



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
FACULTAD DE CIENCIAS



METASUPERFICIES DE ESTRUCTURAS RESONANTES HEXAGONALES PARA IR: UN ESTUDIO ÓPTICO-TÉRMICO

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA:

LUIS GUSTAVO TORRES LECHUGA

DIRECTOR(A) DE TESIS:

DR. FRANCISCO JAVIER GONZÁLEZ CONTRERAS

DR. GABRIEL GONZÁLEZ CONTRERAS (CODIRECTOR)

SAN LUIS POTOSÍ, SLP

JUNIO 2020

Somos polvo de estrellas que piensa acerca de las estrellas. Somos la forma en la que el universo se piensa a sí mismo.

C. Sagan

Más beneficios han derramado sobre la humanidad aquellos llamados locos que aquellos que se hacen llamar cuerdos, no es sano estar bien adaptado a una sociedad enferma.

F. Nietzsche

*Para mi madre.
Mi Lore.
Y a mi abuelo.*

Agradecimientos.

Hace ya poco más de dos años que llegue a esta ciudad por primera vez, abordando de inmediato el edificio de la coordinación para la innovación de ciencia y tecnología, centro de investigación que conocí gracias al Dr. Zamudio investigador del centro universitario de ciencias exactas e ingenierías CUCEI de la U de G por su amistad con el Dr. Víctor Méndez a quien agradezco también por fungir al inicio como anfitrión en la CIACYT, por darme su confianza y amistad.

Agradecimiento a al Dr. Ángel Gabriel por sus equipos que nos permitió utilizar, y por sus geniales clases, al Dr. Miguel Ángel Vidal por sus buenos consejos, al Dr. Ramón Díaz de León y al Dr. Armando Arce por sus atenciones y guía en parte del trabajo realizado, Dr. Gabriel González por su asesoría. Gracias profesores por su conocimiento transmitido en las clases que nos brindan durante el posgrado, especialmente a aquellos que usan de manera excelente la física y las matemáticas para la enseñanza.

Especial agradecimiento para el Dr. Javier González Contreras director general de los laboratorios nacionales de ciencia y tecnología en terahertz, LANCYTT, en SLP, por la oportunidad, confianza, facilidades y apoyo para ser parte del gran grupo del cual es líder.

A mis colegas de la maestría y de los otros grupos de trabajo que también nos apoyan con tiempo y equipo en los proyectos. A los miembros del gran equipo que es LANCYTT.

Camaradas, compañeros y nuevos amigos del laboratorio de microscopía, sitio en el que particularmente he trabajado este último año, al Dr. Javis, próximo Dr. Brahallan y en particular al Dr. John Sánchez por su apoyo, consejos y conocimiento compartido; gracias a todos por su amistad, experiencia como investigadores, por esos debates y charlas que espero no terminen.

Al grandioso grupo de óptica aplicada de la universidad complutense de Madrid UCM dirigido por el Dr. J. Alda excelente persona. Alex Cuadrado y Mahmoud Elshorbagy, amigos. Así como los demás miembros que nos abrieron las puertas de su institución e hicieron más grata la estancia fuera de casa.

Por supuesto a mi familia que siempre me ha brindado todo el apoyo de seguir en este camino.

Comencemos esto entonces, pues la ciencia es el camino para evitar engañarnos a nosotros mismos y a los demás.

Resumen.

Como resultado de las investigaciones en nanotecnología y en fotónica, áreas con una gran proyección de aplicaciones, donde los principales centros de investigación en distintos países invierten gran cantidad de recursos para desarrollar o mejorar dispositivos usados en la cosecha de energía o sensores biológicos tales como: detectores, antenas, dispositivos termo-eléctricos entre otros, los cuales utilizan la interacción de ondas electromagnéticas en el rango óptico e infrarrojo con uno o varios elementos activos de los dispositivos. Particularmente la radiación infrarroja (IR), región del espectro electromagnético con frecuencias en el rango de (0.1 - 100) Terahertz (THz) (entre el rango óptico y de microondas) es de gran interés ya que una gran cantidad de moléculas orgánicas e inorgánicas vibran a con frecuencias particulares que caen en el rango del infrarrojo. Por ejemplo, las aplicaciones van desde la detección de enzimas o proteínas en fluidos para diagnóstico, así como en la detección de sustancias ilícitas o peligrosas y diversas enfermedades. Por otro lado, la radiación IR emitida como calor de desecho en procesos mecánicos o de reacciones químicas en la industria podría ser reincorporada como energía eléctrica aprovechable a la red eléctrica. De igual forma, se puede nombrar que además de las aplicaciones anteriores, la tecnología en el rango de THz promete ser empleada en sistemas de comunicación más veloces que la propuesta actual con 5G que hoy en día llega a frecuencias cercanas a los 100 GHz.

En el desarrollo y diseño de los dispositivos actuales, se encuentran diversas técnicas de fabricación, tanto a nivel industrial como a nivel de investigación tales como (foto-litografía, nano-impresión, etc.). Por ejemplo, la investigación y desarrollo en técnicas de litografía (foto – electrón litografía) para la fabricación de estructuras nanométricas ha hecho posible un avance considerable en el estudio de antenas sintonizables en frecuencias del espectro IR y óptico. La investigación de esta tecnología a estas escalas ha experimentado un gran auge en las dos últimas décadas, esto debido a que solo se han explorado una cantidad reducida de aplicaciones. De tal forma que los dispositivos derivados de las investigaciones que se realizan actualmente en este campo prometen mejorar sistemas en áreas como, cosecha de energía, sensores infrarrojos y biotecnología médica.

En este trabajo se estudia el comportamiento óptico de estructuras hexagonales, fabricadas por EBM (*electron beam lithography*), creando lo que se define una metasuperficie (MS)¹ de estructuras periódicas. Los resultados obtenidos de simulaciones y caracterización experimental para arreglos de estructuras hexagonales sobre sustratos de SiO₂/Si, se derivan de estudios ópticos por FEM (*finite element method*) usando COMSOL Multiphysics y Fourier Transform Infrared FTIR (reflectancia, respectivamente). Como resultado del estudio óptico se propone un sistema termo-eléctrico multicapa con aislamiento de poliimida o polydimethylmetacrilato (PDMS) como sustratos flexibles. Finalmente, se muestra el diseño, fabricación y estudio de un prototipo de MS con características altamente absorbentes para una $\lambda = 10.2 \mu\text{m}$. De esta forma, se presenta un análisis completo (teórico - experimental) de metasuperficies para ser empleadas como elementos activos en aplicaciones de sensado y captación de energía.

¹ Metasuperficie: superficie(s) con propiedades físicas que difieren de las encontradas naturalmente en los materiales.

En el primer capítulo se da una breve introducción y antecedentes sobre estructuras resonantes (antenas) con anchos de banda en frecuencias del espectro IR. Además, se hace un análisis sobre el funcionamiento de estos dispositivos, principales características y los parámetros relevantes que se consideraran para su estudio óptico-físico. Posteriormente, en el estado del arte nos centraremos en las áreas y aplicaciones principales de los trabajos de investigación relacionados con antenas IR y ópticas de los últimos años. Finalmente se describe la herramienta de simulación COMSOL Multi-Physics que se usará durante la simulación de las estructuras propuestas en la investigación.

El segundo capítulo trata sobre el proceso de fabricación experimental, las herramientas de diseño, materiales utilizados, método de grabado, revelado de morfologías y depósito de material metálico. Se detallan los parámetros principales que se consideran en cada uno de los pasos que involucra la creación de estas antenas.

El tercer capítulo se centra en el estudio realizado con simulación FEM de estructuras hexagonales sobre sustrato de SiO_2/Si , comenzando por un análisis sobre la absorbancia y dispersión ante una onda electromagnética en un entorno esférico ideal. En este punto se hace una comparación con otras morfologías de antenas (dipolo y disco) para destacar el particular comportamiento observado en la morfología hexagonal. Posteriormente se realizaron simulaciones con un modelo más complejo donde se coloca la estructura hexagonal sobre un sustrato de SiO_2 , del estudio se obtuvieron los efectos derivados de la perturbación del campo electromagnético por la estructura hexagonal, además se estudió la absorbancia y la radiación dispersada por la antena. De esto se obtuvieron datos comparables con el espectro de reflectancia experimental obtenido por FTIR. Más adelante se expone una tercera simulación en la que se programan condiciones de frontera tales que el estudio considera una distribución infinita de las estructuras hexagonales en un plano con la configuración tipo panal de abeja agregando un espaciado entre cada uno de los elementos simulando así nuestra MS de estructuras hexagonales sobre SiO_2 .

Se discute la información obtenida por la caracterización morfológica mediante microscopía electrónica de barrido (SEM), elemental (EDS) y óptica (reflectancia FTIR). Se comparan los espectros experimentales con los análogos obtenidos en la simulación. De aquí se desprenden nuevas hipótesis y la propuesta sobre la simulación y fabricación de una nueva MS de hexágonos sobre un sistema de dos o más capas de materiales que permitan el confinamiento y transporte de la energía absorbida y dispersada por las estructuras hexagonales.

En el capítulo cuarto se exhiben las simulaciones por FEM realizadas para optimizar los parámetros a considerar en la fabricación para que el modelo absorbedor ideal que funcione a una longitud de onda de $10.2 \mu\text{m}$, los parámetros de los componentes del modelo son: tamaño de cada hexágono, separación entre los elementos y espesor de las capas del sustrato.

Para continuar, el quinto capítulo se desarrolla un estudio multifísica con los parámetros optimizados obtenidos en el capítulo anterior, se discute el estudio, se extraen los datos del calentamiento por efecto joule en el modelo y se observa en la simulación como la onda electromagnética dispersada por el arreglo de antenas se propaga en la capa de silicio (Si) hasta llegar a una capa metálica agregada con el fin de aprovechar esta energía. El capítulo finaliza con los resultados obtenidos en la fabricación de un arreglo de antenas hexagonales que cubren un área de $500 \times 500 \mu\text{m}$.

Los últimos capítulos exponen una discusión general del trabajo. Conclusiones y finalmente una descripción de posibles aplicaciones termoeléctricas como parte de un trabajo futuro.

Palabras clave.

Metasuperficies, Nanofotónica, Infrarrojo, Litografía por haz de electrones, Nanoestructuras, Terahertz, COMSOL Multiphysics, Simulación por elemento finito.

