



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

– **TELECOM** ESCUELA
TÉCNICA **VLC** SUPERIOR
DE INGENIERÍA DE
TELECOMUNICACIÓN

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

Escuela Técnica Superior de Ingeniería de
Telecomunicación

Diseño y caracterización de reflectores anómalos en el
infrarrojo

Trabajo Fin de Grado

Grado en Ingeniería de Tecnologías y Servicios de
Telecomunicación

AUTOR/A: Casino Colom, Silvia

Tutor/a: Díaz Rubio, Ana

Director/a Experimental: MAÑEZ ESPINA, LUIS MANUEL

CURSO ACADÉMICO: 2022/2023

Resumen

En los últimos años las metasuperficies están siendo un notable campo de investigación, a razón de su capacidad para la manipulación de la luz en regiones del espacio sub-longitud de onda. Entre diversidad de propiedades, las metasuperficies son capaces de controlar la fase de la luz incidente, lo que será de gran importancia para multitud de aplicaciones. Generalmente, los reflectores responden a la ley de reflexión clásica, donde el ángulo incidente coincide con el ángulo reflejado, no obstante, como consecuencia del desarrollo de las metasuperficies, en este trabajo se van a considerar escenarios de reflexiones anómalas, siguiendo la ley generalizada de Snell. Con objeto de estudiar los diferentes ángulos a los que la luz es reflejada, se realizará el diseño, y construcción de un montaje para la caracterización de la metasuperficie, todo ello a una longitud de onda de 1550 nm y con un ángulo de incidencia de 0° con respecto a la normal de la misma.

Palabras clave

Metasuperficies, reflectores, infrarrojo, reflexión anómala, reflexiones parásitas.

Abstract

In recent years, metasurfaces have been a remarkable field of research, due to their ability to manipulate light in sub-wavelength regions of space. Among a variety of properties, metasurfaces are able to control the phase of incident light, which will be of great importance for a multitude of applications. Generally, reflectors respond to the classical reflection law, where the incident angle coincides with the reflected angle, however, as a consequence of the development of metasurfaces, in this work we will consider scenarios of anomalous reflections, following the generalised Snell's law. In order to study the different angles at which light is reflected, a setup will be designed and built to characterise the metasurface, all at a wavelength of 1550 nm and with an angle of incidence of 0° with respect to the normal of the metasurface.

Keywords

Metasurfaces, reflectors, infrared, anomalous reflection, parasitic reflections.

Índice

1. Introducción	7
2. Objetivos	8
3. Metodología	9
4. Marco teórico	10
4.1. Ley generalizada de la reflexión	10
4.2. Teorema de Floquet-Bloch	11
5. Diseño de reflectores anómalos basados en la Ley Generalizada de Snell	14
5.1. Metasuperficie homogénea	16
5.1.1. Análisis teórico	16
5.1.2. Diseño y simulación	17
5.2. Metasuperficie de gradiente	24
5.2.1. Análisis teórico	24
5.2.2. Diseño y simulación	27
5.2.3. Ajuste para la fabricación	34
6. Diseño y construcción del montaje de medida en espacio libre	37
6.1. Estudio de diferentes propuestas de montaje y planteamiento del montaje final	37
6.1.1. Elección del esquema de montaje	37
6.1.2. Configuración del montaje	41
6.1.3. Calibración y alineación de los elementos que forman parte del montaje	46
6.2. Prueba experimental de medida con un espejo	48
7. Conclusiones	51
8. Líneas futuras	52

Índice de figuras

1.	Comportamiento de las ondas al incidir en una superficie plana periódica.	12
2.	Comportamiento de la onda reflejada. Siendo (a) una metasuperficie homogénea y (b) un ejemplo de metasuperficie no homogénea.	15
3.	Metasuperficie homogénea. Siendo (a) y (b) vistas generales de la estructura en diferentes planos. En (c) y (d) se aprecia detalladamente la geometría de la metasuperficie. El periodo es $dx=219.2$ nm. La longitud de onda a la que trabaja es $\lambda=1550$ nm. La profundidad $Dy=755$ nm, las dimensiones del "parche" son $wp=100$ nm y $lp=700$ nm. Los anchos de cada una de las capas son $h1=50$ nm (Au), $h2=100$ nm (SiO_2), $h3=80$ nm (Au).	19
4.	Reflectancia, transmitancia, absorbancia del campo eléctrico. Barrido paramétrico de lp para una frecuencia de trabajo de 193.55 THz.	20
5.	Comportamiento del campo eléctrico. El módulo de este se representa con la escala de color en V/m. A $\lambda =1550$ nm y longitud del parche o $lp =700$ nm.	21
6.	Comportamiento del campo eléctrico. El módulo de este se representa con la escala de color en V/m. A $\lambda =1550$ nm y longitud del parche o $lp =375$ nm.	22
7.	Fase del S_{11} normalizada. Barrido paramétrico de lp a $f=193.55$ THz.	23
8.	Reflector anómalo.	25
9.	Fase del S_{11} normalizada en Matlab. Longitudes del parche, lp , seleccionadas a $f=193.55$ THz.	28
10.	Metasuperficie de gradiente. Siendo (a) y (b) vistas generales de la estructura en diferentes planos. En (c) y (d) se aprecia detalladamente la geometría de la metasuperficie. El periodo es $D_x=2192$ nm. La longitud de onda a la que trabaja es de $\lambda=1550$ nm. La profundidad $Dy=755$ nm, las longitudes de los "parches" son $lp_1=0$ nm, $lp_2=180$ nm, $lp_3=242$ nm, $lp_4=266$ nm, $lp_5=285$ nm, $lp_6=304$ nm, $lp_7=325$ nm, $lp_8=354$ nm, $lp_9=417$ nm, $lp_{10}=700$ nm, mientras que el ancho de estos es $wp=100$ nm. Los anchos de cada una de las capas son $h1=50$ nm (Au), $h2=100$ nm (SiO_2), $h3=80$ nm (Au).	29

11.	Reflector anómalo (modos de Floquet).	31
12.	Comportamiento del campo eléctrico. La figura (a) muestra el módulo del campo según la escala de color en V/m. En la figura (b) las flechas representan la dirección de propagación de la onda.	33
13.	Comportamiento del campo eléctrico, con las lp modificadas. La figura (a) muestra la intensidad del campo según la escala de color en V/m. En la figura (b) las flechas representan la dirección de propagación de la onda.	36
14.	Esquema del primer montaje.	38
15.	Reflexión anómala, polarización TE.	39
16.	Colimación de un haz divergente.	39
17.	Esquema del segundo montaje.	41
18.	Prueba de montaje.	43
19.	Sistema de cajas o <i>cages</i> . En la figura (a) aparece el final de la fibra y la lente. En la figura (b) se muestra el polarizador. La figura (c) es una vista completa del montaje.	45
20.	Alineado del montaje. En la figura (a) se muestra el disco de alineación. En la figura (b) se aprecia la incidencia de la luz en el centro de la "diana". La figura (c) es una vista del montaje realizado para el alineado.	47
21.	Prueba de medida con un espejo. En las figuras (a), (b) se muestra la medida de la reflexión con una "diana" y con un detector. Las figuras (c), (d) son vistas del montaje utilizando una "diana" y un detector respectivamente.	48
22.	Intensidad del haz con respecto a θ . En la figura (a) define el ángulo θ . En la figura (b) se muestra la intensidad del haz, normalizada, con respecto al ángulo θ	50
23.	Representación de unos pocos periodos de la metasuperficie a fabricar.	53

Índice de tablas

1.	Longitudes del parche, lp , seleccionadas.	28
2.	Respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase.	30
3.	Longitudes del parche, lp , modificadas.	34
4.	Respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase, con las lp modificadas.	35

1. Introducción

Durante mucho tiempo, el control y ajuste de las características de las ondas electromagnéticas ha sido un campo ampliamente estudiado. Recientemente, el desarrollo de unas estructuras conocidas como metasuperficies ha permitido la manipulación y control del campo electromagnético en regiones del espacio sub-longitud de onda [1]. Las metasuperficies interactúan con las ondas electromagnéticas incidentes, consiguiendo alterar su amplitud, fase, frecuencia, polarización, etc., propiedades que permiten su aplicación en multitud de áreas, dando lugar a la creación de absorbentes, reflectores, transmisores, entre otros [2].

A finales de la década de 1960, aparecieron los primeros modelos teóricos acerca de los metamateriales, definidos como materiales artificiales diseñados para lograr propiedades electromagnéticas atípicas y ventajosas [3]. Los metamateriales dieron lugar a la aparición de las metasuperficies, que son representaciones planas o bidimensionales de estos. Las mencionadas metasuperficies, se definen como estructuras en las que el grosor y periodicidad de los diferentes elementos individuales que las forman son pequeños en comparación con la longitud de onda para la que están diseñadas, permitiendo su integración en dispositivos compactos. Las propiedades únicas que estas presentan dan lugar a gran variedad de aplicaciones potenciales [2].

Las primeras metasuperficies se diseñaron utilizando estructuras plasmónicas [4], generalmente constituidas por un sustrato y estructuras de nanopartículas metálicas, cuya eficiencia viene limitada por las pérdidas de absorción de los metales. Posteriormente, se empezaron a desarrollar metasuperficies dieléctricas, empleando materiales como silicio o germanio [5], cuya principal ventaja respecto a las plasmónicas es que consiguen evitar la disipación de energía. Según el tipo de material de los elementos individuales que las forman, la mayor parte de las metasuperficies se pueden clasificar en estos dos grupos – metasuperficies dieléctricas y plasmónicas –, dando lugar a enfoques diferentes para lograr la manipulación de la luz a escala sub-longitud de onda.

Gracias a la diversidad de propiedades únicas que presentan, las metasuperficies pueden

ser utilizadas en multitud de campos. Una de las aplicaciones de estas estructuras son las antenas basadas en metasuperficies, que brindan nuevas oportunidades para el desarrollo de antenas compactas, versátiles y de menor coste, como las MTS (*Modulated metasurface antennas*) – estructuras donde la amplitud, la fase y la polarización del campo radiado puede ser controlada para obtener las propiedades de radiación de la antena deseadas. Las metasuperficies ópticas son otra aplicación de estas estructuras, consiguiendo, a partir de la réplica de hologramas o lentes, entre otras, crear dispositivos que no son realizables a partir de elementos ópticos convencionales [6].

Este trabajo se centra en el diseño de una metasuperficie que actúa como reflector. Generalmente, los reflectores siguen la ley de reflexión clásica, que establece que el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión coinciden ($\theta_r = \theta_i$). No obstante, en este estudio, la utilización de una metasuperficie como reflector permite que el ángulo reflejado y el ángulo incidente dejen de ser el mismo. Gracias a la capacidad de control de la luz incidente que presentan las metasuperficies, se consigue diseñar un reflector anómalo, que, a partir de una incidencia normal, refleja la luz a diferentes ángulos.

2. Objetivos

El objetivo principal de este estudio es el diseño de un reflector anómalo a partir de una metasuperficie. Se va a diseñar una estructura con propiedades ópticas únicas, que desafíe la ley de reflexión clásica. Para alcanzar este objetivo se siguen los siguientes pasos:

- Se realiza un primer diseño de una metasuperficie homogénea, para medir su respuesta a partir de simulaciones realistas. Esta sirve como base para el desarrollo del reflector anómalo final.
- A continuación, se procede a diseñar una metasuperficie no homogénea o de gradiente. A partir de simulaciones, se miden los diferentes ángulos a los que la estructura refleja la luz incidente, dando lugar al reflector anómalo deseado. Esta metasuperficie es la estructura que se va a fabricar.

- Por último, se realiza el montaje de un setup en espacio libre, que sirve para medir experimentalmente la respuesta de la metasuperficie fabricada.

3. Metodología

Con objeto de diseñar, fabricar y medir experimentalmente la respuesta de un reflector anómalo, la metodología seguida a lo largo de este estudio es la siguiente:

1. Realizar una revisión bibliográfica acerca de las metasuperficies y sus propiedades, para tener una visión general acerca de las mismas y entender algunos conceptos necesarios para su diseño.
2. Estudiar las diferentes leyes o teorías que modelan, principalmente, el comportamiento de las metasuperficies, concretamente, los teoremas por los que se rigen las metasuperficies que actúan como reflectores anómalos.
3. Diseño de los modelos a estudiar – metasuperficies homogéneas y metasuperficies de gradiente – en COMSOL Multiphysics. Es en este software donde se realizan las simulaciones necesarias para estudiar el comportamiento de las metasuperficies diseñadas.
4. Montaje de un setup en espacio libre para poder medir experimentalmente las metasuperficies fabricadas. El montaje se realiza en una mesa óptica, en el laboratorio del Nanophotonics Technology Center (NTC). Este montaje servirá para poder medir experimentalmente la respuesta de la metasuperficie diseñada – comparándola con los resultados obtenidos en las simulaciones en COMSOL – y caracterizarla.

4. Marco teórico

Los avances recientes en el campo de las metasuperficies han derivado en la aparición de caminos prometedores para el control, de forma singular y sin precedentes, de las ondas electromagnéticas [7]. En este apartado se van a explicar diversas leyes o teorías que modelan el comportamiento de estas estructuras artificiales.

En general, el comportamiento del campo electromagnético puede ser descrito por las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de contorno, condiciones que también se aplican en el diseño de las metasuperficies [3]. Para la correcta comprensión de los diferentes apartados de este estudio, es necesario explicar dos conceptos fundamentales, la ley generalizada de la reflexión, o de Snell, y el teorema de Floquet-Bloch. Conceptos que explican las bases del comportamiento de los reflectores anómalos y de las metasuperficies periódicas.

4.1. Ley generalizada de la reflexión

En el diseño de reflectores, la ley de Snell clásica es el enfoque comúnmente utilizado. En este caso, cuando no se produce disipación de energía, los rayos de luz incidentes son los que determinan el ángulo de los rayos reflejados – los ángulos incidentes y reflejados coinciden $\theta_r = \theta_i$, de acuerdo con la ley de Snell, como ocurre en el caso de la luz que incide en un espejo.

En tiempos recientes, con el desarrollo de las metasuperficies, junto con otros avances, se han empezado a considerar escenarios de reflexiones anómalas. Estos escenarios, como el ilustrado en la Figura 8, desafían la ley de reflexión clásica, en los que el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión dejan de ser el mismo ($\theta_r \neq \theta_i$) [8].

