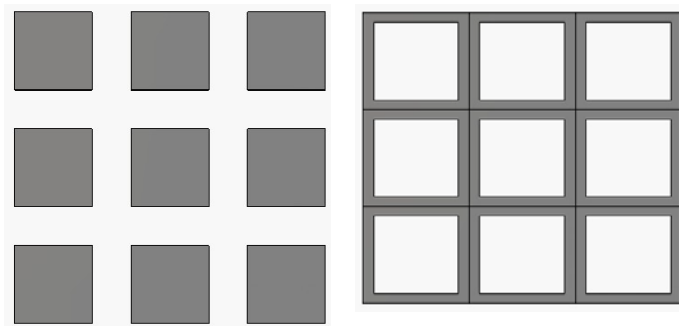


Figura 1.8 Geometría de una superficie FSS [26].

A lo largo de los años, las superficies selectivas de frecuencia han encontrado una amplia aplicación en sistemas de comunicación, microondas y radar durante más de cuatro décadas. Una de las aplicaciones típicas de estas “metasuperficies”, es usar los FSS para reducir el RCS de las antenas para frecuencias fuera de banda. De esta forma un radomo FSS permitirá la entrada de una señal a la frecuencia de operación y reflejará las frecuencias que se encuentran fuera de esta banda de operación [26].

1.4. Metamateriales quirales

Mientras que los esfuerzos en la investigación moderna se han enfocado principalmente en la creación de nuevos medios compuestos con diferentes valores de permitividad y permeabilidad, para conseguir diferentes índices de refracción, los metamateriales nos permiten la mejora de otras propiedades ópticas más complejas gobernadas por la quiralidad.

“I call any geometrical figure, or group of points, chiral, and say it has chirality, if its image in a plane mirror, ideally realized, cannot be brought to coincide with itself.” Lord Kelvin (1904) [27].

La definición dada por Lord Kelvin se usa normalmente para tres dimensiones, como hélices, proteínas, la estructura cristalina del cuarzo, etc. La quiralidad es una de las principales formas de asimetría, y es conocida por presentar dos propiedades electromagnéticas: la birrefringencia circular y el dicroísmo circular, denominados conjuntamente como actividad óptica, véase Figura 1.4.1. Estos dos fenómenos se definen como:

Birrefringencia circular, es la habilidad de rotar el plano de polarización de las ondas electromagnéticas. El efecto no depende del estado de polarización de la onda incidente y es la misma para ambos sentidos de propagación de la onda.

Dicroísmo circular, corresponde a unos niveles de transmisión o reflexión diferentes para ondas polarizadas a izquierdas o derechas. El efecto es el mismo para ambos sentidos de la onda incidente.

La **actividad óptica** se debe a que se dan diferentes valores del índice de refracción complejo para las ondas polarizadas circularmente a izquierdas y a derechas. La birrefringencia circular surge de diferentes partes reales de estos índices de refracción, que resulta en diferentes retardos de fase para los componentes zurdos y diestros de una onda electromagnética, y, por lo tanto, en la rotación de la polarización. El dicroísmo circular se debe a diferentes partes imaginarias de estos índices, que causan diferentes pérdidas de absorción para las ondas circularmente polarizadas a derechas y a izquierdas.

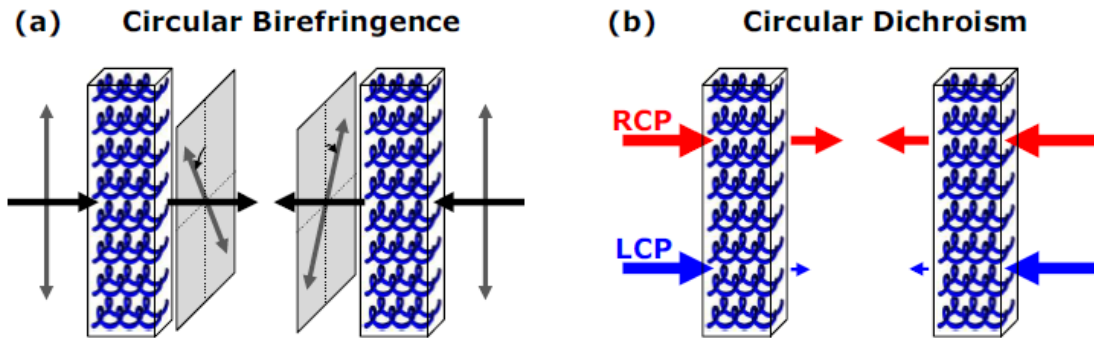


Figura 1.4.1 Efectos en la polarización producidos por la quiralidad-3D [28].

En la actualidad, la actividad óptica se utiliza como herramienta de diagnóstico en espectroscopia, química analítica, cristalografía y biología molecular para identificar la disposición espacial de los átomos. Debido a la naturaleza tridimensional y quiral de la bioquímica de la vida (ADN, proteínas, ...), la actividad óptica se utiliza incluso como firma para la detección de vida en las misiones espaciales.

Aunque la actividad óptica se asocia generalmente con materiales intrínsecamente quirales en 3D, recientemente se descubrió que la birrefringencia circular y el dicroísmo circular pueden ser observados para los metamateriales planos no quirales, si la orientación mutua de la onda incidente y el patrón del metamaterial forman un arreglo que sea quiral [29] [30].

La definición de quiralidad de Lord Kelvin también puede aplicarse en dos dimensiones, el cuadrado con dos cortes asimétricos o la espiras de Arquímedes, son dos ejemplos de patrones 2D-quirales, véase Figura 1.4.2.

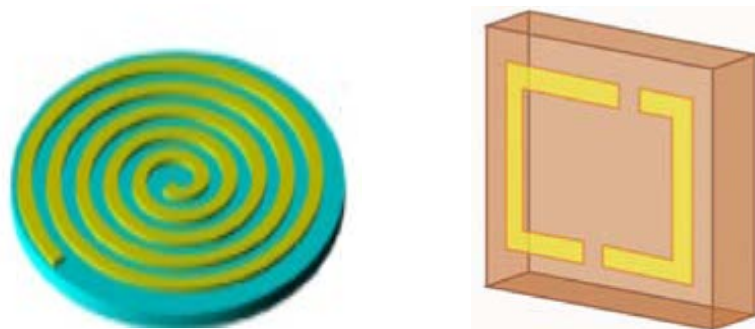


Figura 1.4.2 Ejemplo de patrones quirales. Espiral de Arquímedes y estructura fishnet modificada [31] [32].

En contraposición con las estructuras 3D-quirales, los 2D-quirales tienen la característica de que el patrón cambia cuando se mira desde la cara opuesta. Es por esto, que las ondas que interactúan en direcciones opuestas en el material, ven diferentes estructuras, lo cual produce que el metamaterial tenga diferentes propiedades para las distintas direcciones.

La rotación de la polarización y el cambio de elipticidad en ondas difractadas en un arreglo 2D-quiral fué descubierto en 2003, [33] [34], lo que consolidó la quiralidad en dos dimensiones como un tema muy importante en electromagnetismo.

En 2006, el estudio de los metamateriales quirales planos reveló una nueva propiedad óptica, el “dicroísmo de conversión circular”, el cual es, el responsable de la transmisión asimétrica.

El “dicroísmo de conversión circular”, véase Figura 1.4.3 , se corresponde con la diferencia en la eficiencia de conversión de la polarización circular de izquierda a derecha y de derecha a izquierda, y además es revertida cuando la onda se propaga en dirección opuesta a la de la onda incidente. Este efecto tiene como resultado que exista un coeficiente de reflexión, transmisión y absorción que depende de la dirección de la onda.

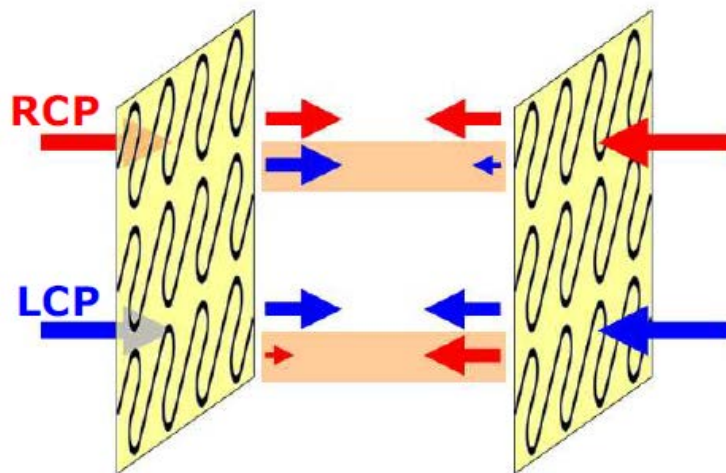


Figura 1.4.3 Dicroísmo de conversión circular. Propiedad de los metamateriales 2D-quirales, en los que la transmisión y reflexión varía dependiendo en la cara que incida la onda circularmente polarizada. [35].

En este trabajo se pretende crear un espejo que mantenga la polarización de la luz incidente tras la reflexión. Dicho de otra forma, un espejo tal que si sobre él, incide normalmente una onda electromagnética con polarización circular a derechas o a izquierdas, la polarización de la onda siga siendo a derechas o a izquierdas tras reflejarse. El funcionamiento de esta estructura se esquematiza en la Figura 1.4.4 (b), (d) y (e).

Como es sabido, los espejos convencionales añaden un desfase de 90° a la componente del campo eléctrico perpendicular al plano de incidencia, lo que conlleva el cambio de la polarización de derechas a izquierdas y viceversa de una onda circularmente polarizada tras reflejarse, ver Figura 1.4.4.

Los metamateriales 3D-quirales, si bien presentan dicroísmo circular, es decir, el material presenta diferentes valores de absorción y reflexión para cada una de las polarizaciones de una onda circularmente polarizadas. Estos valores son los mismos cuando la onda incide desde la cara opuesta del material. Lo que es un impedimento a la hora que producir un espejo puesto que el efecto se vería revertido tras pasar la onda de nuevo por el metamaterial al ser reflejada.

Es aquí donde destacan los metamateriales 2D-quirales. Puesto que éstos, presentan el comportamiento opuesto dependiendo de la cara desde la que incida la onda circularmente polarizada. Gracias a esta propiedad (dicroísmo de conversión circular), y con el posicionamiento de un espejo convencional en la cara opuesta a la que se encuentra el patrón metálico, conseguimos la absorción de una determinada polarización de una onda circularmente polarizada y el reflejo total de la otra.

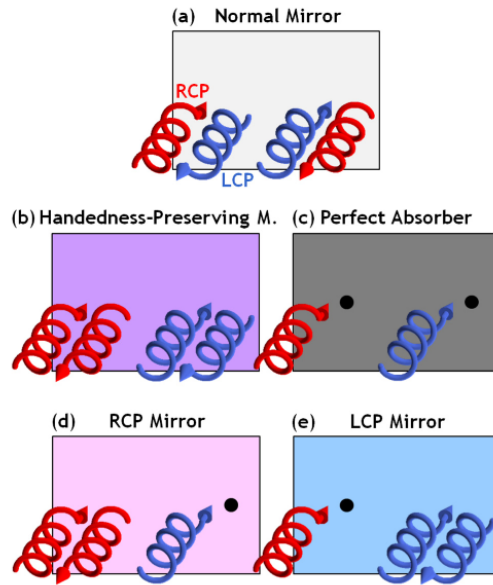


Figura 1.4.4 Espejos. (a) En un espejo convencional al incidir sobre él una onda circularmente polarizada cambia la polarización de esta, de izquierda a derecha y viceversa, al ser reflejada. (b) En un espejo que conserva la polarización, al incidir sobre él una onda circularmente polarizada, mantiene la polarización a izquierdas o derechas de esta, pero no distingue entre estas polarizaciones. (c) Un absorbente perfecto, absorbe toda la radiación que incide sobre él. (d) Un espejo RCP conserva la polarización de una onda incidente circularmente polarizada a derechas, al ser reflejada y absorbe las ondas incidentes circularmente polarizadas a izquierdas. (e) Un espejo LCP conserva la polarización de una onda incidente circularmente polarizada a izquierdas, al ser reflejada y absorbe las ondas incidentes circularmente polarizadas a derechas. [36]

Para conseguir tal objetivo se usará una estructura con pérdidas y anisótropa, propiedades que son necesarias para que exista transmisión asimétrica [35].

Algunos ejemplos de patrones ideados para la creación de espejos quirales son los anillos-G Figura 1.4.5 y los anillos resonadores con corte asimétrico Figura 1.4.6.

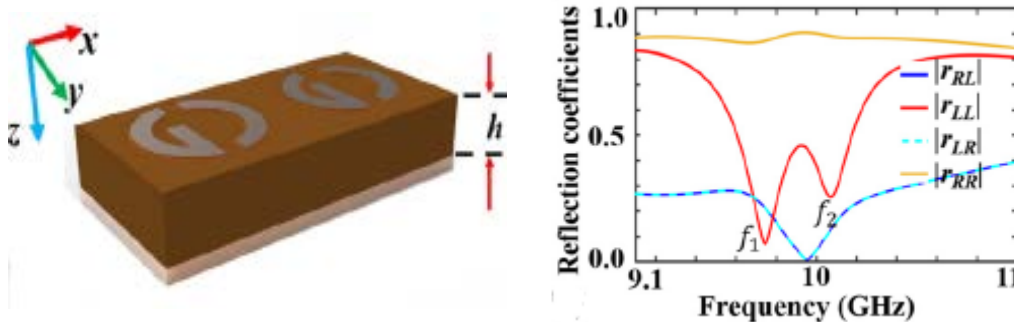


Figura 1.4.5 Patrón con forma de G. Este metamaterial presenta dos frecuencias de resonancia donde los coeficientes de reflexión con polarización cruzada, incide una onda con polarización circular a derechas y se refleja a izquierdas y viceversa (r_{LR} y r_{RL}) y reflexión copolarizada a izquierdas (r_{LL}), incide una onda con polarización circular a izquierdas y se refleja a izquierdas, tienen un mínimo, mientras que la reflexión copolarizada a derechas (r_{RR}) tiene un máximo [40].

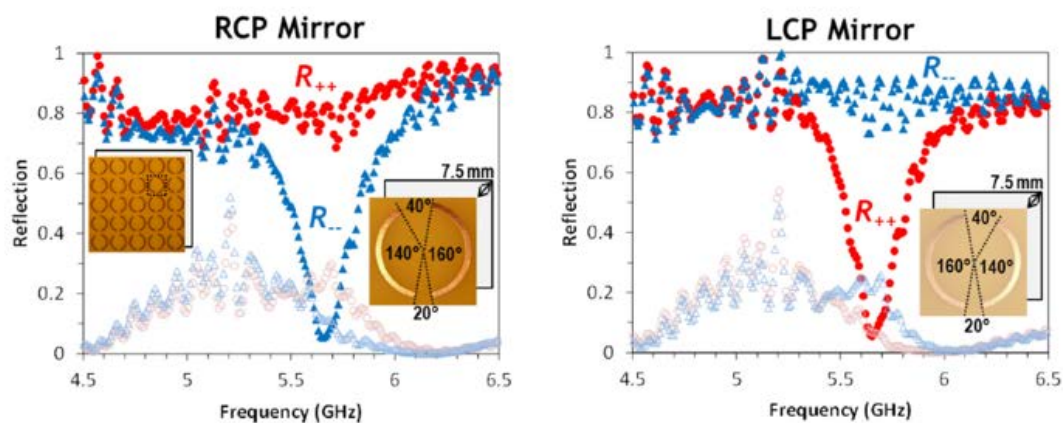


Figura 1.4.6 Anillos resonadores con corte asimétrico. En este metamaterial se observa dos comportamientos diferentes dependiendo del ángulo del corte. Por un lado, el espejo RCP presenta una conservación de la polarización a derechas (R_{++}), incide una onda con polarización circular a derechas y se refleja a derechas, mientras se anula el coeficiente de reflexión copolarizada a izquierdas (R_{--}), incide una onda con polarización circular a izquierdas y se refleja a izquierdas. Teniendo el espejo LCP un comportamiento opuesto al anterior [37].

2. METODOLOGÍA

En este trabajo se propone como patrón para el metamaterial dos SRRs concéntricos, con distinta orientación, de tal forma que los gaps de ambos SRRs sean perpendiculares entre ellos. Esto nos permitirá conseguir, gracias a las diferencias en la transmisión y reflexión de ondas linealmente polarizadas en los modos TE y TM que existen entre los dos anillos, resonancias entre ellos, que tendrá como resultado, unos valores en la transmisión y reflexión de ondas circularmente polarizadas, diferente para las ondas polarizadas a derechas y a izquierdas.

En primer lugar, se analizarán visualmente las corrientes y campos electromagnéticos que se producen en un SRR, cuando sobre él inciden ondas linealmente polarizadas con el campo eléctrico paralelo al gap de los anillos y cuando éste es perpendicular a dicho gap, lo que nos permitirá entender por qué un SRR se puede entender como un circuito LC.

En un segundo apartado, se procederá al análisis de la transmisión y reflexión mediante el parámetro-S o parámetro de dispersión, lo cual nos permitirá observar las diferentes frecuencias de resonancia, donde existirá transmisión total de una determinada polarización y reflexión nula y viceversa, de ambos SRR por separado. A continuación, se analiza el parámetro-S con los SRRs juntos, y con la ayuda del análisis de los SRRs por separado interpretaremos las frecuencias de resonancia que se dan en la estructura y se explicará el fundamento físico de éstas.

En la explicación del fundamento físico de las frecuencias de resonancia que se dan en el apartado anterior, se llegará a la conclusión de que estas resonancias son debidas al acoplo entre dichos SRRs, pero no podremos obtener información de cómo funciona este acoplo. Explicar esto último es el propósito de este tercer apartado en el análisis de la estructura. En éste se explicará, haciendo uso de la teoría de interacción dipolar, la posición de las frecuencias de resonancia, junto con el ancho de banda de éstas.

Con todo este análisis previo, se tendrán las herramientas suficientes para entender las dos estructuras finales que se exponen en este cuarto apartado, donde analizaremos el parámetro-S para la reflexión de ondas circularmente polarizadas a izquierdas y a derechas. Aquí se observarán distintos comportamientos en la copolarización y en la polarización cruzada para las distintas polarizaciones de las ondas circularmente polarizadas.

En este mismo apartado se estudiará también, la estabilidad angular del metamaterial. La cual es una característica de gran importancia en aplicaciones técnicas de los metamateriales, como por ejemplo los satélites. En este análisis se estudiará cómo afecta los diferentes ángulos de incidencia de la onda, a la frecuencia de resonancia, y así, poder extraer de estas gráficas, cual es el máximo ángulo de incidencia en el que la estructura de estudio mantiene sus propiedades ópticas.

Por último, se hará un estudio de los efectos que tienen en la frecuencia de resonancia el cambio de los diferentes parámetros de la estructura, como el espaciado entre anillos y anchura de estos, espesor del sustrato, distancia espejo-sustrato, permitividad, permeabilidad y tangente de pérdidas del sustrato. Acompañado todo ello, de una explicación con el fundamento teórico de estos cambios en la frecuencia.

3. CST STUDIO SUITE®

Para el diseño y simulación de la estructura en este trabajo se ha utilizado el programa Computer Simulation Technology (CST) Microwave Studio Suite, el cual es un programa de simulación electromagnética de alto rendimiento. Comprende herramientas para el diseño y la optimización de dispositivos que operan en una amplia gama de frecuencias, desde estáticas hasta óptica.

El programa puede proporcionar análisis EM de diversos tipos. Los más comunes incluyen, el estudio del rendimiento y la eficiencia de antenas y filtros, compatibilidad electromagnética e interferencia (CEM/IEM), exposición del cuerpo humano a campos EM, efectos electromecánicos en motores y generadores, y efectos térmicos en dispositivos de alta potencia.

La técnica de integración finita (FIT) se utiliza como técnica básica de CST, que es la forma integral de las ecuaciones de Maxwell. La solución de las ecuaciones requiere que la estructura esté subdividida en pequeñas celdas tanto para la simulación en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia. CST ofrece dos modos de simulación: simulación en el dominio del tiempo y simulación en el dominio de la frecuencia. La simulación en el dominio del tiempo se utiliza para estructuras no resonantes y la simulación en el dominio de frecuencia contiene alternativas para estructuras altamente resonantes. Además, el simulador en el dominio de la frecuencia tiene la opción de utilizar una malla tetraédrica que no está disponible dentro del simulador en el dominio del tiempo. Y puesto que la estructura que se estudia en este trabajo es una superficie 2D, se podrá discretizar mucho mejor usando la malla tetraédrica. Por último, el simulador en el dominio de la frecuencia nos permite analizar la estructura para diferentes ángulos de incidencia, al contrario de lo que ocurre en el simulador en el dominio del tiempo. Permittedose analizar la estabilidad angular de la estructura. Por todo ello, para este trabajo se usará la simulación en el dominio de la frecuencia.

Por otra parte, un metamaterial puede considerarse como una estructura periódica infinita. Por lo tanto, basándonos en el teorema de Floquet [38] y las condiciones de contorno periódicas, solo será necesario analizar una sola celda unidad.

3.1. Simulación con CST

En CST Microwave Studio, la plantilla “FSS, Metamaterial-Unit cell”, nos facilita la creación de una estructura periódica, únicamente eligiendo las condiciones de contorno de la celda unidad. Como se ve en la Figura 3.1.1, en los apartados del trabajo donde simulemos la transmisión y reflexión, los valores mínimos y máximos en las direcciones x- e y- se dejan con valor “unit cell”, lo que creará una estructura periódica en esas direcciones, y en la dirección z- se elegirá “open (add space)”, lo que nos permitirá simular el vacío en esa dirección. Los ángulos de incidencia θ y ϕ determinan el plano y el ángulo de incidencia. Variando θ y ϕ se consigue una onda plana con diferentes ángulos de incidencia, opciones que se usarán cuando queramos estudiar la estabilidad angular de la estructura, esto es, para qué ángulos de incidencia nuestra estructura sigue teniendo el comportamiento deseado.

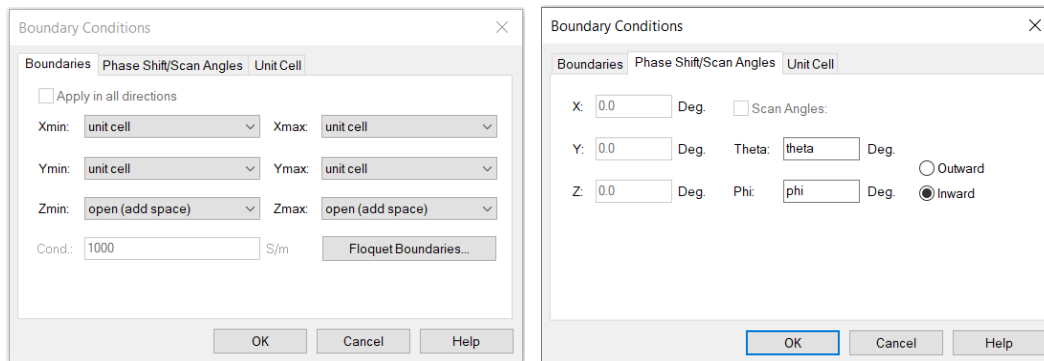


Figura 3.1.1 Configuración de las condiciones de contorno de la celda unidad.

En las simulaciones a lo largo del trabajo se utilizarán dos modos de Floquet, modo 1 y modo 2, véase Figura 3.1.2.

Los modos 1 y 2 indican la polarización de la señal: onda plana con polarización lineal y orientada con $\vec{E} = E\vec{y}$ o $\vec{E} = E\vec{x}$ (TE o TM), o bien con polarización circular a derechas o izquierdas (RCP o LCP, respecto al eje z).

Los modos superiores (3,4,5,6,...) representan ondas estacionarias que resonarían transversalmente (en x, y).