Índice general

Agradecimientos	i
Resumen	iii
Palabras claves	vi
1. Introducción.	1
1.1 Antecedentes.	1
1.2 Física y fundamentos de antenas.	4
1.2.1 Ecuaciones de Maxwell.	5
1.2.2 Perturbación de la materia por ondas electromagnéticas: modelos oscilatorios.	7
1.2.3 Función dieléctrica en una nube de electrones, metales.	9
1.2.4 Parámetros fundamentales de antenas.	14
1.3 Estado del arte.	22
1.3.1 Microscopia electrónica (aplicaciones).	23
1.3.2 Bolómetros (aplicaciones).	24
1.3.3 Metasuperficies de antenas y antenas Seebeck (aplicaciones).	25
2. Litografía por haz de electrones.	29
2.1 Materiales de grabado – Resinas positivas y negativas.	30
2.2 Proceso de grabado y revelado.	30
2.3 Sputtering – pulverización catódica.	31

3. Diseño y simulación por el método de elemento finito, FEM.	32
3.1 Análisis óptico de antena hexagonal, método optimizado.	32
3.1.1 Modelo esférico en condiciones ideales.	33
3.1.2 Antena sobre sustrato, un estudio de campo de fondo y su perturbación generada por la antena.	38
3.1.3 Análisis de periodicidad modelo distributivo.	41
3.2 Fabricación experimental y caracterización de antenas sobre sustrato de SiO ₂ /Si.	44
3.3 Conclusiones de capítulo, antenas sobre sustrato de SiO ₂ /Si.	52
4. Dispositivo absorbedor ideal, metasuperficie de antenas (MS).	54
4.1 Optimización: tamaño de antenas.	55
4.2 Optimización: separación o gap entre antenas.	58
4.3 Optimización: espesor de sustrato.	59
5. MS de estructuras hexagonales resonantes, estudio multifísica óptico – térmico.	64
5.1 Estudio estacionario.	64
5.2 Análisis temporal.	66
5.3 Fabricación experimental y caracterización del modelo optimizado.	67
6. Conclusiones y discusión.	74
7. Trabajo futuro.	76

Capítulo 1. Introducción.

1.1 Antecedentes.

La fotónica es el estudio físico de la luz (fotones), su dinámica, orígenes, como se propaga en distintos medios, modulación, detección y amplificación. La luz ha sido desde la antigüedad un fenómeno de interés para los filósofos y pensadores, los griegos la nombraron *phos*². El espectro visible se encuentra entre dos regiones particulares del espectro electromagnético, una de ellas es la región de altas frecuencias y mayores energías, UV, rayos-X, rayos- γ (ampliamente usadas en aplicaciones: medicina, astronomía e industria) este tipo de radiaciones son capaces de desencadenar reacciones químicas, generar materia ionizada, observar materiales densos y vislumbrar la emisión de cuerpos celestes. Y por el otro lado, los espectros IR, microondas y las ondas de radio, menos energéticos y con menor frecuencia, se utiliza en sistemas de telecomunicaciones, sensores y microondas. En particular la radiación infrarroja (ondas milimétricas, y frecuencias en el orden de los Terahertz) es radiación electromagnética que es usada en distintas aplicaciones como: sistemas de formación de imágenes, caracterización de moléculas orgánicas e inorgánicas (modos de vibración en la región infrarroja), y termografía médica (emisión de radiación infrarroja del cuerpo humano mapeando la distribución de temperatura superficial del cuerpo) que mediante algoritmos entrenados asocia las variaciones de temperatura en la región con patologías que van desde el cáncer de mama, padecimientos oftalmológicos y odontológicos, pie diabético y como auxiliar en tejidos afectados por quemaduras [1]–[3]. De esta forma, las investigaciones en áreas que involucran la detección y manipulación de la radiación a escalas ópticas – IR ha sido posible a través de los avances en nanotecnología³. A esta escala nanométrica la materia exhibe propiedades diferentes respecto a las conocidas en los materiales a escala macroscópica. El conjunto, nanotecnología y fotónica (nanofotónica), estudia el comportamiento que tiene la luz con objetos a escalas nanométricas, normalmente metales por ser buenos conductores, reflectores y sus fenómenos plasmónicos (propiedad intrínseca de los metales). De hecho, antes de que los científicos conocieran las propiedades ópticas de los metales, alquimistas y artesanos de la antigüedad utilizaron partículas de oro de diferentes tamaños en vitrales y cristalería, que al interactuar con la luz, estas daban a la obra de arte un aspecto multicolor que asombraba a las personas de la época. Por ejemplo, la más conocida es la copa de Lycurgus (siglo IV DC) que presenta un color rubí cuando es iluminada desde adentro (luz transmitida) o verde cuando se ilumina desde afuera (luz reflejada) Fig.1.1.

² *phos*, origen de la palabra fotón

³ La nanotecnología es el estudio y aplicación del conocimiento científico para el control y uso de la materia en dispositivos a escalas nanométricas (rango entre 1- 100 nm, 1nm=1x10⁻⁹ m)



Fig. 1.1 Copa Lycurgus, romana del siglo IV DC. La luz transmitida a través del vidrio que la compone se ve color rubí a diferencia de la luz que se observa por la reflexión en su superficie con un color verde jade. [4]

Considerando las propiedades exhibidas por los metales mencionadas anteriormente, se puede definir que una partícula o estructura conductora metálica puede ser una potencial antena, la cual funciona emitiendo o recibiendo *oem* (ondas electromagnéticas), hacia el espacio libre, o aquellas que son emisoras transforman un voltaje en *oem*, y las que funcionan como receptoras hacen el proceso inverso, generando un voltaje al absorber *oem*. Las bases del funcionamiento de las antenas fueron realizadas por Michael Faraday (1832), aunque hasta ese tiempo no se tenía un estudio formal de las ondas electromagnéticas ni el concepto de antena electromagnética estaba definido, sus investigaciones sobre electricidad y magnetismo, derivaron en la medición del campo magnético de una bobina usando un galvanómetro inducido por la dinámica de un imán. El resultado fue que la bobina hizo función de antena al recibir radiación electromagnética que fue detectada por el galvanómetro. Así fue que descubrió que un campo magnético variable podía crear una corriente eléctrica. Más adelante, James C. Maxwell, utilizando el amplio trabajo experimental realizado por Faraday, estableció un formalismo matemático en sus maravillosas ecuaciones que relacionan la electricidad y el magnetismo. Posteriormente, fue Heinrich Hertz en 1873 el que desarrollo un sistema inalámbrico con antenas tipo dipolo, para recibir radiación comprobando experimentalmente la teoría de Maxwell. De igual forma, el 12 de diciembre de 1901 Marconi recibió en Saint John's, Canadá un mensaje en código morse transmitido por encargo suyo desde Cornualles Reino Unido, logrando por primera vez así enviar información a través del océano atlántico[5].

Particularmente, la teoría desarrollada a partir del estudio de antenas es un campo interesante del electromagnetismo ya que combina estructuras con geometrías, capaces de aprovechar las oscilaciones de los portadores de cargas en el material para producir campos radiativos en una variedad de combinaciones entre espectros y polarización de radiación de los campos que se generar. De este modo, las investigaciones en la emisión y/o recepción de ondas electromagnéticas de altas frecuencias han convergido en la ampliación de los anchos de banda (emisión/recepción) y la necesidad de sensar objetos que están más allá del rango visible. Las telecomunicaciones y el radar han proporcionado soluciones que tienden a cubrir hoy en día regiones cada vez más cercana al espectro óptico, ya que a medida que se acerca a este rango se ingresa a la región del espectro en Terahertz, donde los sistemas actuales responden más eficientemente y rápidamente. Por ejemplo, las antenas son omnipresentes en las tecnologías de uso diario, desde el caso más común de estaciones de radio hasta la implementación de etiquetas de identificación por radiofrecuencia (RFID) en productos, tarjetas de crédito y documentos. De hecho, las antenas son parte de la tecnología que usamos todos los días. Por ejemplo, cualquier teléfono inteligente actual contiene una gran cantidad de antenas especializadas para tareas y bandas dedicadas como Wi-Fi, GPS, estaciones de radio y, por supuesto, bandas de telecomunicaciones (3G, 4G y 5G). Comúnmente,

un diseño adecuado de estas antenas es clave para mejorar su rendimiento, evitar interferencias mutuas entre bandas y obtener una mayor duración de la batería. Es así que, estos diseños son mucho más sofisticados que las simples antenas tipo dipolo utilizadas en la primera estación de radio a fines del siglo XIX, son planas e impresas en sustratos flexibles. Al mismo tiempo, los dispositivos de microondas, banda milimétrica y terahertz han demostrado una muy buena adaptación a los nuevos requisitos de las aplicaciones modernas de seguridad, vigilancia y detección remota asociada a la dinámica de los dispositivos [6]. Estos avances en diseño y estudios sobre antenas también se han estado realizando durante el siglo XX, periodo en el cual los desarrollos en electrónica han impulsado la mayor parte de la tecnología de punta en el desarrollo de antenas. En el último cuarto del siglo XX, vimos cómo las nuevas herramientas para el desarrollo tecnológico abrieron la posibilidad de fabricar estructuras en la escala nanométrica. Luego, el impulso imparable hacia el dominio de frecuencias cada vez más altas con el uso de antenas alcanzó el dominio óptico, primero en el infrarrojo y finalmente en el rango visible. Cuando esto sucedió hace unas décadas, era común que las antenas ópticas se consideraran así como cualquier elemento o instrumento capaz de capturar la radiación óptica, y por extensión así se le consideraba también a los dispositivos usados en astronomía [6]. Sin embargo, las antenas ópticas reales son como la extensión de sus contrapartes de baja frecuencia, las cuales ya estaban implementándose al menos en teorías para algunas aplicaciones e ideas exóticas, como sistemas de telecomunicaciones en frecuencias THz, telescopios con antenas ópticas sintonizables, micro sensores por mencionar algunos [7].

Es interesante señalar que se dio un salto adelante en el desarrollo de antenas de altas frecuencias cuando la fabricación comenzó a estar disponible mediante litografía de haz de electrones, con resoluciones a la nanoescala los diseños capaces de imprimirse como geometrías metálicas planas fueron posibles y se hicieron funcionar. Se comenzaron a obtener los primeros resultados para la recepción de ondas de luz, sin embargo, mucho antes de que estas herramientas de nanofabricación se aplicaran comúnmente, algunas otras tecnologías ya habían ganado su lugar como fotodetectores. Entre los cuales están aquellos basados en el efecto fotoeléctrico y que se desarrollaron a partir del uso exclusivo de materiales semiconductores. A lo largo de las décadas, los detectores de semiconductores ligados al desarrollo de la industria de semiconductores, se perfeccionaron para mejorar su rendimiento en términos de respuesta espectral, frecuencia de corte, capacidad de respuesta y tamaño. También se usaron detectores térmicos, ya sea termoeléctricos o bolométricos[7]. Para ese momento, las antenas ópticas se consideraban una opción posible con un buen valor en términos de selectividad en polarización, respuesta espectral selectiva y rápida, así como directividad. Algunas décadas después de esos primeros pasos, la respuesta de las antenas ópticas ha mejorado en términos de mejor de impedancia y el desarrollo de mejores transductores. Sin embargo, la respuesta sigue siendo un tema importante que merece una atención considerable en los próximos años.