Para formular una primera ecuación (Ecuación (1)), se parte de modelar las metasuperficies como estructuras que se encuentran entre dos medios y que introducen un cambio de fase abrupto, o discontinuidad de fase. Además, aplicando el principio de Fermat, que estipula que el camino recorrido por la luz para llegar a un determinado punto es el que requiera menor tiempo [9], se obtiene la siguiente ecuación:

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \quad (1)$$

Donde θ_i es el ángulo incidente y n_i el índice de refracción del medio – medio en el que incide y se refleja la luz. Por otra parte, θ_r hace referencia al ángulo reflejado. La diferencia entre la Ecuación (1), conocida como “ley generalizada de Snell”, y la ley de reflexión clásica radica en que $d\Phi/dx \neq 0$, es decir, la dirección en la que se refleja la luz puede ser controlada al ajustar el gradiente constante de discontinuidad de fase, $d\Phi/dx$. Esto implica que las metasuperficies pueden ser diseñadas de forma que permitan un control preciso de la luz reflejada.

Por otro lado, partiendo de la ley generalizada de Snell, al iluminar una estructura periódica con un determinado ángulo de incidencia, θ_i , además de dar lugar a reflexiones con ángulos diferentes al incidente, θ_r , aparecen reflexiones parásitas o el propio reflector absorbe energía. Tanto la absorción como las reflexiones parásitas se dan para satisfacer las condiciones de contorno y el principio de conservación de la energía [8].

Las diferentes direcciones en las que se puede reflejar la luz vienen determinadas por el periodo de la estructura (D_x). Exigiendo que la fase de la reflexión sea 2π periódica: $\Phi_r(x) = \Phi_r(x + D_x) + 2\pi$, y teniendo en cuenta la ley generalizada de Snell, el periodo se puede definir del siguiente modo:

$$D_x = \frac{\lambda}{|\sin \theta_r - \sin \theta_i|} \quad (2)$$

donde λ es la longitud de onda o $2\pi/k$ [8].

A lo largo de este estudio se realiza el diseño de una metasuperficie que trabaja como reflector anómalo, es decir, desviando la luz incidente hacia diferentes direcciones. Este suceso se explica con la ley generalizada de Snell, según se ha mencionado previamente y el teorema de Floquet-Bloch, que se explicará en el siguiente apartado.

4.2. Teorema de Floquet-Bloch

Hace más de un siglo, el matemático Gaston Floquet estudió las soluciones de las ecuaciones lineales diferenciales con coeficientes periódicos. Más adelante, el físico Felix Bloch

estudió las soluciones de la ecuación de Schrödinger aplicadas al comportamiento periódico de los electrones en materiales cristalinos [10]. Los descubrimientos de ambos dieron lugar a la teoría de Floquet-Bloch.

El teorema de Floquet-Bloch permite analizar el comportamiento de diferentes estructuras que presentan propiedades que varían periódicamente, tanto espacial como temporalmente. La respuesta de estas estructuras está exclusivamente determinada por el periodo, sin tener en cuenta los materiales de los que están compuestas o la forma que presentan las celdas que las configuran [11].

Para explicar el teorema, se asume que una estructura plana con periodo D , que coincide con el tamaño de las celdas de la propia estructura, es iluminada por una onda plana con un determinado ángulo de incidencia, θ_i . El comportamiento de las ondas al incidir en la superficie periódica (D) plana es el que se muestra en la Figura 1.

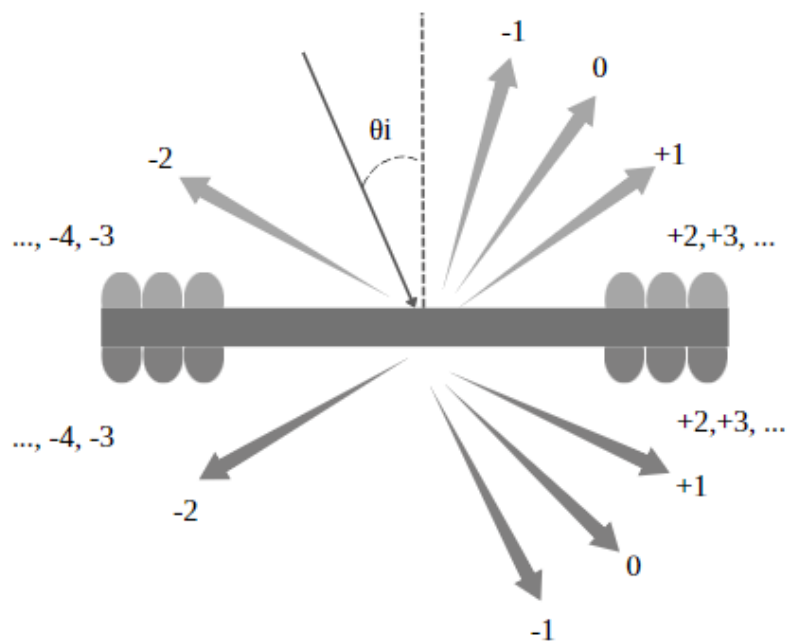


Figura 1: Comportamiento de las ondas al incidir en una superficie plana periódica.

Es decir, cuando la luz incide con cierto ángulo, θ_i , en la estructura plana periódica, esta

se refleja o se transmite con determinados ángulos, dependiendo de los modos de Floquet que se propaguen. Los modos de Floquet se representan en la Figura 1 con los números -1, 0, 1... entre otros.

Por periodicidad, los campos en cualquier punto de z son los mismos que en $z + D$, excepto por la diferencia de fase a causa de la onda incidente $\Delta\phi = -k_0 \sin(\theta_i)D$, donde k_0 es el número de onda en el vacío o $2\pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda a la que se trabaja. Relacionando los campos en z y $z + D$, y asumiendo periodicidad unidimensional, se obtiene la siguiente expresión:

$$u(z) = e^{jk_0 \sin \theta_i D} u(z + D) \quad (3)$$

Donde u representa la distribución espacial de los diferentes componentes del campo magnético o eléctrico. Haciendo uso de la ecuación auxiliar periódica $M(z) = e^{jk_0 \sin \theta_i z} u(z)$, se puede obtener la siguiente serie de Fourier:

$$M(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p_n e^{-j \frac{2\pi n}{D} z} \quad (4)$$

Donde n representa el orden del armónico y p_n las amplitudes complejas de estos. Utilizando la expresión anterior (4) junto con la ecuación auxiliar $M(z)$ se obtiene:

$$u(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p_n e^{-j(k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi n}{D})z} \quad (5)$$

En la ecuación anterior (5) se aprecia que $u(z)$ está formado por un número infinito de modos, o modos de Floquet. El n -ésimo modo se propaga con una amplitud p_n y con un vector transversal de onda $k_{zn} = k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi n}{D}$.

En espacio libre, se cumple que $k_0^2 = k_{zn}^2 + k_{xn}^2$, donde la componente normal del vector de onda en el eje x es k_{xn} . Teniendo en cuenta el orden del armónico, n , los modos de Floquet se propagan cuando k_{zn} y k_{xn} son reales. Como k_{zn} siempre es real, estos modos se propagan cuando $|k_{zn}| < k_0$. Por el contrario, en el caso de que $|k_{zn}| > k_0$, k_{xn} será imaginaria, dando lugar a los denominados modos evanescentes [11].

Partiendo de la definición de k_{zn} y con las condiciones anteriores, se deduce que para las estructuras con periodo sub-longitud de onda solo se va a propagar un modo de Floquet, que es el $n=0$. En este caso, reciben el nombre de estructuras homogeneizables, escenario que se analizará posteriormente en la primera parte este estudio. Por tanto, se puede demostrar que para un ángulo de incidencia θ_i , solo se propagará un modo cuando $D < \frac{\lambda}{1+\sin \theta_i}$.

Cuando el periodo de la estructura es superior a $\frac{\lambda}{1+\sin \theta_i}$, esta recibe el nombre de estructura no homogénea. En este segundo caso, ya no se propagará un único modo de Floquet sino que se propagarán modos de Floquet de orden superior. Este escenario es objeto de análisis más adelante en este estudio, concretamente en el apartado del diseño de la metasuperficie de gradiente.

5. Diseño de reflectores anómalos basados en la Ley Generalizada de Snell

Como se ha mencionado previamente, el objetivo de este estudio es diseñar, aprovechando las propiedades de las metasuperficies, un reflector anómalo. La ley generalizada de Snell modela la reflexión en este tipo de estructuras.

Este estudio se limita al caso de las metasuperficies plasmónicas, es decir, metasuperficies que incorporan metales y que, en consecuencia, presentan pérdidas. El diseño de esta metasuperficie se realiza para una longitud de onda de 1550 nm y para incidencia normal ($\theta_i = 0^\circ$). Los materiales utilizados son oro y óxido de silicio, cuya disposición en la estructura se comenta en los siguientes apartados.

Antes de analizar las estructuras diseñadas, es relevante hacer hincapié en la diferencia entre metasuperficies homogéneas y metasuperficies no homogéneas, distinción que resulta de la teoría de Floquet-Bloch. En las primeras, el periodo es menor que λ – suponiendo incidencia normal, $\theta_i = 0^\circ$, ya que es el caso de este estudio – por lo que únicamente se propaga un modo de Floquet, dando lugar a unas estructuras que siguen la ley de reflexión clásica. Sin embargo, en las metasuperficies no homogéneas, el periodo es mayor que λ , en

consecuencia, aparecen modos de propagación de orden superior, es decir, se propagan más de un modo de Floquet, permitiendo la manipulación del ángulo de propagación de la onda reflejada.

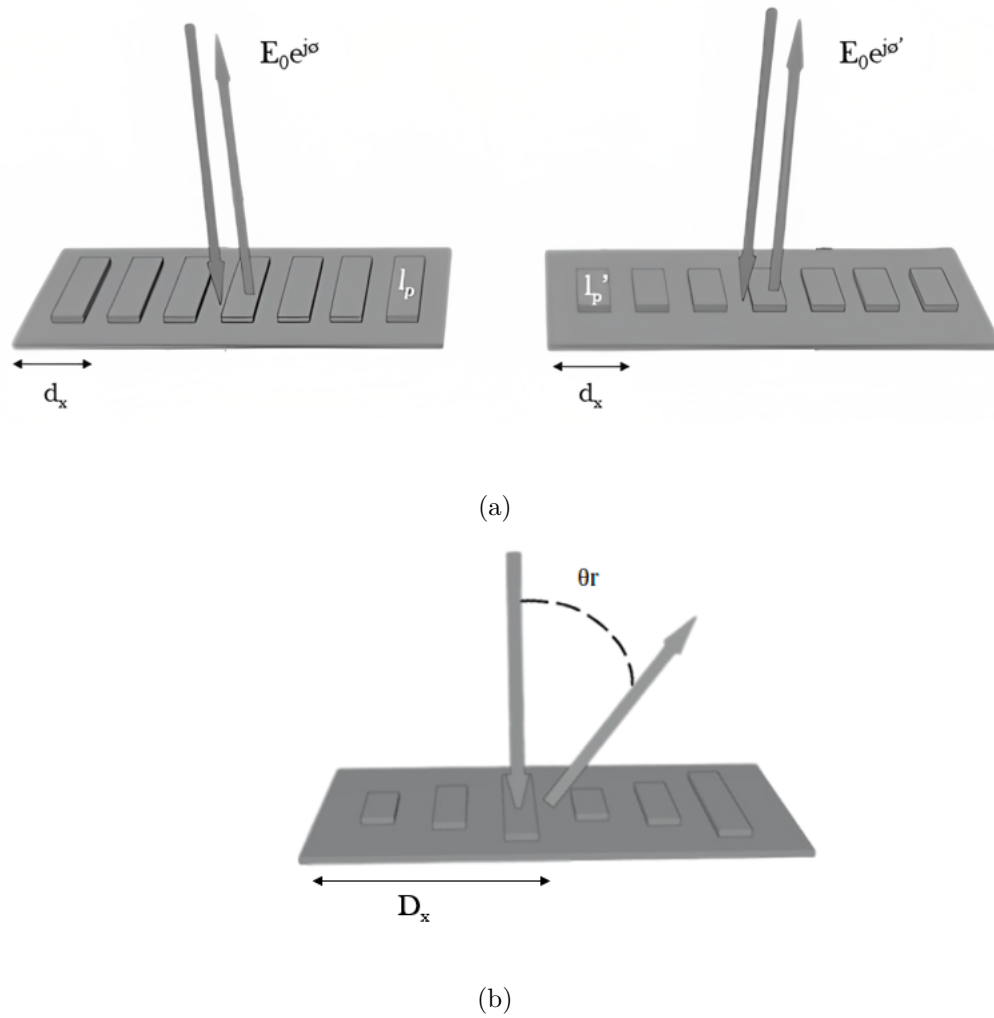


Figura 2: Comportamiento de la onda reflejada. Siendo (a) una metasuperficie homogénea y (b) un ejemplo de metasuperficie no homogénea.

Tal y como se muestra en la Figura 2, con el diseño de metasuperficies homogéneas se consigue controlar la fase de la onda reflejada, al cambiar la longitud (l_p) de los diferentes elementos que la forman, sin embargo, no es posible alterar el ángulo con el que la onda

reflejada se propaga. Por otro lado, las metasuperficies no homogéneas permiten cambiar el ángulo de propagación de la onda reflejada, gracias a la propagación de modos de Floquet de orden superior. Estos conceptos se explican con más detalle en los apartados relacionados con el estudio del comportamiento de una metasuperficie homogénea y de una metasuperficie de gradiente.

5.1. Metasuperficie homogénea

Como primer paso para realizar el diseño del reflector anómalo, se estudia, a partir de simulaciones, la respuesta de una metasuperficie homogénea. Las metasuperficies homogéneas están formadas por uno o varios meta-átomos que presentan dimensiones sub-longitud de onda [11].

5.1.1. Análisis teórico

En primer lugar, se realiza un análisis teórico del comportamiento de las metasuperficies homogéneas. Posteriormente, se compara el comportamiento ideal con el comportamiento real, analizado a partir del diseño y simulación de una metasuperficie homogénea en COMSOL.

Para que la metasuperficie sea homogénea únicamente se puede propagar, en campo lejano, un modo de Floquet, el $m = 0$, en consecuencia, el ángulo de incidente y reflejado coinciden. Para ello, el periodo que presenta la metasuperficie debe ser sub-longitud de onda. Teniendo en cuenta lo explicado en el teorema de Floquet-Bloch, el periodo de la misma, en este caso dx , tiene que ser más pequeño que $\lambda/(1 + \sin \theta_i)$.