Ambos pares de modos (TE y TM o LCP y RCP), se elegirán para los puertos Zmin y Zmax. Estos puertos modelan, para una onda con incidencia normal, una señal que llega desde Zmin o desde Zmax.

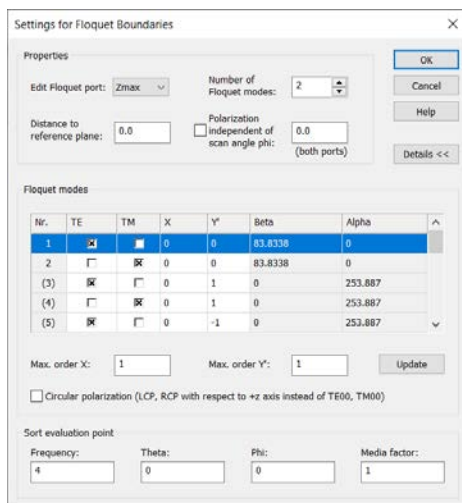


Figura 3.1.2 Configuración de los puertos y los modos de la simulación.

Una vez construida la estructura, se seleccionará el módulo de solución en el dominio de la frecuencia. Esta simulación tendrá como resultado el parámetro-S, que nos da la transmisión y reflexión como una combinación de SZmax(1), Zmax(1), Zmax(2), SZmax(2), SZmin(1), SZmin(2). Algunos ejemplos de estas combinaciones para la polarización lineal, serán:

$SZ_{max(1)}, Z_{max(1)}$: representaría el coeficiente de reflexión “en copolarización” para una onda que incide desde Z_{max} con el modo 1 (que porción de esa onda se refleja hacia Z_{max} con el mismo modo).

$SZ_{max(2)}, Z_{max(1)}$: representaría el coeficiente de reflexión “polarización cruzada” para una onda que incide desde Z_{max} con el modo 1 (que porción de esa onda se refleja hacia Z_{max} con el modo 2).

$SZ_{min(1)}, Z_{max(1)}$: representaría el coeficiente de transmisión “en copolarización” para una onda que incide desde Z_{max} con el modo 1 (que porción de esa onda se transmite hacia Z_{min} con el mismo modo).

$SZ_{min(2)}, Z_{max(1)}$: representaría el coeficiente de transmisión “en polarización cruzada” para una onda que incide desde Z_{max} con el modo 1 (que porción de esa onda se transmite hacia Z_{min} con el modo 2)

En el caso de que la incidencia sea desde la cara opuesta de la estructura, en el parámetro-S aparecerá también las componentes $Z_{min(1)}, Z_{min(2)}$ que son los equivalentes a $Z_{max(1)}, Z_{max(2)}$, para la incidencia desde la cara opuesta, y cuya combinación sigue la misma estructura que la explicada antes.

Si únicamente queremos conocer la reflexión, pondremos como valor de Z_{min} “electric ($E_t=0$)”, como se muestra en la Figura 3.1.3, y el parámetro-S vendrá dado como una combinación de $SZ_{max(1)}, Z_{max(1)}, Z_{max(2)}, SZ_{max(2)}$.

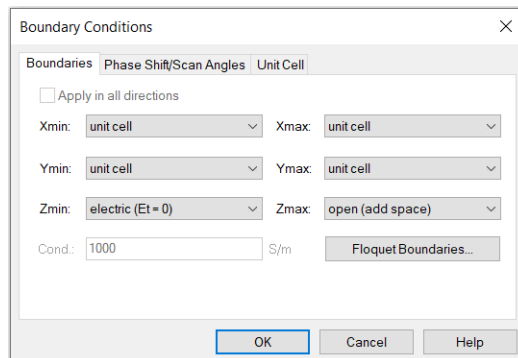


Figura 3.1.3 Configuración de las condiciones de contorno para la celda unidad, para reflexión.

Junto con los resultados 1D, los 2D/3D nos permiten, gracias a los monitores de campo, el estudio del campo eléctrico, campo magnético y las corrientes superficiales en la estructura, para una frecuencia dada. Además, CST nos facilita poder hacer una simulación del comportamiento de la estructura, frente a cambios de uno de sus parámetros, con la opción “parameter sweep”, véase Figura 3.1.4

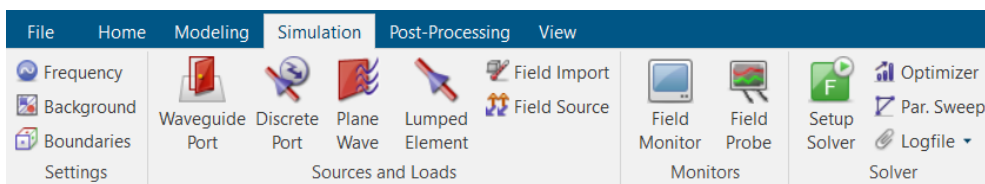


Figura 3.1.4 Barra de herramientas, con monitores de campo y muestreo de parámetros.

4. ESTUDIO DEL ACOPLO DIPOLAR ENTRE SRRs CONCÉNTRICOS

Cuando sobre un único SRR incide normalmente una onda plana, véase Figura 4.1, con el campo eléctrico paralelo a su gap, se inducirá en este un momento dipolar eléctrico variable en el gap del SRR. Esta variación del momento dipolar eléctrico, producirá una corriente eléctrica que circulará por todo el anillo, y se formará un momento dipolar magnético, asociado a esta corriente.

El SRR exhibirá varias frecuencias de resonancia en la trasmisión de la onda incidente. Estas frecuencias de resonancia vendrán determinadas por la geometría del SRR, que en el caso de la frecuencia de resonancia menor se puede considerar como un circuito LC. Donde la capacidad se debe a la separación de cargas en el SRR y la inductancia a la corriente que circula por este, véase Figura 4.1.

Por el contrario, a la primera frecuencia de resonancia del modo TM (onda linealmente polarizada normalmente incidente, que tiene el campo eléctrico perpendicular al gap del SRR), se formarán dos corrientes con el mismo sentido en ambos lados del SRR, teniendo como resultado un momento dipolar magnético nulo.

En este apartado se pretende dar explicación a los valores de las frecuencias de resonancia que aparecen cuando sobre el sistema de los dos anillos incide una onda plana, junto con la anchura de estas resonancias y de sus desplazamientos respecto de las resonancias de los anillos aislados. Todo ello se realizará con la ayuda de la teoría de interacción dipolar estudiando la estabilidad del sistema mediante la energía de interacción, y el acoplo dipolo-radiación.

En primer lugar, se expondrán las bases teóricas sobre el acoplo dipolar, y las aproximaciones que se tomarán. Posteriormente se estudiarán las frecuencias de resonancia de ambos SRRs (anillo grande y pequeño) mediante los coeficientes de transmisión y reflexión (parámetro-S), y se simularán los campos electromagnéticos y corrientes producidos en el anillo pequeño, para la primera frecuencia de resonancia de éste. Con la intención de demostrar, que efectivamente, a esta frecuencia, cuando se incide normalmente con una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al gap, el anillo es equivalente a un circuito LC, y que se forman acumulaciones de carga en el gap. Y demostrar también que, con incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico perpendicular al gap, en la primera frecuencia de resonancia, se producen dos corrientes paralelas en los laterales del anillo.

Por último, se comprobará, la teoría de interacción dipolar en los SRRs, para ello se rotará el anillo pequeño respecto a un eje perpendicular al plano de la estructura 0° , 90° y 180° . Para ello se analizará, si la teoría de interacción dipolar explica adecuadamente los cambios en las frecuencias de resonancia que se producirán al realizar estos cambios en la posición.

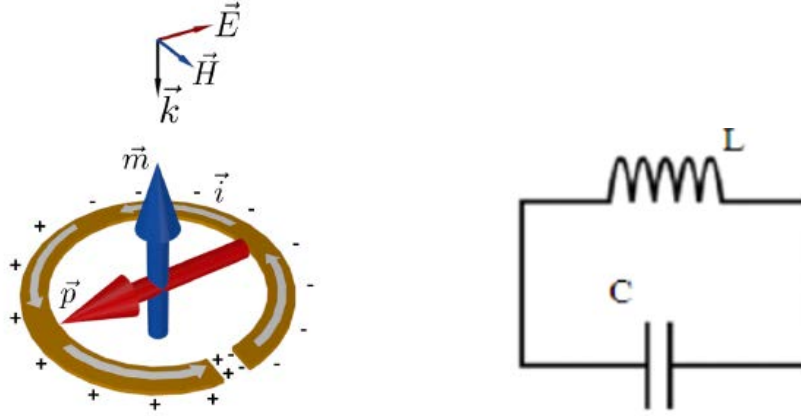


Figura 4.1 Dipolo eléctrico (rojo), magnético (azul) y corriente superficial (flecha cortada) inducidos. El momento dipolar eléctrico estará localizado en cerca del gap, donde la concentración de carga es máxima, mientras que el momento dipolar magnético pasará cerca del centro del SRR debido a la circulación de corriente por este [39]. Circuito equivalente del SRR, a la menor frecuencia de resonancia.

4.1. Fundamentos teóricos

En la aproximación cuasiestática, la energía de interacción eléctrica se puede escribir como un desarrollo de Taylor entorno a un origen determinado (desarrollo multipolar). Siendo este desarrollo [40]

$$W = qV(0) - \vec{p} \cdot \vec{E}(0) - \frac{1}{6} \sum_j \sum_i Q_{ij} \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) + \dots \quad (3)$$

Donde q es la carga total, \vec{p} el momento dipolar de la distribución, \vec{E} el campo eléctrico y Q_{ij} es el termino cuadrupolar. Puesto que la carga total es 0, y que trabajaremos con la menor frecuencia de resonancia nos quedamos con el segundo término de la expresión anterior (para frecuencias superiores habría que considerar órdenes superiores en el desarrollo). Expresión que nos da la interacción dipolo-dipolo.

Tomando como origen uno de los dipolos Figura 4.1.1, el campo eléctrico producido por este viene dado por [40]:

$$E(r) = \frac{3\hat{r}(\vec{p}_1 \cdot \hat{r}) - \vec{p}_1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (4)$$

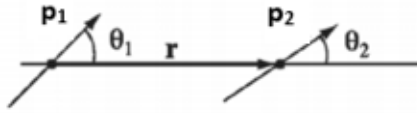


Figura 4.1.1 Representación esquemática de dos dipolos eléctricos.

Luego la energía de interacción eléctrica dipolo-dipolo será

$$W_{12} = \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 - 3(\vec{p}_1 \cdot \hat{r})(\vec{p}_2 \cdot \hat{r})}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (5)$$

Para obtener la interacción entre dos dipolos magnéticos, tenemos en cuenta que el campo producido por un dipolo magnético viene dado por:

$$B(r) = \mu_0 \frac{3\hat{r}(\vec{m}_1 \cdot \hat{r}) - \vec{m}_1}{4\pi r^3} \quad (6)$$

La energía de interacción de un dipolo magnético con un campo magnético tiene como expresión

$$W = -\vec{m} \cdot \vec{B} \quad (7)$$

Luego

$$W_{12} = \mu_0 \frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - 3(\vec{m}_1 \cdot \hat{r})(\vec{m}_2 \cdot \hat{r})}{4\pi r^3} \quad (8)$$



Figura 4.1.2 Representación esquemática de dos dipolos magnéticos.

La energía de interacción en el modo longitudinal, esto es, cuando θ_1 y θ_2 toman los valores 0 y π , será

Para los dipolos eléctricos:

$$W_{12} = -\frac{p_1 p_2}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (9)$$

Cuando están alineados,

$$W_{12} = \frac{p_1 p_2}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (10)$$

Cuando están antialineados, y $W_{12} = 0$ cuando uno es perpendicular al otro.

Para los dipolos magnéticos:

$$W_{12} = -\frac{\mu_0 m_1 m_2}{2\pi r^3} \quad (11)$$

Cuando están alineados,

$$W_{12} = \frac{\mu_0 m_1 m_2}{2\pi r^3} \quad (12)$$

Cuando están antialineados, y $W_{12} = 0$ cuando uno es perpendicular al otro.

La energía de interacción para el acoplo transversal, esto es, para los que los ángulos θ_1 y θ_2 toman los valores $\pi/2$ y $-\pi/2$, será

Para los dipolos eléctricos:

$$W_{12} = \frac{p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (13)$$

Cuando los dipolos están alineados,

$$W_{12} = -\frac{p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (14)$$

Cuando están antialineados, y $W_{12} = 0$ cuando uno es perpendicular al otro.

Para los dipolos magnéticos:

$$W_{12} = \frac{\mu_0 m_1 m_2}{4\pi r^3} \quad (15)$$

Cuando están alineados,

$$W_{12} = -\frac{\mu_0 m_1 m_2}{4\pi r^3} \quad (16)$$

Cuando están antialineados, y $W_{12} = 0$ cuando uno es perpendicular al otro.

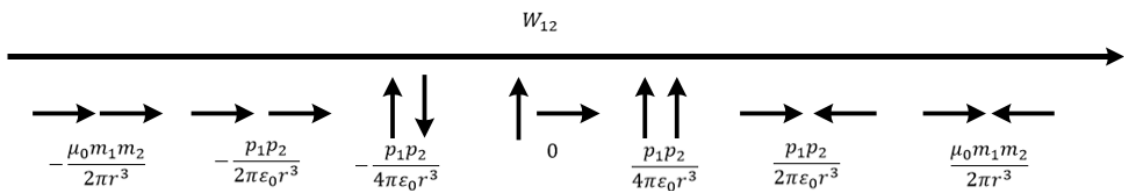


Figura 4.1.3 Esquema de la energía de interacción para algunos de los casos explicados anteriormente.

Por la geometría del sistema, los dipolos eléctricos se acoplarán transversalmente (salvo en el caso de los anillos colocados a 90° uno del otro), pues estos como se verá posteriormente, se sitúan cerca del gap de los anillos. Los momentos dipolares magnéticos, por el contrario, se acoplarán longitudinalmente, pues estos se sitúan cerca del centro del anillo.

En el caso del acoplo transversal de los dipolos eléctricos, el acoplo lateral antisimétrico, tendrá una energía de interacción menor, lo que hará el sistema dipolo-dipolo más estable, esta estabilidad hará que el acoplo dipolo-radiación sea más débil, disminuyendo así la frecuencia de resonancia [41]. Para ver este último punto, basta con analizar la distribución de cargas en la Figura 4.1.3, donde se puede apreciar que en el modo transversal antisimétrico, la carga de un dipolo está enfrentada con la carga opuesta del otro, aumentando la fuerza de atracción entre las cargas. Esto produce que se necesite más fuerza para hacer oscilar las cargas dentro de los anillos, teniendo como consecuencia una menor frecuencia de resonancia.

Por el contrario, cuando están alineados habrá entre las cargas una fuerza de repulsión (energía de interacción positiva-sistema inestable), y consecuentemente, se necesitará una menor fuerza para hacerlas oscilar, aumentando así la frecuencia de resonancia y el acoplo dipolo-radiación [41].

En el caso longitudinal ocurre lo contrario al caso transversal, cuando los dipolos están alineados existirá una atracción entre los diferentes polos (o cargas) y por lo tanto una disminución de la frecuencia de resonancia. Y por otro lado, cuando están antialineados, la repulsión entre los dos polos norte y los dos sur (cargas positiva-positiva, negativa-negativa), se traducirá en una mayor frecuencia de resonancia. Hay que hacer notar, que el acoplo longitudinal dará frecuencias mayores o menores que sus equivalentes en el acoplo transversal, debido a que la energía de interacción son mayores y menores, respectivamente.

Fijándose en la Figura 4.1.3, y con lo explicado en el párrafo anterior, el esquema de frecuencias de resonancias quedará de la forma mostrada en la Figura 4.1.4.

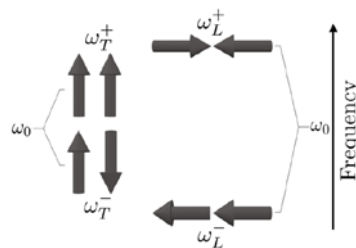


Figura 4.1.4 Esquema de la división de frecuencias de resonancia. [39]

4.2. Análisis numérico

El estudio numérico está dividido en tres apartados. Los primeros apartados 4.2.1 y 4.2.2 tienen como propósito el sentar las bases en la interpretación de las gráficas de los campos, corrientes y los coeficientes de transmisión y reflexión (parámetro-S), para facilitar el estudio en el último apartado sobre el acoplo entre anillos. En todo el análisis se incidirá normalmente con luz linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1) y paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

En el apartado 4.2.1 se presentan las gráficas con los coeficientes de transmisión y reflexión copolarizada y con polarización cruzada para los modos TE/modo 1 y TM/modo 2. Sobre estas se analizarán cuáles son las frecuencias de resonancia para cada modo, y cuáles de estas frecuencias nos servirán para un posterior análisis.

En el apartado 4.2.2 se mostrarán los campos y corrientes superficiales que se producen en un anillo cuando se inciden sobre él con ondas en los modos TE y TM, a la primera frecuencia de resonancia.

En este último apartado, el estudio se hará únicamente sobre el anillo pequeño puesto que el análisis del anillo grande sería equivalente, lo único que cambiaría es la frecuencia a la que deberíamos trabajar.

Por último, en el apartado 4.2.3 se estudiará el acoplo entre los anillos. En este apartado se verá como al incidir normalmente con una onda en el modo TE, sobre los anillos concéntricos, aparecen dos frecuencias de resonancia que corresponderán a las primeras frecuencias de resonancias de los anillos individuales (estudiadas en el apartado 4.2.1), aunque desplazadas y con diferente ancho de banda. Son estos dos últimos fenómenos a los que se intenta dar explicación en este apartado, mediante la teoría de interacción dipolar.

Las especificaciones de los dos anillos que se estudiarán son:

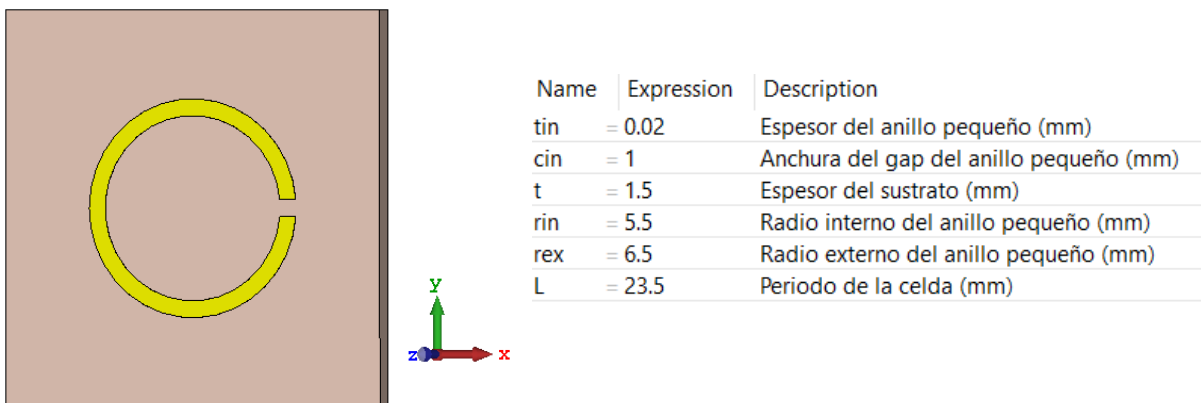


Figura 4.2.1 Especificaciones del anillo pequeño de cobre (puro) impreso en dieléctrico FR-4 (con pérdidas).

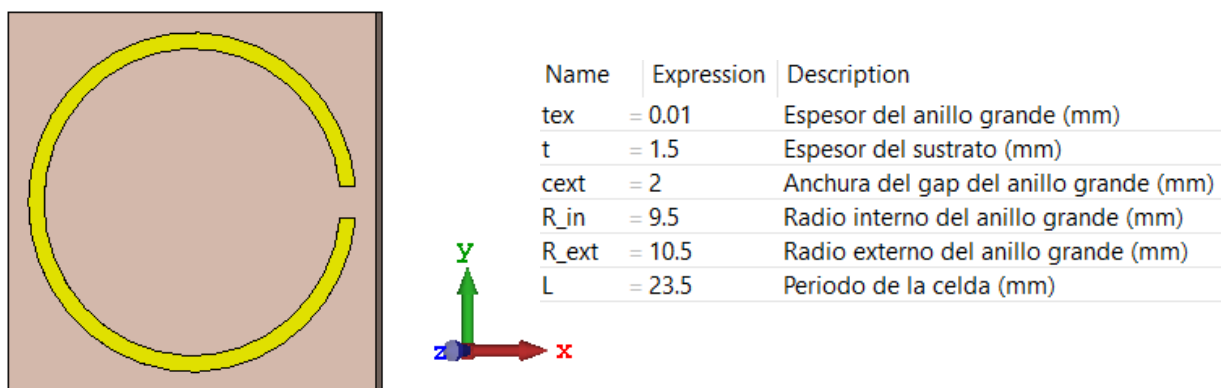


Figura 4.2.2 Especificaciones del anillo grande de cobre (puro) impreso en dieléctrico FR-4 (con pérdidas).

4.2.1. Estudio del parámetro-S en los SRRs para ondas en el modo TE y TM

Para esta simulación se seleccionarán dos modos para el puerto Z_{max} (la onda incide desde Z_{max}). El modo 1 corresponderá con una onda linealmente polarizada con incidencia normal al plano de la estructura y con el campo eléctrico en la dirección del eje y (modo TE) y el modo 2, que corresponderá, con una onda linealmente polarizada con incidencia normal al plano de la estructura con el campo eléctrico en la dirección del eje x (modo TM), véase Figura 4.2.1.1.

Esta simulación se hará para ambos SRRs, por separado. Obteniendo el parámetro-S, el cual nos dará los coeficientes de transmisión y reflexión, y que tendrá la siguiente lectura:

- Reflexión copolarizada:
 - $S_{Z_{max}(1),Z_{max}(1)}$: incidente modo TE, reflejada modo TE.
 - $S_{Z_{max}(2),Z_{max}(2)}$: incidente modo TM, reflejada modo TM
- Transmisión copolarizada:
 - $S_{Z_{min}(1),Z_{max}(1)}$: incidente modo TE, se transmite modo TE.
 - $S_{Z_{min}(2),Z_{max}(2)}$: incidente modo TM, se transmite modo TM
- Reflexión con polarización cruzada:
 - $S_{Z_{max}(2),Z_{max}(1)}$: incidente modo TE, reflejada modo TM
 - $S_{Z_{max}(1),Z_{max}(2)}$: incidente modo TM, reflejada modo TE
- Transmisión con polarización cruzada:
 - $S_{Z_{min}(2),Z_{max}(1)}$: incidente modo TE, se transmite modo TM
 - $S_{Z_{min}(1),Z_{max}(2)}$: incidente modo TM, se transmite modo TE

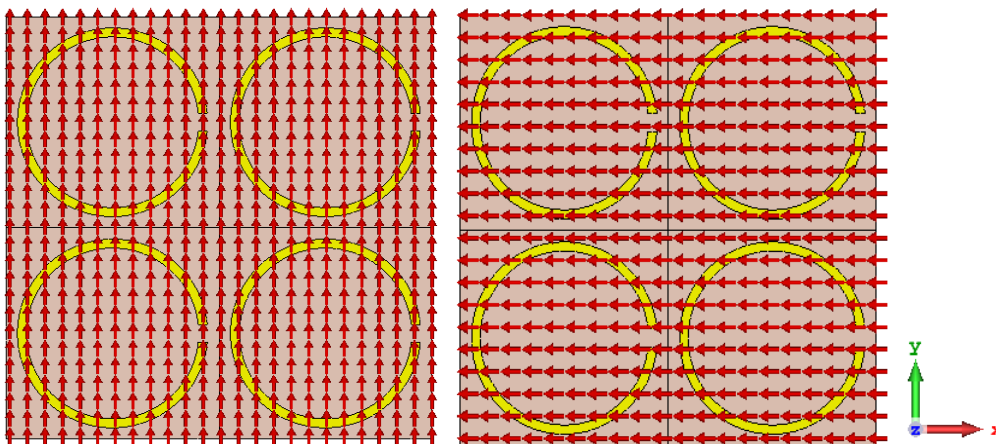


Figura 4.2.1.1 Dirección del campo eléctrico en el modo TE (imagen derecha), y en el modo TM (imagen izquierda). Para esta simulación ambos anillos tienen la misma orientación

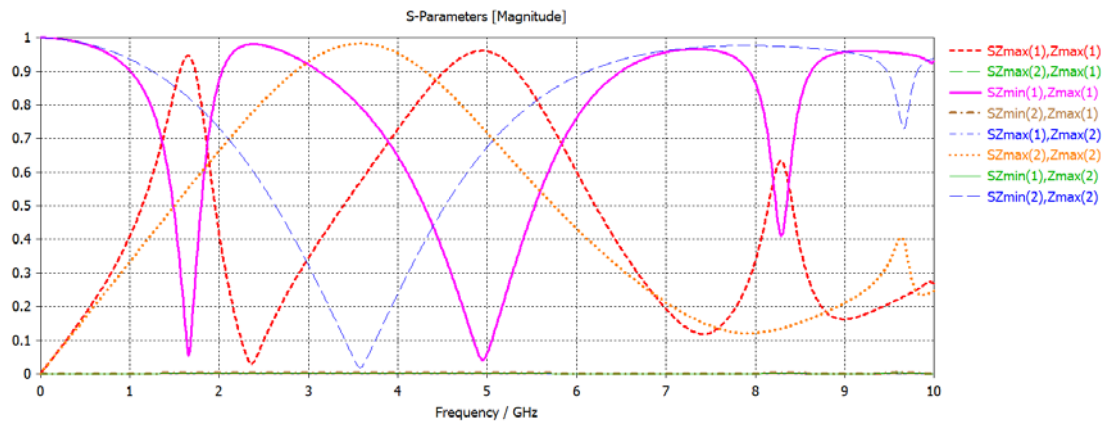


Figura 4.2.1.2 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (1) y TM (2), sobre el SRR grande.