El retraso en la difusión de esta tecnología en sistemas de detección se debe principalmente al comportamiento de los metales a frecuencias ópticas, las características de un conductor perfecto se pierden en el infrarrojo, la radiación electromagnética penetra en la estructura de la antena produciendo efectos dispersivos que cambian de manera diferente para cada metal. Por lo tanto, los diseños de antenas ópticas difieren del diseño de antenas usadas para en espectros comúnmente utilizados en sistemas de comunicación. En óptica, lo importante no es solo la geometría; además, la forma y la dimensión de la estructura resonante deben combinarse con una elección adecuada de metal para fabricar la estructura sin descuidar el efecto que tiene el entorno (sustrato) donde se encuentra la antena. Además, el acoplamiento de la antena con el transductor y la eficiencia del

transductor se convierten en factores clave en el desarrollo de un buen dispositivo de antena óptica [8].

Hasta ahora, se ha descrito a las antenas ópticas como detectores de luz que utilizan las corrientes generadas en estructuras metálicas resonantes para producir una señal electrónica. Además, se han propuesto antenas ópticas como cosechadoras de energía cuando se acoplan a rectificadores de alta frecuencia, imitando los buenos resultados obtenidos en el espectro de radio y de microondas, adaptando los diseños y las partes constituyentes al régimen óptico [9]. También cuando se piensa en antenas ópticas como emisores, antenas excitadas por la radiación óptica han hecho posible su uso en dispositivos que detectan moléculas en el campo cercano con resolución a nanoescala. Por lo tanto, las antenas ópticas son el núcleo de una amplia gama de aplicaciones y dispositivos de nanofotónica [10], [11].

Cuando las estructuras resonantes, antenas, no están conectadas a un circuito externo, el interés científico y tecnológico está relacionado con su capacidad para cambiar las propiedades de la luz reflejada, transmitida o absorbida y con la amplificación del campo eléctrico en una región bastante pequeña. Esta mejora desencadena la respuesta de los medios que rodean la estructura resonante y se puede utilizar para amplificar, por ejemplo, la señal Raman de un sistema dado. Además, se puede usar un calentamiento local de medios absorbentes resonantes para aumentar la temperatura de los medios donde están inmersos. Finalmente, hay una tercera capacidad de esta tecnología que está relacionada principalmente con el cambio inducido en el frente de onda reflejado o transmitido después de interactuar con el elemento resonante, se pueden modificar varias características en el frente de onda de la radiación saliente, por ejemplo: contenido espectral, estado de polarización o incluso fase. Los dispositivos resultantes pueden verse como superficies selectivas de frecuencia, elementos de polarización, arreglos absorbentes o reflectivos. El uso de estos elementos ha producido un campo de estudio interesante en óptica que implica el análisis de estructuras ópticas resonantes. Una aplicación de estas estructuras resonantes que generan calentamientos selectivos en el medio que les rodea es el aprovechamiento del efecto bolométrico como mecanismo de transducción. Desde hace mucho tiempo, los bolómetros se han acoplado a antenas ópticas para mejorar su capacidad de respuesta, reuniendo más energía del campo electromagnético, y también ganando respuesta de frecuencia al disminuir su tamaño para convertirse en micro y nano bolómetros [12].

1.2 Física y fundamentos de antenas.

Las antenas diseñadas para resonar en frecuencias ópticas e IR son en general elementos metálicos con dimensiones menores al de la longitud de onda de la radiación que se desea detectar. Al incidir una *oem* sobre un dispositivo compuesto con antenas, la radiación perturba los átomos del metal que conforma a las antenas y los electrones libres del metal oscilan según la frecuencia de la onda incidente. A la oscilación colectiva de estos electrones libres se le denomina plasmón, por tal razón al referirnos a la respuesta de las antenas ante una *oem* hablaremos de efectos o resonancia plasmónica.

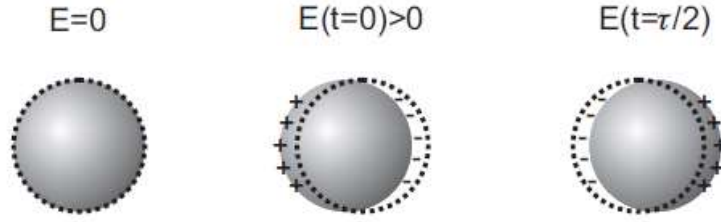


Fig. 1.2: plasmón de superficie, representación temporal en una nanopartícula metálica[13].

Es importante considerar que la constante dieléctrica del medio varía de signo en las interfaces del entorno que envuelve a la antena, por ejemplo antena-aire y antena-substrato.

La oscilación de los electrones libres producirá una distribución de corrientes alternas con frecuencias que interfieren de modo constructivo con las oscilaciones electrónicas, esto está presente en el modelo de Drude y se refiere a la frecuencia donde los electrones libres no pueden seguir la frecuencia de plasma disminuyendo por tanto la reflectancia del material metálico [14], [15]. La corriente inducida en la estructura de la antena y el campo eléctrico generado en las proximidades con su entorno, describen el funcionamiento de las antenas. Estos dos aspectos dan entonces información importante sobre las características de la antena metálica como: el campo eléctrico concentrado a su alrededor, su patrón de radiación o la disipación de energía en la estructura. La interacción de metales con campos electromagnéticos puede ser entendida perfectamente desde un punto de vista clásico basado en las ecuaciones de Maxwell.

1.2.1 Ecuaciones de Maxwell.

El electromagnetismo y la fotónica comparten una base común, la propagación e interacción de la luz, incluso a escala nanométrica, está impulsada por las ecuaciones de Maxwell y la parametrización macroscópica de materiales a través de sus propiedades ópticas y electromagnéticas. Estas ecuaciones relacionan las variaciones espaciales y temporales del desplazamiento de campo eléctrico \vec{D} , el campo eléctrico \vec{E} , con el campo magnético \vec{H} , y la inducción magnética \vec{B} , las cuatro ecuaciones de Maxwell en su forma macroscópica son [16]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{Ley de Gauss eléctrica}), \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Ley de Gauss magnética}), \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Ley de Faraday}), \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \rightarrow \nabla \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\vec{J} \quad (\text{Ley de Ampere}), \quad (1.4)$$

donde μ es la permeabilidad magnética, ρ la densidad de carga, \vec{J} la densidad de corriente eléctrica. El desplazamiento de campo eléctrico \vec{D} está relacionado con el campo eléctrico \vec{E} a través de la ecuación:

$$(1.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E},$$

ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío y ϵ_r la permitividad relativa del material; χ_e es la susceptibilidad eléctrica, y se relaciona con la capacidad inductiva absoluta (permitividad eléctrica) $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ mediante la expresión $\epsilon_r = 1 + \chi_e$, para todas las sustancias conocidas χ_e siempre es positiva y por lo tanto $\epsilon_r > 1$ [17]. La función vectorial \vec{P} es la polarización del medio. Análogamente la inducción magnética está dada por la relación:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (1.6)$$

El estudio electromagnético de una antena se basa en las ecuaciones de Maxwell, (ec. 1.1 – 1.4). La ecuación de onda de los campos eléctrico y magnético se obtiene aplicando el operador rotacional ($\nabla \times$), a la ley de Faraday así como a la ley de Ampere y está dado por:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \nabla \vec{M} \right) + \nabla(\nabla \cdot \vec{P}) - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho, \quad (1.7)$$

para el caso en que no existen fuente $\rho = \vec{P} = \vec{M} = \vec{J} = 0$, entonces:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{H} = \nabla \times \vec{J} + \nabla \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial t^2} + \nabla(\nabla \cdot \vec{M}), \quad (1.8)$$

donde \vec{M} es la magnetización del material y se relaciona con el campo magnético con la expresión: $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$, χ_m , es la susceptibilidad magnética la cual a su vez se vincula con la permeabilidad magnética $\mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$.

En el caso de la teoría de antenas ópticas e IR, siempre es importante saber cuánta energía se irradia o recibe, y cómo esta energía se puede transducir hacia la electrónica que adquiere la señal.

El teorema de Poynting, donde la potencia entregada y transportada por una onda electromagnética se divide en partes significativas. Usando las ecuaciones (1.1) y (1.4) es posible llegar a una expresión para conocer el vector de poynting, $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$.

$$\int_S (\vec{E} \times \vec{H}) dS = - \int_V \left(\vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) dV - \int_V \vec{J} \cdot \vec{E} dV. \quad (1.9)$$

Esta relación describe lo que sucede con la energía transportada por una onda electromagnética cuando esta energía se evalúa en un volumen cerrado dado V, el lado izquierdo de la ecuación es el flujo de un vector que describe la potencia que sale del volumen V a través de la superficie S, y el lado derecho corresponde a las variaciones temporales de energía eléctrica y magnética dentro del volumen, el segundo término en este lado describe la pérdida de disipación en el forma de calentamiento de Joule, que también se puede escribir usando la ley de Ohm:

$$V = IR \rightarrow \vec{E} = -\nabla V,$$

$$(\vec{E} = -\vec{\nabla}V) \cdot d\vec{r},$$

$$E \cdot d\vec{r} = (-\vec{\nabla}V) \cdot d\vec{r} = -\left(\frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz\right) = -dV.$$

Luego,

$$V \propto \vec{E} \cdot \vec{l} \rightarrow El = IR \rightarrow \frac{El}{AR} = \frac{I}{A}.$$

Considerando que la conductividad eléctrica σ es inversa a la resistividad eléctrica δ , $\sigma = 1/\delta$, donde $\delta = AR/l$ y $\vec{J} = \vec{I}/A$ por tanto:

$$\sigma \vec{E} = \vec{J}. \quad (1.10)$$

Usando la ley de Ohm se puede determinar la potencia disipada de energía, ecuación (1.11) o disipación joule, la cual es de gran importancia cuando se consideran mecanismos de transducción termoelectricos o bolométricos dado que la disipación térmica produce gradientes de temperatura además de cambios que pudieran ser detectados en estos mecanismos de transducción.

$$P_{joule} = \int_V \sigma |\vec{E}|^2 dV. \quad (1.11)$$

1.2.2 Perturbación de la materia por *oem*: modelos oscilatorios

Los electrones en los átomos de un material son los principales responsables de las propiedades ópticas de los sólidos. Estos electrones se unen a sus átomos restaurando fuerzas que pueden modelarse como un oscilador armónico amortiguado. Cuando la luz incide sobre el material añadiendo energía al sistema oscilante, el oscilador armónico amortiguado se vuelve forzado.

Comenzamos analizando el modelo simple, una ecuación de movimiento para estos electrones se puede representar con la ecuación diferencial clásica de un oscilador amortiguado:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_0^2 x = -e\vec{E}(t). \quad (1.12)$$

La solución a esta ecuación es:

$$x(t) = \frac{-eE(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} e^{-i(\omega t - \phi)}. \quad (1.13)$$

La masa de los portadores de carga es m , la constante de amortiguación del oscilador es γ relacionada con el tiempo de relajación de los electrones perturbados, y ω_0 es la frecuencia de oscilación natural, e la carga del electrón, $\vec{E} = E_0 e^{-i(\omega t - \phi)}$ es el campo eléctrico que perturba al oscilador, se asume que es un campo armónico con frecuencia ω , ϕ es la fase entre la oscilación armónica amortiguada y la forzada.