Con el fin de analizar el comportamiento teórico de las metasuperficies homogéneas, se estudia el enfoque convencional para el diseño de metasuperficies. Para ello, se define el coeficiente de reflexión local, $r(x)$, que representa la relación entre las componentes tangenciales del campo eléctrico incidente y reflejado en un punto concreto de la metasuperficie, a lo largo del eje x . El enfoque convencional requiere que el módulo de $r(x)$ sea igual a la unidad, mientras que la fase del mismo varíe linealmente en función de x [12]. Esto se

representa en la siguiente ecuación:

$$r(x) = 1 * e^{jk_0(\sin \theta_i - \sin \theta_r)x} = e^{j\Phi_r(x)} \quad (6)$$

En este caso, se asume que la luz incide con polarización TE, es decir, que las componentes del campo eléctrico son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda. Además, se utiliza la aproximación de superficie localmente uniforme, que sirve para elementos con dimensiones sub-longitud de onda, como es el caso de la metasuperficie homogénea que se va a diseñar [12]. Esto quiere decir que cada elemento individual que compone la metasuperficie se modela bajo el pretexto de que forma parte de un conjunto de elementos idénticos. Este conjunto de elementos idénticos refleja la luz en una única dirección, la dirección especular, tal y como se explica en el teorema de Floquet-Bloch. En el caso de la metasuperficie homogénea que se va a diseñar, la luz incide con un ángulo de 0° , por tanto, el ángulo reflejado coincide con este.

A partir de lo explicado, el campo eléctrico y magnético totales se pueden definir del siguiente modo:

$$\begin{aligned} E_t &= E_i e^{-jk_0 \sin \theta_i x} + E_r e^{-jk_0 \sin \theta_r x}, \\ H_t &= \frac{1}{\eta_0} (E_i \cos \theta_i e^{-jk_0 \sin \theta_i x} - E_r \cos \theta_r e^{-jk_0 \sin \theta_r x}) \end{aligned} \quad (7)$$

Donde η_0 es la impedancia de onda en espacio libre. El enfoque convencional para el diseño de las metasuperficies asume un modelo ideal, sin pérdidas, por tanto, el comportamiento descrito dista en cierta medida del comportamiento real de estas estructuras.

5.1.2. Diseño y simulación

En cuanto al diseño de esta metasuperficie, se emplea una capa de oro, sobre la que se pone una capa de dieléctrico – óxido de silicio, SiO_2 –, encima de esta se deposita otra capa de oro (Au), o “parche”, ya que las dimensiones de la misma son inferiores a las de las otras dos capas, como se muestra en la Figura 3.

En la Figura 3 aparece únicamente un periodo de la metasuperficie, ya que es lo necesario para lanzar la simulación en COMSOL – programa en el que se realizan los diseños y se lanzan las simulaciones. En este programa, el periodo se repite infinitamente, ya que se utilizan condiciones de contorno periódicas, concretamente la condición de Floquet. Por tanto, para diseñar una metasuperficie periódica, se establecen condiciones de periodicidad en los extremos de d_x . En el momento de la fabricación de la metasuperficie homogénea deseada, el periodo representado se puede repetir tantas veces como sea necesario.

Respecto al periodo de la metasuperficie, es de $\lambda/(10 \sin 45)$ – el ángulo de reflexión, θ_r , que se desea alcanzar para el diseño de la metasuperficie de gradiente es de 45° , tal y como se explica más adelante en dicho apartado –, es decir, $d_x=219.2$ nm, ya que $\lambda=1550$ nm. Teniendo en cuenta que se estudia el caso de incidencia normal, $\theta_i=0^\circ$, el periodo de la metasuperficie es inferior a $\lambda/(1 + \sin \theta_i)$, es decir, inferior a 1550 nm. En consecuencia, la estructura diseñada es una metasuperficie homogénea, donde solo se propaga un modo de Floquet. El resto de parámetros geométricos de la metasuperficie homogénea diseñada se detallan en la leyenda de la Figura 3.

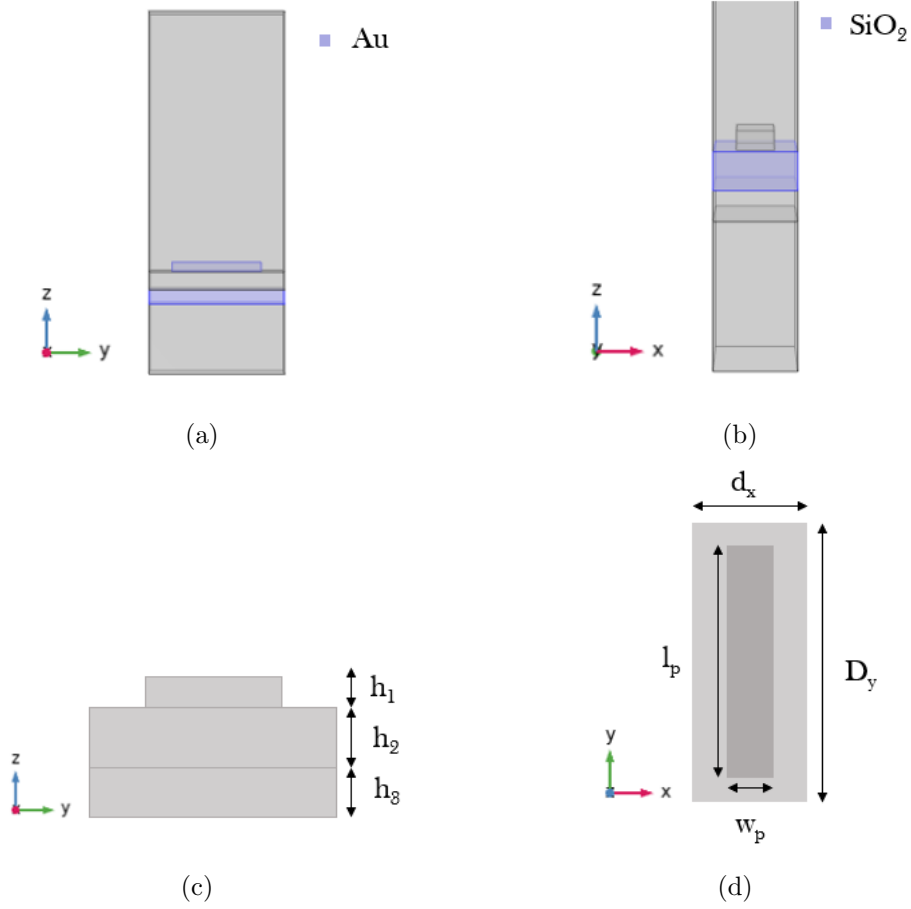


Figura 3: Metasuperficie homogénea. Siendo (a) y (b) vistas generales de la estructura en diferentes planos. En (c) y (d) se aprecia detalladamente la geometría de la metasuperficie. El periodo es $dx=219.2$ nm. La longitud de onda a la que trabaja es $\lambda=1550$ nm. La profundidad $Dy=755$ nm, las dimensiones del "parche" son $w_p=100$ nm y $l_p=700$ nm. Los anchos de cada una de las capas son $h_1=50$ nm (*Au*), $h_2=100$ nm (*SiO₂*), $h_3=80$ nm (*Au*).

El diseño de la estructura que se muestra en la Figura 3, presenta una longitud del parche de 700 nm. No obstante, se pretende estudiar la respuesta de la metasuperficie dependiendo de la longitud del parche de oro. Para ello se realiza un barrido paramétrico de la longitud, l_p , a la frecuencia de trabajo – $f=193.55$ THz, puesto que $\lambda=1550$ nm.

Se lanza una simulación en COMSOL con el objetivo de analizar cómo responde la metasuperficie homogénea a la luz incidente variando la longitud del “parche”. Con los resultados obtenidos, se estudia el módulo y la fase del campo eléctrico que se refleja, se transmite o se absorbe por la propia metasuperficie.

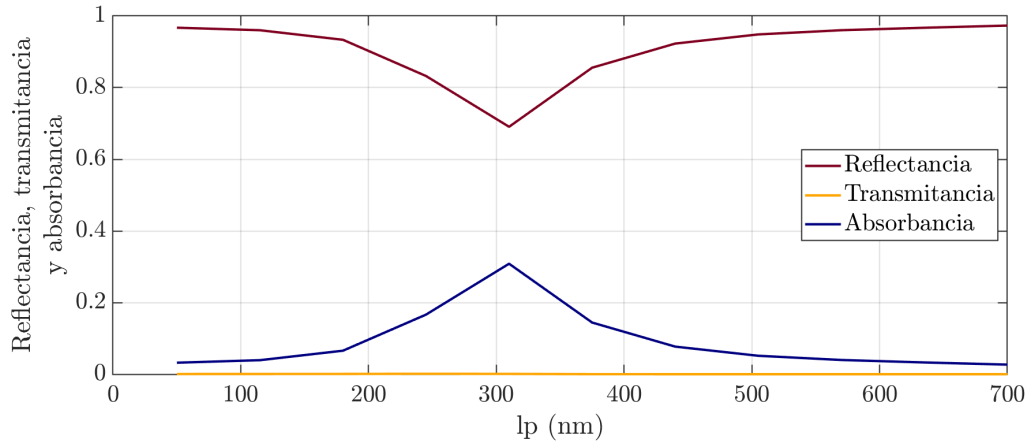


Figura 4: Reflectancia, transmitancia, absorbancia del campo eléctrico. Barrido paramétrico de lp para una frecuencia de trabajo de 193.55 THz.

Los resultados obtenidos en la simulación (Figura 4) no coinciden exactamente con los teóricos. Según el enfoque convencional, el módulo del coeficiente de reflexión debería de ser igual a la unidad para todas las longitudes del parche. Sin embargo, los resultados presentados en la Figura 4, no cumplen esta condición, ya que el modelo real presenta pérdidas.

A partir de los resultados de la simulación, se comprueba que en la metasuperficie diseñada se propaga un único modo de Floquet, el $m=0$. Analizando la transmitancia, reflectancia y absorbancia, presentadas en la Figura 4, se observa un pico de absorción cuando la longitud del parche es de 310 nm. Este pico de absorción se debe a las pérdidas causadas por el metal. A esa longitud del parche, $lp=310$ nm, la reflectancia, o módulo del

S_{11} , toma el valor de 0.7, mientras que el coeficiente de absorción toma el valor de 0.3. Es decir, cuando $lp=310$ nm, el 70 % del campo incidente se refleja y el 30 % restante es absorbido por la propia metasuperficie.

La transmitancia es siempre nula, en otras palabras, la metasuperficie diseñada no permite la transmisión de energía, tal y como se muestra en la Figura 4. Para el resto de longitudes estudiadas, la reflectancia toma un valor muy cercano a 1, que es lo ideal, mientras que la absorbancia es prácticamente nula. Esto se debe a que el parche de oro se sitúa sobre una capa de dieléctrico, que a su vez se deposita encima de una lámina de oro que actúa como espejo.

A continuación, se incluyen varias representaciones de la interacción del campo eléctrico con diferentes diseños de la metasuperficie. Es decir, se estudian estructuras con diferentes longitudes del parche de oro (lp), con el objetivo de corroborar los resultados obtenidos en la Figura 4

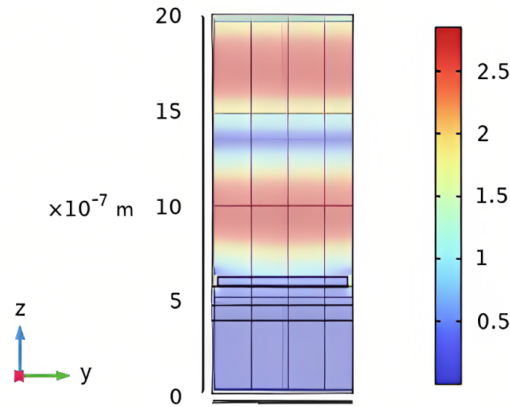


Figura 5: Comportamiento del campo eléctrico. El módulo de este se representa con la escala de color en V/m. A $\lambda = 1550$ nm y longitud del parche o $lp = 700$ nm.

A partir de una incidencia normal de la luz, la Figura 5 muestra el comportamiento del campo eléctrico al entrar en contacto con la metasuperficie homogénea que presenta una

longitud del parche de oro de 700 nm. El módulo del campo eléctrico se representa con una escala de color, en la que el azul oscuro indica que el campo es prácticamente inexistente, mientras que las zonas de color rojo muestran que es en esa área donde se acumula la mayor cantidad de campo eléctrico.

Observando la Figura 5, se comprueba que la transmisión es nula, es decir, todo es reflejado o absorbido por la propia metasuperficie. Además, como se ha visto en la Figura 4, para esta longitud del parche ($lp = 700$ nm), el módulo del S_{11} es prácticamente 1, por tanto, el campo eléctrico se refleja casi en su totalidad.

Por otro lado, en la Figura 6 se representa el comportamiento del campo eléctrico al entrar en contacto con la metasuperficie diseñada para una longitud del parche de oro de 375 nm.

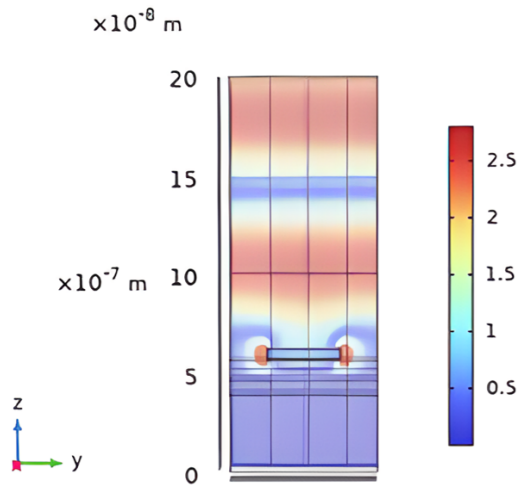


Figura 6: Comportamiento del campo eléctrico. El módulo de este se representa con la escala de color en V/m. A $\lambda = 1550$ nm y longitud del parche o $lp = 375$ nm.

Como en la Figura 5, el módulo del campo eléctrico se representa utilizando una escala de color. En este caso (Figura 6), tal y como se muestra en la gráfica presentada en la Figura 4, alrededor del 75 % del campo eléctrico incidente se refleja, mientras que el resto de la energía es absorbida por la propia metasuperficie, puesto que la transmisión sigue siendo nula.

Para analizar la fase de la onda reflejada, es decir, la fase del parámetro S_{11} , se parte del estudio de las diferentes respuestas de la metasuperficie dependiendo de la longitud del parche de oro. Al variar la longitud del parche, lp , la fase del S_{11} va cambiando. Es decir, con la metasuperficie homogénea diseñada se puede controlar la fase del campo eléctrico reflejado (Figura 7). Sin embargo, al ser una metasuperficie homogénea, no se puede controlar la dirección de propagación de la onda.