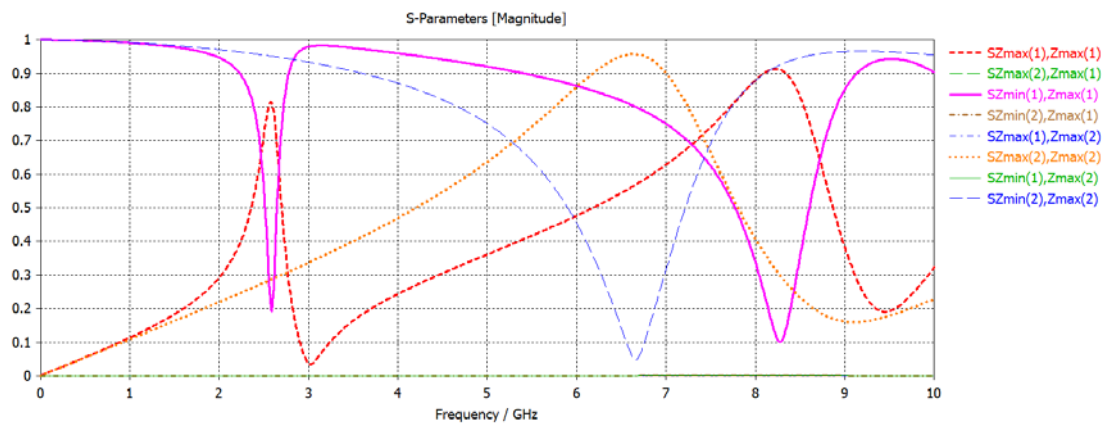


Figura 4.2.1.3 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (1) y TM (2) sobre el SRR pequeño.

Como se observa en la gráfica del parámetro-S para el anillo grande, Figura 4.2.1.2, la transmisión copolarizada del modo TE, esto es $SZ_{min(1),Z_{max}(1)}$, se anula principalmente para dos frecuencias, siendo estas 1.65 GHz y 4.95 GHz. Sin embargo, la reflexión copolarizada para este modo, $SZ_{max(1),Z_{max}(1)}$, es total a estas frecuencias. Estas, son las dos frecuencias de resonancia principales del anillo grande para el modo TE, y será en la frecuencia menor (1.65 GHz), donde el anillo será equivalente a un circuito LC, y sobre la que se basará el análisis posterior, donde se estudia el acoplo entre anillos, apartado 4.2.3.

Para el modo TM, se observa en la Figura 4.2.1.2, que la transmisión copolarizada para este modo, $SZ_{min(2),Z_{max}(2)}$, se anula a la frecuencia de 3.58 GHz. Sin embargo, la reflexión copolarizada de este modo, $SZ_{max(2),Z_{max}(2)}$, es total.

Por último, se ve que la transmisión con polarización cruzada para el modo TE, $SZ_{min(2),Z_{max}(1)}$, y para modo TM, $SZ_{min(1),Z_{max}(2)}$, es nula en todo momento. E igual conclusión se puede extraer de la reflexión con polarización cruzada para el modo TE $SZ_{max(2),Z_{max}(1)}$, y para el modo TM, $SZ_{max(1),Z_{max}(2)}$.

Como se observa en la gráfica del parámetro-S para el anillo pequeño, Figura 4.2.1.3, la transmisión copolarizada del modo TE, esto es $SZ_{min(1),Z_{max}(1)}$, presenta dos caídas importantes para las frecuencias de 2.59 GHz, y 8.28 GHz. Sin embargo, la reflexión copolarizada para este modo, $SZ_{max(1),Z_{max}(1)}$, es mayor que la transmisión. Estas, son las dos frecuencias de resonancia principales del anillo pequeño para el modo TE, y será en la frecuencia menor (2.59

GHz), donde el anillo será equivalente a un circuito LC. Esta frecuencia (2.59 GHz), será otra de las frecuencias sobre la que se basará el análisis posterior, donde se estudia el acoplo entre anillos, apartado 4.2.3.

Para el modo TM, se observa en la Figura 4.2.1.3, que la transmisión copolarizada para este modo, $S_{Zmin(2),Zmax(2)}$, se anula a la frecuencia de 6.67 GHz. Sin embargo, la reflexión copolarizada de este modo, $S_{Zmax(2),Zmax(2)}$, es total.

Por último, se ve que la transmisión con polarización cruzada para el modo TE, $S_{Zmin(2),Zmax(1)}$, y para modo TM, $S_{Zmin(1),Zmax(2)}$, es nula en todo momento. Y lo mismo ocurre para la reflexión con polarización cruzada para el modo TE, $S_{Zmax(2),Zmax(1)}$, y para el modo TM, $S_{Zmax(1),Zmax(2)}$.

Luego podemos concluir, que la disminución del tamaño del SRR, nos produce resonancias a valores de frecuencia más altos.

El aumento del valor de la primera frecuencia de resonancia para el modo TE (modo 1) del anillo pequeño (2.59 GHz) respecto al del anillo grande (1.65 GHz), se puede justificar teniendo en cuenta que los anillos a estas frecuencias son equivalentes a un circuito LC, donde la frecuencia de resonancia viene dada por [14]:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Ya que al disminuir el tamaño del SRR estamos disminuyendo su inductancia, y su capacidad en el gap. Lo que implica un aumento de la frecuencia de resonancia.

4.2.2. Estudio de las corrientes superficiales y campos electromagnéticos en un SRR

En este apartado se pretende comprobar si los SRRs se comportan como un circuito LC, en la primera frecuencia de resonancia, cuando el campo eléctrico de la onda linealmente polarizada incidente es paralelo al gap del SRR.

Para ello se configurarán las opciones de simulación como en el apartado 4.2.1, y se añadirán dos monitores de campo (uno para el campo eléctrico y otro para el campo magnético-corriente superficial) a la primera frecuencia de resonancia del SRRs pequeño (2.59 GHz) donde este es equivalente a un circuito LC.

Junto a este análisis se simularán los campos electromagnéticos y corrientes, que se producen en el SRR pequeño, cuando sobre él incide normalmente una onda linealmente polarizada con el campo el eléctrico perpendicular al gap del SRR, a esa misma frecuencia (2.59 GHz).

- **Incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1)**

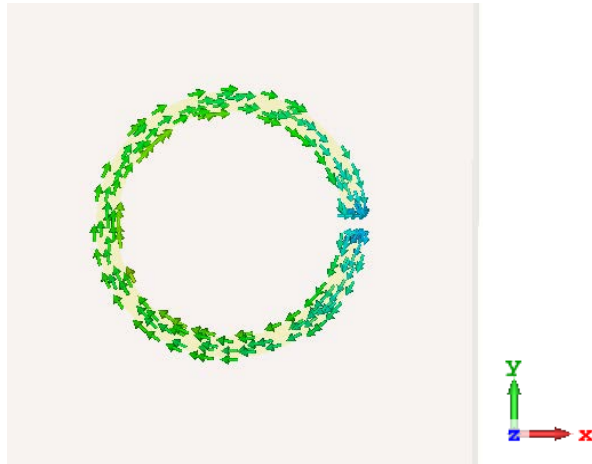


Figura 4.2.2.1 Corriente superficial sobre el SRR, cuando sobre él incide una onda en el modo TE/modo 1 (Campo eléctrico paralelo al eje y), a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz.

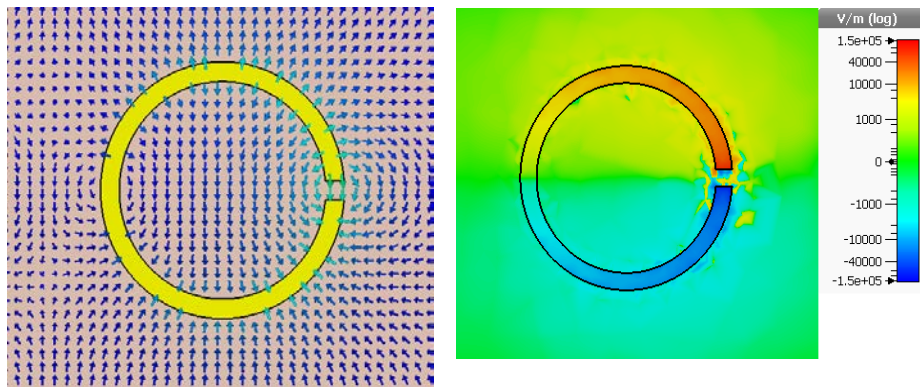


Figura 4.2.2.2 Vectores de campo del campo eléctrico a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo eléctrico en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59GHz, donde se observa que los vectores de campo entran en la parte inferior del anillo (Azul), y salen de la parte superior (Rojo). Formándose así un dipolo eléctrico en el gap del SRR, que tiene sentido positivo del eje y.

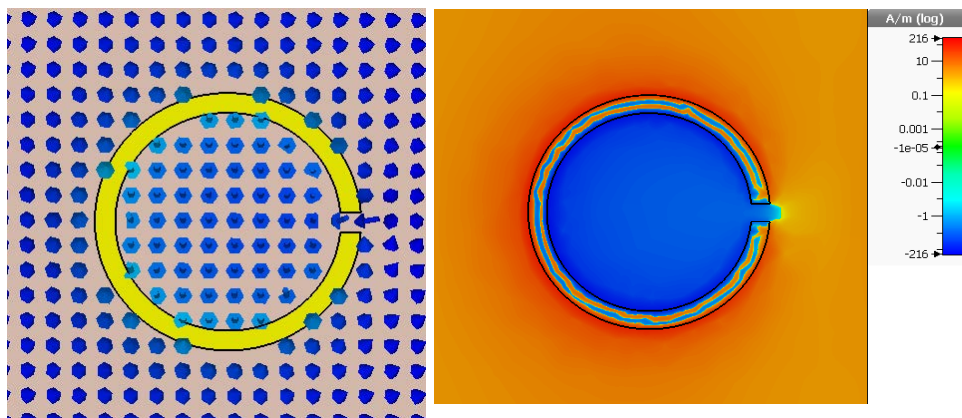


Figura 4.2.2.3 Vectores de campo del campo magnético a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo magnético en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se observa la formación de un momento dipolar magnético, en este caso, en dirección negativa del eje z. Debido a las corrientes producidas en el SRRs.

Como se puede observar, cuando el campo eléctrico está polarizado paralelo al gap del SRR, se excita la capacidad del anillo, creándose un dipolo eléctrico que se sitúa prácticamente en el gap (dirección positiva del eje y, en la Figura 4.2.2.2), donde, como se puede ver el campo es mucho más intenso. Además, también se excita la inductancia del anillo, formandose un momento dipolar magnético (dirección negativa del eje z en la Figura 4.2.2.3). Es por todo ello que, con esta polarización de la onda incidente, el SRR se puede entender como un circuito LC, alimentado por la onda incidente.

- **Incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico perpendicular al gap (modo TM/modo 2)**

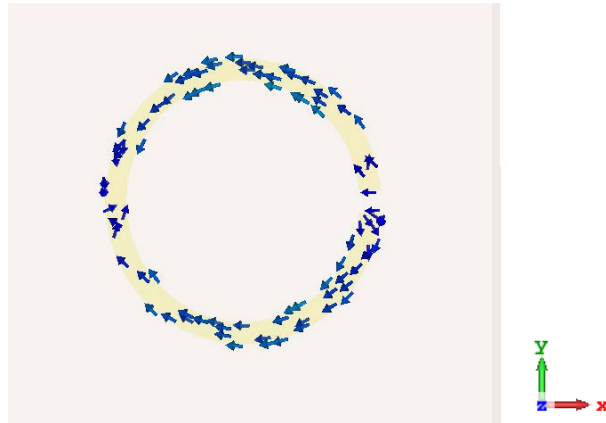


Figura 4.2.2.4 Corriente superficial sobre el SRR, cuando sobre él incide una onda en el modo TM/modo 2 (Campo eléctrico paralelo al eje x), a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se puede observar dos corrientes paralelas en ambos laterales del SRR.

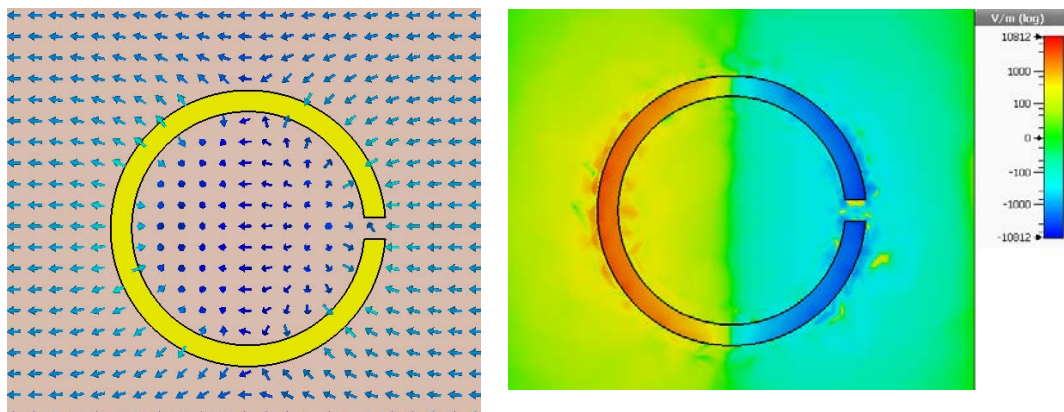


Figura 4.2.2.5 Vectores de campo del campo eléctrico a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo eléctrico en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59GHz. Se observa un dipolo eléctrico que va desde el gap (Azul) hacia el otro extremo del SRR.

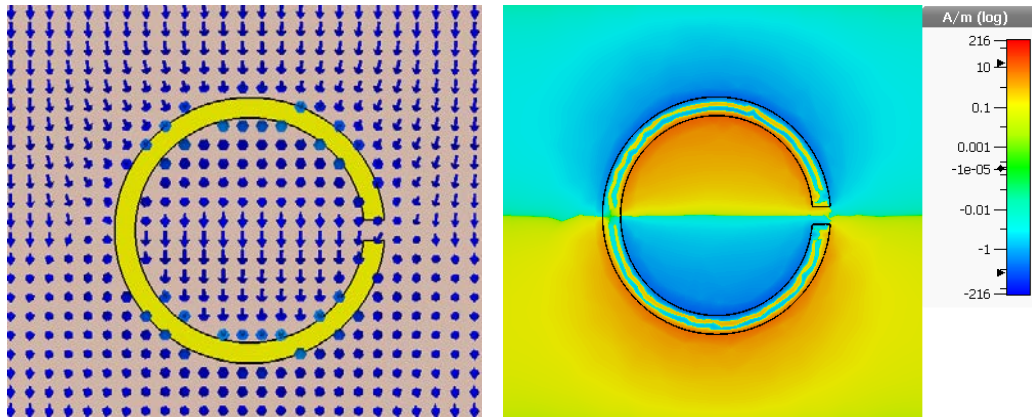


Figura 4.2.2.6 Vectores de campo del campo magnético a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo magnético en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se observa que no se produce un momento dipolar magnético, debido a las corrientes paralelas en el mismo sentido producidas en el SRR.

Cuando el campo eléctrico está polarizado perpendicularmente al gap, no se excita ni la capacidad ni la inductancia del anillo, a diferencia del caso anterior, dando lugar a campos menos intensos.

Con esta orientación del campo eléctrico de la onda incidente, se crea un momento dipolar eléctrico dirigido a lo largo del eje x. Debido a esto se forman dos corrientes con el mismo sentido, a ambos lados del SRR, Figura 4.2.2.4. El SRR se puede entender como dos líneas metálicas por donde circula la misma corriente, ambas con la misma dirección.

4.2.3. Estudio del acoplo entre dos SRRs concéntricos

En este apartado trabajaremos únicamente con una onda electromagnética incidente normal al plano de la estructura, linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo1).

En un primer lugar, como recordatorio, se presentan las gráficas con las frecuencias de resonancia de ambos anillos aislados sobre las que se va a realizar el estudio. En estas se representan los coeficientes de reflexión y transmisión (parámetro-S) copolarizada (incide modo TE y se refleja modo TE ($S_{Zmax}(1), Z_{max}(1)$) e incide modo TE y se transmite modo TE ($S_{zmin}(1), Z_{max}(1)$)).

En estas gráficas únicamente aparece la primera frecuencia de resonancia, pues es la que nos permiten trabajar con momentos dipolares únicamente.

Para el caso de los dos SRRs concéntricos, se simulará para las distintas frecuencias de resonancia, las corrientes y campos electromagnéticos producidos en el metamaterial para poder analizar la dirección de los dipolos teniendo en cuenta que, dada la geometría de la estructura, el acoplo entre dipolos eléctricos será transversal y entre magnéticos longitudinal. Este proceso, se realiza para diferentes posiciones del SRR pequeño, al que se le rotará sobre el eje z (eje perpendicular al metamaterial), 0° , 180° y 90° .

El esquema del estudio será el siguiente:

Para cada posición de los de los anillos, se adjuntarán tres imágenes:

1. Ilustración de la posición de los anillos y el eje de coordenadas.
2. Gráfica con los coeficientes de transmisión y reflexión (parámetro-S), para el modo TE/modo1 (campo eléctrico paralelo al eje y), donde se estudiarán las diferentes

frecuencias de resonancia. En esta únicamente se representará la reflexión copolarizada (incide modo TE y se refleja modo TE) y la transmisión copolarizada (incide modo TE y se transmite modo TE).

3. Representación esquemática de las posibles posiciones de los dipolos eléctrico y magnéticos, que explican dichas frecuencias de resonancias.

A su vez, para cada frecuencia de resonancia en cada posición de los anillos, se adjuntarán seis imágenes:

1. Figura con las corrientes superficiales producidas en los anillos a esa frecuencia de resonancia. En estas se podrá comprobar si las corrientes son paralelas o antiparalelas, y tener una idea de la orientación de los dipolos.
2. Figura con los vectores del campo eléctrico. Esta se tomará en un plano paralelo al plano de la estructura a mitad de altura de los anillos (ambos anillos tienen la misma altura). En estas podremos observar donde se concentran los vectores de campo y ver si los dipolos eléctricos están alineados o antialineados en los anillos.
3. Figura con la componente z del campo eléctrico en la superficie de los anillos. En esta se representa en una escala logarítmica donde entran los vectores de campo (azul) y donde salen (rojo). Esta gráfica nos permitirá ver con mayor exactitud la dirección de los momentos dipolares eléctricos.
4. Figura con los vectores de campo magnético. Esta se tomará en un plano paralelo al plano de la estructura a mitad de altura de los anillos (ambos anillos tienen la misma altura). En estas podremos observar donde se concentran los vectores de campo y saber la dirección de los momentos magnéticos de los anillos.
5. Figura con la componente z del campo magnético en la superficie de los anillos. En esta se representa en una escala logarítmica donde entran los vectores de campo (azul) y donde salen (rojo). Esta gráfica nos permitirá ver con mayor exactitud la dirección de los momentos dipolares magnéticos producidos por las corrientes en los anillos.
6. Circuito equivalente de los anillos en esa posición y a esa frecuencia de resonancia. Esta figura nos ayudara a entender de forma más visual, porque se producen las corrientes en un determinado sentido en los anillos.

Por último, para la posición de 90° , puesto que es la posición que nos interesa para un posterior estudio, se incluirán también, las corrientes y campos que se producen, cuando se incide sobre la estructura con una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (perpendicular al gap del anillo grande, en nuestro caso), es decir con el modo TM/modo 2. Junto con los coeficientes de transmisión y reflexión (parámetro-S) con polarización cruzada, para analizar si existe diferentes comportamientos de la estructura para ambas polarizaciones de la onda incidente.

Resultados en la transmisión y reflexión al incidir normalmente con una onda plana, con el campo eléctrico polarizado paralelo al gap de los SRRs aislados.

Se presentan en este apartado, las dos frecuencias de resonancia que se utilizarán para el estudio del acoplo dipolar entre anillos. Ambos resultados, se mostraron en el apartado 4.2.1, donde se estudió los diferentes resultados del parámetro-S para ambos anillos aislados.

En estas gráficas del parámetro-S, se muestran los coeficientes de la reflexión copolarizada, incide modo TE y se refleja modo TE ($S_{Zmax(1)}, Z_{max(1)}$) y la transmisión copolarizada, incide modo TE y se transmite modo TE ($S_{Zmin(1)}, Z_{max(1)}$).

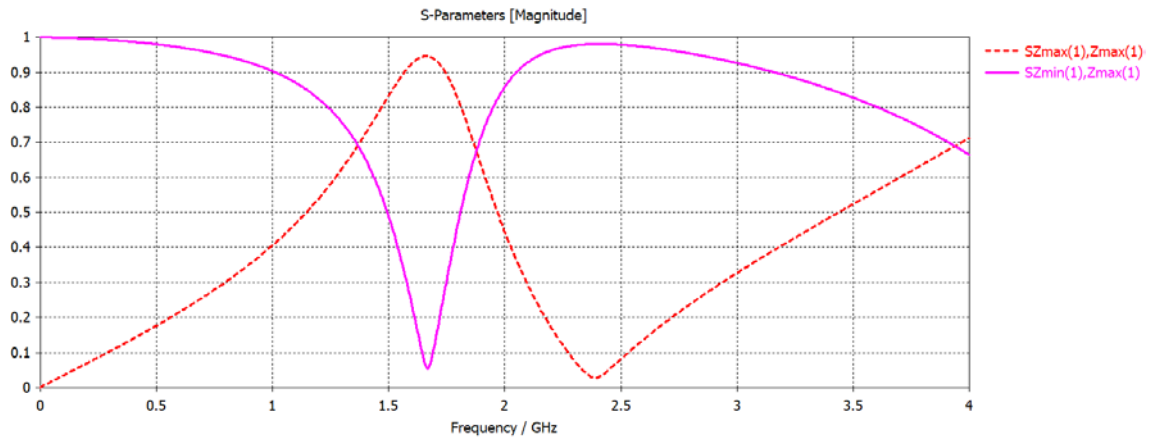


Figura 4.2.3.1 Transmisión y reflexión del el SRR externo, cuando sobre él incide una onda plana en el modo TE (campo eléctrico paralelo al gap del anillo). Se puede observar que la frecuencia de resonancia está sobre los 1.68 GHz.