Es desplazamiento de las cargas produce un dipolo p en la superficie del material, relacionada con la solución a la función de onda $x(t)$ tal que:

$$p = -ex(t) = \left(\frac{e^2 E_0}{m (\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} e^{-i(\omega t - \phi)} \right). \quad (1.14)$$

Así mismo se genera una polarización local:

$$P_L = N p. \quad (1.15)$$

Asociada al campo eléctrico, donde N es el número de portadores de carga por unidad de volumen está definido dependiente de la densidad ρ del material, el número de Avogadro $N_A = 6.02214 \times 10^{23}$ [mol⁻¹] y la masa atómica unificada $M_u = 1$ [g/mol], por tanto:

$$N = \frac{\rho N_A}{M_u} = \rho (1.66053 \times 10^{-24}).$$

Para definir la relación y a su vez una expresión matemática entre la constante dieléctrica y las frecuencias tanto la natural del material como la que porta la onda electromagnética incidente es necesario volver a la ecuación (1.5) del desplazamiento o densidad de campo eléctrico y reescribirla considerando que el vector de polarización ahora tendrá dos contribuciones una definida por la polarización intrínseca del material dada por la susceptibilidad eléctrica χ_e , y otra producida por el campo generado resultado de los dipolos que a su vez son consecuencia de la perturbación por la onda electromagnética incidente en el material, esto es:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} + \vec{P}_L, \\ \vec{D} &= \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} + \left(\frac{N e^2}{m (\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} E_0 e^{-i(\omega t - \phi)} \right). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Considerando que $\vec{E} = E_0 e^{-i(\omega t - \phi)}$, la ecuación para el desplazamiento de campo eléctrico queda de la forma:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \left[1 + \chi_e + \left(\frac{N e^2}{\epsilon_0 m} \right) \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \right] \vec{E}. \quad (1.17)$$

Dado que $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ por lo que $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ y por tanto la permitividad relativa pertenece al espacio de los complejos, $\epsilon_r \in \mathbb{C}$ dada la ecuación (1.17), con la forma $\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r''$. Entonces la permitividad eléctrica ϵ_r pasa de ser una constante a una función dieléctrica que depende de ω tal que:

$$\epsilon_r(\omega) = \left[1 + \chi_e + \left(\frac{N e^2}{\epsilon_0 m} \right) \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \right]. \quad (1.18)$$

Multiplicando la ec. (1.18), por la unidad, $\frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}$, se elimina la parte imaginaria del denominador y aplicando algebra se determinan los valores de ϵ_r' y ϵ_r'' , de modo que,

$$\epsilon'_r = 1 + \chi_e + \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}\right) \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}\right) \quad (1.19)$$

$$\epsilon''_r = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}\right) \left(\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}\right). \quad (1.20)$$

1.2.3 Función dieléctrica en una nube de electrones, metales.

En un amplio rango de frecuencias, las propiedades ópticas del metal pueden explicarse mediante un modelo de plasma, donde un gas o nube de electrones con densidad numérica N se mueve contra un fondo fijo de núcleos de iones positivos. Para los metales alcalinos, se extiende hasta los rayos ultravioleta, mientras que para los metales nobles se producen transiciones entre bandas a frecuencias del espectro visible, lo que limita la validez de este enfoque. En el modelo de plasma, los detalles del potencial reticular y las interacciones electrón-electrón no se tienen en cuenta. En realidad, uno simplemente asume que algunos aspectos de la estructura de la banda se incorporan a la masa óptica efectiva m de cada electrón. Estos electrones están expuestos a la influencia de campos eléctricos externos que los mueven en consecuencia, oscilarán en respuesta al campo electromagnético aplicado, y su movimiento se amortigua a través de colisiones que ocurren con una frecuencia de colisión característica $\gamma = 1/\tau$. τ se conoce como el tiempo de relajación del gas de electrones libres, que generalmente es del orden de 10^{-14} s a temperatura ambiente, correspondiente a $\gamma = 100$ THz. El movimiento de los portadores libres entonces puede ser descrito por el oscilador forzado amortiguado sin fuerzas de restauración por ser cargas libres, diferencia principal que hay con respecto al modelo de la ec. (1.12), en este caso el movimiento de un electrón en el modelo de plasma perturbado por un campo eléctrico externo está dado por la ecuación:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} = -e\vec{E}(t), \quad (1.21)$$

Suponiendo una dependencia armónica temporal en el campo eléctrico incidente $\vec{E}(t) = E_0 e^{-i\omega t}$, una solución particular de esta ecuación (1.21) que describe la oscilación del electrón es:

$$\vec{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t). \quad (1.22)$$

En este caso el desplazamiento de campo eléctrico \vec{D} solo considera la polarización local generada por los dipolos consecuencia de la perturbación de la onda electromagnética en la superficie del metal (nube de electrones), entonces:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + Np. \quad (1.23)$$

Al utilizar las ecuaciones (1.14) y (1.15).

$$\vec{D} = \epsilon_0 \left[1 - \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}\right) \left(\frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) \right] \vec{E}. \quad (1.24)$$

Por lo tanto dadas las nuevas condiciones la permitividad relativa función de ω o función dieléctrica de una nube de electrones libres es:

$$\epsilon_r(\omega) = \left[1 - \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \right) \left(\frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \right]. \quad (1.25)$$

Aquí se define la *frecuencia de plasma* de los electrones libres ω_p^2 , adjudicado al término $\left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \right)$, por lo que la función dieléctrica es igual a:

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_r + i\epsilon''_r = \left[1 - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \right], \quad (1.26)$$

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}.$$

Sustituyendo, $\gamma = \tau^{-1}$, quitando la parte imaginaria del denominador, la parte real e imaginaria de la permitividad eléctrica tiene la forma:

$$\epsilon'_r = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.27)$$

$$\epsilon''_r = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (1.28)$$

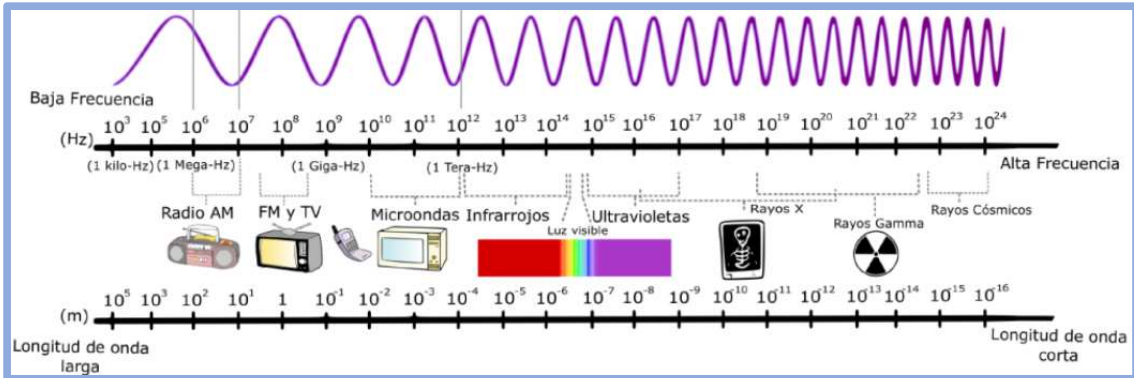


Fig. 1.3: espectro electromagnético, el diagrama muestra la equivalencia aproximada entre longitud de onda [m] y frecuencia [Hz] desde ondas de radio hasta rayos cósmicos[18].

Existe un vínculo entre el índice de refracción y la permitividad eléctrica para materiales no magnéticos, $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon}$, y siguiendo la convención de notación y signos [19] el índice de refracción se escribe en forma compleja $\tilde{n} = n + i\kappa$, a partir de esto explícitamente podemos obtener las siguientes ecuaciones:

$$\epsilon_r = \tilde{n}^2 = \epsilon'_r + i\epsilon''_r = (n + i\kappa)^2,$$

$$\epsilon_r = n^2 - \kappa^2 + i(2n\kappa),$$

$$\therefore \epsilon_r' = (n^2 - \kappa^2),$$

$$\epsilon_r'' = 2n\kappa.$$

La parte real del índice de refracción n es responsable de la propagación de la onda en el medio, y la parte imaginaria κ es el coeficiente de extinción y determina la absorción de la *oem* a través del material, κ está ligada al coeficiente de absorción α de la ley de Beer, $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$, la cual describe la atenuación exponencial de la intensidad de la onda electromagnética en su propagación por el medio.

$$\alpha(\omega) = \frac{2\kappa\omega}{c}. \quad (1.29)$$

Para frecuencias, $\omega \ll \gamma = \tau^{-1}$ (considerando que a temperatura ambiente $\gamma = 10^{14} \text{ Hz} = 100 \text{ THz}$), ω cae en frecuencias del largo y lejano IR (MIR, FIR respectivamente), en este rango los metales son muy absorbentes, entonces $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$ y la parte imaginaria y real del índice de refracción son comparables en magnitud, matemáticamente este se expresa en la siguiente ecuación:

$$\kappa \approx n = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{2}} = \sqrt{\frac{\tau\omega_p^2}{2\omega}}. \quad (1.30)$$

El coeficiente de absorción α se ve alterado, substituyendo κ de (1.30) en (1.29) y considerando que la velocidad de la luz $c = 1/\sqrt{(\mu_0\epsilon_0)}$ para este caso entonces es:

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &= \frac{2\omega}{c} \sqrt{\frac{\tau\omega_p^2}{2\omega}} = \sqrt{\frac{2\omega\omega_p^2\tau}{c^2}} = \sqrt{2\omega\mu_0(\tau\omega_p^2\epsilon_0)}, \\ \alpha(\omega) &= \sqrt{2\omega\mu_0\sigma_0}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

La ecuación (1.31) es posible dado que la conductividad eléctrica $\sigma_0 = \frac{Ne^2\tau}{m}$.

Prueba: la densidad de corriente \vec{j} se puede definir en términos de la velocidad promedio \vec{v}_{avg} de N electrones moviéndose en el metal o portadores de carga [20], desde que por definición esta velocidad promedio es:

$$\vec{v}_{avg} = -\frac{e\tau}{m}\vec{E}. \quad (1.32)$$

Luego

$$\vec{j} = -Ne\vec{v}_{avg} = \frac{Ne^2\tau}{m}\vec{E}. \quad (1.33)$$

Utilizando la ley de ohm nuevamente, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ asumimos que la conductividad eléctrica tiene la forma:

$$\therefore \sigma_0 = \frac{Ne^2\tau}{m}. \quad (1.34)$$

Aplicando la ley de Beer de absorción implica que a bajas frecuencias los campos decaen dentro del material a una razón de $e^{-z/\delta}$ donde δ es lo que se denomina efecto piel o “*deep skin*”[21].