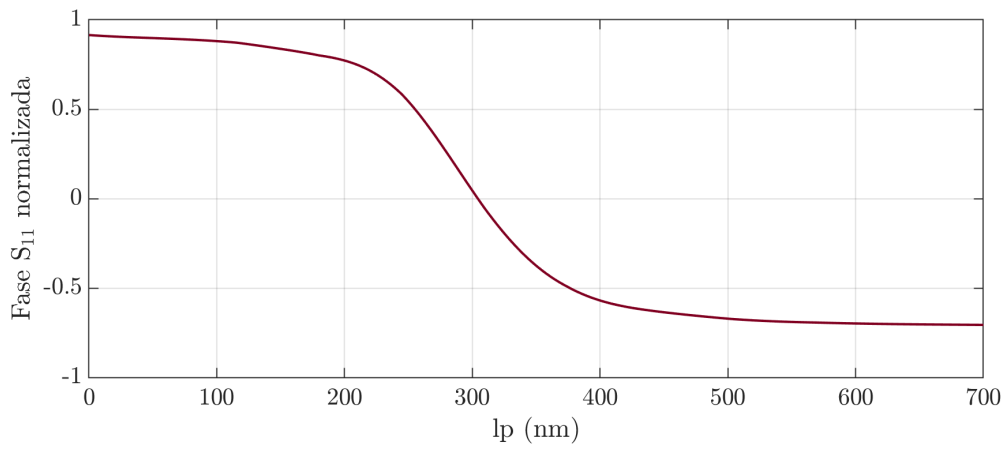


Figura 7: Fase del S_{11} normalizada. Barrido paramétrico de lp a $f=193.55$ THz.

El parámetro S_{11} presenta una cobertura de fase completa, que va de $-\pi$ a π . En la Figura 7 se presenta la fase normalizada, ya que es más práctico para la selección de las lp deseadas. En el siguiente apartado, se parte de este estudio de la fase para seleccionar las longitudes de los parches de oro que se utilizan para el diseño del reflector anómalo.

5.2. Metasuperficie de gradiente

Tras haber analizado la respuesta de una metasuperficie homogénea, en este apartado se diseña una metasuperficie de gradiente. Se trata de una estructura desarrollada para manipular la propagación de la luz de una manera controlada y específica, con el redireccionamiento del haz reflejado. Gracias a las características únicas que presentan, este tipo de metasuperficies han supuesto un avance muy relevante para el campo de la nanofotónica en los últimos años. El control de la respuesta del campo eléctrico por parte de las metasuperficies de gradiente, permite variaciones en la polarización, amplitud o fase del mismo [13]. En este apartado, se estudia el caso concreto de las metasuperficies de gradiente de fase.

5.2.1. Análisis teórico

En primer lugar, se lleva a cabo un estudio teórico del comportamiento de las metasuperficies de gradiente según el modelo convencional. A partir del periodo de la estructura, se estudia la reflexión, teniendo en cuenta la ley generalizada de Snell y el teorema de Floquet-Bloch.

Para analizar el comportamiento de la metasuperficie de gradiente de fase, es necesario tener en cuenta la ley generalizada de Snell [14], explicada en el marco teórico de este estudio. Partiendo de la Ecuación (1), la ley generalizada de la reflexión puede expresarse del siguiente modo:

$$k_x^{(r)} - k_x^{(i)} = \frac{d\Phi}{dx} \quad (8)$$

Donde los vectores de onda se definen como $k_x^{(i)} = k_0 n_i \sin \theta_i$, $k_x^{(r)} = k_0 n_i \sin \theta_r$, siendo k_0 el vector o número de onda en el vacío y n_i el índice de refracción del medio [13, 15]. En este apartado, al considerar una metasuperficie de gradiente de fase, se estudia el caso en el que gradiente constante de discontinuidad de fase es diferente de 0, $d\Phi/dx \neq 0$, consiguiendo desacoplar el ángulo incidente y reflejado.

Cada elemento individual que forma parte de la estructura se diseña teniendo en cuenta la aproximación de superficie localmente uniforme (Ecuación (7)). Para el estudio del comportamiento de las metasuperficies de gradiente, el coeficiente de reflexión local, $r(x)$, se puede reformular de la siguiente forma: $R = \frac{Z_s(x) - \eta_0}{Z_s(x) + \eta_0}$ [8, 12]. Por otro lado, la impedancia de superficie, Z_s , viene determinada por la relación entre el campo eléctrico y magnético totales en la superficie [16]. Asumiendo que $E_r = E_i$, la impedancia de superficie, Z_s , se define como:

$$Z_s = j \frac{\eta_0}{\cos \theta_i} \cot [\Phi_r(x)/2] \quad (9)$$

Este escenario teórico no tiene en cuenta que la impedancia de la onda incidente y la impedancia de la onda reflejada no coinciden ($Z_i \neq Z_r$). Este desajuste genera que al iluminar la metasuperficie caracterizada por Z_s , no aparece una única dirección de reflexión, sino que da lugar a reflexiones parásitas o a la absorción de energía por parte de la propia metasuperficie, como se muestra en la Figura 8.

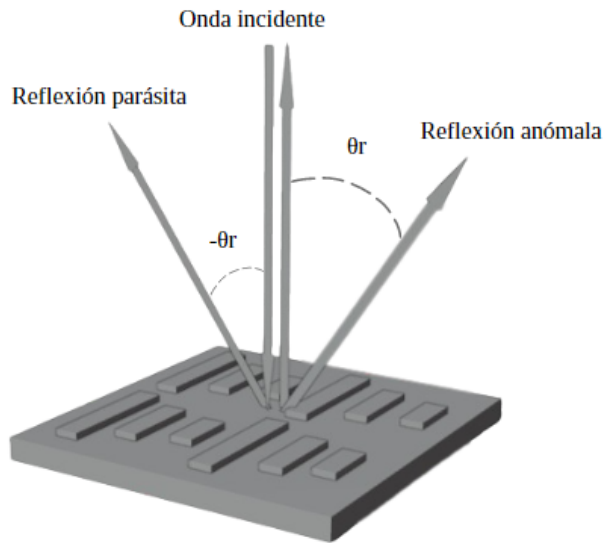


Figura 8: Reflector anómalo.

Considerando incidencia normal, la Figura 8 muestra tres direcciones en las que la luz incidente puede ser reflejada como una onda plana. Estas direcciones son, la dirección especular, la dirección de la reflexión anómala (θ_r) y la dirección de la reflexión parásita ($-\theta_r$), que es simétrica a la reflexión anómala o deseada [8]. No obstante, estas no tienen por qué ser las únicas direcciones en las que la onda se propaga.

Para estudiar el comportamiento de esta estructura es necesario establecer el ángulo de reflexión, θ_r , para el que trabaja la metasuperficie de gradiente. Un estudio [12], analizó la eficiencia de las metasuperficies para diferentes θ_r , concluyendo con que la diseñada para $\theta_i = 0$ y $\theta_r = 45^\circ$ es la estructura que presenta la máxima eficiencia. Así pues, serán estos los ángulos de incidencia y reflexión, respectivamente, utilizados en este trabajo.

De acuerdo con lo explicado en el teorema de Floquet-Bloch, al contrario que en el caso de la metasuperficie homogénea, en las metasuperficies de gradiente, el periodo, D_x , tiene que ser más grande que $\frac{\lambda}{1+\sin\theta_i}$. Como $\theta_i=0^\circ$, para que la metasuperficie no sea homogénea, se debe cumplir la condición $D_x > \lambda$. De esta forma, aparecen modos de propagación de orden superior, es decir, se propagan varios modos de Floquet, que permiten cambiar el ángulo de propagación de la onda reflejada.

Al tratarse de una metasuperficie en la que la onda reflejada presenta una periodicidad de fase de 2π , el periodo se define como $D_x = \lambda/|\sin\theta_i - \sin\theta_r|$ [12]. Considerando que la metasuperficie se ilumina con incidencia normal, $\theta_i=0^\circ$, la periodicidad de esta estructura se rige por la siguiente ecuación: $D_x = \lambda/\sin\theta_r$. Como el ángulo de reflexión para el que se diseña la metasuperficie es $\theta_r = 45^\circ$ y la longitud de onda de trabajo $\lambda = 1550$ nm, el periodo de la misma es de 2192 nm.

Teniendo en cuenta que el periodo de la metasuperficie de gradiente es $D_x = 2192$ nm, se procede a analizar teóricamente qué modos de Floquet se propagan en este caso. Para ello, es relevante recordar que en espacio libre se cumple la siguiente condición: $k_{xm} = \sqrt{k_0^2 - k_{zm}^2}$. Sumado a lo anterior, considerando que k_{zm} es siempre real, los diferentes modos de Floquet se propagan si k_{xm} también lo es, es decir, si $|k_{zm}| < k_0$ [11].

Atendiendo a la definición del vector transversal de onda $k_{zm} = k_0 \sin\theta_i + \frac{2\pi m}{D}$, y sabiendo

que la onda incide con un ángulo de 0° , la expresión queda reducida a $k_{zm} = \frac{2\pi m}{D}$, siendo m el modo de Floquet que se propaga en cada caso. Por otro lado, k_0 se puede expresar como, $2\pi/\lambda$, donde $\lambda=1550$ nm. Comparando k_{zm} con k_0 , y teniendo en cuenta que para que los modos no se consideren evanescentes $|k_{zm}| < k_0$, en esta estructura periódica, los modos de Floquet que se pueden propagar son $m=-1$, $m=0$ y $m=1$.

Al propagarse modos de Floquet de orden superior se consigue cambiar el ángulo de propagación de la onda reflejada. Por ejemplo, el modo $m=1$ se propaga con un vector transversal de onda $k_{z1} = k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi}{D}$, por lo que el ángulo de propagación de la onda ya no depende únicamente del ángulo de incidencia.

5.2.2. Diseño y simulación

Respecto al diseño de esta metasuperficie de gradiente, la base es una capa de oro (Au), sobre la que se deposita una capa de dieléctrico SiO₂, del mismo modo que para la metasuperficie homogénea. No obstante, para esta estructura, encima del dieléctrico no se coloca un único parche de oro, sino que se colocan varios de forma consecutiva. Las longitudes de estos parches, lp , se seleccionan con el objetivo de conseguir una cobertura de fase completa, 2π .

Para seleccionar las longitudes, se parte de los resultados obtenidos en el estudio de la fase de la metasuperficie homogénea (Figura 7). Para obtener la relación entre las diferentes longitudes del parche y la fase que el S_{11} presenta para cada una de ellas, se crea un programa de Matlab con el que se obtiene la gráfica presentada en la Figura 9.

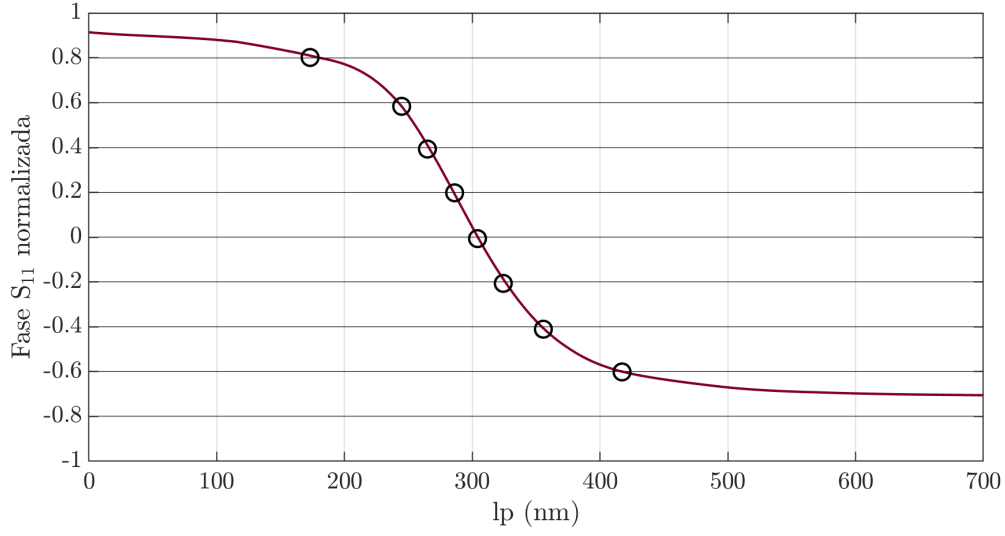


Figura 9: Fase del S_{11} normalizada en Matlab. Longitudes del parche, lp , seleccionadas a $f=193.55$ THz.

Con la finalidad de que la metasuperficie sea 2π periódica, se seleccionan las siguientes longitudes del parche de oro:

lp [nm]	0	180	242	266	285	304	325	354	417	700
----------------	---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Tabla 1: Longitudes del parche, lp , seleccionadas.

La primera longitud seleccionada toma el valor de 0 nm, puesto que se requiere un parche de longitud muy pequeña cuyo efecto es el mismo que no poner nada. El resto de longitudes seleccionadas son las que aparecen en la Tabla 1. Estas son las longitudes que presentan los parches de oro dispuestos de forma consecutiva sobre la capa de dieléctrico.

Es relevante mencionar que la distancia entre parches afecta al nivel de absorción de la metasuperficie. Cuanto menor sea el espaciado entre estos, el campo se concentra más cerca de los parches y, por tanto, hay más disipación de energía. No obstante, al incrementar mucho el espaciado, la cantidad de fases en reflexión que puede cubrir la metasuperficie disminuye

[12]. Por tanto, la distancia entre los parches de oro escogida es máxima, permitiendo una cobertura de fase completa, 2π .

Para simular el comportamiento de esta metasuperficie en COMSOL, se diseña la estructura que se presenta en la Figura 10. En este caso, al agregar los diez parches de oro, el periodo es diez veces más grande que en la metasuperficie homogénea ($D_x=10d_x$).