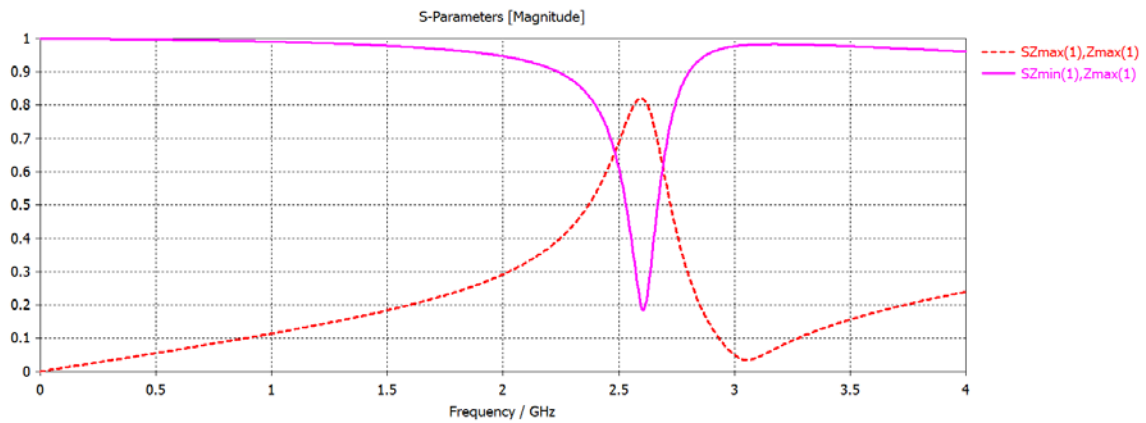


Figura 4.2.3.2 Transmisión y reflexión del el SRR interno, cuando sobre él incide una onda plana en el modo TE (campo eléctrico paralelo al gap del anillo). Se puede observar que la frecuencia de resonancia está sobre los 2.59 GHz.

Estudio de las frecuencias de resonancia, corrientes superficiales y campos electromagnéticos, para las diferentes posiciones de los SRRs.

- Estudio con ángulo entre SRRs igual a 0° .

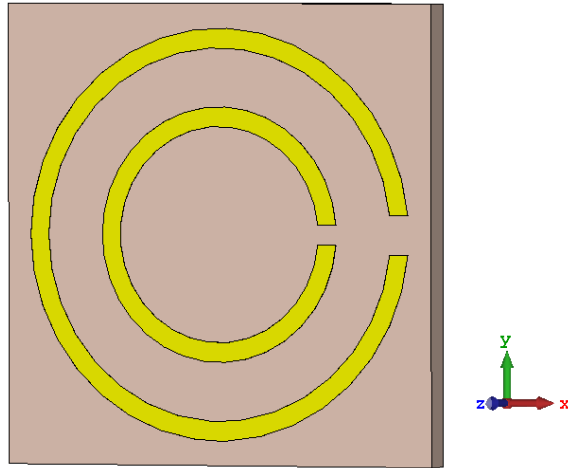


Figura 4.2.3.3 Representación de los SRRs a 0° .

En esta posición de los SRRs se podrán dar dos casos, véase Figura 4.2.3.4.

Un primer caso, en el que los dipolos eléctricos de ambos SRRs están alineados, lo que debería de producir en ambos anillos corrientes en el mismo sentido, y unos momentos dipolares magnéticos alineados longitudinalmente, producto de estas corrientes.

En el segundo caso, tanto los dipolos eléctricos, están antialineados, lo que debería producir corrientes en sentidos opuestos, en los SRRs, dando lugar estas corrientes a dipolos magnéticos antialineados.

Puesto que la energía de interacción total (eléctrica más magnética) es mayor en el segundo caso, debería ser este al que le corresponda la mayor frecuencia de resonancia. Además, por lo explicado anteriormente sobre el acoplo dipolo-radiación, deberíamos de esperar que el segundo caso, donde los dipolos eléctricos están antialineados, el ancho de banda sea más estrecho que en el primer caso, donde están alineados.

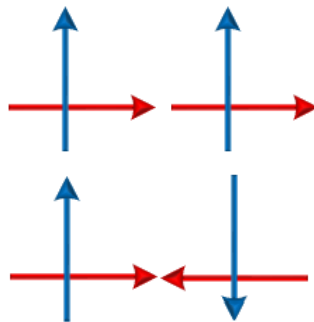


Figura 4.2.3.4 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.

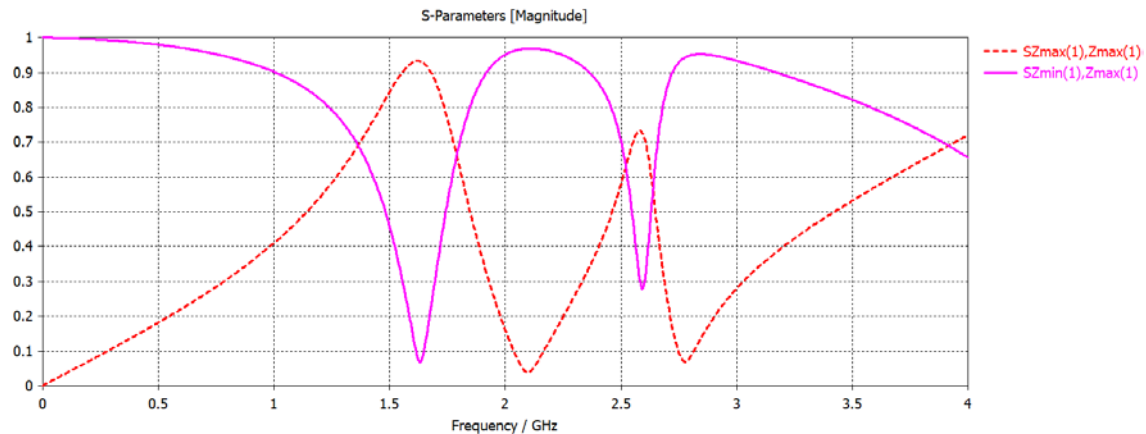


Figura 4.2.3.5 Transmisión y reflexión copolarizada para los SRRs concéntricos, a 0° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Como se observa en la Figura 4.2.3.5, aparecen las dos frecuencias de resonancia, la menor de ellas en 1.63 GHz, que corresponde al SRR externo, y donde el acoplo dipolo eléctrico-eléctrico, magnético-magnético de los SRRs es lineal. Y una segunda frecuencia de resonancia en los 2.59 GHz que corresponde al SRR interno.

Se puede observar que estas frecuencias varían respecto de los SRR aislados, lo que demuestra la importancia del acoplo dipolar. Además, la frecuencia de resonancia mayor, tiene una menor anchura, como se había anticipado (dipolos eléctricos antialineados).

A continuación, se adjuntan las corrientes superficiales, además de los campos eléctrico y magnético producido en los SRRs. Donde se comprueba lo dicho anteriormente.

- **Frecuencia de resonancia 1.63 GHz**

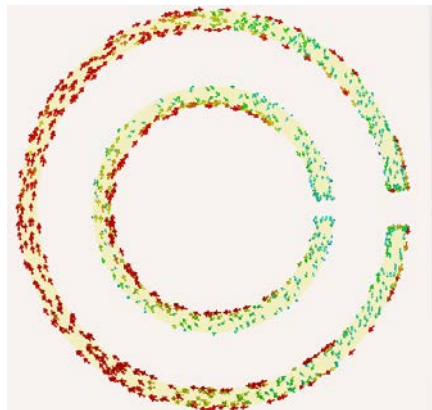


Figura 4.2.3.6 Corriente superficial en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

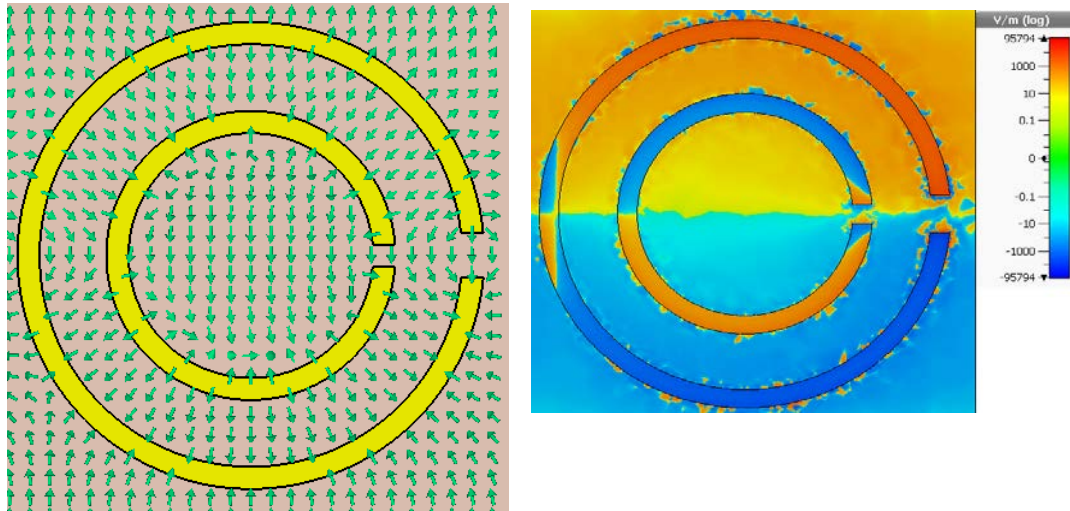


Figura 4.2.3.7 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

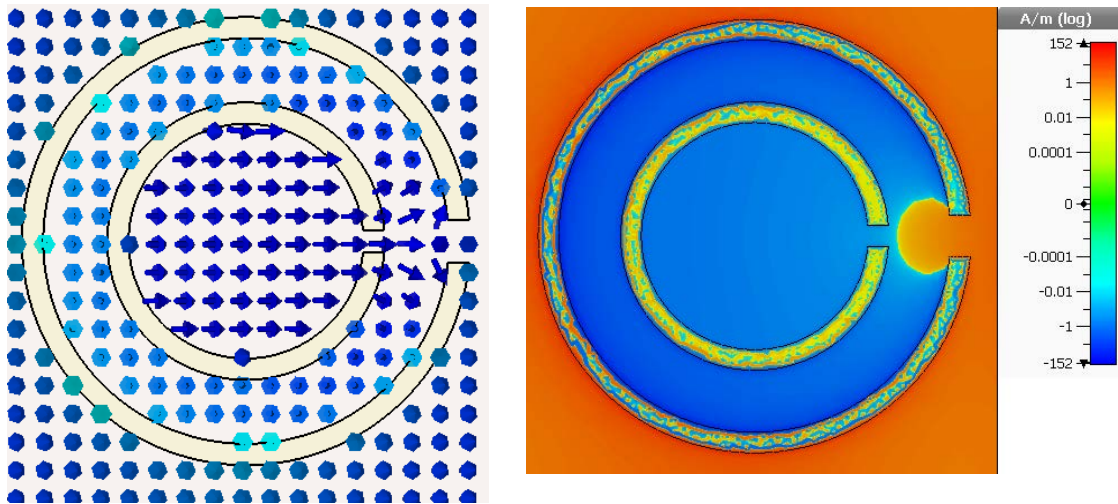


Figura 4.2.3.8 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Como se puede observar en la Figura 4.2.3.6, se producen dos corrientes en el mismo sentido, debido a que los dipolos eléctricos están alineados a esta frecuencia de resonancia, siendo mucho más intensa la del anillo grande debido a que estamos cerca de su primera frecuencia de resonancia. Los momentos dipolares magnéticos perpendiculares a los dipolos eléctricos, tienen dirección perpendicular al plano (entrando a este), en ambos SRRs.

A esta frecuencia los SRRs se pueden representar por un circuito equivalente de la forma que se muestra en la Figura 4.2.3.9.

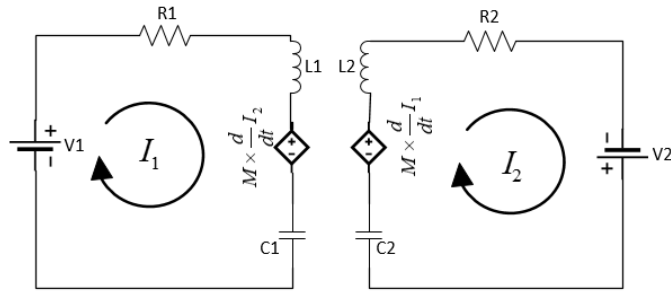


Figura 4.2.3.9 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 0° , a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Donde tanto la corriente del circuito 1 (SRR externo) y la del circuito 2 (SRR interno) circulan en el mismo sentido.

Para dar cuenta interacción mutua entre los dos SRRs, se introduce la inductancia mutua M , de forma que se añade al circuito una fuente de tensión dependiente.

- **Frecuencia de resonancia 2.59 GHz**

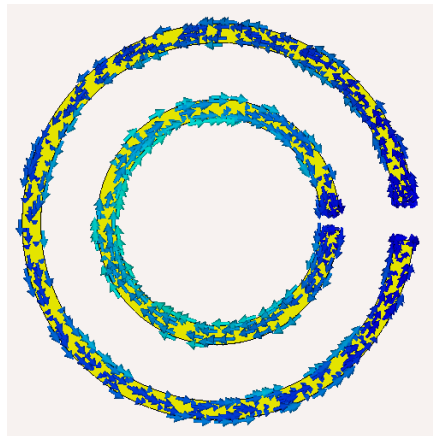


Figura 4.2.3.10 Corriente superficial en los SRRs a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

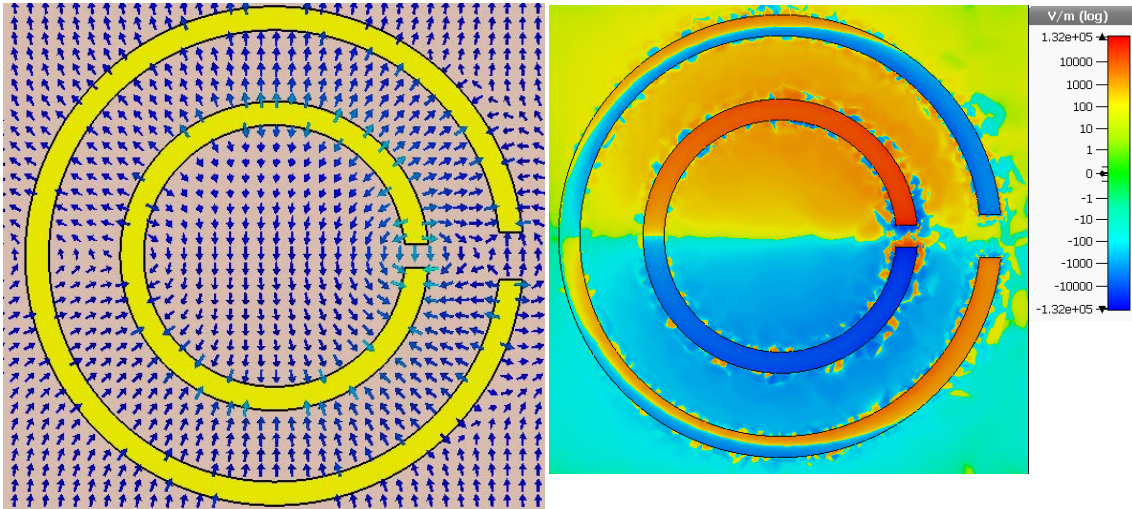


Figura 4.2.3.11 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

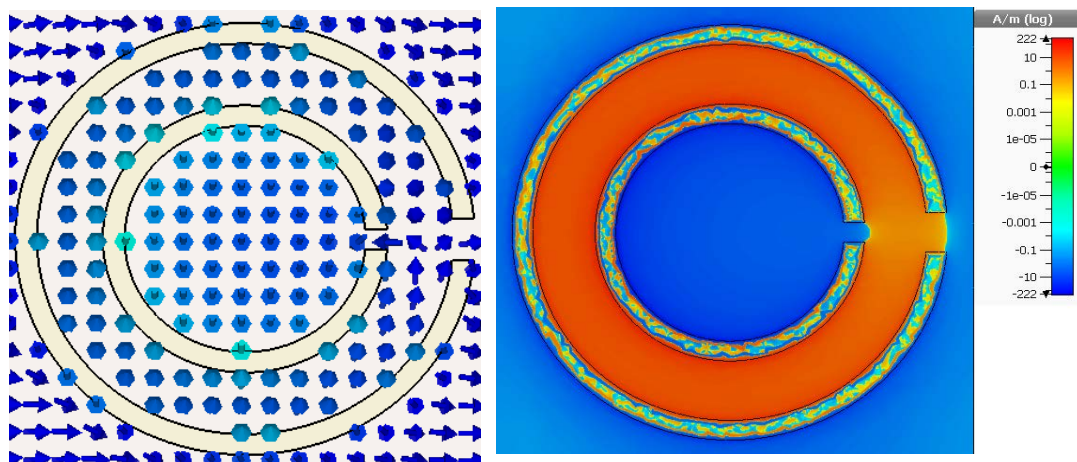


Figura 4.2.3.12 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Como se puede observar en la Figura 4.2.3.10, se producen dos corrientes en sentidos contrarios, debido a la antilinelidad de los dipolos eléctricos a esta frecuencia de resonancia. Además, a esta frecuencia la intensidad de corriente es mayor en el anillo pequeño, pues estamos en su primera frecuencia de resonancia. Los momentos dipolares magnéticos, ambos con dirección perpendicular al plano, están antialineados debido al sentido de las corrientes.

A esta frecuencia los SRRs se pueden representar por un circuito equivalente de la forma que se muestra en la Figura 4.2.3.13.

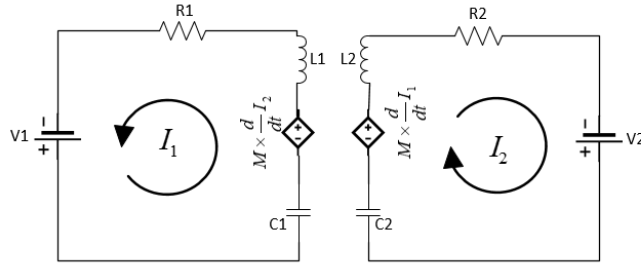


Figura 4.2.3.13 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 0° , a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

- Estudio con ángulo entre SRRs igual a 180° .

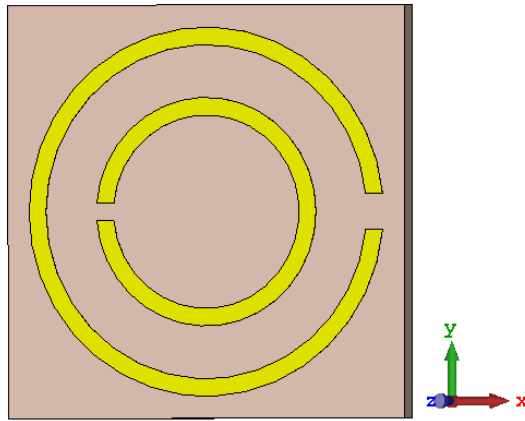


Figura 4.2.3.14 Representación de los SRRs a 180° .

En esta posición de los SRRs se podrán dar dos casos, véase Figura 4.2.3.15.

Un primer caso, en el que los dipolos eléctricos de ambos SRRs están alineados, lo que debería de producir en ambos anillos corrientes en sentidos opuestos, y unos momentos dipolares magnéticos antialineados, producto de estas corrientes.

En el segundo caso, los dipolos eléctricos están antialineados, lo que debería producir en los SRRs, corrientes en el mismo sentido. Dando lugar estas corrientes, a dipolos magnéticos alineados.

Puesto que la energía de interacción total (eléctrica más magnética) es mayor en el primer caso, debería ser este al que le corresponda la mayor frecuencia de resonancia. Además, por lo explicado anteriormente sobre el acoplo dipolo-radiación, se debería obtener para la menor frecuencia de resonancia, un ancho de banda más estrecho, pues esta corresponde con los dipolos eléctricos antialineados.

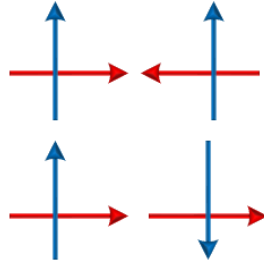


Figura 4.2.3.15 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.

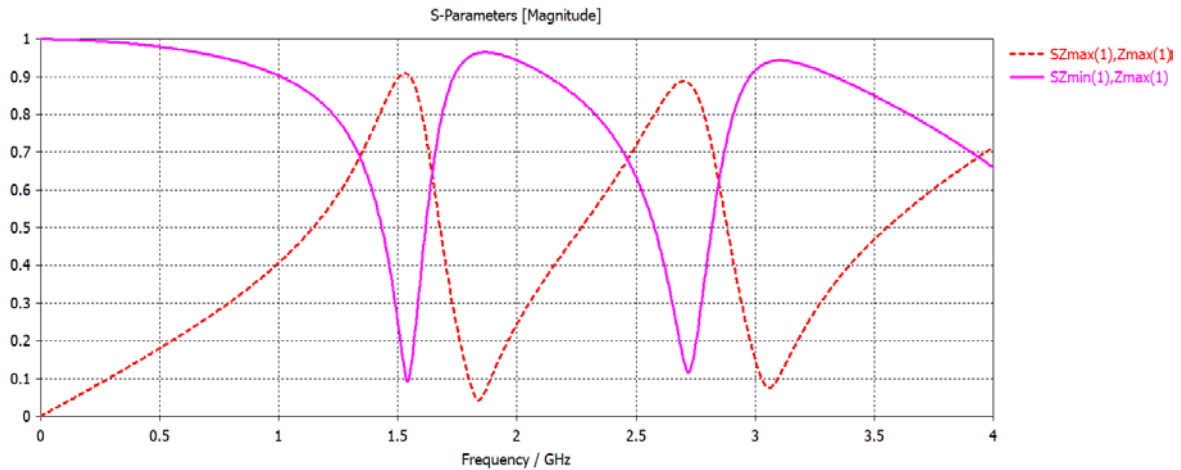


Figura 4.2.3.16 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 180° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observan dos frecuencias de resonancia, la primera a 1.54 GHz y una mayor a 2.72 GHz.

Como se había anticipado, obtenemos dos frecuencias desplazadas hacia una frecuencia menor la que corresponde al anillo grande y hacia una frecuencia mayor la que corresponde al anillo pequeño. Esto es debido a que, en esta posición de los SRRs, coincide el acoplo alineado de los momentos dipolares eléctricos con el acoplo antilineal de los momentos dipolares magnéticos, y viceversa. Dando lugar a valores máximos y mínimos de la energía de interacción (estabilidad de los dipolos/dificultad de hacer oscilar las cargas) respectivamente.

Se observa también, que efectivamente la anchura de banda de la frecuencia de resonancia (1.54 GHz) es menor que el de la frecuencia de resonancia más alta (2.72 GHz).

- Frecuencia de resonancia 1.54 GHz

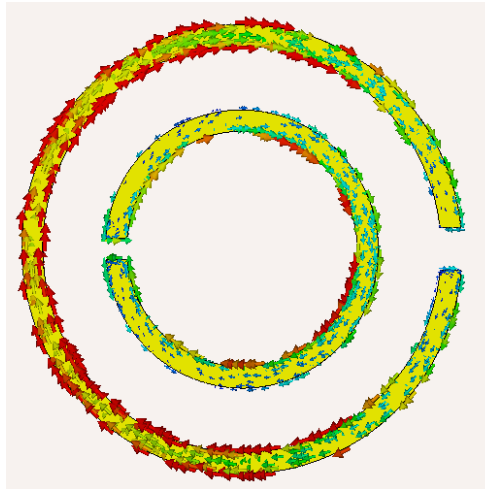


Figura 4.2.3.17 Corriente superficial en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observa como a esta frecuencia la intensidad de corriente en el anillo grande es mayor puesto que estamos cerca de su primera frecuencia de resonancia.