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \frac{c}{\kappa\omega} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0\omega\mu_0}}. \quad (1.35)$$

Por otro lado para frecuencias $\omega \gg \gamma = \tau^{-1}$, lo que implica que $\omega \geq 10^{14} \text{ Hz} = 100^{12} \text{ Hz}$ este rango de frecuencias son del rojo en el visible o mayores hacia el UV. En este caso hay que retomar la ecuación de la función dieléctrica compleja, (1.26) sustituyendo γ por τ^{-1} :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega \left(\omega + i \frac{1}{\tau} \right)} \right) = 1 - \left(\frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(\omega\tau + i)} \right).$$

Aplicando la condición $\omega \gg \tau^{-1}$ y resolviendo primero para la parte real:

$$\begin{aligned} \epsilon_r' &= 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \\ &= 1 - \frac{\tau^2}{\tau^2} \frac{\omega_p^2}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2}, \\ \epsilon_r' &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{aligned} \quad (1.36)$$

La parte real de la función dieléctrica determina las propiedades de dispersión del espectro electromagnético en la antena. Reemplazando la frecuencia ω^2 , considerando que $\omega = 2\pi c/\lambda$, la ecuación (1.36) queda con la forma:

$$\epsilon_r' = 1 - \lambda^2 \frac{Ne^2}{4\pi^2 m \epsilon_0 c^2}.$$

Al tomar en cuenta el término $\frac{Ne^2}{4\pi^2 m \epsilon_0 c^2} = \lambda_p^{-2}$.

$$\epsilon_r' = 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}. \quad (1.37)$$

La ecuación (1.37) es coherente con lo reportado por Novotny et al, [22] para en análisis de longitud de onda efectiva para antenas ópticas. A frecuencias ópticas la aplicación del modelo para una nube de electrones libre no funciona del todo pues transiciones electrónicas interbandas ocurren en la interacción de *oem* óptica con el material dando como resultado que la parte imaginaria de la función dieléctrica incremente.

Resulta interesante vincular la función dieléctrica del plasma de electrones libres (1.26) al modelo Drude clásico para la conductividad AC $\sigma(\omega)$ de los metales. Esto se puede lograr al reescribir ecuación (1.21) de la forma:

$$m\ddot{x} + m\vec{v}\frac{1}{\tau} = -e\vec{E}(t),$$

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{p}\frac{1}{\tau} - e\vec{E}(t).$$

Por definición de la ecuación (1.33), $\vec{J} = -ne\vec{v}$ y considerando que de la ley de Ohm existe una relación lineal entre el campo eléctrico y la densidad de corriente: $\vec{J} = \sigma\vec{E}$. Aplicando la derivada temporal a $x(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}\vec{E}(t)$, que es solución de la ecuación (1.21).

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}\vec{E}(t),$$

$$\vec{v} = x(-i\omega). \quad (1.38)$$

De lo anterior se puede deducir una función para la conductividad eléctrica $\sigma(\omega)$, sustituyendo la ecuación (1.38) en $\vec{J} = -ne\vec{v}$ y luego despejando σ de la ley de Ohm resulta inmediato considerando el valor de σ_0 de la ecuación (1.34):

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}. \quad (1.39)$$

Nótese que para $\omega=0 \rightarrow \sigma=\sigma_0$, lo que corresponde a conductividad eléctrica DC, comparando (1.39) con (1.26) podemos expresar la función dieléctrica en términos de la conductividad. El valor complejo de la permitividad se puede usar para determinar el valor complejo de la conductividad (conductividad AC).

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega}. \quad (1.40)$$

Cuando se considera el significado de una conductividad compleja, vale la pena tomar en cuenta la relación entre el campo eléctrico \vec{E} , y la densidad de corriente \vec{J} , dada por la ley de Ohm. En este caso, una conductividad compleja puede verse como un cambio de fase entre el campo eléctrico incidente y la corriente inducida. En la medida en que la densidad de corriente describe el movimiento de los electrones, se puede ver que este cambio de fase refleja el hecho de que los

electrones no pueden estar totalmente sincronizados con el campo eléctrico que deriva su movimiento[6].

1.2.4 Parámetros fundamentales de las antenas

Antenas diseñadas para frecuencias en el IR muestran similitudes con las que se utilizan en radio y micro frecuencias. Esto es que, la respuesta y sensibilidad depende en mayoría de una geometría y de la polarización de la onda incidente. Pero como ya vimos en la teoría, los metales a frecuencias IR no se pueden tomar como conductores perfectos. La onda electromagnética incidente penetra en el interior de la antena afectando la resonancia esperada. Aun así, la corriente distribuida en la morfología de la antena coincidirá con la distribución teórica dada por teoría de antenas clásicas. Por tal razón podemos usar funciones importantes usadas en antenas clásicas para el estudio de dispositivos IR.

Patrón de Radiación.

El patrón de radiación se puede definir mediante un gráfico, comúnmente se realiza en coordenadas polares o esféricas, representa las características de radiación y uno de los aspectos más importantes de una antena. En el diagrama de radiación representa la potencia radiada por el dispositivo, Fig. 1.4, este mapa es útil para obtener la máxima señal de una antena, para una configuración en modo de recepción el diagrama nos representa la sensibilidad de la antena para recibir ondas electromagnéticas en cierta dirección, análogamente en una configuración emisora, se usa para determinar en qué rango de frecuencias y en con que intensidad la antena emite ondas electromagnéticas. Un buen ejemplo son las antenas tipo Yagi-Uda las cuales tienen una configuración con distintos elementos que aumentan la emisión o recepción en una zona específica [23].

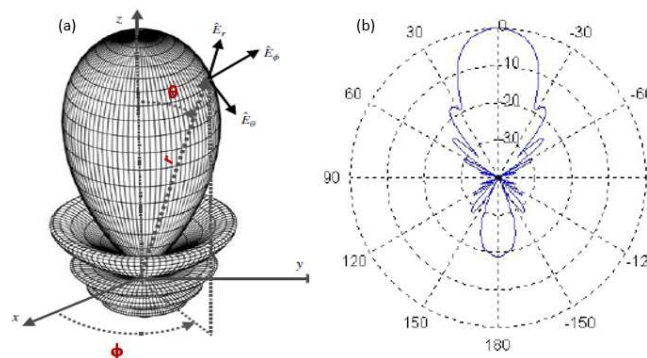


Fig. 1.4: (a) patrón de campo lejano tridimensional normalizado de una matriz de antenas lineal con un espaciado uniforme de $d = 0.25 \lambda$ [24]. (b) ejemplo de diagrama de radiación 2-dimensional.

Un lóbulo mayor se define como el lóbulo de radiación que contiene la dirección de radiación máxima, en la Fig. 1.4 (a) o (b) como ejemplo, el lóbulo mayor apunta en la dirección $\theta = 0$. En algunas antenas puede existir más de un lóbulo principal. Un lóbulo menor es cualquier lóbulo, excepto el mayor, estos lóbulos generalmente representan radiación en direcciones no deseadas, y

deben minimizarse, su nivel generalmente se expresa como una relación entre la densidad de potencia en el lóbulo en cuestión y la del lóbulo principal.

El espacio que rodea una antena generalmente se subdivide en tres regiones: cercana reactiva de campo, radiante de campo cercano (*Fresnel*) y de campo lejano (*Fraunhofer*), la Fig. 1.5 ilustra las tres regiones para una antena con la dimensión máxima D . Estas regiones están designadas para identificar la estructura de campo en cada una de ellas, aunque no se observan cambios abruptos en las configuraciones del campo a medida que se cruzan los límites, existen diferencias claras entre ellos. Los límites son comúnmente utilizados para identificar las regiones.

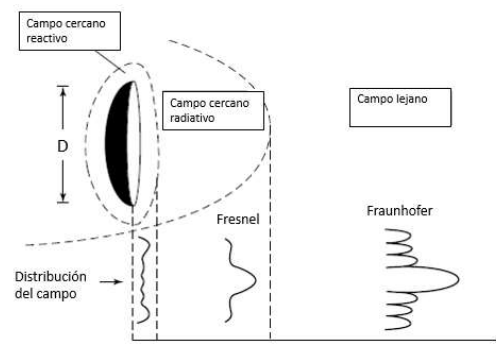


Fig. 1.5: Formas del patrón de radiación y regiones de campo generado por una antena, del campo cercano reactivo a el campo lejano [25], D debe ser mayor en comparación con la longitud de onda λ , ($D > \lambda$).

Es de notar que en la región reactiva de campo cercano el patrón es más extendido con ligeras variaciones, a medida que la observación se traslada a la región radiante de campo cercano (*Fresnel*), el patrón comienza a suavizarse y formar lóbulos. En la región de campo lejano (*Fraunhofer*), el patrón está bien formado, generalmente consiste en pocos lóbulos menores y uno, o más, lóbulos mayores.

Región reactiva de campo cercano aquellas porciones de la región de campo cercano que rodean inmediatamente la antena en la que predomina el campo reactivo. El campo cercano reactivo es la porción de la región exterior que está dentro de aproximadamente una longitud de onda desde los límites entre estas regiones. En el campo reactivo cercano, las fases de los campos eléctrico y magnético a menudo están cerca de la cuadratura, lo que implica que hay una impedancia de onda altamente reactiva y un alto contenido de energía almacenada sin propagación cerca de la antena. Para la mayoría de las antenas, se suele considerar que el límite exterior de estas regiones existe a una distancia de la superficie de la antena, donde R es la distancia desde el centro de la antena, λ es la longitud de onda y D es la dimensión más grande de la antena,

$$R < 0.62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}}. \quad (1.41)$$

Para un dipolo muy corto, o un radiador equivalente, el límite exterior se considera comúnmente existente a una distancia $\lambda/2\pi$ de la superficie de la antena. En la proximidad de la antena se desconoce la fase así como el comportamiento de los campos \vec{E} y \vec{H} . Es necesario entonces medirlos por separado para poder definir el campo electromagnético.

Región de campo cercano radiante (Fresnel), se define como la región del campo de una antena entre la región reactiva de campo cercano y la región de campo lejano en la que predominan los campos de radiación y en la que la distribución del campo angular depende de la distancia desde la antena. Si la antena tiene una dimensión máxima que no es grande en comparación con la longitud de onda, es posible que esta región no exista. Para una antena enfocada al infinito, la región de campo cercano radiante a veces se denomina región de Fresnel sobre la base de que es muy pequeña en comparación con la longitud de onda, esta región de campo puede no existir. El límite interno se toma a la distancia $R \geq 0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}}$ y el límite exterior se define a $R < 2D^2/\lambda$ donde D es la mayor dimensión de la antena, Fig. 1.5. De otra forma se define que la región de Fresnel se encuentra a una distancia R tal que:

$$0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \leq R < \frac{2D^2}{\lambda}. \quad (1.42)$$

Región de campo lejano (Fraunhofer), región del campo radiado por una antena donde la distribución de los campos angulares es esencialmente independiente de la distancia desde la antena. Si la antena tiene una dimensión global máxima D , la región de los campos lejanos se considera comúnmente que existe a distancias mayores que $2D^2/\lambda$ desde la antena, siendo λ la longitud de onda. Los campos magnético y eléctrico generados son perpendiculares entre sí, así como a la dirección de propagación, dependen de la distancia a razón de $1/r$, y la potencia en esta zona decae en función del inverso del cuadrado de la distancia, $(1/r^2)$.