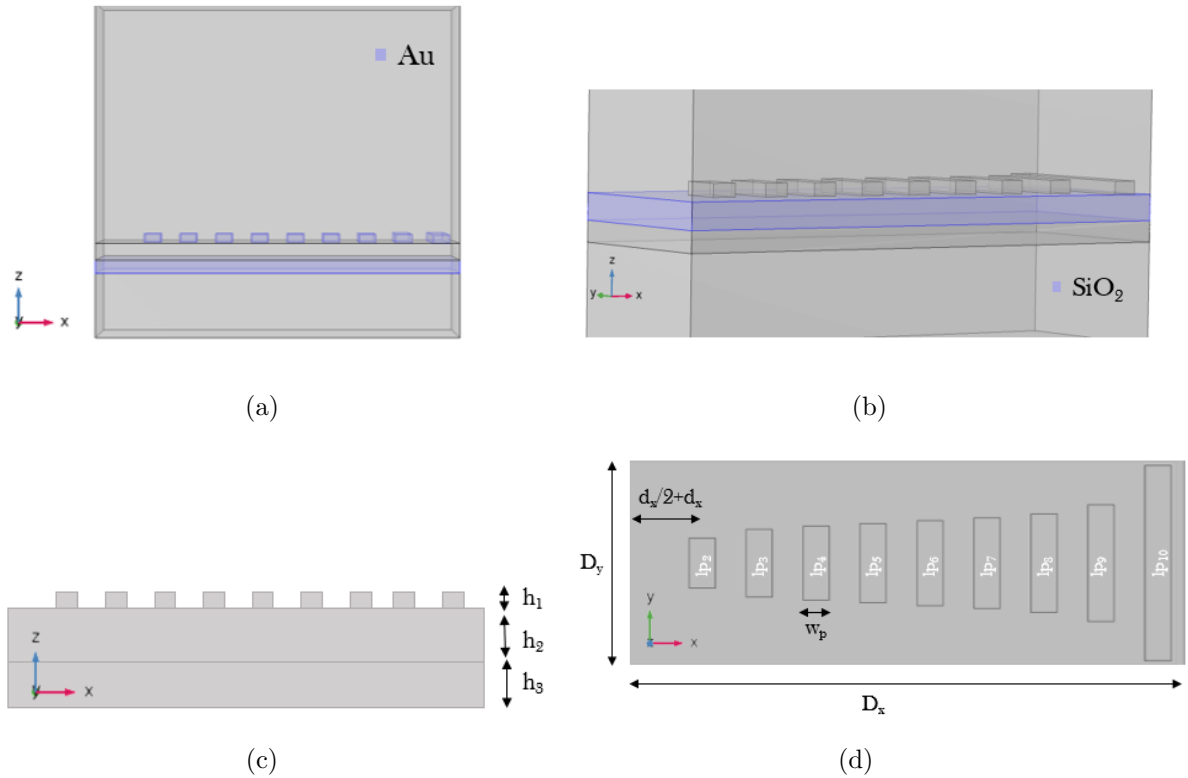


Figura 10: Metasuperficie de gradiente. Siendo (a) y (b) vistas generales de la estructura en diferentes planos. En (c) y (d) se aprecia detalladamente la geometría de la metasuperficie. El periodo es $D_x=2192$ nm. La longitud de onda a la que trabaja es de $\lambda=1550$ nm. La profundidad $D_y=755$ nm, las longitudes de los "parches" son $lp_1=0$ nm, $lp_2=180$ nm, $lp_3=242$ nm, $lp_4=266$ nm, $lp_5=285$ nm, $lp_6=304$ nm, $lp_7=325$ nm, $lp_8=354$ nm, $lp_9=417$ nm, $lp_{10}=700$ nm, mientras que el ancho de estos es $w_p=100$ nm. Los anchos de cada una de las capas son $h_1=50$ nm (Au), $h_2=100$ nm (SiO_2), $h_3=80$ nm (Au).

En la Figura 10 se muestra únicamente un periodo de la metasuperficie, D_x , puesto que, por las condiciones de contorno de Floquet, es lo necesario para lanzar la simulación en COMSOL. Más adelante, para la fabricación del reflector anómalo, este periodo se repetirá tantas veces como sea necesario. Los parámetros geométricos de la metasuperficie diseñada para $\theta_i = 0^\circ$ y $\theta_r = 45^\circ$ se detallan en la leyenda de la Figura 10.

Al haber diseñado una estructura con las diez longitudes de parche agregadas (Figura 10), se obtiene una metasuperficie de gradiente de fase. Para cada lp , la fase del parámetro que modela la reflexión es diferente, según lo estudiado en el diseño de la metasuperficie homogénea (Tabla 1). Precisamente por haber escogido dichas longitudes, se trata de una estructura cuya fase experimenta un cambio de 2π en cada periodo.

A continuación, se lanza la simulación en COMSOL para analizar la respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase cuando la luz incide con un ángulo de 0° . Respecto a la frecuencia de trabajo, esta sigue siendo de 193.55 THz.

Los resultados obtenidos en la simulación son los presentados en la Tabla 2.

freq [THz]	$Rx (m=0)$	$Rx (m=-1)$	$Rx (m=1)$	$Tx (m=0)$	$Tx (m=-1)$
193.55	0.002	0.004	0.778	1.082E-4	4.130E-4
	$Tx (m=1)$	A			
	8.959E-5	0.215			

Tabla 2: Respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase.

En esta tabla, Rx es la reflexión, es decir, $|S_{11}|^2$, Tx se corresponde con el módulo de la transmisión, mientras que A es la absorción. Como se había obtenido en el análisis teórico, se propagan únicamente tres modos de Floquet, $m=-1$, $m=0$, $m=1$.

Analizando los resultados de la simulación en COMSOL (Tabla 2), se observa cómo entre los tres modos de Floquet que pueden propagarse, representados en la Figura 11, el dominante es el $m=1$, ya que es el que contribuye en mayor medida al comportamiento general del campo eléctrico. En $m=-1$ y $m=0$, tanto la transmitancia como la reflectancia

son prácticamente nulas. Por otro lado, en $m=1$, el módulo del parámetro que modela la reflectancia es de 0.78, mientras que lo que falta para llegar a la unidad es absorbido por la propia metasuperficie. Es decir, el 78 % del campo eléctrico incidente se refleja y el resto de la energía la absorbe la estructura, ya que la transmisión es prácticamente nula.

Es relevante destacar que durante el estudio de los ángulos reflejados (θ_r), la eficiencia de la metasuperficie no es máxima, ya que existen pérdidas de energía por absorción o por reflexiones anómalas (Figura 11), a causa del desajuste de impedancias detallado en el análisis teórico. Por otro lado, la disipación de energía en la metasuperficie también puede ser causada por la distancia o separación entre los parches de oro.

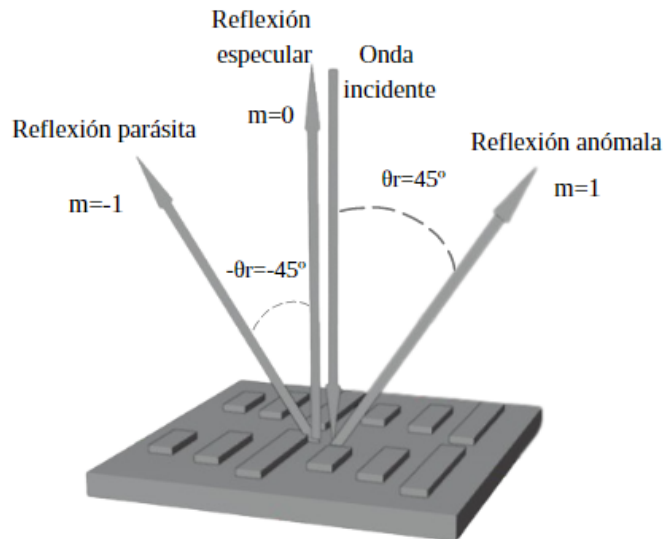


Figura 11: Reflector anómalo (modos de Floquet).

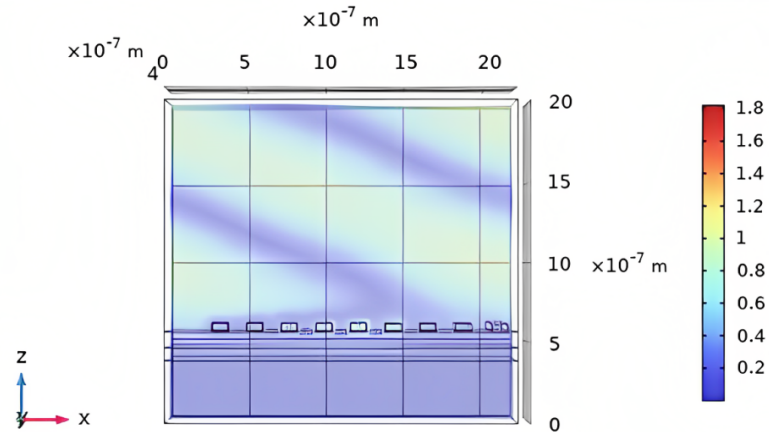
Con el diseño de esta metasuperficie de gradiente, partiendo de una incidencia normal de la luz ($\theta_i = 0^\circ$), la energía se refleja como onda plana en tres direcciones diferentes, representadas por los tres modos de Floquet que se propagan, tal y como se muestra en la Figura 11.

La primera dirección de propagación de la onda es la dirección especular, que hace referencia al modo de Floquet $m = 0$, puesto que, atendiendo al vector transversal de onda, $k_{z0} = k_0 \sin \theta_i$, la dirección de propagación depende únicamente del ángulo de incidencia. Según los resultados de la simulación (Tabla 2) la energía que se propaga en esta dirección es prácticamente nula.

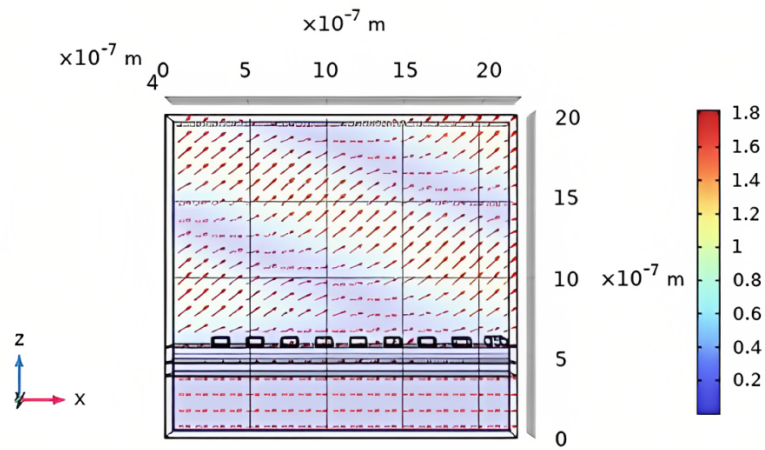
Teniendo en cuenta los resultados de la simulación (Tabla 2), la principal dirección de propagación de la onda es la dirección de propagación de la reflexión anómala o dirección deseada ($\theta_r=45^\circ$). Esta reflexión se corresponde con el modo de Floquet $m = 1$, ya que, en este caso, $k_{z1} = k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi}{D}$, por lo que la dirección de propagación no depende únicamente del ángulo de incidencia.

Por último, aparece una reflexión parásita, $-\theta_r = -45^\circ$, asociada al modo de Floquet $m=-1$. Esta reflexión es simétrica a la dirección de propagación deseada, no obstante, la intensidad de propagación de la onda en dicha dirección es muy inferior a la de la reflexión anómala.

A partir de la simulación realizada, con la representación del campo eléctrico se puede observar el comportamiento de la onda reflejada, como se muestra en la Figura 12.



(a)



(b)

Figura 12: Comportamiento del campo eléctrico. La figura (a) muestra el módulo del campo según la escala de color en V/m. En la figura (b) las flechas representan la dirección de propagación de la onda.

La Figura 12 modela el comportamiento de la luz incidente al interactuar con la metasuperficie de gradiente diseñada. El módulo del campo eléctrico se representa utilizando una escala de color, donde las zonas azul oscuro presentan mucha menor cantidad de campo que las zonas de color verde claro. La Figura 12a muestra cómo la energía es reflejada y absorbida por la estructura diseñada, ya que la transmisión es nula. Además, en la Figura

12b se observa, con ayuda de las flechas, cómo la dirección de propagación dominante de la onda es $\theta_r=45^\circ$, siendo esta la dirección de propagación anómala asociada al modo de Floquet $m=1$.

En términos generales, los resultados obtenidos en la simulación realizada para la metasuperficie de gradiente muestran el comportamiento de la estructura diseñada al interactuar con la luz incidente. Posteriormente, esta metasuperficie se mandará a fabricar para poder evaluar su comportamiento de forma experimental y compararlo con las conclusiones extraídas de la simulación.

5.2.3. Ajuste para la fabricación

Previo a concluir el apartado de diseño de la metasuperficie de gradiente, es relevante mencionar que, al enviar las medidas de la estructura para poder ser fabricada, algunos parámetros geométricos tuvieron que ser ajustados, adaptándose a las especificaciones que establecieron los encargados de la fabricación.

Para realizar este ajuste, las longitudes de los parches de oro tuvieron que ser ligeramente modificadas:

l_p [nm]	0	180	242	266	286	304	326	354	418	655
------------------------------	---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Tabla 3: Longitudes del parche, l_p , modificadas.

No obstante, con esta modificación (Tabla 3) se mantiene una cobertura de fase prácticamente completa, 2π .

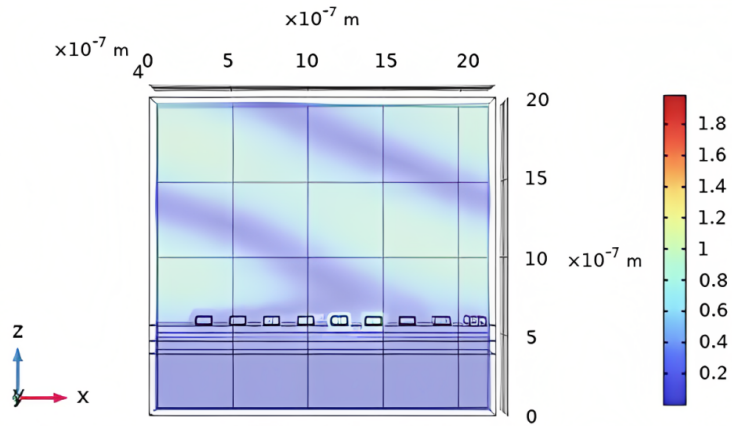
Seguidamente, se lanza de nuevo una simulación en COMSOL para analizar la respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase cuando la luz incide con un ángulo de 0° . Los resultados obtenidos en la simulación se presentan en la Tabla 4.

freq [THz]	$Rx (m=0)$	$Rx (m=-1)$	$Rx (m=1)$	$Tx (m=0)$	$Tx (m=-1)$
193.55	0.002	0.005	0.720	8.463E-5	6.949E-7
	$Tx (m=1)$	A			
	7.776E-5	0.250			

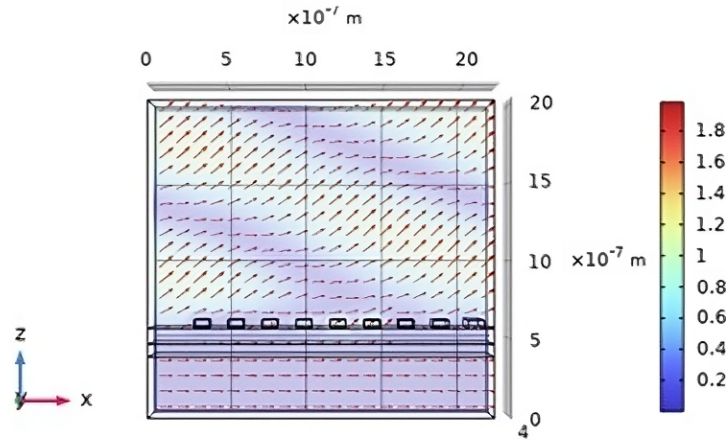
Tabla 4: Respuesta de la metasuperficie de gradiente de fase, con las lp modificadas.