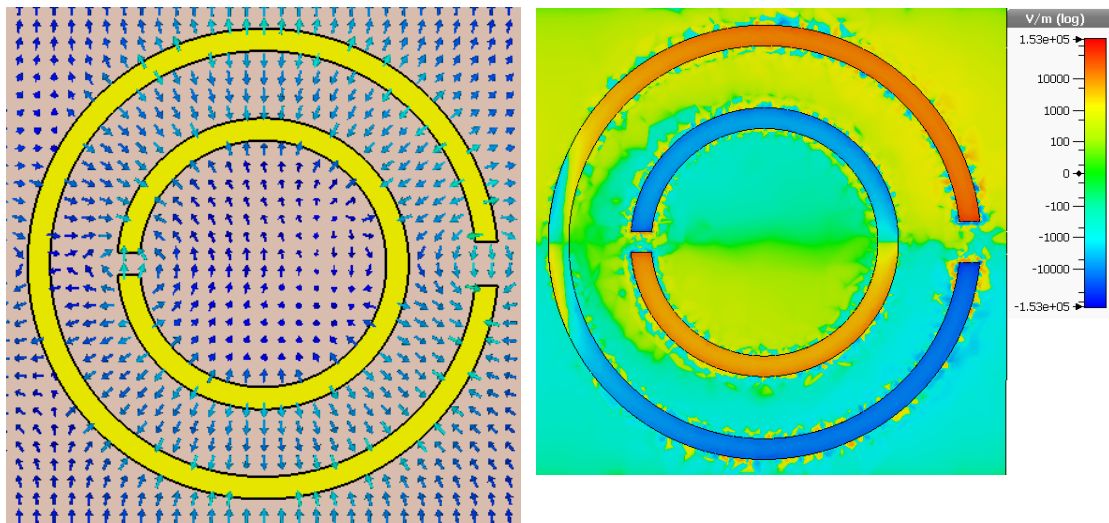


Figura 4.2.3.18 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

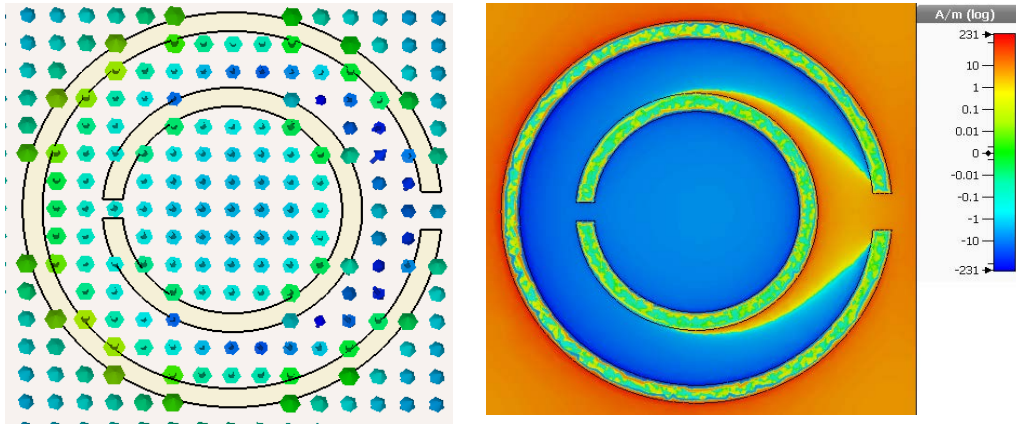


Figura 4.2.3.19 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

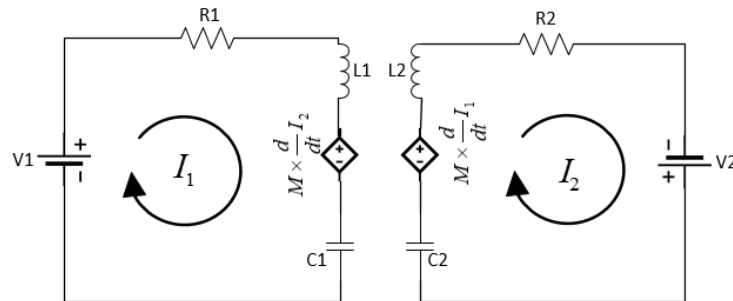


Figura 4.2.3.20 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 180°, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

- **Frecuencia de resonancia 2.72 GHz**

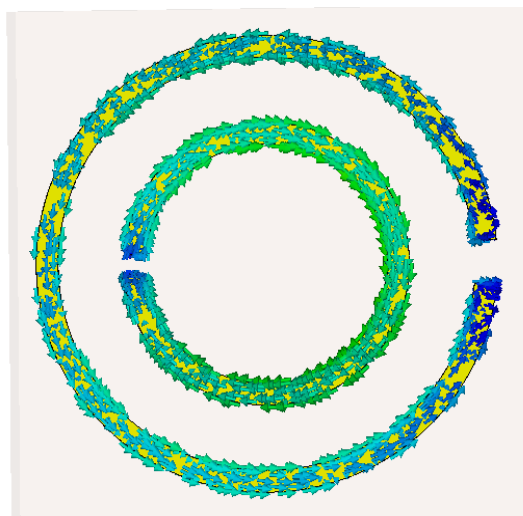


Figura 4.2.3.21 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observa como la intensidad de corriente en el anillo pequeño es mayor, puesto que estamos cerca de su primera frecuencia de resonancia.

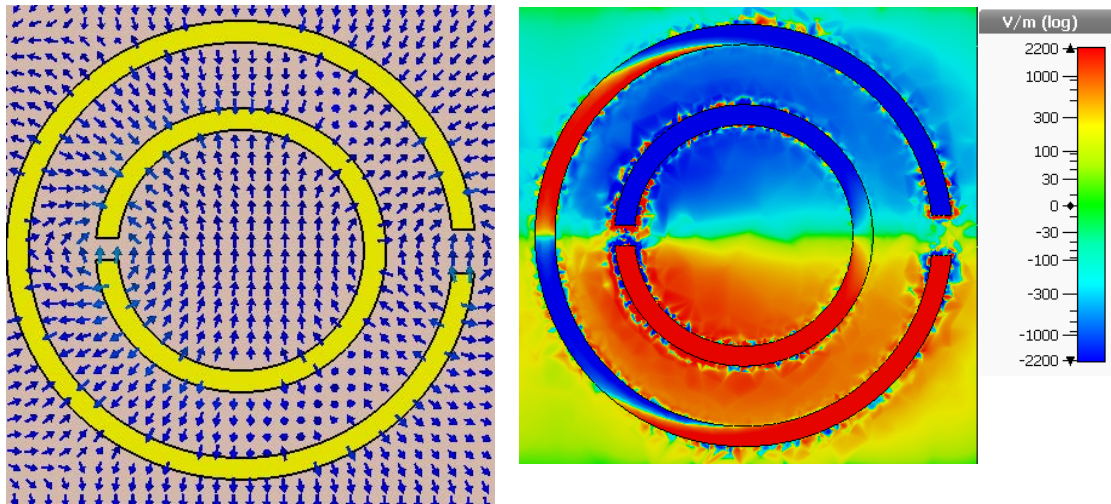


Figura 4.2.3.22 Vectores y componente z del campo eléctrico en los anillos, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

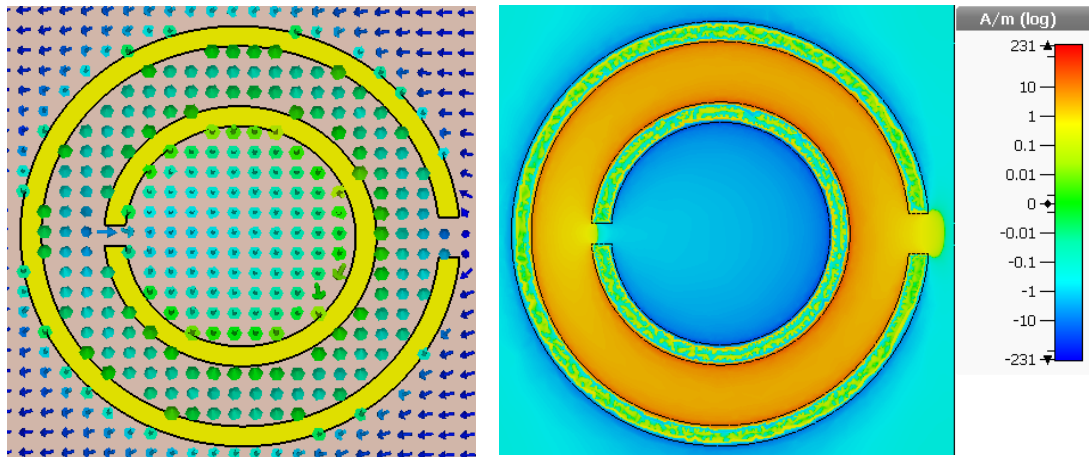


Figura 4.2.3.23 Vectores y componente z del campo magnético en los anillos, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

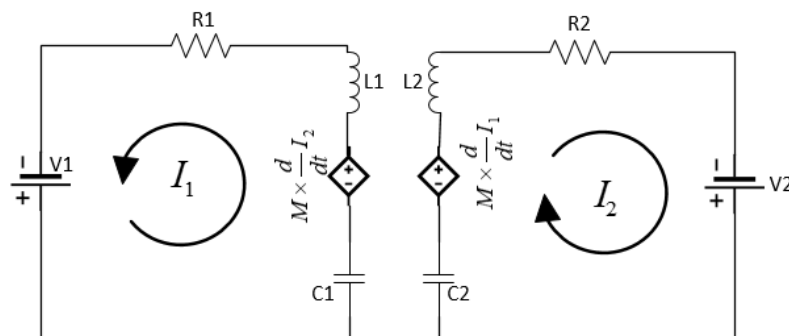


Figura 4.2.3.24 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 180°, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Se observa que hay total coincidencia con lo predicho, en la formación de los momentos dipolares eléctricos y magnéticos, junto con las direcciones de las corrientes superficiales en ambos anillos.

Para la frecuencia de resonancia menor (1.54 GHz) se forman dos dipolos eléctricos antialineados, como se observa en la Figura 4.2.3.18, dando lugar a corrientes que circularan en el mismo sentido, que tendrá como resultado la formación de momentos dipolares magnéticos alineados.

Por el contrario a la frecuencia de 2.72 GHz, se observa en la figura Figura 4.2.3.22, como se forman dos dipolos eléctricos paralelos, dando lugar a corrientes en sentidos contrarios, produciéndose dos momentos dipolares magnéticos antialineados, como se ve en la Figura 4.2.3.23.

- **Estudio con ángulo entre SRRs igual a 90° .**

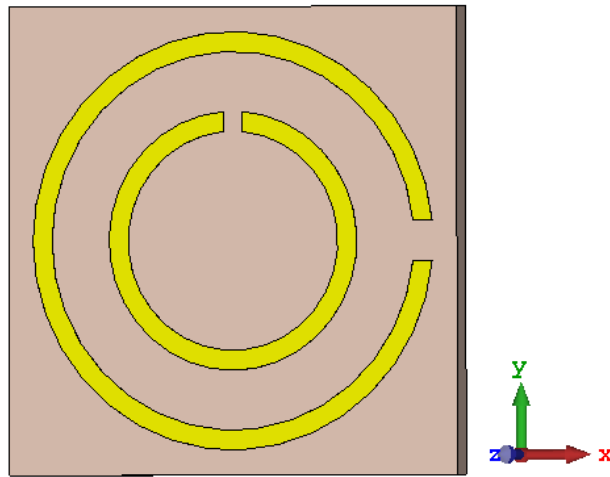


Figura 4.2.3.25 Representación de los SRRs a 90° .

En esta posición de los SRRs se podrán dar dos casos, véase Figura 4.2.3.26. Puesto que el campo eléctrico tiene polarización lineal a lo largo del eje y, solo excitará al SRR grande. Por ello los momentos dipolares eléctricos que se formarán serán perpendiculares entre sí (energía de interacción igual a cero), y por lo tanto no desplazarán la frecuencia.

Atendiéndonos a los momentos dipolares magnéticos, se podrán dar dos casos. Uno en el que los momentos dipolares magnéticos están alineados, que corresponderá con la frecuencia de resonancia menor, y otro en el que los momentos dipolares magnéticos están antialineados, que corresponderá la frecuencia de resonancia mayor, pues es el más inestable (mayor energía de interacción).

Debido a que los momentos dipolares eléctricos no interactúan entre ellos, y por lo tanto no intervienen en la estabilización o desestabilización del acoplo dipolar, se debería de esperar frecuencias de resonancia que se encuentren entre las que se dan para los casos de 0° y 180° .

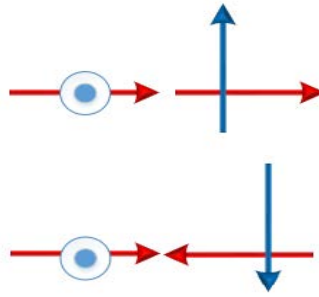


Figura 4.2.3.26 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.

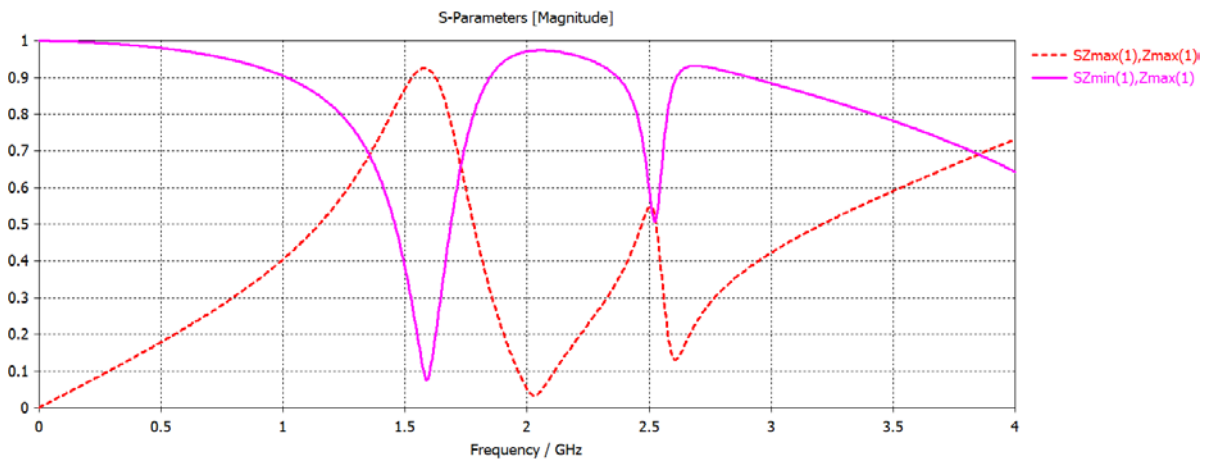


Figura 4.2.3.27 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 90° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se aprecian dos frecuencias de resonancia a 1.59 GHz y 2.46 GHz.

- **Frecuencia de resonancia 1.59 GHz**

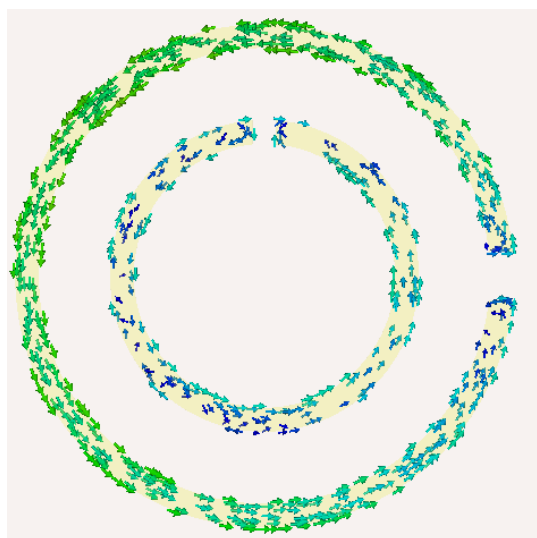


Figura 4.2.3.28 Corriente superficial en los SRRs a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

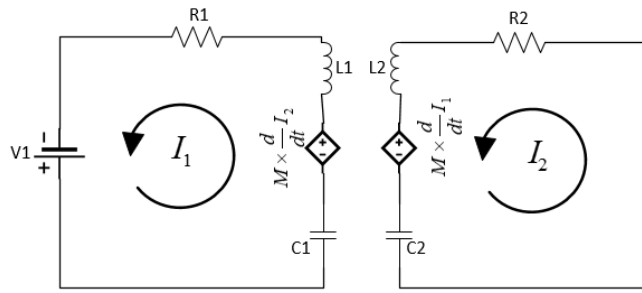


Figura 4.2.3.29 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 90° , a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

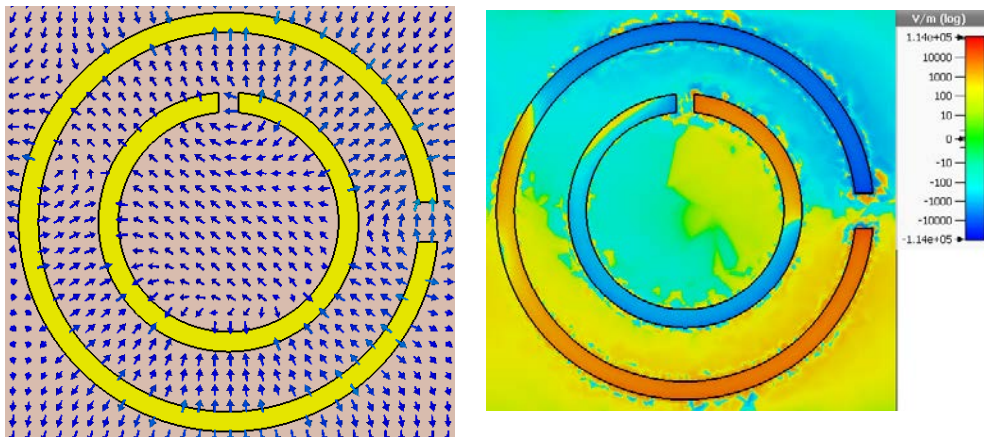


Figura 4.2.3.30 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

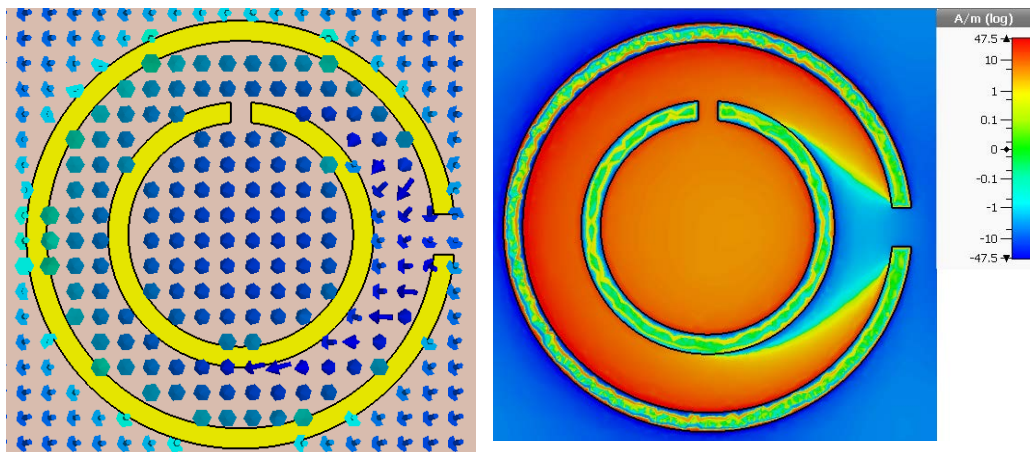


Figura 4.2.3.31 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

- Frecuencia de resonancia 2.46 GHz

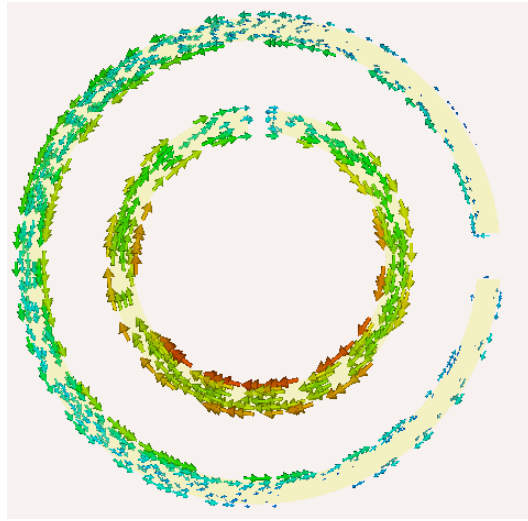


Figura 4.2.3.32 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

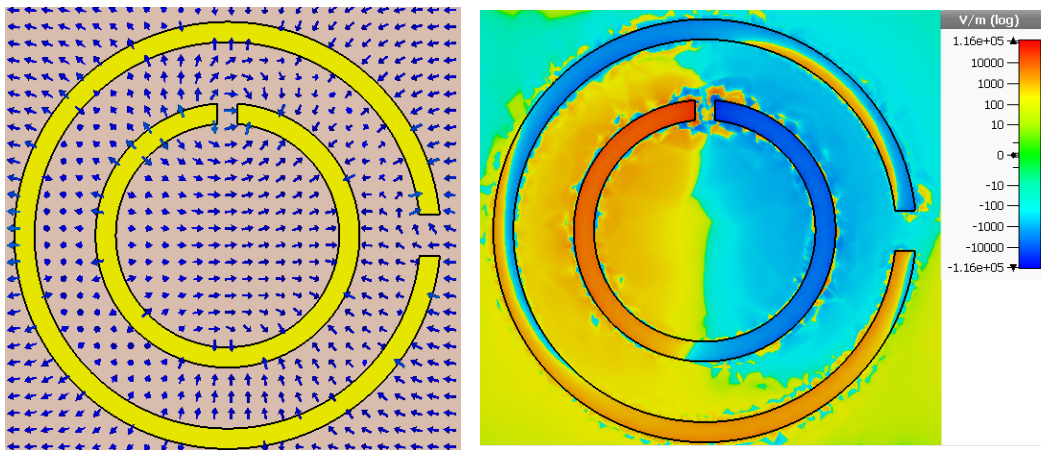


Figura 4.2.3.33 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

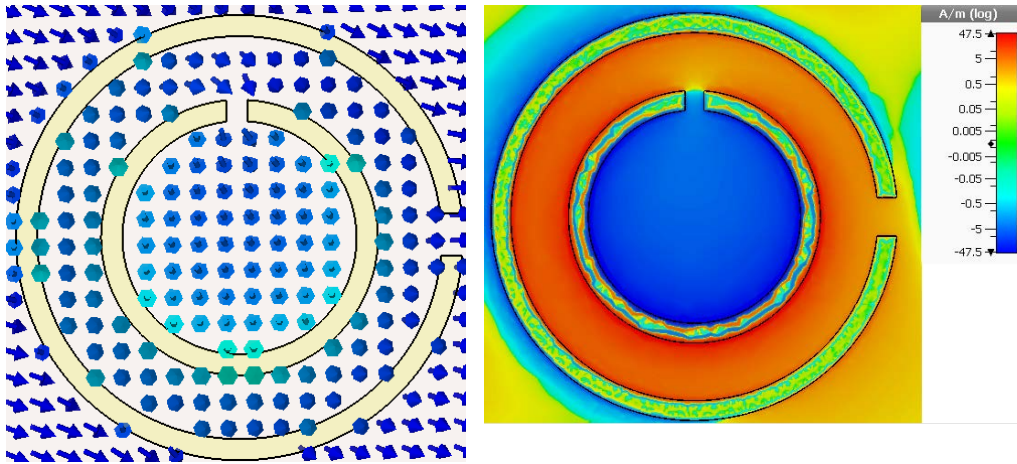


Figura 4.2.3.34 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

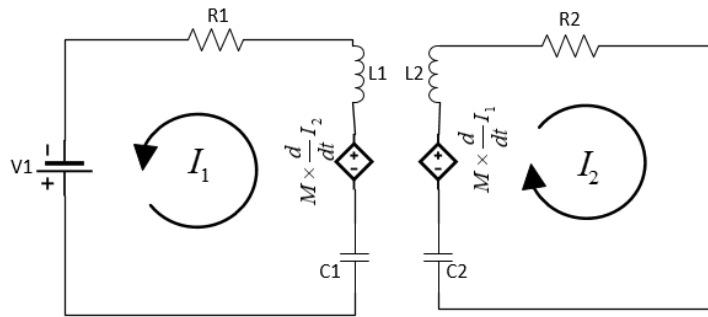


Figura 4.2.3.35 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 90°, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).