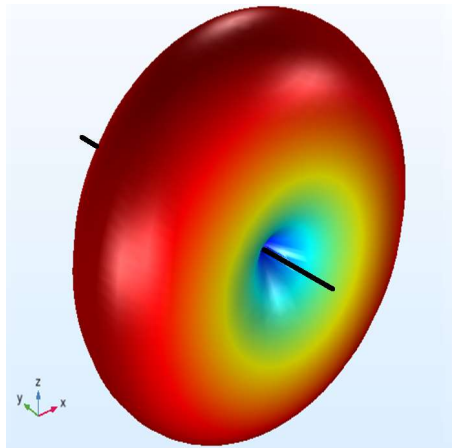


Fig. 1.6: Típico patrón de campo eléctrico toroidal de una antena tipo dipolo.

En esta región la componente reactiva, parte imaginaria del campo se anula así como la componente radial, ya no existen ondas evanescentes, considerando lo anterior la Fig. 1.6 muestra una típica forma del patrón de radiación en el campo lejano de un dipolo con longitud $L=\lambda/2$.

Densidad de potencia radiada, intensidad y directividad.

Desde la invención de las antenas las ondas electromagnéticas se han utilizados para trasportar información por medios inalámbricos o a través de guías de onda. Al campo electromagnético se le puede asociar una energía y por tanto una potencia. Volviendo a las ecuaciones de Maxwell notamos que los campos \vec{E} y \vec{H} en todo punto del espacio son perpendiculares entre sí y en todo instante se encuentran en planos perpendiculares a la dirección de propagación de modo que se cumple la siguiente ecuación:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \pm \frac{\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t)}{\eta_0}. \quad (1.43)$$

El doble signo depende de que la onda se propague en el mismo sentido o en contra del vector normalizado paralelo a la dirección de propagación \vec{n} . De la ecuación (1.43) también cabe señalar que η_0 es la impedancia intrínseca del vacío $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi \cong 377\Omega$.

Para describir la potencia asociada a una onda electromagnética utilizamos el vector de Poynting en un instante del tiempo definido como el producto vectorial entre \vec{E} y \vec{H} y aplicando la ecuación (1.43):

$$\begin{aligned} \vec{S}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t), \\ &= \vec{E}(\vec{r}, t) \times \frac{\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t)}{\eta_0}, \\ &= \frac{E^2(\vec{r}, t)}{\eta_0} \vec{n} [W \cdot m^{-2}]. \end{aligned} \quad (1.44)$$

Considerando las unidades del vector de poynting, podemos aseverar que es una densidad de potencia. La potencia total que cruza una superficie cerrada se puede obtener integrando el componente normal del vector de Poynting sobre toda la superficie[24],

$$P = \oiint \vec{S} \cdot d\vec{s} = \oiint \vec{S} \cdot \hat{n} da [W]. \quad (1.45)$$

La ecuación anterior entonces define la potencia total en un instante temporal, \hat{n} es un vector unitario normal a la superficie. Para un campo que varía en el tiempo es necesario definir una expresión para una densidad de potencia promedio, esta se puede obtener al integrar $\vec{S}(\vec{r}, t)$ en un periodo T y dividiendo sobre el mismo, una expresión general puede ser simplemente usar la expresión de la ecuación (1.44):

$$P_{media} = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{S}(\vec{r}, t) dt.$$

Considerado que la función de campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ puede ser relacionada con su parte compleja tomando en cuenta que en un punto del espacio en un momento del tiempo será igual a la parte real de la función \vec{E} , considerando que puede ser escrita como una función de variables separables explícitamente lo dicho es igual que $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, un producto entre la parte espacial y la parte temporal dentro de una función exponencial. Entonces los campos pueden ser escritos como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \mathcal{Re}[\mathbf{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}], \quad (1.46)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \mathcal{Re}[\mathbf{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}]. \quad (1.47)$$

Usando la identidad para números complejos $\mathcal{Re}(z) = \frac{z+\bar{z}}{2}$, $z \in \mathbb{C}$ los campos eléctrico y magnético de las ecuaciones (1.46) y (1.47) se reescriben en las expresiones (1.48) y (1.49) con las que se puede construir una nueva ecuación para el vector de poynting de (1.44).

$$\mathcal{Re}[\mathbf{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}] = \frac{1}{2}(\mathbf{E} e^{i\omega t} + \mathbf{E}^* e^{-i\omega t}), \quad (1.48)$$

$$\mathcal{Re}[\mathbf{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}] = \frac{1}{2}(\mathbf{H} e^{i\omega t} + \mathbf{H}^* e^{-i\omega t}), \quad (1.49)$$

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \mathcal{Re}[\vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}] \times \mathcal{Re}[\vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}].$$

Luego aplicando la propiedad distributiva en el producto vectorial:

$$\therefore \vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\mathcal{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^*] + \frac{1}{2}[\vec{E} \times \vec{H}e^{i2\omega t}].$$

El primer término es independiente del tiempo y este es que se asocia a la densidad de potencia promedio tal que:

$$\vec{S}_{med}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\mathcal{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^*] \left[\frac{W}{m^2} \right]. \quad (1.50)$$

La densidad de potencia asociada con los campos electromagnéticos de una antena en su región de campo lejano es predominantemente real y se denomina densidad de radiación, el patrón de potencia radiada por la antena es una medida en función de su dirección. Con la nueva forma del vector de poynting o densidad de potencia media se determina con la ecuación (1.45) la potencia radiada media:

$$P_{rad} = P_{med} = \oint \vec{S}_{rad} ds = \oint \vec{S}_{med} \cdot \hat{n} da = \frac{1}{2} \oint \mathcal{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot ds. \quad (1.51)$$

La intensidad de la radiación representada por el parámetro de campo lejano está definida como la potencia radiada en una dirección dada por la antena por unidad de ángulo sólido[24], se obtiene al multiplicar la densidad de radiación por el cuadrado de la distancia (r^2) donde se desea medir la intensidad desde el centro de la antena:

$$U = r^2 S_{rad},$$

$$U(\theta, \phi) = S(r, \theta, \phi) \cdot \frac{dA}{d\Omega} = S(r, \theta, \phi) r^2,$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido subtendido por un diferencial de área dA .

$$d\Omega = \text{sen } \theta \, d\theta \, d\phi.$$

Para que la intensidad de radiación $U(\theta, \phi)$ pueda ser una función de teta y phi, el vector de poynting \vec{S} debe escribirse en coordenadas esféricas. Para el caso de una fuente isotrópica o lo que es lo mismo, una fuente ideal que irradia en todas direcciones a la misma intensidad a la cual llamaremos intensidad de radiación media o radiación isotrópica, dada por el cociente entre la intensidad de radiación y el área de una esfera con radio unitario:

$$U_0 = \frac{P_{rad}}{4\pi} = \frac{(\iint \text{sen } \theta \, d\theta \, d\phi \text{sen } \theta \, d\theta \, d\phi)}{4\pi}. \quad (1.52)$$

Aunque en la práctica no existe ayuda a dar una referencia con la que comparar el funcionamiento de las antenas. Este modelo matemático representa la intensidad de radiación puntual que produciría una antena real.

La directividad de una antena mide el grado de anisotropía de la radiación. Se puede determinar como la razón entre U y U_0 , el cociente entre la intensidad de radiación en una dirección y la intensidad de radiación de una fuente isotrópica que radiase la misma potencia.

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}}, \quad (1.53)$$

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_0} = \frac{4\pi r^2 S(r, \theta, \phi)}{P_{rad}}.$$

La directividad de una fuente isotrópica de radiación es igual a 1, entonces $D(\theta, \phi) \geq 1$. La directividad se puede medir en decibeles (dB), y no es más que multiplicar la direccionalidad $D(\theta, \phi)$ por el logaritmo base 10: $D[\theta, \phi]_{dB} = 10 \text{Log}_{10} D(\theta, \phi)$ [27].

Eficiencia y ganancia.

La ganancia de una antena está estrechamente relacionada con la directividad, se define como la relación de la intensidad en una dirección dada a la intensidad de radiación que se obtendría si la

potencia aceptada o absorbida por la antena se irradiara isotrópicamente[24]. Lo anterior se puede expresar matemáticamente de la siguiente forma:

$$Gain = \epsilon_{rad} D(\theta, \phi).$$

Donde ϵ_{rad} , es la eficiencia radiativa de la antena que es una relación entre la P_{rad} de la ecuación (1.51) y la potencia que se disipa en forma de calor en la antena (P_{loss}), de modo que la eficiencia es:

$$\epsilon_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{rad} + P_{loss}}.$$

En la mayoría de los casos es más común tratar con la ganancia relativa, la cual está definida como la relación entre la ganancia de potencia en una dirección dada y la ganancia de potencia de una antena de referencia en su dirección de referencia. La entrada de alimentación debe ser igual en ambas antenas. La antena de referencia suele ser un dipolo o cualquier otra antena cuya ganancia se pueda calcular o se conozca. La referencia de antena en la mayoría de los casos es una fuente isotrópica sin pérdidas.

Polarización.

La polarización de una antena en una dirección específica está definida como la polarización de la oem transmitida (radiada) por la antena, la polarización de la antena será la misma que tenga de la máxima ganancia. En la práctica, la polarización de la energía radiada varía con la dirección desde el centro de la antena, de modo que diferentes partes del patrón de radiación puede tener diferentes polarizaciones.

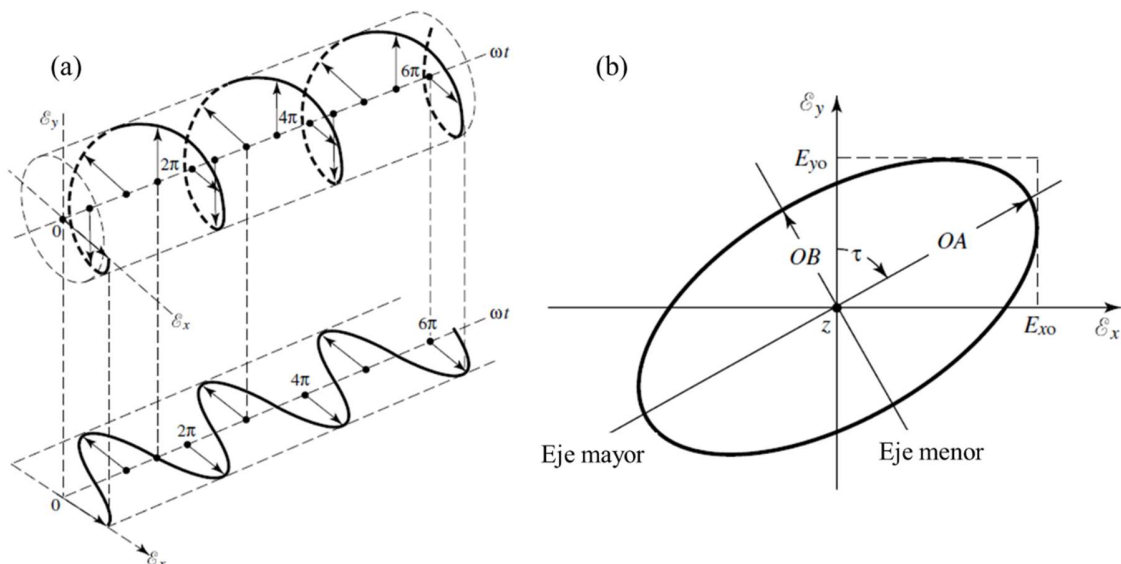


Fig. 1.7: (a) representación de una oem viajera en el tiempo con dirección z y (b) su respectiva polarización elíptica[24].