Comparando los resultados de la Tabla 4 con los previos a la modificación, la variación más destacable se presenta en el valor del módulo de la onda reflejada en la dirección deseada, $\theta_r = 45^\circ$, representada por el modo de Floquet $m = 1$. $Rx (m = 1)$ experimenta una disminución de su valor, de 0.77 a 0.72. Como resultado, la metasuperficie diseñada con las lp modificadas presenta una mayor absorción de energía que la diseñada inicialmente. Respecto al resto de parámetros, su variación es despreciable.

Por último, tras relanzar la simulación, se realiza una nueva representación del campo eléctrico reflejado y absorbido por la propia metasuperficie (Figura 13).



(a)



(b)

Figura 13: Comportamiento del campo eléctrico, con las lp modificadas. La figura (a) muestra la intensidad del campo según la escala de color en V/m. En la figura (b) las flechas representan la dirección de propagación de la onda.

El ligero incremento de la absorción es prácticamente imperceptible en la representación del campo eléctrico (Figura 13). Es en la Figura 13a donde se debería de apreciar la sutil adaptación, ya que esta representa la propagación y absorción de la energía por parte de la metasuperficie según una escala de color. Por otra parte, en la Figura 13b la dirección de apuntamiento de las flechas sigue indicando que la principal dirección de propagación de la

onda es $\theta_r = 45^\circ$, es decir, la dirección deseada.

Después de realizar estos mínimos ajustes en las longitudes de los parches de oro, la metasuperficie de gradiente ya está correctamente diseñada y dispuesta para su fabricación.

6. Diseño y construcción del montaje de medida en espacio libre

Con objeto de medir experimentalmente la respuesta de la metasuperficie de gradiente diseñada, se realiza un montaje de un sistema de medida con resolución angular. Para la realización del montaje, la selección de las piezas necesarias se lleva a cabo a partir de las piezas disponibles en el catálogo de Thorlabs, que es una empresa que ofrece productos para muchas aplicaciones científicas, entre ellas, la fotónica.

El montaje del sistema de medida en espacio libre, se realiza sobre una mesa óptica en el laboratorio del NTC – Nanophotonics Technology Center – en la UPV – Universitat Poliècnica de València.

6.1. Estudio de diferentes propuestas de montaje y planteamiento del montaje final

Con la finalidad de diseñar el montaje más adecuado para la medida de la reflexión de la metasuperficie de gradiente diseñada, se plantean varios montajes, entre los cuales, se selecciona el óptimo.

6.1.1. Elección del esquema de montaje

En primera instancia, a partir de una representación del montaje de un setup diseñado en Alemania para medir reflexiones en espacio libre [12], se plantea el esquema de montaje que se muestra en la Figura 14.

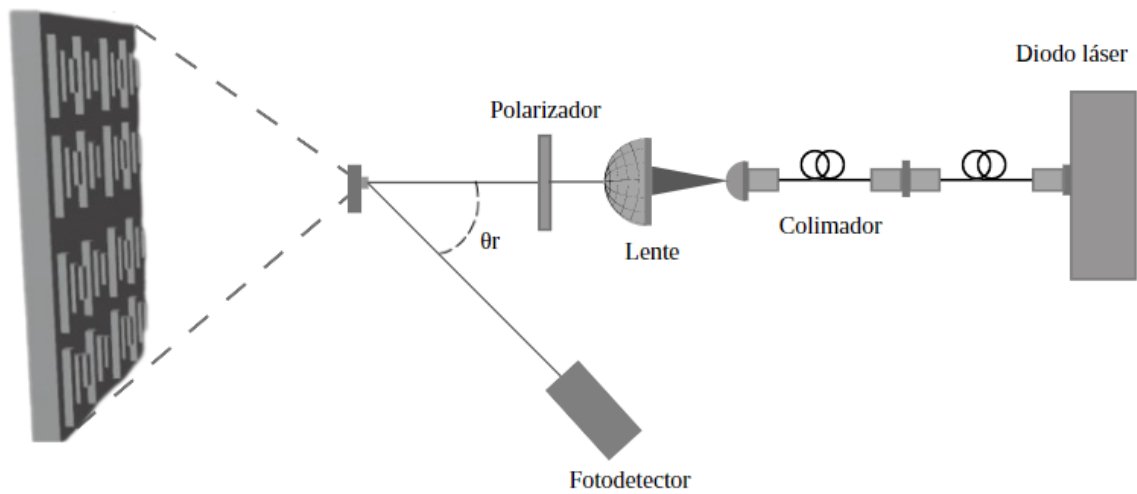


Figura 14: Esquema del primer montaje.

Como se muestra en la Figura 14, la fuente de luz que se utiliza es un diodo láser, configurado para que trabaje a $\lambda = 1550$ nm y acoplado a una fibra óptica monomodo. Esta fibra óptica se acopla a un colimador – que trabaje a 1550 nm y que tenga entrada FC/APC, para poder acoplarse a la salida de la fibra – para ajustar y alinear el haz de luz antes de llegar a la lente esférica. Al otro lado de la lente se coloca un polarizador lineal, puesto que se requiere que la luz que incida en la metasuperficie esté polarizada en el modo TE, es decir, que el campo eléctrico que incida sea perpendicular a la dirección de propagación de la onda, como se representa en la Figura 15. En cuanto a la energía reflejada por la metasuperficie, se mide con un detector que se mueve a lo largo de un círculo, en cuyo centro se encuentra la propia metasuperficie.

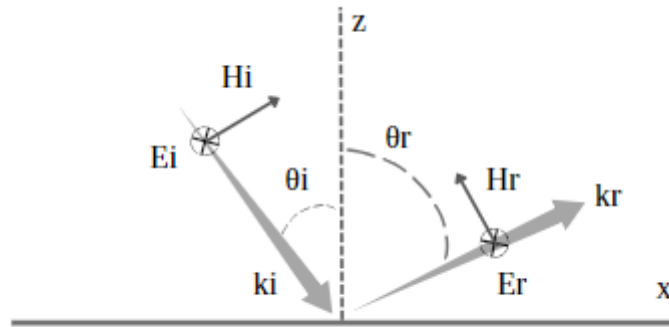


Figura 15: Reflexión anómala, polarización TE.

Con la finalidad de comprobar que el esquema de montaje es óptimo, se estudia la anchura del haz incidente en la muestra. Para ello, se parte de las especificaciones de la lente y del colimador. Se dispone de una lente esférica con distancia focal (f) de 11 mm, por lo que el colimador se debe colocar a 11 mm de esta. Para calcular la anchura total del haz a la salida de la lente hay que tener en cuenta las ecuaciones que modelan la colimación de un haz divergente.

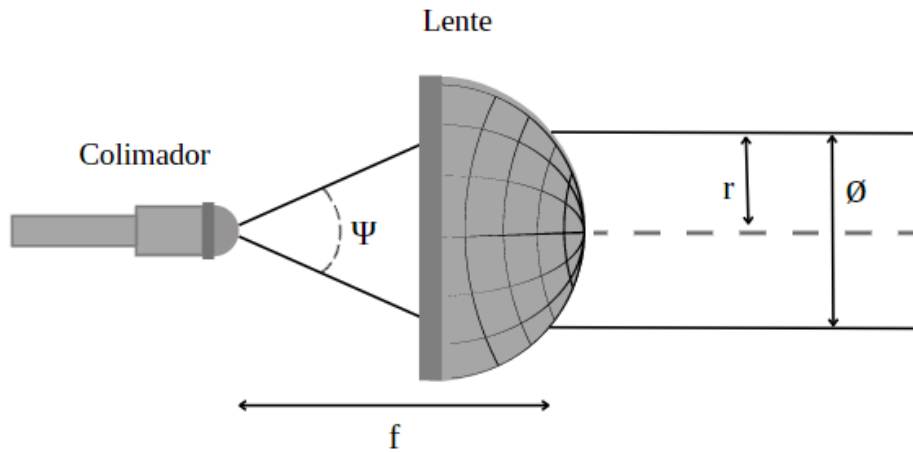


Figura 16: Colimación de un haz divergente.

En la Figura 16, Ψ es el ángulo de divergencia del colimador, \varnothing es el diámetro del haz a la salida de la lente, r es el radio, mientras que f hace referencia a la distancia focal. Teniendo en cuenta las especificaciones del colimador – extraídas del catálogo de Thorlabs –, el ángulo de divergencia de la luz a la salida de este es de $0,0315^\circ$, mientras que la distancia focal de la lente son 11 mm. A partir de la siguiente ecuación se calcula el radio del haz colimado por la lente [17]:

$$f = \frac{r}{\tan(\psi/2)} \quad (10)$$

Despejando de la ecuación (10), se obtiene que el diámetro del haz a la salida de la lente es de $6.05 \mu\text{m}$. Suponiendo que el tamaño de la muestra a fabricar es de $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ y considerando que el periodo de la metasuperficie diseñada es $Dx = 2.192 \mu\text{m}$, con el ancho de haz obtenido solo se consigue iluminar un par de periodos de la metasuperficie, número muy pequeño comparado con el número total de periodos que dan lugar a la estructura fabricada. En consecuencia, el montaje propuesto no es óptimo, por lo que hay que plantear otro diseño de montaje que consiga iluminar más periodos de la metasuperficie.

A continuación, en la Figura 17 se muestra el esquema del segundo montaje propuesto. La diferencia con el primero radica en la supresión del colimador, es decir, el haz de luz que le llega a la lente esférica es el que sale directamente de la fibra óptica monomodo.

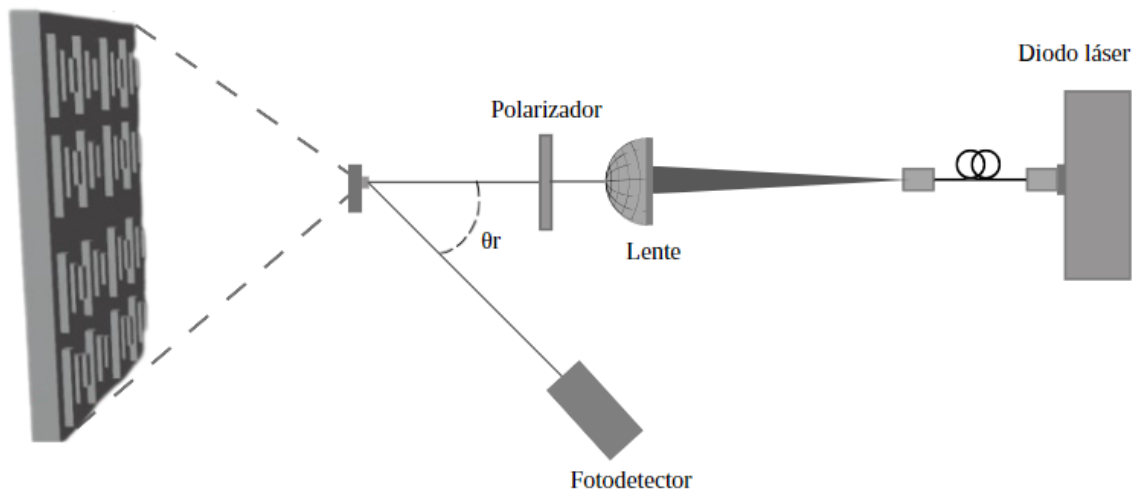


Figura 17: Esquema del segundo montaje.

Con este segundo montaje (Figura 17) hay que asegurarse de que el diámetro con el que se ilumina la metasuperficie no sea demasiado grande, ya que puede generar problemas por el efecto de bordes. Al realizar una prueba experimental, se descarta la idea de que se pudiesen generar problemas por dicho motivo.

6.1.2. Configuración del montaje

Con el objetivo de medir la reflexión de la luz, hay que diseñar un sistema de medida con resolución angular. Para ello, es necesario tener en cuenta la disposición de los diferentes elementos.

Un primer paso es pedir todas las piezas necesarias por la página web de Thorlabs. Los elementos básicos que forman parte del montaje son los siguientes:

- En primer lugar, una fibra monomodo que trabaja a 1550 nm. Esta se conecta a la salida del láser. El otro extremo de la fibra se coloca sobre un soporte apuntando directamente a la lente.

- Seguidamente se coloca una lente esférica, con focal de 11 mm. Por tanto, el extremo de la fibra tiene que colocarse a 11 mm de la lente.
- El siguiente elemento que forma parte del montaje es un polarizador, montado en un soporte de rotación de alta precisión. El polarizador se utiliza para conseguir que el modo de polarización de la luz que incida en la metasuperficie sea el modo TE.
- El último elemento que constituye la parte de la incidencia de la luz, es la propia muestra. Esta se coloca sobre un soporte en el centro de una plataforma rotatoria.
- Por último, se coloca un detector con un sensor de potencia que trabaja a 1550 nm. Este elemento es el utilizado para medir la reflexión de la luz.

Inicialmente, se plantea colocar todos los elementos que conforman la parte de la incidencia en una línea recta y fija, dado que se va a estudiar la reflexión a partir de una incidencia normal de la luz en la metasuperficie. Por otra parte, el detector se desplaza a lo largo de un círculo en cuyo centro se encuentra la muestra, para poder medir los diferentes ángulos de reflexión. Este montaje es muy difícil de implementar, ya que se precisa que la muestra esté en el centro del círculo en el que se mueve el sensor de potencia y, al mismo tiempo, tiene que estar fija con respecto al resto de elementos, permitiendo que la metasuperficie se ilumine con un ángulo de incidencia de 0° . Para medir con exactitud los ángulos de reflexión se requiere utilizar una plataforma rotatoria con un agujero en el centro, que tiene que ser lo suficientemente grande como para que se pueda fijar en su centro el poste que sujeta la muestra. No obstante, es muy complicado encontrar una estructura con las características mencionadas en el catálogo de Thorlabs. Además, para poder centrar bien la muestra, es necesario que la base de la plataforma rotatoria se ajuste con exactitud a los agujeros de la mesa óptica. Debido a la dificultad en el diseño del montaje, se opta por una configuración más fácil de implementar.

Se decide ejecutar un montaje más sencillo que consiste en fijar el detector a la mesa óptica y rotar solidariamente el resto de elementos, utilizando una plataforma rotatoria de

alta precisión. Con esto, se consigue medir los diferentes ángulos de reflexión – reflexiones anómalas y reflexiones parásitas – a partir de un único ángulo de incidencia ($\theta_i=0^\circ$).

A continuación, para conseguir que la salida de la fibra, la lente, el polarizador y la propia muestra – la metasuperficie de gradiente fabricada – estén alineados y se muevan solidariamente, se plantean diferentes propuestas. Una de estas es la que se muestra en la Figura 18.