Como se puede observar, en ambos casos, aunque el campo eléctrico no excite directamente al SRR pequeño, se producen en este unas corrientes, que tienen como resultado diferentes frecuencias de resonancia. Este tipo de acoplamiento es inductivo, en donde el anillo grande es excitado por el campo eléctrico, y transmite esta excitación al anillo pequeño, teniendo como consecuencia que aparezca la primera frecuencia de resonancia del anillo pequeño, aunque no se le esté excitando directamente, como se puede apreciar en las imágenes de la componente z del campo eléctrico en las Figura 4.2.3.30 y Figura 4.2.3.35.

Por lo dicho anteriormente, se deduce que existirá polarización cruzada para esta orientación, a diferencia de lo que ocurría con las posiciones a 0° y 180°.

Todo esto se representa en su forma circuital en la Figura 4.2.3.29 y Figura 4.2.3.35, donde se puede apreciar que el circuito que hace referencia al SRR pequeño, no tiene fuente de tensión propia.

Corrientes y campos electromagnéticos en los SRRs a 90°, incidencia del modo TM/modo 2 ($\vec{E} = E\vec{x}$), para las frecuencias de resonancias del modo TE/modo 1 para esta misma posición.

Se presenta a continuación el comportamiento de la estructura, con el anillo pequeño girado a 90° respecto del grande, cuando sobre ellos incide normalmente una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x, para las frecuencias de resonancia de la estructura para el modo TE ($\vec{E} = E\vec{y}$).

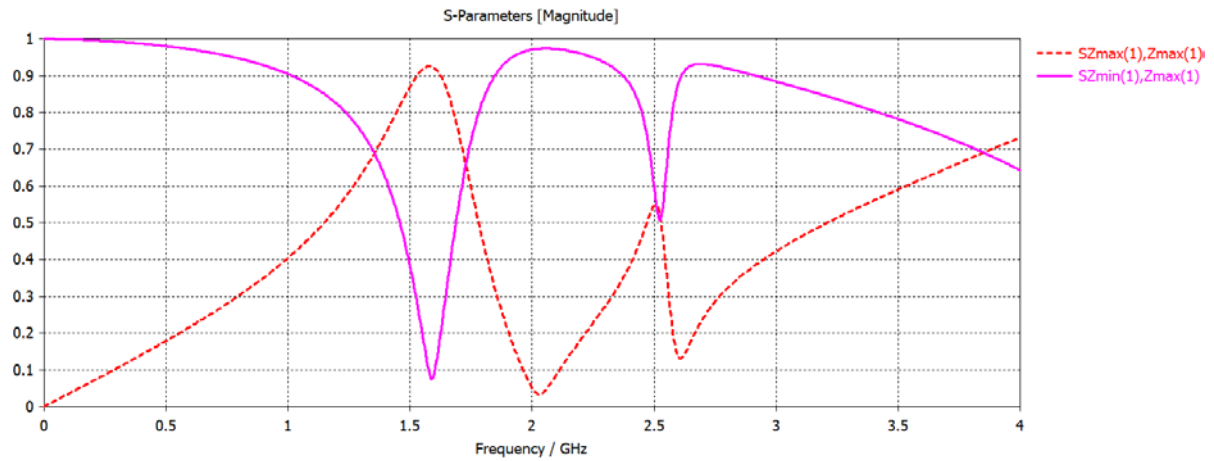


Figura 4.2.3.36 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 90° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se aprecian dos frecuencias de resonancia a 1.59 GHz y 2.46 GHz.

- **Frecuencia de resonancia 1.59 GHz**

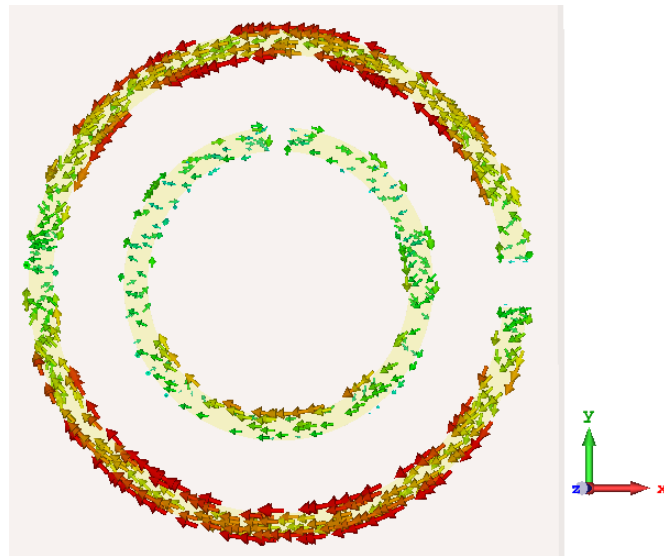


Figura 4.2.3.37 Corriente superficial en los SRRs a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

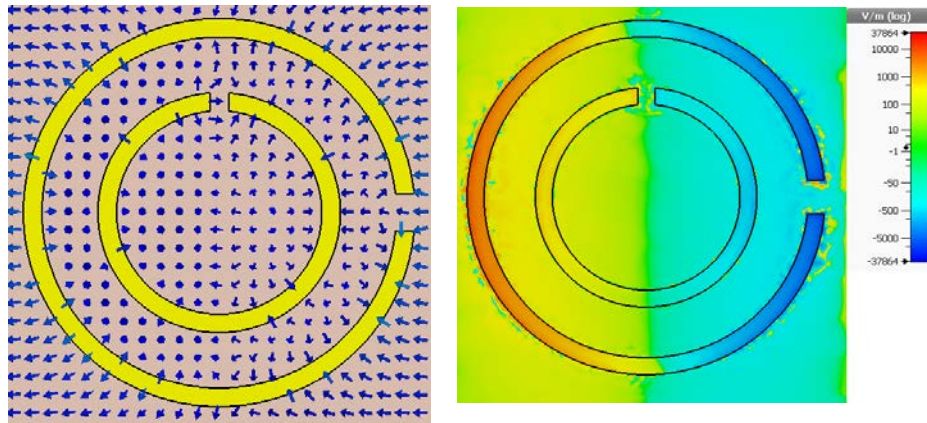


Figura 4.2.3.38 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

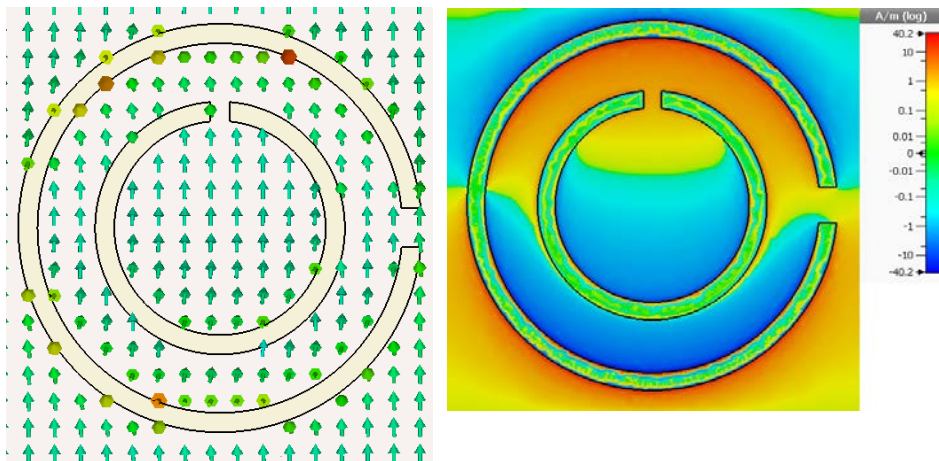


Figura 4.2.3.39 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

- Frecuencia de resonancia 2.46 GHz

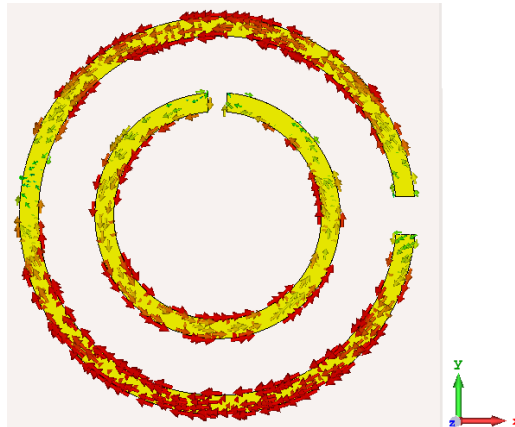


Figura 4.2.3.40 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

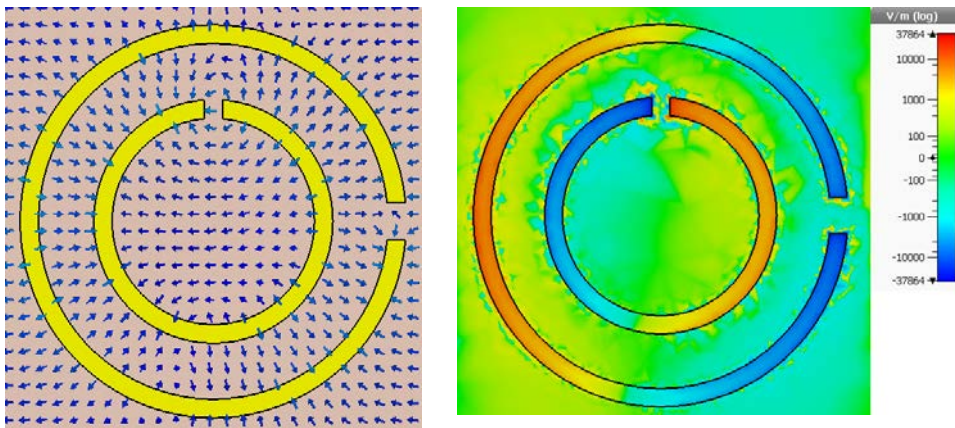


Figura 4.2.3.41 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

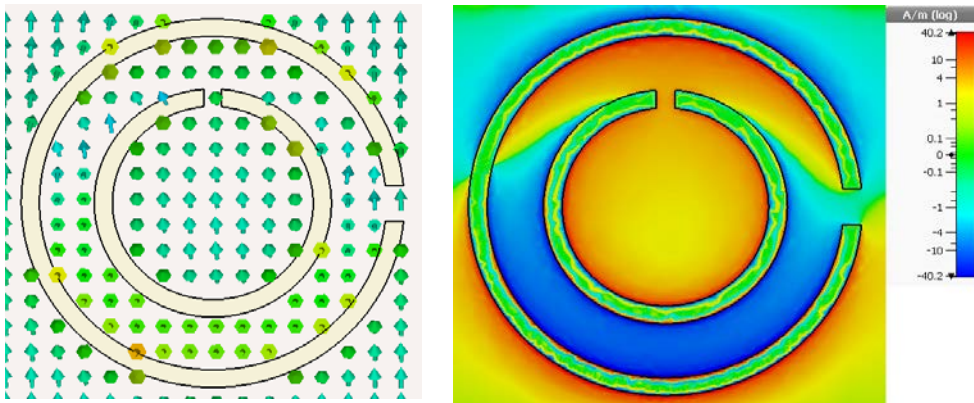


Figura 4.2.3.42 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).

Se puede observar como a ambas frecuencias, se forman en el anillo grande dos corrientes en los laterales en el mismo sentido, Figura 4.2.3.37 y Figura 4.2.3.40. Por otro lado, a la frecuencia de 1.59 GHz en el anillo pequeño apenas existen corrientes, y sin embargo a la frecuencia de 2.46 GHz la corriente que circula por el anillo pequeño es mucho más intensa, al igual que la intensidad de los campos. Esto es debido a que el modo TM tiene, para esta posición de los anillos, el campo eléctrico es paralelo al gap del anillo pequeño, y como se vio en un apartado anterior, en este caso, la frecuencia de resonancia de este anillo era 2.59 GHz. Es por ello que a la frecuencia de 2.46 GHz el anillo pequeño se encuentre cerca de la resonancia.

Coefficientes de transmisión y reflexión (parámetro-S) para el modo TE/modo 1 y TM/modo 2

Se adjunta a continuación los coeficientes de transmisión y reflexión copolarizada y de polarización cruzada.

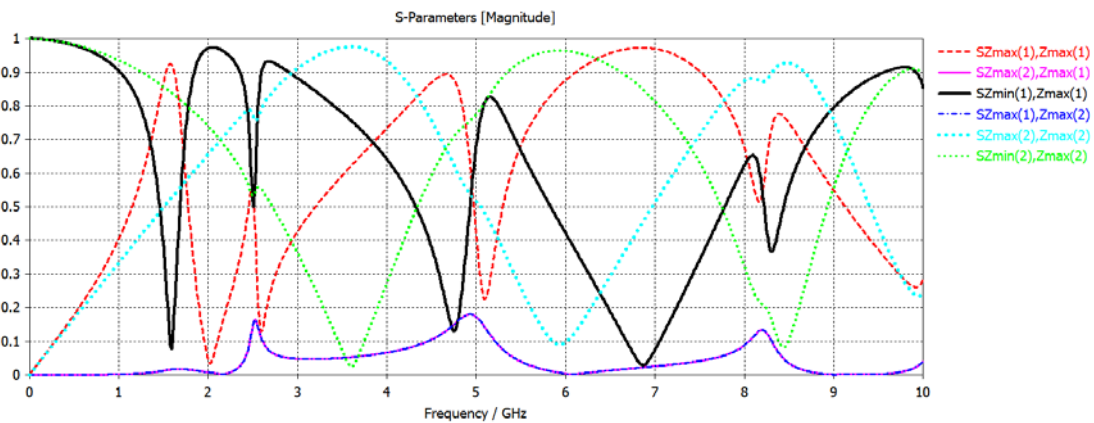


Figura 4.2.3.43 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (modo 1) y TM (modo 2), sobre los SRRs concéntricos a 90°.

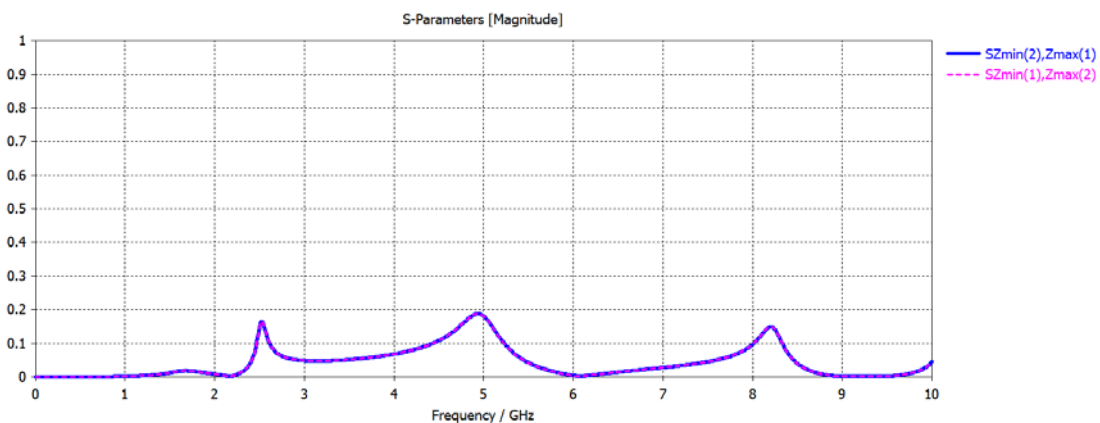


Figura 4.2.3.44 Coeficientes de transmisión cruzada para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (modo 1) y TM (modo 2), sobre los SRRs concéntricos.

Como se observan en las Figura 4.2.3.43 y Figura 4.2.3.44, se obtiene diferentes valores para el coeficiente de reflexión copolarizada para el modo TM (campo eléctrico perpendicular al gap del

anillo grande), $SZ_{\max(2)}, Z_{\max(2)}$, y para el modo TE (campo eléctrico paralelo al gap del anillo grande), $SZ_{\max(1)}, Z_{\max(1)}$, siendo este último menor.

Por otro lado, se observa unos valores para la transmisión copolarizada, idénticos para ambos modos, $Sz_{\min(1)}, Z_{\max(1)}$ para el modo TE y $Sz_{\min(2)}, Z_{\max(2)}$ para el modo TM.

Esto último ocurre para la reflexión con polarización cruzada. Para una incidencia del modo TE y reflejo en el modo TM ($SZ_{\max(2)}, Z_{\max(1)}$) se tiene el mismo valor que para una incidencia en el modo TM y reflejo en el modo TE ($SZ_{\max(1)}, Z_{\max(2)}$). Lo mismo ocurre para la transmisión con polarización cruzada, Figura 4.2.3.44. Para una incidencia del modo TE y salida en el modo TM ($SZ_{\min(2)}, Z_{\max(1)}$), se obtiene el mismo valor que para una incidencia del modo TM y salida en el modo TE ($Sz_{\min(1)}, Z_{\max(2)}$).

Por todo lo anterior, podemos concluir que la estructura se comporta de forma diferente cuando la onda que incide normalmente al plano de la estructura tiene el campo eléctrico paralelo al gap del anillo grande (modo TE/modo 1), que cuando tiene el campo eléctrico perpendicular al gap del anillo grande (modo TM/modo 2). Puesto que la reflexión copolarizada, que es donde existe diferencia de comportamiento entre los dos modos, es mayor para el modo TM ($SZ_{\max(2)}, Z_{\max(2)}$). Esto último, junto con las componentes de polarización cruzada a los 2.5GHz, son los responsables de que la estructura presente dicroísmo de conversión circular, ya que una onda polarizada linealmente es una combinación de ondas circularmente polarizadas a izquierdas y a derechas.

5. ESTUDIO NUMÉRICO DE LA ESTRUCTURA PROPUESTA

En este apartado se analizará el comportamiento de la estructura final propuesta frente a luz incidente circularmente polarizada a izquierdas y a derechas.

En esta primera parte se comprobará si nuestra estructura presenta dicroísmo de conversión circular. Para ello se hará incidir sobre la estructura sin espejo ondas circularmente polarizada a izquierdas (-) y a derechas (+) desde ambas caras del material. Esto nos dará los coeficientes de reflexión y transmisión (parámetro-S) para ambos sentidos de incidencia y con estos analizar si efectivamente existe un comportamiento diferente dependiendo de que cara de la estructura incida la onda.

Para ayudar a entender las gráficas con los coeficientes de reflexión y transmisión (parámetro-S), se resumen los coeficientes y su significado:

- Incidencia de la onda circularmente polarizada con sentido negativo del eje z, ver Figura 5.1:
 - $SZ_{max(1)}, Z_{max(1)}$: incidente a derechas, reflejada a izquierdas. R_{+}
 - $SZ_{max(2)}, Z_{max(1)}$: incidente a derechas, reflejada a derechas. R_{++}
 - $SZ_{max(2)}, Z_{max(2)}$: incidente a izquierdas, reflejada a derechas. R_{+-}
 - $SZ_{max(1)}, Z_{max(2)}$: incidente a izquierdas, reflejada a izquierdas. R_{--}
 - $SZ_{min(1)}, Z_{max(1)}$: incidente a derechas, transmitida a derechas. T_{++}
 - $SZ_{min(2)}, Z_{max(1)}$: incidente a derechas, transmitida a izquierdas. T_{+-}
 - $SZ_{min(2)}, Z_{max(2)}$: incidente a izquierdas, transmitida a izquierdas. T_{--}
 - $SZ_{min(1)}, Z_{max(2)}$: incidente a izquierdas, transmitida a derechas. T_{+-}

- Incidencia de la onda circularmente polarizada con sentido positivo del eje z, ver Figura 5.1:
 - $SZ_{min(1)}, Z_{min(1)}$: incidente a izquierdas, reflejada a derechas. r_{+-}
 - $SZ_{min(2)}, Z_{min(1)}$: incidente a izquierdas, reflejada a izquierdas. r_{--}
 - $SZ_{min(2)}, Z_{min(2)}$: incidente a derechas, reflejada a izquierdas. r_{+-}
 - $SZ_{min(1)}, Z_{min(2)}$: incidente a derechas, reflejada a derechas. r_{++}
 - $SZ_{max(1)}, Z_{min(1)}$: incidente a izquierdas, transmitida a izquierdas. t_{--}
 - $SZ_{max(2)}, Z_{min(1)}$: incidente a izquierdas, transmitida a derechas. t_{+-}
 - $SZ_{max(2)}, Z_{min(2)}$: incidente a derechas, transmitida a derechas. t_{++}
 - $SZ_{max(1)}, Z_{min(2)}$: incidente a derechas, transmitida a izquierdas. t_{+-}

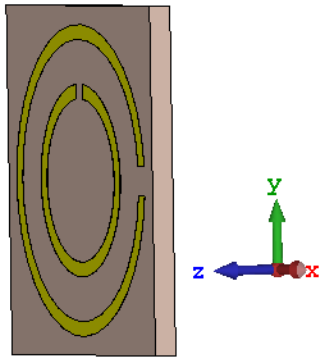


Figura 5.1 Orientación de la estructura analizada

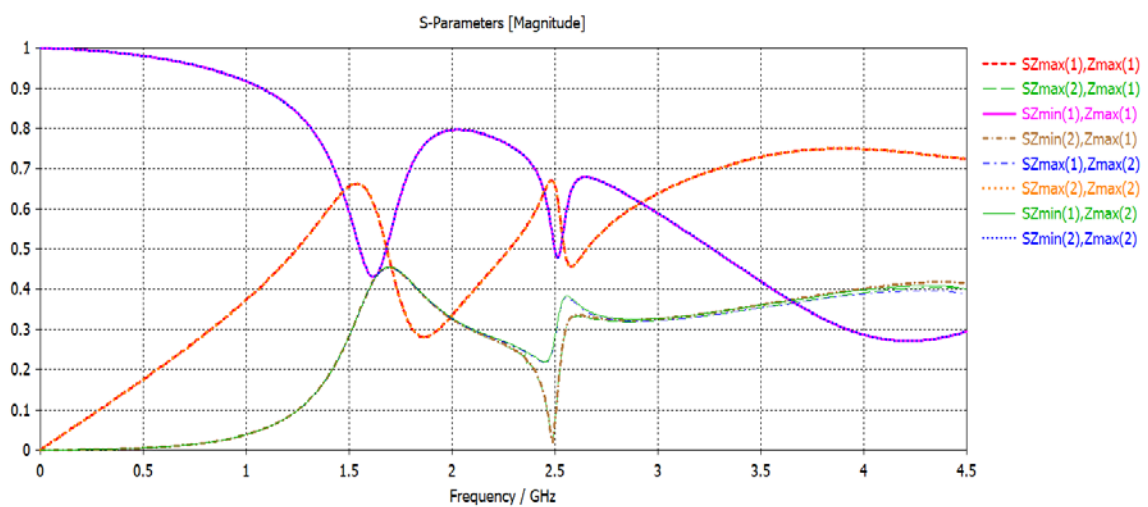


Figura 5.2 Reflexión y transmisión para ondas circularmente polarizadas que se dirigen en sentido negativo del eje z.