La polarización de una onda radiada se define como la porción de una onda electromagnética que describe una dirección variable en el tiempo (la magnitud relativa del vector de campo eléctrico), específicamente la figura trazada por la extremidad del vector en una ubicación fija en el espacio en función del tiempo, y el sentido en el que se traza a lo largo de la dirección de propagación, ver la Fig. 1.7 (a), (b). La polarización es entonces la curva trazada por el punto final de la flecha (vector) que representa el campo eléctrico instantáneo.

La polarización de una onda recibida por una antena se define como la polarización de una onda plana, incidente desde una dirección dada y que tiene una densidad de flujo de potencia dada, lo que resulta en la máxima potencia disponible en las terminales de antena.

La polarización puede clasificarse como lineal, circular o elíptica. Si el vector que describe el campo eléctrico en un punto en el espacio en función del tiempo siempre se dirige a lo largo de una línea, se dice que el campo está polarizado linealmente. En general, sin embargo, la figura que traza el campo eléctrico es un elipse, y se dice que el campo está polarizado elípticamente. Las polarizaciones lineales y circulares son casos especiales de elíptica, y se pueden obtener cuando la elipse se convierte en una línea recta o un círculo, respectivamente. La figura del campo eléctrico se traza en *sentido horario* (polarización derecha) o en *sentido anti horario* (polarización izquierda).

El campo instantáneo de una onda plana viajera en dirección $-z$ se puede expresar:

$$E(z; t) = \left(\vec{E}_x(z; t) + \vec{E}_y(z; t) \right) \cdot (\hat{x} + \hat{y})$$

De acuerdo a la ecuación 1.46 las componentes instantáneas están relacionadas con su contraparte compleja por:

$$\vec{E}_x(z; t) = E_{x0} \cos(\omega t + kz + \phi_x),$$

$$\vec{E}_y(z; t) = E_{y0} \cos(\omega t + kz + \phi_y),$$

donde E_{x0} y E_{y0} son respectivamente las componentes máximas de las magnitudes del campo eléctrico.

Para una **polarización lineal**, la diferencia entre el la fase de las componentes debe ser $\Delta\phi$ tal que:

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Una onda armónica en el tiempo se polariza linealmente en un punto dado en el espacio si el vector de campo eléctrico (o campo magnético) en ese punto siempre está orientado a lo largo de la misma línea recta en cada instante de tiempo. Esto se logra si el vector de campo (eléctrico o magnético) presenta:

- a. Una sola componente.
- b. Dos componentes lineales ortogonales, que estén en fase o con una diferencia de 180° .

En el caso de la **polarización circular**, las magnitudes de las dos componentes deben ser iguales y la diferencia de fases entre ellas debe ser múltiplo impar de $\pi/2$:

$$|\vec{E}_x| = |\vec{E}_y| \Rightarrow E_{x0} = E_{y0}$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = \left\{ \begin{array}{l} +\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n = 0,1,2, \dots \text{ en sentido horario} \\ -\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n = 0,1,2, \dots \text{ en sentido anti horario} \end{array} \right\}.$$

Una onda armónica en el tiempo se polariza circularmente en un punto dado en el espacio si el vector de campo eléctrico (o magnético) en ese punto recorre un círculo en función del tiempo. Las condiciones necesarias y suficientes para lograr esto son si el vector de campo (eléctrico o magnético) posee todo lo siguiente:

- El campo debe tener dos componentes lineales ortogonales.
- Las dos componentes deben tener la misma magnitud.
- La fase entre las dos componentes debe ser múltiplo impar de 90° .

La **polarización elíptica** puede se logra solo cuando la diferencia de fases entre las componentes es múltiplo impar de $\pi/2$ y sus magnitudes diferentes o cuando la diferencia de fase no es igual a múltiplos de $\pi/2$ independientemente de sus magnitudes.

$$|\vec{E}_x| \neq |\vec{E}_y| \Rightarrow E_{x0} \neq E_{y0}$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = \left\{ \begin{array}{l} +\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n = 0,1,2, \dots \text{ en sentido horario} \\ -\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n = 0,1,2, \dots \text{ en sentido anti horario} \end{array} \right\},$$

o

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x \neq \pm \frac{n}{2}\pi = \left\{ \begin{array}{l} > 0, \quad n = 0,1,2,3, \dots \text{ en sentido horario} \\ < 0, \quad n = 0,1,2,3, \dots \text{ en sentido anti horario} \end{array} \right\}.$$

Una onda está polarizada elípticamente si no está polarizada lineal o circularmente. Aunque las polarizaciones lineales y circulares son casos especiales de elíptica, por lo general, en la práctica, la polarización elíptica se refiere a otra que no sea de oreja o circular. Las condiciones necesarias y suficientes para lograr esto son si el vector de campo (eléctrico o magnético) posee todo lo siguiente:

- El campo deber estar compuesto por componentes lineales y ortogonales.
- Las dos componentes pueden ser o no de la misma magnitud.
- Si no son de la misma magnitud la fase entre ellas no debe ser 0° o múltiplos de 180° . Y si son de la misma magnitud la fase no debe ser múltiplo impar de 90° .

1.3 Estado del Arte.

Hoy en día, la ingeniería de antenas se considera un arte de ingeniería verdaderamente fino. Aunque se ha alcanzado un cierto nivel de madurez, hay muchas oportunidades desafiantes y problemas por resolver. La integración de nuevos materiales, como metamateriales [62], conductores magnéticos artificiales y superficies blandas / duras [63], en la tecnología de antena

ofrece muchas oportunidades, y los métodos asintóticos desempeñarán un papel clave en su incorporación y rendimiento del sistema.

La investigación en el campo de las antenas IR u ópticas está impulsada por la necesidad de una mejora o crear nuevas tecnologías aprovechando otras regiones del espectro electromagnético particularmente longitudes de onda del infrarrojo y óptico, frecuencias que gracias a los avances en el depósito de materiales, grabado de estructuras a nivel micro y nanométrico pueden ser aprovechadas. Estos avances permiten fabricar estructuras metálicas, de semiconductores, sistemas multicapas o metasuperficies una aplicación es que sean dispositivos absorbentes eficientes en estos espectros (IR – óptico) con el objetivo de realizar aplicaciones en de espectroscopia, cosecha de energía, microscopia de alta resolución, sensores por mencionar algunas. Las antenas pueden mejorar varios procesos fotofísicos distintos, descritos en la Fig. 1.8

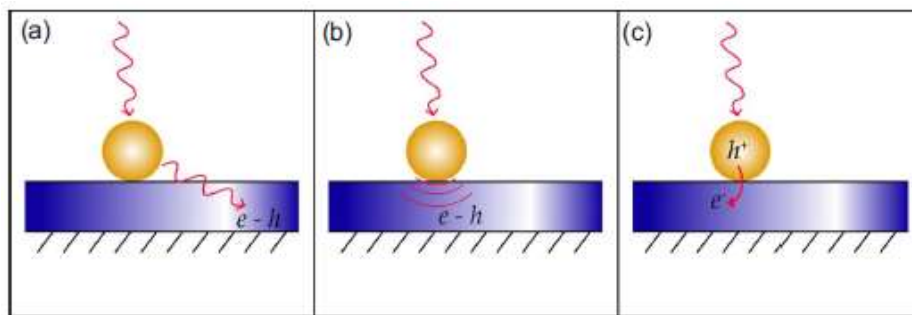


Fig. 1.8: Esquema de diferentes efectos de antenas al interactuar con una onda electromagnética con energía $h\nu$. (a) Dispersión de campo lejano, que conduce a una trayectoria óptica prolongada. (b) la dispersión cercana a los campos que causa una absorción local incrementada y (c) la inyección directa de portadores fotoexcitados en semiconductores[26].

En esta sección, revisamos los avances recientes, destacamos las áreas de aplicación y discutimos los desarrollos futuros en el campo de las antenas ópticas.

1.3.1 Microscopia electrónica (aplicaciones)

Las antenas ópticas ayudan a superar el límite de difracción, lo que permite manipular, controlar y visualizar los campos ópticos en la escala nanométrica. La microscopía óptica ha alcanzado la nanoescala a través de técnicas como la microscopía de reducción de emisión estimulada STED⁴, la microscopía de localización fotoactivable PALM⁵ y la microscopía de reconstrucción óptica estocástica STORM⁶ [27]. Todos estos métodos tienen la capacidad de revelar características morfológicas en el orden de los nanómetros, se basan en la detección de fluorescencia de tintes con propiedades fotodinámicas.

Tamaminiou *et al* informaron un método en el que se utilizaba el fresado con haz de iones de arriba hacia abajo para tallar una dipolo de aluminio de 80 nm en una sonda, que luego funcionaba como una antena monopolo [28]. Este tipo de nanosonda fue utilizada por Hoepfner [29] para lograr una resolución de 50 nm en la imagen de proteínas de un solo canal de calcio en las membranas de los glóbulos rojos. Lograr una mayor resolución espacial requiere antenas con campos

⁴ Stimulated Emission Depletion

⁵ Photo-activated Localization Microscopy

⁶ Stochastic Optical Reconstruction Microscopy

fuertemente localizados, partículas más pequeñas, extremos de antena más nítidos o un espacio de alimentación más estrecho. Recientemente, tales antenas monopolares se han utilizado para obtener imágenes de proteínas individuales y nanodominios con una resolución de 30 nm en las membranas celulares en líquido, Fig. 1.9 [30].