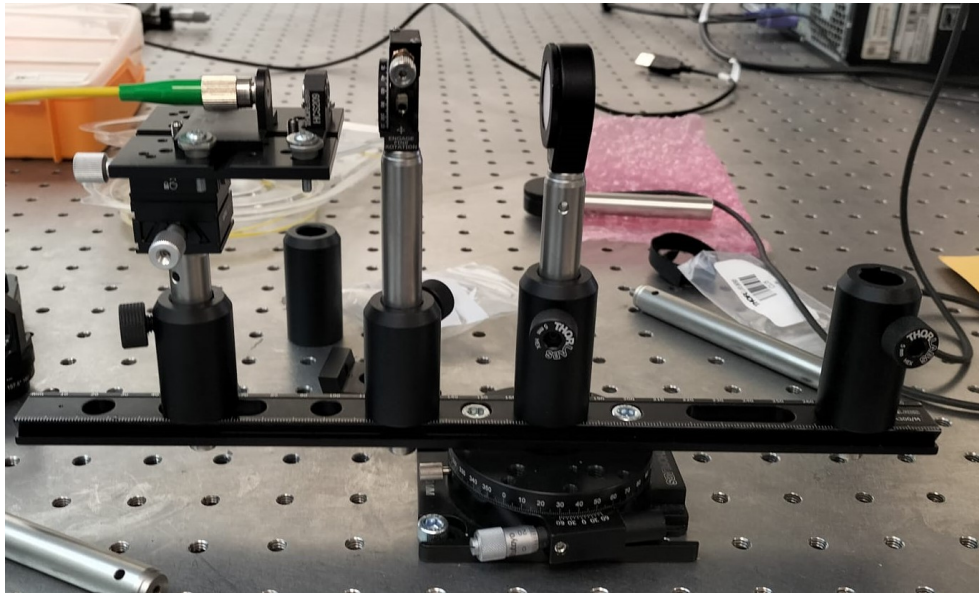


Figura 18: Prueba de montaje.

En el montaje que se presenta en la Figura 18, los elementos que conforman la parte de la incidencia se colocan sobre un “raíl”, fijado sobre la plataforma de rotación, para que puedan rotar solidariamente, consiguiendo medir la reflexión de forma adecuada.

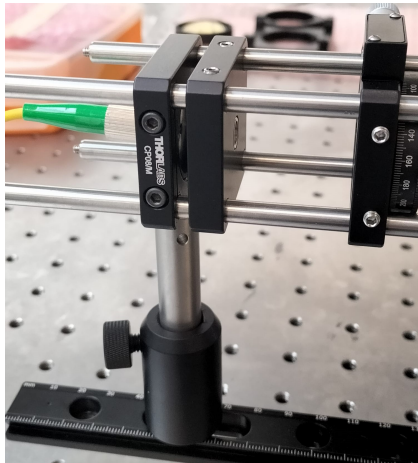
Con el fin de obtener unos resultados correctos, se debe tener en cuenta que el montaje tiene que ser muy preciso, debido a las dimensiones de la muestra que se va a fabricar. Además, los diferentes elementos tienen que estar completamente fijos y alineados con la muestra, para evitar posibles desviaciones del ángulo de incidencia, que resultarían en un θ_r diferente al esperado. Sin embargo, la configuración del montaje presentada en la Figura 18

es muy poco estable. Por tanto, se plantean otras configuraciones, con el objetivo de buscar la máxima precisión.

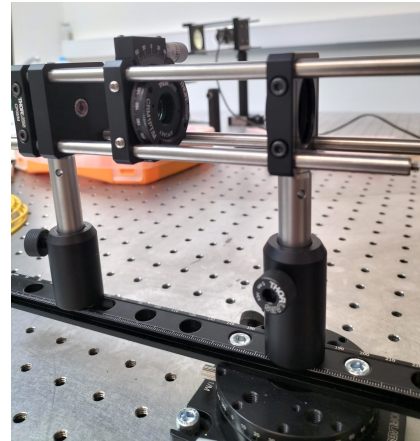
Finalmente, se decide que la solución óptima se compone de un sistema de cajas, o *cages*, en las que se colocan los diferentes elementos, consiguiendo que estén perfectamente alineados. En parte, se opta por esta solución puesto que proporciona una elevada precisión en la alineación de los elementos, muy necesaria en el montaje, dado que la muestra fabricada será de escasos milímetros. Además, permite medir con precisión los ángulos reflejados.

Con la finalidad de que los diferentes componentes estén sujetos, pero sin estar fijos en la mesa óptica, el sistema de cajas montado se coloca sobre un “raíl” diseñado para la construcción óptica, como se muestra en la Figura 19c. Este se coloca sobre una estructura de rotación de alta precisión, para que todo el sistema pueda girar solidariamente, sin alterar el ángulo de incidencia, pero consiguiendo medir diferentes ángulos de reflexión, pese a que el detector esté fijo en la mesa óptica. La muestra se coloca justo en el centro de la plataforma de rotación, para poder medir correctamente el ángulo de reflexión.

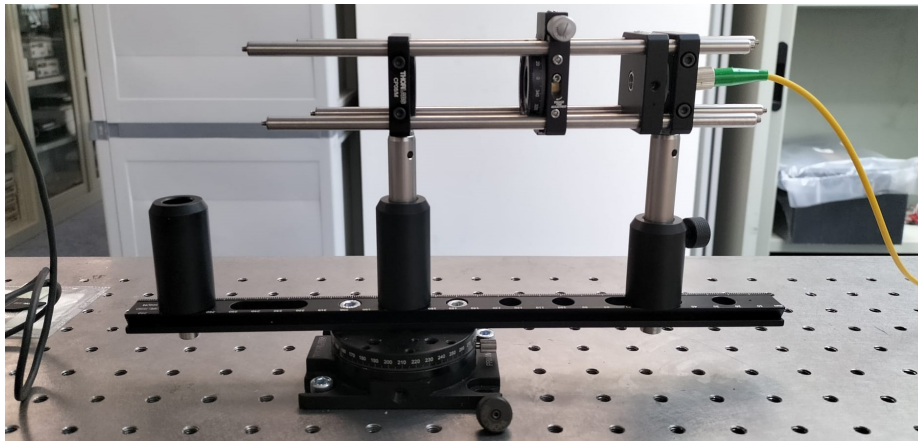
El montaje implementado a partir de un sistema de cajas se presenta en la figura 19. Además, en la figura 19a se muestra la disposición del extremo de la fibra y la lente en sus respectivas cajas, que se encuentran alineadas y separadas por 11 mm. La Figura 19b presenta el polarizador lineal situado en su caja de rotación de alta precisión, para conseguir dejar pasar la luz con polarización TE.



(a)



(b)



(c)

Figura 19: Sistema de cajas o *cages*. En la figura (a) aparece el final de la fibra y la lente. En la figura (b) se muestra el polarizador. La figura (c) es una vista completa del montaje.

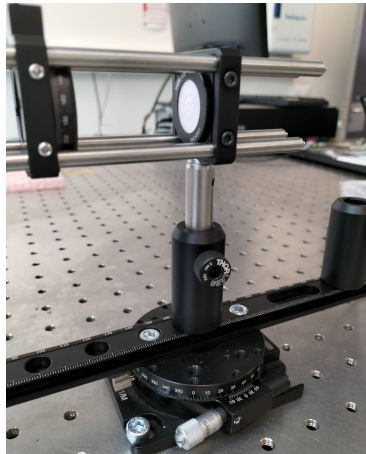
Una vez colocados los elementos en sus respectivas cajas (Figura 19), es necesario realizar diferentes pruebas de calibración y alineación de los elementos que forman parte del montaje, puesto que, como se ha mencionado, se requiere elevada precisión en la toma de medidas. Estas pruebas se detallan en el siguiente subapartado.

6.1.3. Calibración y alineación de los elementos que forman parte del montaje

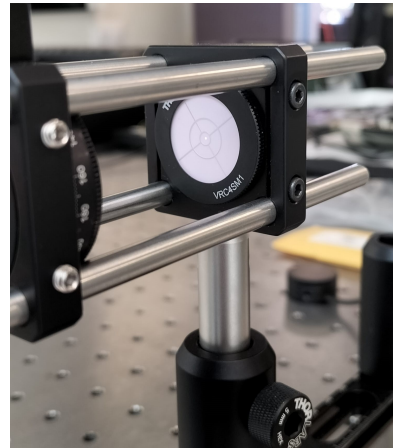
Un paso previo a poder medir la reflexión en la metasuperficie, es calibrar y comprobar el correcto funcionamiento de los diferentes elementos. En primer lugar, se comprueba que la potencia emitida por el diodo láser coincide con la medida con el detector, 1mW.

Una vez colocados los diferentes elementos en su posición correspondiente, se debe de comprobar que estos se encuentran correctamente alineados. Para ello, se coloca el detector en el centro de la estructura rotatoria, donde debería de ir la muestra, y, sin poner el polarizador, se comprueba que la potencia que llega es prácticamente la misma que la de la salida del láser. A continuación, se coloca el polarizador y se vuelve a realizar la prueba, sin embargo, la potencia que mide el detector debería de ser aproximadamente la mitad, ya que, según las especificaciones del polarizador – extraídas del catálogo de Thorlabs –, este ofrece una transmisión media del 45 % para la luz no polarizada, para las longitudes de onda a las que opera, entre ellas, $\lambda=1550$ nm. Al observar que la potencia medida por el detector es de alrededor de $630 \mu\text{W}$, se deduce que la luz que emite el láser tiene alguna polarización.

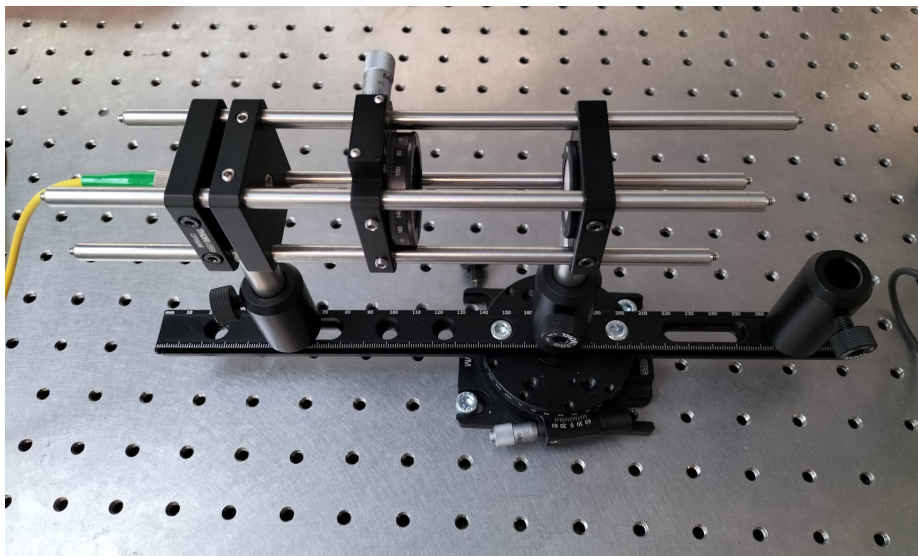
Por último, para comprobar que la luz incide justo en el centro de la muestra y que el diámetro del haz no es demasiado grande, se pide en Thorlabs una “diana” o disco de alineación. Esta absorbe la luz incidente ($\lambda = 1550$ nm) y la emite en el espectro visible. El disco de alineación se coloca en el centro de la estructura rotatoria, donde posteriormente se colocará la metasuperficie, tal y como se muestra en las Figuras 20a, 20b. Al transformar la luz al espectro visible, se consigue observar la anchura del haz y el punto de incidencia del mismo, comprobando que cumplen las especificaciones deseadas. Es decir, la luz incide en el centro de la diana y el haz no es excesivamente ancho.



(a)



(b)



(c)

Figura 20: Alineado del montaje. En la figura (a) se muestra el disco de alineación. En la figura (b) se aprecia la incidencia de la luz en el centro de la "diana". La figura (c) es una vista del montaje realizado para el alineado.

Con los elementos del montaje colocados como se presenta en la Figura 20c, se corrobora que la luz incidirá en el centro de la muestra.

6.2. Prueba experimental de medida con un espejo

Tras haber comprobado que el montaje se encuentra correctamente alineado, se realiza una última prueba. Esta consiste en medir la reflexión en un espejo (Figura 21).

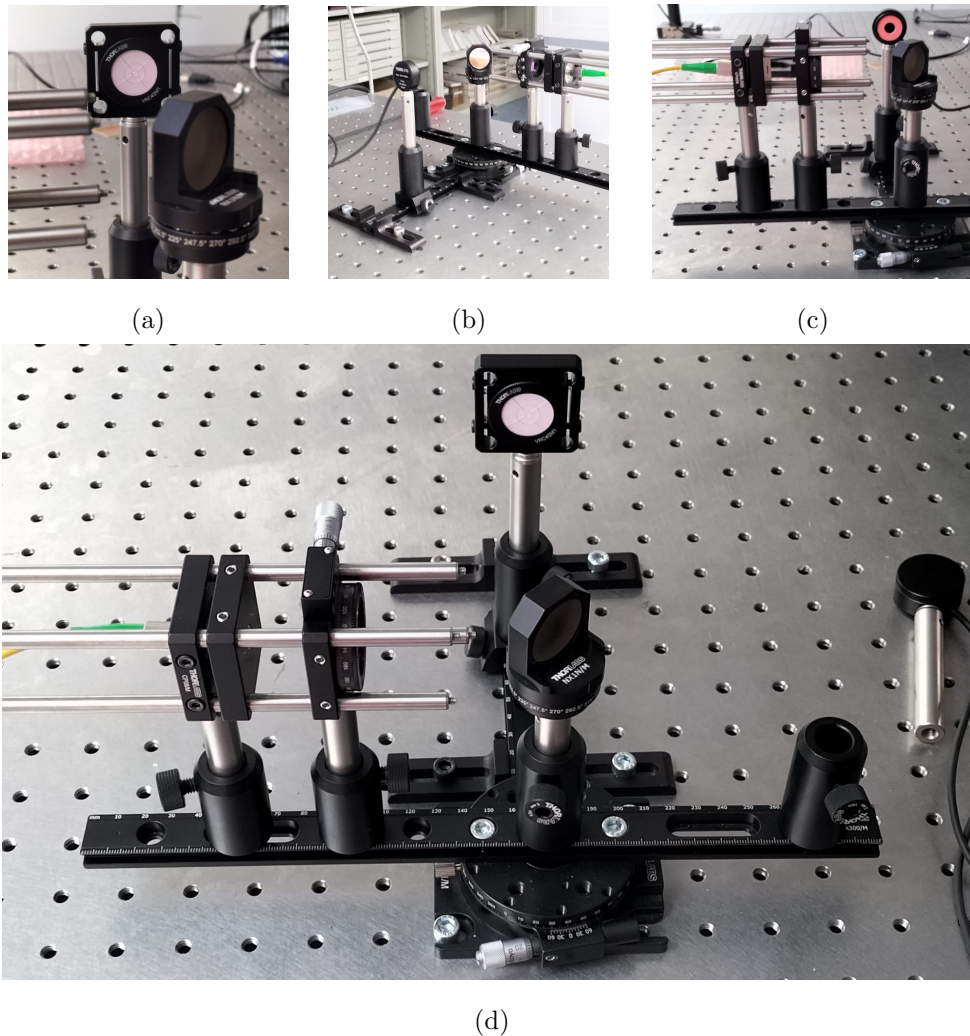
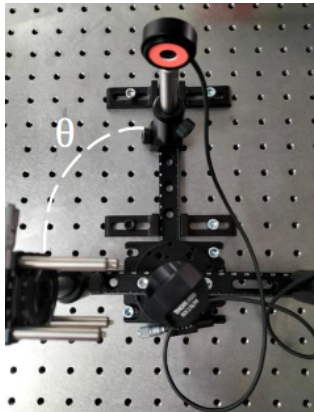


Figura 21: Prueba de medida con un espejo. En las figuras (a), (b) se muestra la medida de la reflexión con una “diana“ y con un detector. Las figuras (c), (d) son vistas del montaje utilizando una “diana“ y un detector respectivamente.