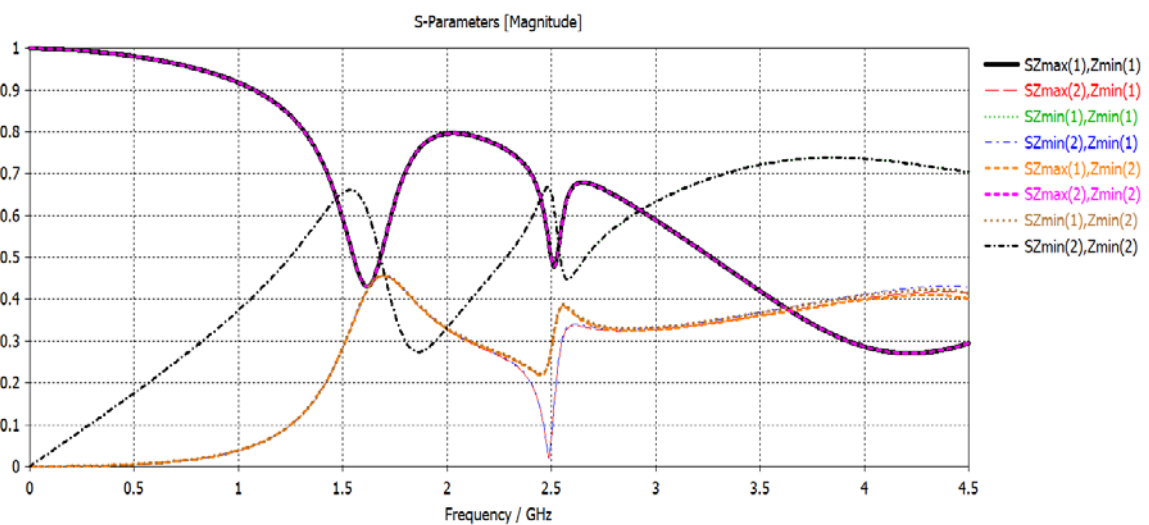


Figura 5.3 Reflexión y transmisión para ondas circularmente polarizadas que se dirigen en sentido positivo del eje z.

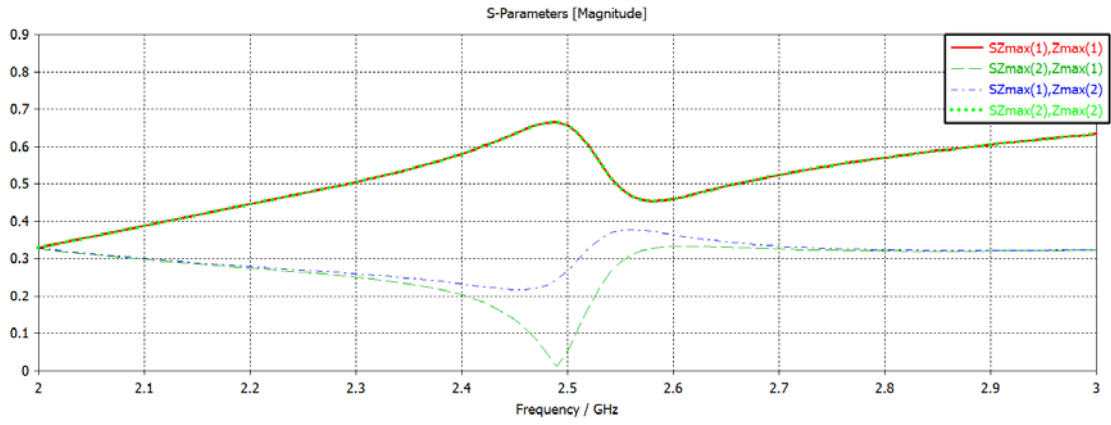


Figura 5.4 Zoom para los valores de reflexión con incidencia en sentido negativo del eje z.

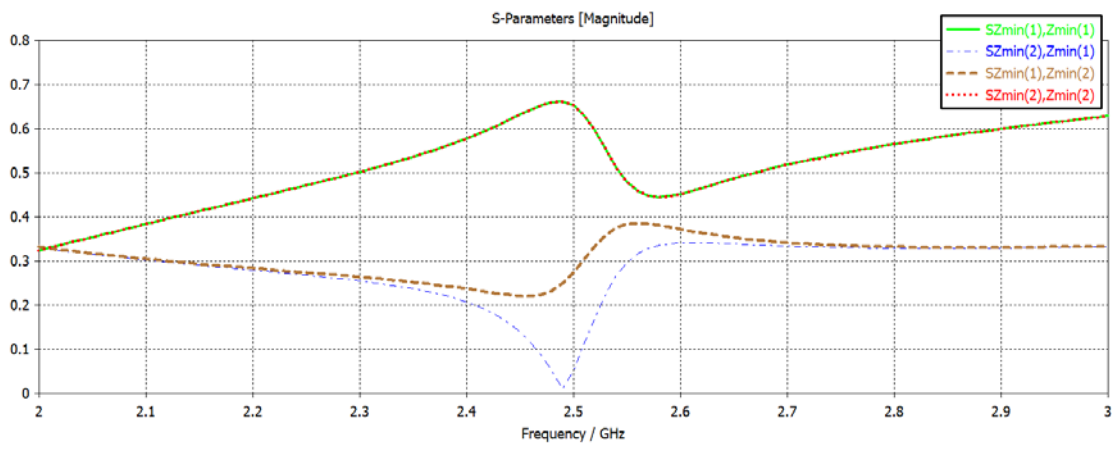


Figura 5.5 Zoom para los valores de reflexión con incidencia en sentido negativo del eje z.

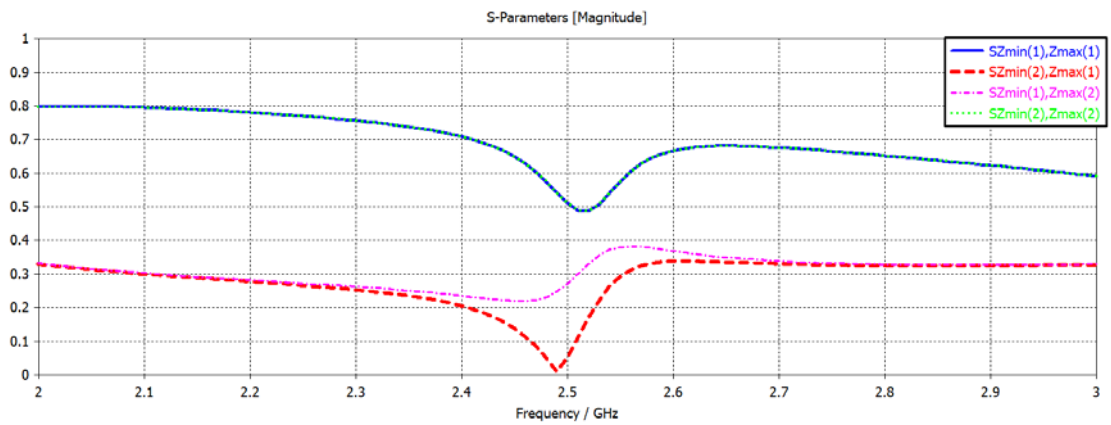


Figura 5.6 Zoom para los valores de la transmisión con incidencia en sentido negativo del eje z.

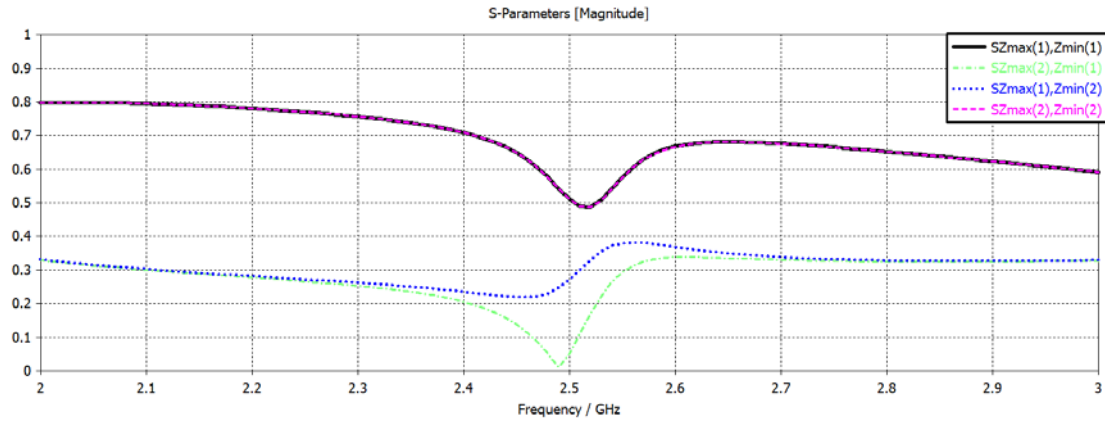


Figura 5.7 Zoom para los valores de la transmisión con incidencia en sentido positivo del eje z.

Como como podemos observar en las gráficas Figura 5.4 y Figura 5.5 obtenemos valores diferentes para la reflexión, dependiendo en el sentido en el que incida la onda. Por ejemplo, la reflexión cuando se incide en sentido negativo del eje z, R_{++} ($Sz_{max(2),Zmax(1)}$), es distinto de cuando se incide en sentido positivo del eje z, r_{++} ($Sz_{min(1),Zmin(2)}$).

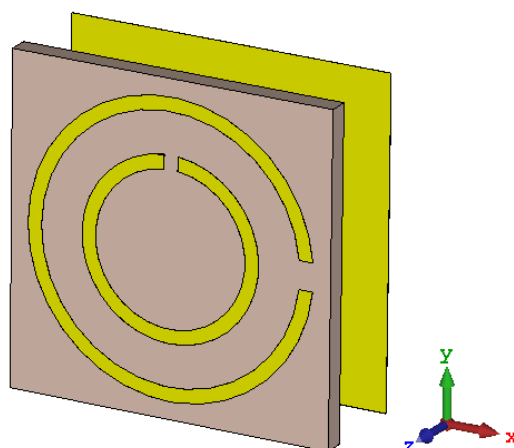
Lo mismo ocurre si nos fijamos en las Figura 5.6 y Figura 5.7, para la transmisión. Por ejemplo, la transmisión de derechas a izquierdas cuando se incide en sentido negativo del eje z, T_{-+} ($Sz_{min(2),Zmax(1)}$), es distinto de cuando se incide en sentido positivo del eje z, t_{-+} ($Sz_{max(1),Zmin(2)}$).

Luego podemos concluir que nuestra estructura presenta “Circular conversion dichroism”, como era de esperar, al ser una estructura 2D-quiral.

- **Estudio del parámetro-S para la estructura final con espejo.**

A continuación, se estudian los coeficientes de reflexión copolarizada y con polarización cruzada de la estructura con espejo.

- Reflexión copolarizada:
 - $Sz_{max(2),Zmax(1)}$: incidente a derechas, reflejada a derechas. R_{++}
 - $Sz_{max(1),Zmax(2)}$: incidente a izquierdas, reflejada a izquierdas. R_{--}
- Reflexión con polarización cruzada:
 - $Sz_{max(1),Zmax(1)}$: incidente a derechas, reflejada a izquierdas. R_{+-}
 - $Sz_{max(2),Zmax(2)}$: incidente a izquierdas, reflejada a derechas. R_{-+}



Name	Expression	Description
theta	= 0	spherical angle of incident plane wave
phi	= 0	spherical angle of incident plane wave
tex	= 0.02	Espesor del anillo grande (mm)
tm	= 0.02	Espesor del espejo metálico (mm)
tin	= 0.02	Espesor del anillo pequeño (mm)
cin	= 1	Anchura del gap del anillo pequeño (mm)
t	= 1.6	Espesor del sustrato (mm)
cext	= 2	Anchura del gap del anillo grande (mm)
rin	= 5.5	Radio interno del anillo pequeño (mm)
rex	= 6.5	Radio externo del anillo pequeño (mm)
d	= 6.5	Distancia Sustrato-Espejo (mm)
R_in	= 9.5	Radio interno del anillo grande (mm)
R_ext	= 10.5	Radio externo del anillo grande (mm)
L	= 23.5	Periodo de la celda (mm)

Figura 5.8 Estructura propuesta junto con la descripción de los parámetros óptimos, para una máxima amplitud de resonancia. Aquí se añade una lámina metálica de cobre (puro) al conjunto de la estructura. La cual permitirá la reflexión de las ondas que son transmitidas a través del dieléctrico.

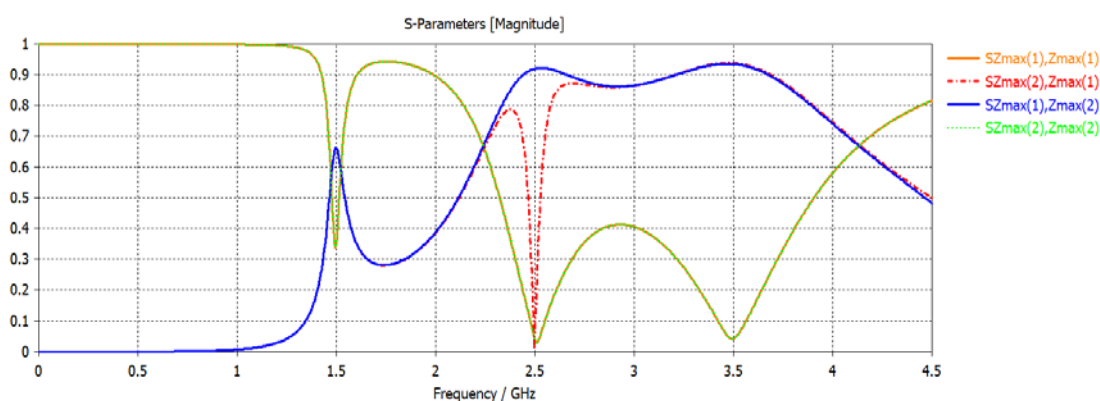


Figura 5.9 Representación de los valores de la reflexión para metamaterial espejo, que preserva la polarización a izquierdas, en la frecuencia de resonancia de 2.5 GHz.

Como se puede observar para frecuencias menores de 1.3 GHz la estructura se comporta como un espejo convencional, cambiando la polarización de izquierdas a derechas, y viceversa, al incidir sobre ella luz circularmente polarizada.

Por otro lado, a la frecuencia de 2.5 GHz, el valor del coeficiente de reflexión copolarizada a izquierdas ($S_{zmax(1),Zmax(2)}$), es decir, incide luz circularmente polarizada a izquierdas y se

refleja a izquierda, presenta un máximo mientras que para las demás reflexiones tenemos un mínimo. Luego comprobamos que esta estructura nos preserva la polarización a izquierdas, mientras absorbe la polarización a derecha, a esta frecuencia.

Por último, tenemos el rango de frecuencias que van desde los 2.54 GHz hasta los 3.8 GHz, donde la estructura nos preserva la polarización a derechas ($S_{zmax(2)}, Z_{max(1)}$) y a izquierdas ($S_{zmax(1)}, Z_{max(2)}$), pero no distingue entre ninguna de las dos.

- **Estudio de la estabilidad angular de la estructura propuesta**

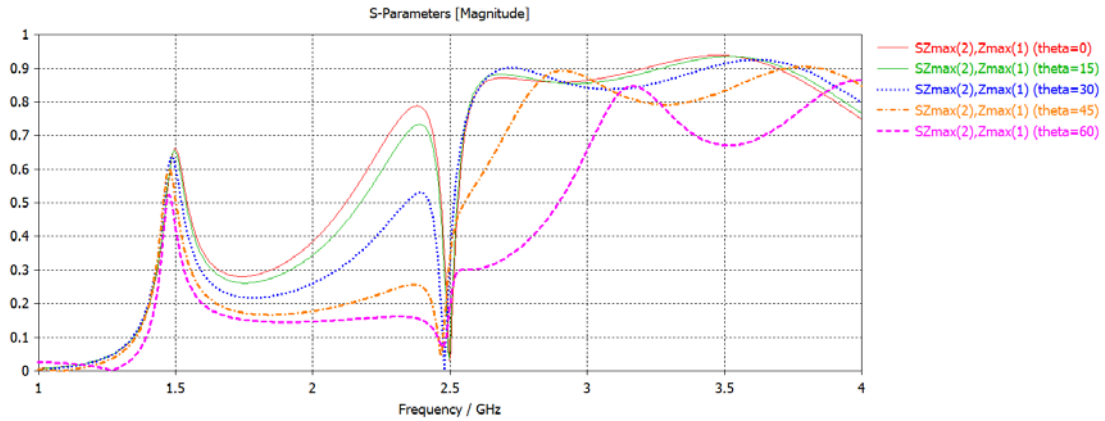


Figura 5.10 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores del ángulo de incidencia.

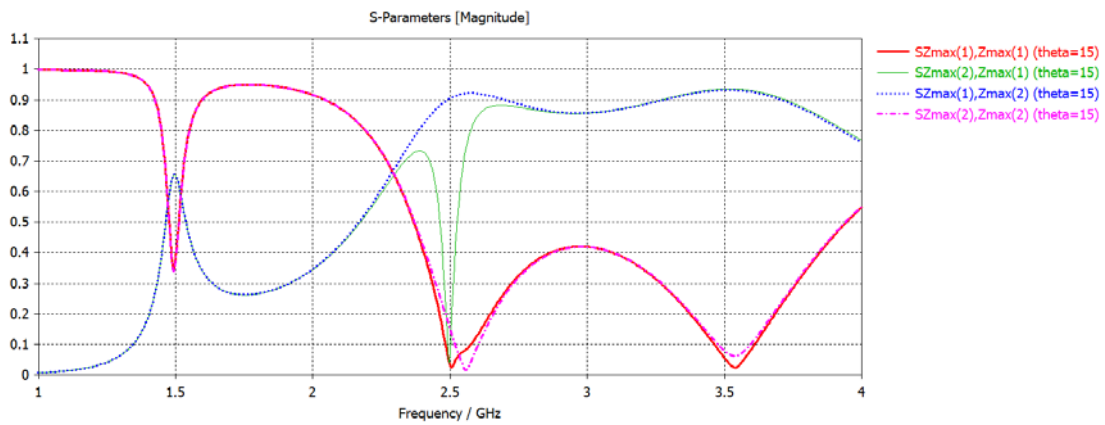


Figura 5.11 Representación del parámetro-S para el máximo ángulo donde la estructura es estable.

Podemos observar que nuestra estructura conserva su actividad, prácticamente sin cambio, hasta un ángulo de incidencia de entre unos 15° y 30°, a partir del cual la resonancia es demasiado débil, para que resulte de utilidad la estructura. Esto es debido a que, al aumentar el ángulo de incidencia, aparecen nuevas quiralidades desde el punto de vista de la onda incidente. Además, al incidir con ángulos distintos de 0° la onda circular pasa a ser elíptica al incidir sobre la superficie.

5.1. Estudio paramétrico de la estructura propuesta

- **Estudio paramétrico de la distancia d entre espejo y sustrato**

En este apartado, analizaremos como varia la resonancia cuando variamos la distancia entre el sustrato y el espejo, dejando los demás parámetros constantes.

Se observa en la Figura 5.1.1, que la variación de la distancia sustrato-espejo, produce una disminución o aumento de la intensidad de la resonancia. Esto es debido a que el aumento o disminución de la distancia, hará que la onda transmitida vuelva tras reflejarse en el espejo convencional con una determinada fase, pudiendo conseguir una interferencia constructiva o destructiva con la onda no transmitida y por lo tanto una intensidad máxima o mínima, respectivamente.

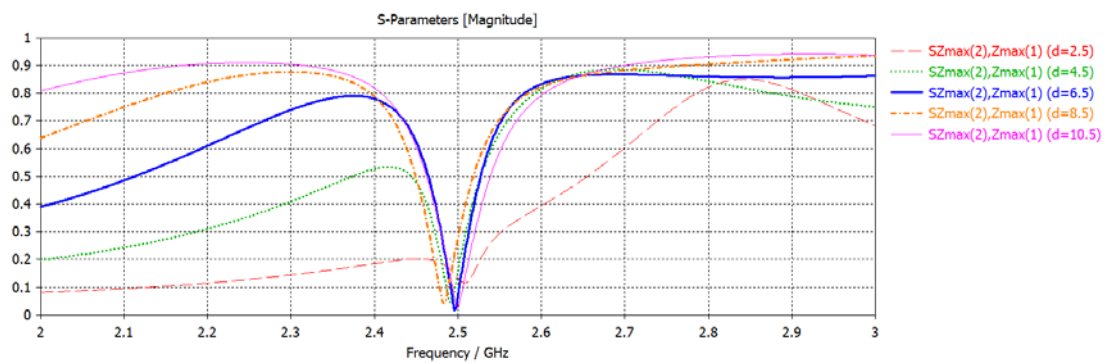


Figura 5.1.1 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la distancia sustrato-espejo.

- **Estudio paramétrico de la separación entre anillos n**

En este apartado se variará la distancia entre anillos, manteniendo el resto de parámetros constantes.

En la Figura 5.1.2, se observa una disminución de la frecuencia al disminuir la separación, esto se debe a que la capacidad es inversamente proporcional a la distancia entre placas. Al disminuir la distancia entre anillos las capacidades que se forman entre las paredes de los anillos aumentarán, dando lugar, a una disminución de la frecuencia de resonancia según la ecuación [14]:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (17)$$

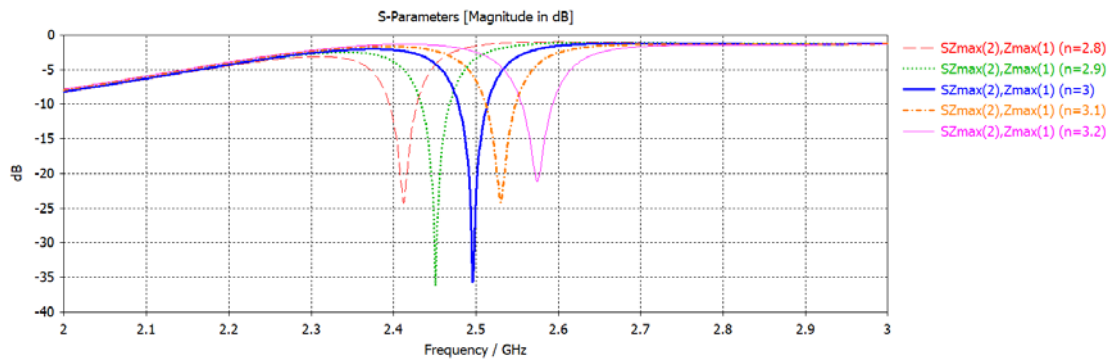


Figura 5.1.2 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la distancia entre anillos.

- **Estudio paramétrico de la permitividad eléctrica e del sustrato**

En este apartado variaremos el valor de la permitividad eléctrica del sustrato, manteniendo los demás parámetros constitutivos constantes.

Se observa en la Figura 5.1.3, que el aumento de la permitividad eléctrica del sustrato lleva consigo una disminución en la frecuencia de resonancia, esto se debe a que si se analiza la ecuación que nos da la capacidad de un condensador de placa paralelas con un dieléctrico [40]:

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (18)$$

Donde ϵ_r es la permitividad del medio, S la superficie de las placas (superficie de las paredes del gap), y d, la distancia entre placas (anchura del gap). Vemos que la capacidad es proporcional a la permitividad del medio, luego al aumentar esta aumentará la capacidad, que como habíamos explicado anteriormente, conlleva a una disminución de la frecuencia de resonancia.