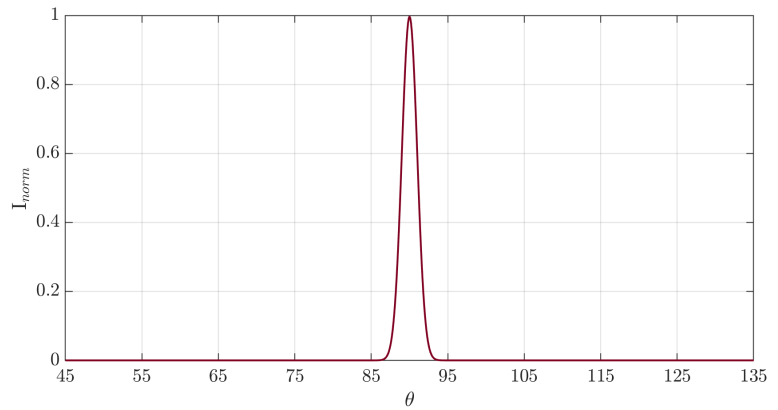
A diferencia de la metasuperficie diseñada, la reflexión en un espejo sigue la ley de Snell, es decir, $\theta_i = \theta_r$. En consecuencia, para poder medir el ángulo de reflexión, el espejo se coloca formando un ángulo de 45° con la salida de la fibra, mientras que el elemento encargado de medir la reflexión – detector o diana – se coloca formando un ángulo de 90° con el raíl en el que están fijados los elementos que conforman la incidencia. Todo ello con el objetivo de que tanto el ángulo incidente (θ_i) como el reflejado (θ_r) sean de 45° , como se observa en la figura 21b.

Para poder medir correctamente la reflexión se utilizan tanto el detector como la diana. En primer lugar, para ver que la reflexión se da a 45° de la normal del espejo, se fija la diana a la mesa óptica, formando un ángulo de 90° con el raíl en el que están situados la salida de la fibra, la lente y el polarizador (Figura 21d). La diana emite la luz absorbida en el rango visible, con lo que se comprueba que el haz de luz incide en el centro de la misma (Figura 21a).

A continuación, se sustituye la diana por el detector (Figura 21c). Con objeto de comprobar que la dirección a la que el espejo refleja la máxima intensidad es $\theta_r=45^\circ$, se realiza una prueba de medida experimental. Esta consiste en relacionar la intensidad del haz con el ángulo θ , es decir, el ángulo que se forma entre el raíl – en el que están situados la salida de la fibra, la lente y el polarizador – y el detector, tal y como se muestra en la Figura 22a. Con esta prueba de medida, se analiza la intensidad de la luz reflejada por el espejo a diferentes ángulos.



(a)



(b)

Figura 22: Intensidad del haz con respecto a θ . En la figura (a) define el ángulo θ . En la figura (b) se muestra la intensidad del haz, normalizada, con respecto al ángulo θ .

Previo a medir la reflexión, es relevante mencionar que la intensidad a la salida de la fibra es de 1 mW, mientras que la intensidad a la salida del polarizador es de $631 \mu\text{W}$, ya que el polarizador elimina las polarizaciones no deseadas, dejando pasar únicamente la luz polarizada en el modo TE.

Para poder medir la intensidad con respecto a la variación del ángulo θ , se gira con precisión la plataforma de rotación angular, en la que están colocados sobre un raíl todos los elementos excepto el detector, puesto que este se encuentra fijado en la mesa óptica. Tras medir la intensidad a diferentes ángulos y normalizarla, se obtienen los resultados presentados en la Figura 22b.

Los resultados obtenidos (Figura 22b) no son muy precisos, ya que el sensor del detector tiene una apertura bastante grande, de 9.5 mm. Idealmente, debería de aparecer un único pico con amplitud máxima en $\theta=45^\circ$, no obstante, en ángulos contiguos el detector sigue midiendo algo de intensidad. Pese a que los resultados no son ideales, la máxima intensidad de reflexión se presenta en $\theta = 45^\circ$, es decir, en la dirección de reflexión esperada.

7. Conclusiones

Durante este trabajo se ha diseñado una metasuperficie de gradiente, utilizando un metal – oro – y un dieléctrico – óxido de silicio. Esta estructura desafía la ley de Snell, desajustando el ángulo incidente y reflejado, gracias a las propiedades ópticas únicas que presentan las metasuperficies. La estructura se diseñó con el objetivo de que la dirección de reflexión deseada sea de 45° , a partir de una incidencia normal de la luz en la metasuperficie ($\theta_i=0^\circ$).

Para conseguir diseñar la metasuperficie de gradiente, se partió del estudio del comportamiento de una metasuperficie homogénea. Esta estructura estaba compuesta por un único “parche” de oro, cuya longitud se fue modificando con el fin de seleccionar las longitudes de los parches que forman parte de la metasuperficie final. Tras una correcta selección, se consiguió que, en la estructura final, la onda reflejada presentase una periodicidad de fase de 2π .

Agregando los parches de oro seleccionados, se diseñó la metasuperficie de gradiente. Se estudió su comportamiento a partir de simulaciones realistas, concluyendo con que se propagaban tres modos de Floquet, es decir, la onda se reflejaba en tres direcciones diferentes – la especular, la anómala y la parásita. La dirección de propagación en la que el haz presentaba una mayor intensidad fue la deseada, $\theta_r = 45^\circ$. Por otro lado, a partir de los resultados obtenidos en las simulaciones, se observó que la eficiencia de la estructura diseñada no era máxima, ya que la propia metasuperficie absorbía energía.

Un siguiente paso que se dio para poder medir experimentalmente la respuesta de la metasuperficie de gradiente, fue el diseño y construcción de un montaje de medida en espacio libre. Se plantearon varias configuraciones de montaje. Al estudiarlas en profundidad, se optó por el montaje que proporcionaba una mayor precisión en la medida. En el montaje final, los diferentes elementos se colocaban en cajas o “cages”. El detector fue fijado a la mesa óptica, mientras que el resto de elementos rotaban solidariamente. Se realizaron diferentes pruebas para comprobar que los diferentes elementos que formaban parte del

montaje estaban alineados. Entre ellas, se estudió la reflexión en un espejo, que, como era de esperar, seguía la ley de Snell, $\theta_i = \theta_r$. Esta fue la última prueba que se pudo realizar con el montaje, ya que la metasuperficie no pudo ser fabricada a tiempo para poder medir su respuesta experimentalmente.

En conclusión, durante este estudio se realizó el diseño de una metasuperficie de gradiente, consiguiendo desajustar el ángulo incidente y reflejado. Además, se realizó el diseño y construcción de un montaje de medida, que podrá ser utilizado en un futuro para la medida experimental de la respuesta de la metasuperficie diseñada, así como también para su caracterización.

8. Líneas futuras

Pese a que la metasuperficie diseñada no se pudo fabricar a tiempo para poder incluir en el trabajo una medida experimental de la respuesta de la misma, se prevé que, en un futuro no muy lejano, la muestra se fabrique. Una vez esté fabricada, se medirá la reflexión utilizando el montaje realizado. Los resultados experimentales se compararán con los resultados obtenidos en las simulaciones, con el objetivo de comprobar si, a partir de una incidencia normal, la metasuperficie refleja la luz a 45° .

Las técnicas que se emplearán para la fabricación de la metasuperficie serán litografía estándar por haz de electrones y evaporación por haz de electrones de los materiales que la constituyen [12]. El tamaño de la muestra que se va a fabricar será de 3 mm x 3 mm. En consecuencia, el número de periodos agregados en la muestra será muy elevado, puesto que $D_x = 2192$ nm. La Figura 23 es una representación ampliada de cómo se vería la huella de la metasuperficie.

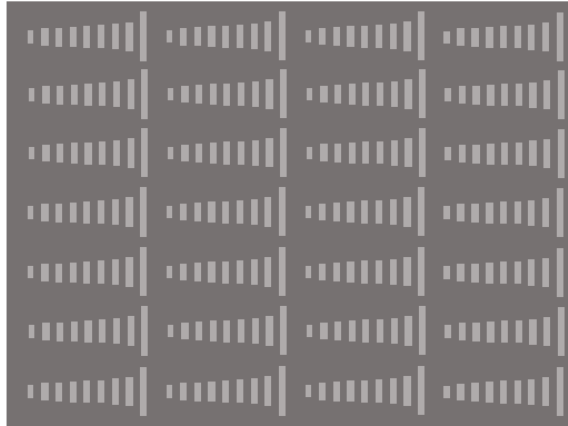


Figura 23: Representación de unos pocos periodos de la metasuperficie a fabricar.

Por otro lado, para solucionar la imprecisión en la medida de la reflexión – mencionada previamente en la prueba de medida con el espejo –, debida a la gran apertura del sensor de potencia del detector, se podría colocar sobre este un disco de alineación. Un ejemplo de disco de alineación que podría utilizarse es el que aparece en el catálogo de Thorlabs como LMR1AP [18], ya que presenta un agujero en el centro de 1 mm, por lo que permitiría tomar medidas mucho más precisas.

En un futuro cercano, con la fabricación de la muestra e implementando la mejora planteada para el montaje, se podrá medir con precisión la respuesta de la metasuperficie de gradiente a la luz incidente. Además, se prevé la automatización del sistema de medida para realizar adquisiciones automáticas de la respuesta angular de metasuperficies mediante la elaboración de un programa en LabVIEW.

Referencias

- [1] S. Tretyakov, “Metasurfaces for general transformations of electromagnetic fields,” Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 373, no. 2049, p. 20140362, 2015.
- [2] A. E. Minovich, A. E. Miroschnichenko, A. Y. Bykov, T. V. Murzina, D. N. Neshev, and Y. S. Kivshar, “Functional and nonlinear optical metasurfaces,” Laser & Photonics Reviews, vol. 9, no. 2, pp. 195–213, 2015.
- [3] C. Simovski and S. Tretyakov, An introduction to metamaterials and nanophotonics. Cambridge University Press, 2020.
- [4] B. Liu, K. Song, J. Xiao et al., “Two-dimensional optical metasurfaces: From plasmons to dielectrics,” Advances in Condensed Matter Physics, vol. 2019, 2019.
- [5] J. Wang and J. Du, “Plasmonic and dielectric metasurfaces: design, fabrication and applications,” Applied Sciences, vol. 6, no. 9, p. 239, 2016.
- [6] O. Quevedo-Teruel, H. Chen, A. Díaz-Rubio, G. Gok, A. Grbic, G. Minatti, E. Martini, S. Maci, G. V. Eleftheriades, M. Chen et al., “Roadmap on metasurfaces,” Journal of Optics, vol. 21, no. 7, p. 073002, 2019.
- [7] A. Lininger, A. Y. Zhu, J.-S. Park, G. Palermo, S. Chatterjee, J. Boyd, F. Capasso, and G. Strangi, “Optical properties of metasurfaces infiltrated with liquid crystals,” Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 117, no. 34, pp. 20 390–20 396, 2020.
- [8] A. Díaz-Rubio, V. S. Asadchy, A. Elsakka, and S. A. Tretyakov, “From the generalized reflection law to the realization of perfect anomalous reflectors,” Science advances, vol. 3, no. 8, p. e1602714, 2017.

- [9] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, “Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction,” *science*, vol. 334, no. 6054, pp. 333–337, 2011.
- [10] J. C. Mendiola Fuentes, “Ecuaciones diferenciales lineales con coeficientes periódicos.” Master’s thesis, 2013.
- [11] X. Wang *et al.*, “Surface-impedance engineering for advanced wave transformations,” 2020.
- [12] V. S. Asadchy, A. Wickberg, A. Díaz-Rubio, and M. Wegener, “Eliminating scattering loss in anomalously reflecting optical metasurfaces,” *ACS Photonics*, vol. 4, no. 5, pp. 1264–1270, 2017.
- [13] F. Ding, A. Pors, and S. I. Bozhevolnyi, “Gradient metasurfaces: a review of fundamentals and applications,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 81, no. 2, p. 026401, 2017.
- [14] S. Sun, K.-Y. Yang, C.-M. Wang, T.-K. Juan, W. T. Chen, C. Y. Liao, Q. He, S. Xiao, W.-T. Kung, G.-Y. Guo *et al.*, “High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces,” *Nano letters*, vol. 12, no. 12, pp. 6223–6229, 2012.
- [15] Y. Wang, Y. Yuan, G. Yang, X. Ding, Q. Wu, Y. Jiang, S. N. Burokur, and K. Zhang, “Perfect control of diffraction patterns with phase-gradient metasurfaces,” *ACS Applied Materials & Interfaces*, vol. 14, no. 14, pp. 16 856–16 865, 2022.
- [16] V. S. Asadchy, M. Albooyeh, S. N. Tsvetkova, A. Díaz-Rubio, Y. Ra’di, and S. Tret’yakov, “Perfect control of reflection and refraction using spatially dispersive metasurfaces,” *Physical Review B*, vol. 94, no. 7, p. 075142, 2016.
- [17] “A397TM-C polarization-maintaining fiber collimator,” [Internet]. Disponible en: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3812&pn=A397TM-C#4533, [Accedido el 11 de abril de 2023].

- [18] “LMR1AP - 1.25 mm to FC/APC Single Mode Adapter,” [Internet]. Disponible en: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=LMR1AP>, [Accedido el 1 de julio de 2023].