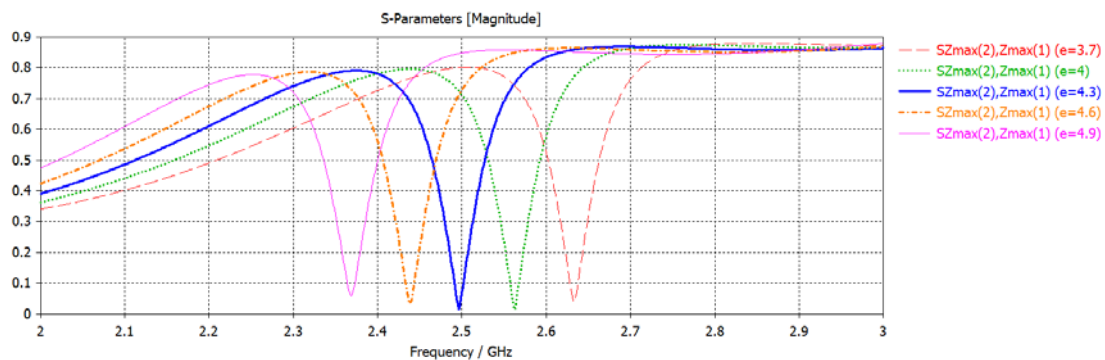


Figura 5.1.3 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la permitividad eléctrica del sustrato

6. CONCLUSIÓN

En este trabajo ha tenido como objetivo dar solución a unos de los problemas que existe principalmente en el ámbito de las telecomunicaciones. Siendo este, la necesidad de un metamaterial que permitiera la construcción de receptores en satélites que aceptaran una determinada polarización, a izquierdas o a derechas, de una onda incidente polarizada circularmente y que mantuviera su polarización tras ser reflejada en dicho receptor. Y así poder, sustituir a la tecnología actual que trabaja con ondas linealmente polarizadas, que como se vio no eran las ideales para la transmisión de información a largas distancias.

Con este fin, se introdujo el concepto de espejo quiral, metamaterial que, haciendo uso del dicroísmo de conversión circular, propiedad que tienen las metasuperficies 2D-quirales que permitía que la metasuperficie tuviera diferentes comportamientos en la transmisión y reflexión de una determinada polarización de una onda circularmente polarizada, dependiendo de la cara donde incidiera dicha onda. Y junto con el posicionamiento de un espejo convencional tras la estructura, que como se explicó tiene la funcionalidad de reflejar la onda transmitida por el metamaterial, cambiándole su polarización de izquierdas a derechas o viceversa, permitía la interferencia constructiva, tras transmitirse nuevamente por el metamaterial, con la onda no transmitida en un primer momento.

Para entender el dicroísmo de conversión circular en nuestra estructura, se hizo un estudio con ayuda del programa CST studio, del comportamiento de los SRR frente a ondas linealmente polarizadas que incidían normalmente sobre este. Este análisis se dividió en cuatro partes.

Primeramente, se expuso la teoría de interacción dipolar, que nos permitía entender cómo se formaban los dipolos eléctricos y magnéticos en un SRR y como interaccionaban entre ellos y el campo. Aquí se explicó que, debido a la geometría de nuestra metasuperficie, los dipolos eléctricos de ambos anillos se acoplarían transversalmente a diferencia de los momentos dipolares magnéticos, que se acoplan longitudinalmente. Esto se traduce en diferentes energías de interacción, y por tanto, en diferente estabilidad de estos acoplo. Además, se vio que como los dipolos eléctricos son los únicos paralelos a un campo incidente, en este caso el eléctrico, son los únicos que se acoplarían a la radiación incidente, siendo por tanto los únicos que tenían efecto en la disminución o aumento del ancho de banda.

Posteriormente, se estudió el parámetro-S cuando incidía sobre los anillos aislados una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico en la dirección del eje y (modo TE) y en la dirección del eje x (modo TM). Pudiendo analizar los coeficientes de reflexión y transmisión que se producían en las diferentes polarizaciones, junto con las frecuencias de resonancia, frecuencias en las que la transmisión se anulaba, y donde el anillo resuena teniendo un comportamiento especial.

A continuación, se estudiaron los campos y las corrientes, que se producían en un SRR al incidir con ondas linealmente polarizadas en estas frecuencias de resonancia. Con el objetivo de entender el comportamiento de los anillos a estas frecuencias.

El último de los apartados de este análisis previo a la estructura final, fue el estudio del acoplo de los anillos, para ello se hizo uso de la teoría de interacción dipolar y de los análisis previos del comportamiento de los anillos frente a campos electromagnéticos. Aquí se vieron las diferentes corrientes superficiales y campo electromagnéticos para diferentes posiciones de los anillos, visualizando así las diferentes posiciones de los dipolos que se formaban, permitiéndonos comprobar la teoría de interacción. Viendo en este apartado como para la posición de 90° nuestra

estructura presentaba polarización cruzada, siendo esto un indicativo de diferente comportamiento frente ondas circularmente polarizadas.

En el último apartado de este trabajo, se estudió la estructura final. Y se comprobó que efectivamente presentaba dicroísmo de conversión circular y que, al posicionar un espejo tras la estructura, nos permitía mantener la polarización de la onda incidente seleccionando una determinada polarización, o para ambas polarizaciones dependiendo el rango de frecuencias que eligiéramos.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] W.A.Imbriale, S.S.Gao y L.Boccia, *Space Antenna Handbook*, John Wiley & Sons, 2012.
- [2] *Circular Polarisation Dual-Optics Proof of Concept -Technical University of Eindhoven (NL), TNO (NL),Lund University (SE), TICRA (DK) and ASC (DK)*, 2016.
- [3] S. Kinoshita, «Structural colors in the realm of nature,» *World Scientific Publishing*, 2008.
- [4] C. Mineral Spectroscopy Server, «http://minerals.caltech.edu/Silica_Polymorphs/,» 13 Noviembre 2009. [En línea].
- [5] P.Vukusic y J.R.Sambles, «Photonic structures in biology,» *Nature*, 2003.
- [6] V.Sharma, M.Crne, J.O.Park y M.Srinivasarao, «Structural origin of circularly polarized iridescence in jeweled beetles,» *Science*, 2009.
- [7] D.G.Stavenga, S.Foletti, G.Palasantzas y K.Arikawa., «Light on the moth-eye corneal nipple array of butterflies,» *Proceedings of the Royal Society B*, 2006.
- [8] U.Leonhardt, «Invisibility cup,» *Nature Photonics*, 2007.
- [9] J. Fraunhofer, «Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche ber die Gesetze des Lichtes,» *Annalen der Physik*, 1823.
- [10] J.C.Maxwell, «A dynamical theory of the electromagnetic field,» *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1865.
- [11] J.W.S.Rayleigh, «On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure,» *Phil.Mag*, 1887.
- [12] D.T.Emerson, «The works of Jagadis Chandra Bose: 100 years of mm-wave research,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1997.
- [13] J.C.Bose, «On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure,» *Proceedings of the Royal Society of London*, 1898.
- [14] S. Kasap y P. Capper, *Handbook of Electronic and Photonic Materials*, Springer International Publishing, 2017.
- [15] W. E. Kock, «Metallic Delay Lenses,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 27, pp. 58-82, 1948.
- [16] L. Rayleigh, *Philos. Mag*, vol. 5, nº 35, p. 481, 1892.
- [17] Jackson y Kharadly, *Proc. IEE*, nº 100, p. 199, 1962.
- [18] S.A.Schelkunoff y H.T.Friis, *Antennas: Theory and practice*, New York: John Wiley & Sons, 1952.

- [19] J.B.Pendry, A.J.Holden, D.J.Robbins y W.J.Stewart, «Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, pp. 2075-2084, 1999.
- [20] Wiltshire, Pendry, Young, Larkman, Gilderdale y Hajnal, «Microstructured Magnetic Materials for RF Flux Guides in Magnetic Resonance Imaging,» *Science*, vol. 291, pp. 849-851, 2001.
- [21] L.Mandelstam, *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 1945.
- [22] H.C.POCKLINGTON, «Growth of a Wave-group when the Group-velocity is Negative,» *Nature*, vol. 71, 1905.
- [23] Veselago, «The Electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability,» *Soviet physics uspekhi*, 1968.
- [24] B. Ung, «Metamaterials: a metareview,» *Optics Photonics News Phys*, 2008.
- [25] L. Lu, «Active hyperbolic metamaterials: progress, materials and design,» *Journal of Optics*, 2018.
- [26] Munk, *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*, New York: John Wiley&Sons, 2000.
- [27] L. Kelvin, «Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light,» *Cambridge University Press Warehouse*, p. 619, 1904.
- [28] E.Plum, Fedotov y Zheludev, «Extrinsic electromagnetic chirality inmetamaterials,» *JOURNAL OF OPTICS: PURE AND APPLIED OPTICS*, 2009.
- [29] E. Plum y e. al., «Metamaterials: optical activity without chirality,» *Physical review letters*, vol. 102, n° 11, p. 113902, 2009.
- [30] E. Plum, V. A. Fedotov y N. I. Zheludev., «"Optical activity in extrinsically chiral metamaterial",» *Appl. Phys. Lett.*, 2008.
- [31] F. Oscar, G. Álvaro y V. Angel, *Estructura Metamaterial Quiral de tipo Fishnet con refracción negativay bajas perdidas*, Cartagena, 2017.
- [32] S. Jian, L. Jie, W. Ying-Hua, L. Jia-Qi, D. Zheng-Gao y Z. Lin, «Enhanced circular dichroism based on the dual-chiral metamaterial in terahertz regime,» *Chinese physics B*, 2016.
- [33] A. Papakostas, D. B. A. Potts, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles y N. I. Zheludev., «Optical Manifestations of Planar Chirality,» *Phys. Rev. Lett*, 2003.
- [34] Zheludev y S. L. Prosvirnin, «Polarization effects in the diffraction of light by aplanar chiral structure,» *Phys. Rev.*, 2005.
- [35] Fedotov, V. A. a. Mladyonov, P. L. a. Prosvirnin, S. L. a. Rogacheva, A. V. a. Chen y Y. a. Zheludev, «Asymmetric Propagation of Electromagnetic Waves through a Planar Chiral Structure,» *Phys. Rev. Lett.*, p. 167401, 2006.

- [36] E. Plum y N. I. Zheludev, «Chiral mirrors,» *Applied Physics Letters*, 2015.
- [37] Zheludev, E. Plum y N. I., «Chiral mirrors,» *Applied Physics Letters*, 2015.
- [38] A. K. Bhattacharyya, *Phased Array Antennas: Floquet Analysis, Synthesis, BFNs and Active Array Systems*, John Wiley & Sons, 2006.
- [39] S. Seetharaman, C. King, I. Hooper y e. al., «Electromagnetic interactions in a pair of coupled split-ring resonators,» *Physical review B: Condensed matter and materials physics*, 2017.
- [40] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, New York: Wiley-VCH, 1975.
- [41] N. Liu y H. Gienssen, «Coupling effects in optical metamaterial,» *Wiley-VCH*, 2010.
- [42] L. Jing, Z. Wang, Y. Yang, B. Zheng, Y. Liu y H. Chen, «Chiral metamirrors for broadband spin-selective absorption,» *Appl. Phys. Lett.*, 2017.
- [43] Caloz y Itoh, *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave*, New York: John Wiley & Sons, 2006.
- [44] P. Vukusic y J. R. Sambles, «Photonic structures in biology,» *Nature*, 2003.
- [45] Z. Wang, H. Chen y Y. Liu, «Circular Dichroism Metamirrors with Near-Perfect Extinction,» *ACS Photonics*, 2015.

INDICE DE FIGURAS

Figura 1.1: Materiales con propiedades ópticas en la naturaleza. (a) Ópalo está formado por nanoesferas de sílice [4]. (b) Microestructura de cada una de las escamas de las mariposas <i>Morpho rhodopteron</i> . [5] (c) El escarabajo <i>Chrysina gloriosa</i> tiene diferente color bajo luz circularmente polarizada a izquierda o a derecha, debido a la estructura quiral de su exoesqueleto. [6]	3
Figura 1.2: Copa de Licurgo contiene nanopartículas de oro y plata, viéndose así verde debido a la reflexión (izquierda) y rojo en la transmisión (derecha). [8].....	4
Figura 1.3: Control de la polarización usando medios compuestos: Ejemplo del trabajo de Bose con ondas milimétricas. (a) polarizador lineal que consiste en la intercalación de láminas metal entre las hojas de un libro. (b) Fardo de trenzado de hilos de yute el cual rota el estado de polarización. [12]	4
Figura 1.4 Ejemplo de patrones en metamateriales [14].	5
Figura 1.5 Dielectrico de W.E. Kock. Izquierda: Red de esferas formando una lente convexa. Derecha: Red de esferas sobre un sustrato [15].	6
Figura 1.6 Metamoléculas magnéticas. Las corrientes orbitales en átomos y moléculas son imitadas mediante SRRs (a), (b), varillas (c), o pilares (c), donde la corriente inducida j , da lugar a un momento dipolar magnético m . [14].....	7
Figura 1.7 Primer metamaterial que presenta índice de refracción negativo. Los SRRs presentan permeabilidad magnética negativa $\mu < 0$ y los hilos permitividad eléctrica negativa $\varepsilon < 0$ [24].....	8
Figura 1.8 Geometría de una superficie FSS [26].....	9
Figura 1.4.1 Efectos en la polarización producidos por la quiralidad-3D [28].	10
Figura 1.4.2 Ejemplo de patrones quirales. Espiral de Arquímedes y estructura fishnet modificada [31] [32].	10
Figura 1.4.3 Dicroísmo de conversión circular. Propiedad de los metamateriales 2D-quirales, en los que la transmisión y reflexión varía dependiendo en la cara que incida la onda circularmente polarizada. [35].	11
Figura 1.4.4 Espejos. (a) En un espejo convencional al incidir sobre él una onda circularmente polarizada cambia la polarización de esta, de izquierda a derecha y viceversa, al ser reflejada. (b) En un espejo que conserva la polarización, al incidir sobre él una onda circularmente polarizada, mantiene la polarización a izquierdas o derechas de esta, pero no distingue entre estas polarizaciones. (c) Un absorbente perfecto, absorbe toda la radiación que incide sobre él. (d) Un espejo RCP conserva la polarización de una onda incidente circularmente polarizada a derechas, al ser reflejada y absorbe las ondas incidentes circularmente polarizadas a izquierdas. (e) Un espejo LCP conserva la polarización de una onda incidente circularmente polarizada a izquierdas, al ser reflejada y absorbe las ondas incidentes circularmente polarizadas a derechas. [36]	12
Figura 1.4.5 Patrón con forma de G. Este metamaterial presenta dos frecuencias de resonancia donde los coeficientes de reflexión con polarización cruzada, incide una onda con polarización circular a derechas y se refleja a izquierdas y viceversa (r_{LR} y r_{RL}) y reflexión copolarizada a izquierdas (r_{LL}), incide una onda con polarización circular a izquierdas y se refleja a izquierdas, tienen un mínimo, mientras que la reflexión copolarizada a derechas (r_{RR}) tiene un máximo [40].	12
Figura 1.4.6 Anillos resonadores con corte asimétrico. En este metamaterial se observa dos comportamientos diferentes dependiendo del ángulo del corte. Por un lado, el espejo RCP presenta una conservación de la polarización a derechas (R_{++}), incide una onda con polarización circular a derechas y se refleja a derechas, mientras se anula el coeficiente de reflexión copolarizada a izquierdas (R_{-}), incide una onda con polarización circular a izquierdas y se refleja a izquierdas. Teniendo el espejo LCP un comportamiento opuesto al anterior [37].	13
Figura 3.1.1 Configuración de las condiciones de contorno de la celda unidad.	16
Figura 3.1.2 Configuración de los puertos y los modos de la simulación.	16
Figura 3.1.3 Configuración de las condiciones de contorno para la celda unidad, para reflexión.	17
Figura 3.1.4 Barra de herramientas, con monitores de campo y muestreo de parámetros.	17

Figura 4.1 Dipolo eléctrico (rojo), magnético (azul) y corriente superficial (flecha cortada) inducidos. El momento dipolar eléctrico estará localizado en cerca del gap, donde la concentración de carga es máxima, mientras que el momento dipolar magnético pasará cerca del centro del SRR debido a la circulación de corriente por este [39]. Circuito equivalente del SRR, a la menor frecuencia de resonancia.	19
Figura 4.1.1 Representación esquemática de dos dipolos eléctricos.....	20
Figura 4.1.2 Representación esquemática de dos dipolos magnéticos.....	20
Figura 4.1.3 Esquema de la energía de interacción para algunos de los casos explicados anteriormente.	21
Figura 4.1.4 Esquema de la división de frecuencias de resonancia. [39].....	22
Figura 4.2.1.1 Dirección del campo eléctrico en el modo TE (imagen derecha), y en el modo TM (imagen izquierda). Para esta simulación ambos anillos tienen la misma orientación	24
Figura 4.2.1.2 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (1) y TM (2), sobre el SRR grande.	25
Figura 4.2.1.3 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (1) y TM (2) sobre el SRR pequeño.	25
Figura 4.2.2.1 Corriente superficial sobre el SRR, cuando sobre él incide una onda en el modo TE/modo 1 (Campo eléctrico paralelo al eje y), a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz.....	27
Figura 4.2.2.2 Vectores de campo del campo eléctrico a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo eléctrico en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59GHz, donde se observa que los vectores de campo entran en la parte inferior del anillo (Azul), y salen de la parte superior (Rojo). Formándose así un dipolo eléctrico en el gap del SRR, que tiene sentido positivo del eje y.....	27
Figura 4.2.2.3 Vectores de campo del campo magnético a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo magnético en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se observa la formación de un momento dipolar magnético, en este caso, en dirección negativa del eje z. Debido a las corrientes producidas en el SRRs.	27
Figura 4.2.2.4 Corriente superficial sobre el SRR, cuando sobre él incide una onda en el modo TM/modo 2 (Campo eléctrico paralelo al eje x), a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se puede observar dos corrientes paralelas en ambos laterales del SRR.	28
Figura 4.2.2.5 Vectores de campo del campo eléctrico a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo eléctrico en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59GHz. Se observa un dipolo eléctrico que va desde el gap (Azul) hacia el otro extremo del SRR.	28
Figura 4.2.2.6 Vectores de campo del campo magnético a mitad de altura del SRR (derecha). Componente z del campo magnético en la superficie del anillo (izquierda) a la frecuencia de resonancia 2.59 GHz. Se observa que no se produce un momento dipolar magnético, debido a las corrientes paralelas en el mismo sentido producidas en el SRR.	29
Figura 4.2.3.1 Transmisión y reflexión del el SRR externo, cuando sobre él incide una onda plana en el modo TE (campo eléctrico paralelo al gap del anillo). Se puede observar que la frecuencia de resonancia está sobre los 1.68 GHz.....	31
Figura 4.2.3.2 Transmisión y reflexión del el SRR interno, cuando sobre él incide una onda plana en el modo TE (campo eléctrico paralelo al gap del anillo). Se puede observar que la frecuencia de resonancia está sobre los 2.59 GHz.....	31
Figura 4.2.3.3 Representación de los SRRs a 0°	32
Figura 4.2.3.4 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.	32
Figura 4.2.3.5 Transmisión y reflexión copolarizada para los SRRs concéntricos, a 0°, para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	33

Figura 4.2.3.6 Corriente superficial en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	33
Figura 4.2.3.7 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	34
Figura 4.2.3.8 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	34
Figura 4.2.3.9 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 0°, a la menor frecuencia de resonancia (1.63 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	35
Figura 4.2.3.10 Corriente superficial en los SRRs a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	35
Figura 4.2.3.11 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	36
Figura 4.2.3.12 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	36
Figura 4.2.3.13 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 0°, a la mayor frecuencia de resonancia (2.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	37
Figura 4.2.3.14 Representación de los SRRs a 180°.....	37
Figura 4.2.3.15 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.	38
Figura 4.2.3.16 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 180°, para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observan dos frecuencias de resonancia, la primera a 1.54 GHz y una mayor a 2.72 GHz.	38
Figura 4.2.3.17 Corriente superficial en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observa como a esta frecuencia la intensidad de corriente en el anillo grande es mayor puesto que estamos cerca de su primera frecuencia de resonancia.....	39
Figura 4.2.3.18 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	39
Figura 4.2.3.19 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	40
Figura 4.2.3.20 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 180°, a la menor frecuencia de resonancia (1.54 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	40
Figura 4.2.3.21 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se observa como la intensidad de corriente en el anillo pequeño es mayor, puesto que estamos cerca de su primera frecuencia de resonancia.	40
Figura 4.2.3.22 Vectores y componente z del campo eléctrico en los anillos, a la mayor frecuencia de resonancia 2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	41
Figura 4.2.3.23 Vectores y componente z del campo magnético en los anillos, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	41
Figura 4.2.3.24 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 180°, a la mayor frecuencia de resonancia (2.72 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).....	41

Figura 4.2.3.25 Representación de los SRRs a 90° .	42
Figura 4.2.3.26 Esquema de la polarización de los dipolos eléctricos (Azul) y magnéticos (Rojo). El esquema no representa la dirección real de los dipolos.	43
Figura 4.2.3.27 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 90° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se aprecian dos frecuencias de resonancia a 1.59 GHz y 2.46 GHz.	43
Figura 4.2.3.28 Corriente superficial en los SRRs a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	43
Figura 4.2.3.29 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 90° , a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	44
Figura 4.2.3.30 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	44
Figura 4.2.3.31 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	44
Figura 4.2.3.32 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	45
Figura 4.2.3.33 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	45
Figura 4.2.3.34 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	46
Figura 4.2.3.35 Circuito equivalente de los SRRs formando un ángulo de 90° , a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1).	46
Figura 4.2.3.36 Transmisión y reflexión para los SRRs concéntricos, a 90° , para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje y (modo TE/modo 1). Se aprecian dos frecuencias de resonancia a 1.59 GHz y 2.46 GHz.	47
Figura 4.2.3.37 Corriente superficial en los SRRs a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	47
Figura 4.2.3.38 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	48
Figura 4.2.3.39 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la menor frecuencia de resonancia (1.59 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	48
Figura 4.2.3.40 Corriente superficial en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	49
Figura 4.2.3.41 Vectores y componente z del campo eléctrico en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	49
Figura 4.2.3.42 Vectores y componente z del campo magnético en los SRRs, a la mayor frecuencia de resonancia (2.46 GHz) del modo TE (campo eléctrico paralelo al eje y), para la incidencia normal de una onda linealmente polarizada con el campo eléctrico paralelo al eje x (modo TM/modo 2).	49
Figura 4.2.3.43 Parámetro-S para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (modo 1) y TM (modo 2), sobre los SRRs concéntricos a 90° .	50
Figura 4.2.3.44 Coeficientes de transmisión cruzada para incidencia normal de una onda plana en los modos TE (modo 1) y TM (modo 2), sobre los SRRs concéntricos.	50

Figura 5.1 Orientación de la estructura analizada	53
Figura 5.2 Reflexión y transmisión para ondas circularmente polarizadas que se dirigen en sentido negativo del eje z	53
Figura 5.3 Reflexión y transmisión para ondas circularmente polarizadas que se dirigen en sentido positivo del eje z.	53
Figura 5.4 Zoom para los valores de reflexión con incidencia en sentido negativo del eje z.....	54
Figura 5.5 Zoom para los valores de reflexión con incidencia en sentido negativo del eje z.....	54
Figura 5.6 Zoom para los valores de la transmisión con incidencia en sentido negativo del eje z.....	54
Figura 5.7 Zoom para los valores de la transmisión con incidencia en sentido positivo del eje z.....	55
Figura 5.8 Estructura propuesta junto con la descripción de los parámetros óptimos, para una máxima amplitud de resonancia.	56
Figura 5.9 Representación de los valores de la reflexión para metamaterial espejo, que preserva la polarización a izquierda, en la frecuencia de resonancia de 2.5 GHz.	56
Figura 5.10 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores del ángulo de incidencia.....	57
Figura 5.11 Representación del parámetro-S para el máximo ángulo donde la estructura es estable.	57
Figura 5.1.1 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la distancia sustrato-espejo.	58
Figura 5.1.2 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la distancia entre anillos. 59	
Figura 5.1.3 Representación del valor para R_{++} , para distintos valores de la permitividad eléctrica del sustrato.....	59