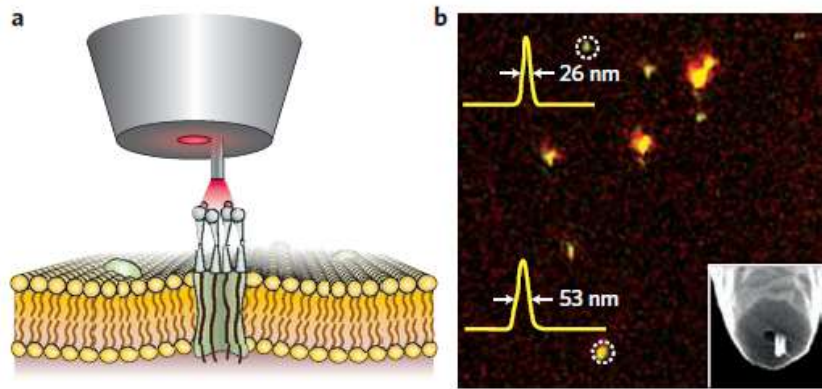


Fig. 1.9: (a) Ilustración esquemática, imágenes biológicas con antenas ópticas. (b) Imágenes de anticuerpos marcados fluorescentemente por la sonda de antena. Figura de la referencia de Wiley:[30]

1.3.2 Bolómetros

El movimiento de portadores de carga genera corrientes, interfiere en fase a lo largo de morfología de una antena y se observa una resonancia. Por lo general, este efecto está conectado con la longitud de onda de la onda electromagnética incidente, la geometría de la antena y las propiedades del material de la misma, el movimiento colectivo de estos portadores de carga mejora la respuesta electromagnética de la estructura. Las resonancias aumentan significativamente las corrientes inducidas a través de la estructura, por lo tanto, aumenta la densidad de potencia disipada, esta pérdida de potencia, considerada como una disipación de Joule, generalmente actúa como una fuente de calor, el valor de este calor se evalúa a partir de la siguiente relación:

$$Q = \int q(x, y, z) dv = \int \sigma_{\omega} |\vec{E}_{\omega}(x, y, z)|^2 dv$$

La responsividad térmica del sistema está relacionado con la densidad de potencia disipada $q(x, y, z)$, por la ecuación:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + q(x, y, z) = 0$$

Donde k es la conductividad térmica. El incremento en la temperatura produce una resistencia eléctrica en la antena generado un efecto bolométrico. El coeficiente de temperatura de resistencia TCR, describe por una aproximación lineal el cambio en la resistividad causado por una variación en temperatura.

A. Cuadrado *et al* [12], realizan un análisis computacional y fabricación de una antena dipolo de oro en con resonancia teórica a una $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ un tamaño de $2.8 \mu\text{m}$ y un espesor de 100 nm sobre un sustrato de SiO_2 , acoplada a un sistema bolométrico con una línea que extrae la señal del dispositivo Fig. 1.10 (a) – (c).

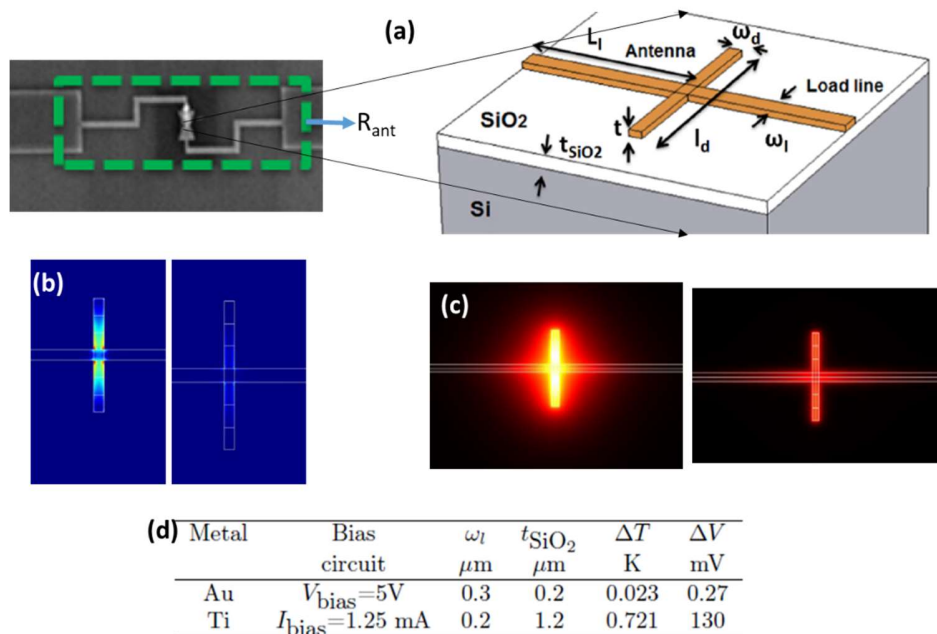


Fig. 1.10: Imagen con permiso del autor referencia: [12]. (a) Circuito del sistema bolométrico con antena acoplada y figura representativa del dipolo sobre el sustrato y línea de trasmisión. (b) comparación de la disipación de potencia entre sistema optimizado usando un dipolo de Ti (derecha) y Au (izquierda). (c) variación de temperaturas en ambos sistemas bolométricos, Ti y Au; derecha e izquierda respectivamente. (d) tabla comparativa de los resultados entre un bolómetro de Ti y uno de Au obtenidos en el artículo.

En la optimización de este sistema proponen antenas dipolo de Ti de $2.2\ \mu\text{m}$ con una conductividad de $0.21\ \text{W/m K}$. De este trabajo se puede concluir que antenas acopladas a un sistema bolométrico funcionan considerando parámetros importantes como conductividad térmica tanto de las antenas como del sustrato donde se fabriquen así como de la configuración de los elementos que integran el circuito.

1.3.3 Metasuperficies de antenas y antenas Seebeck.

La literatura reportada sobre trabajos de aplicación de antenas con resonancia en IR y óptico, principalmente hablan sobre dos tipos en la distribución de las antenas fabricadas según sean los objetivos de la funcionalidad de los dispositivos. Por una parte antenas interconectadas buscando aprovechar gradientes de temperatura que produzcan una corriente eléctrica, por ejemplo, acoplando antenas bimetalicas, dos materiales con coeficientes Seebeck distintos han sido ya estudiadas y reportadas por el equipo del J. González [31], produciendo potenciales dados por el principio físico asociado la diferencia de temperaturas entre los materiales y sus respectivos coeficientes Seebeck:

$$V_{oc} = (S_A - S_B)\Delta T$$

El dispositivo propuesto consiste en una antena espiral cuadrada bimetalica como se ve en la Fig. 1.11, esta geometría les permite una absorción óptica de banda ancha que conduce al confinamiento y mejora del campo óptico incidente en el espacio de la estructura. Usan el gradiente

de temperatura inducida por las corrientes creadas a lo largo de la estructura por la resonancia de la antena. Tales gradientes de temperatura crean un voltaje DC.

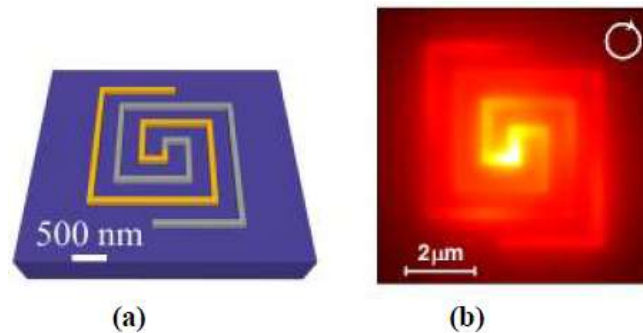


Fig. 1.11: (a) representación de antenas IR Seebeck espiral. (b) Mapa térmico o distribución de temperatura en la morfología de la antena espiral cuadrada obtenida del trabajo de simulación en donde se perturba la antena con una onda electromagnética con polarización circular y una longitud de onda $\lambda=10.6 \mu\text{m}$.

Los resultados derivan de un trabajo computacional, utilizan Ti y Ni con conductividad térmica de 21.9 W/m K y 90 W/m K y coeficientes Seebeck de $7.19 \mu\text{V/K}$ y $19.5 \mu\text{V/K}$ respectivamente. La resistencia estimada de la antena espiral se estima en 490Ω , utilizan una fuente de 117 W/cm^2 y reportan una eficiencia 10^3 mayor que otros trabajos [32].

Un trabajo más sobre el tema lo realiza M. Ventura *et al* [33], reportan un análisis termoeléctrico basado en nanoantenas, Seebeck, realizan una evaluación numérica y comparativo de la respuesta entre tres tipos de antenas usando distintos materiales y geometrías, como dipolos, bowtie (moño) y espirales. Su trabajo muestra cómo la geometría de la espiral cuadrada tiene el ancho de banda más amplio y la corriente inducida más alta de las tres geometrías. Sin embargo, la geometría que puede generar un gradiente de temperatura más alto es la antena bowtie, ver Fig. 1.12 (a) – (e).

A partir de resultados numéricos se puede ver que este tipo de dispositivos pueden presentar una capacidad de respuesta de voltaje tan alta como $36 \mu\text{V/W}$ para nanodipolos de Ti-Ni resonantes en longitudes de onda de infrarrojo lejano. Esto fomenta el uso de nanoantenas como recolectores de energía.

La tabla de la Fig. 1.12 (e) muestra la corriente total inducida en los tres tipos de antenas así como la responsividad eléctrica con el cociente entre la corriente inducida y la potencia de la onda incidente.

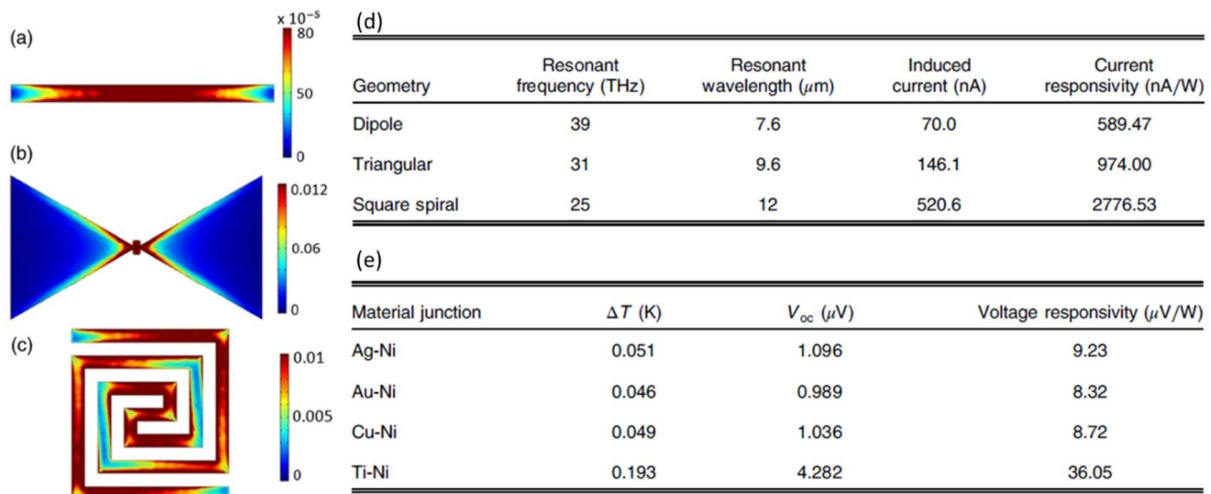


Fig. 1.12: Densidad de corriente inducida (A/m^2) debido a una onda plana incidente en un (a) dipolo, (b) corbatín, (c) nanoantena espiral cuadrada. (d) frecuencia resonante inducida por la corriente y la capacidad de respuesta actual para diferentes geometrías de antena. (e) diferencia de temperatura y voltaje de respuesta para las nanoantenas dipolo Seebeck con $3 \mu\text{m}$ de longitud. [33]

Otros trabajos se han enfocado en estudiar el comportamiento de un gran conjunto de antenas cubriendo áreas mucho mayores respecto al tamaño de la antena como elemento individual, estas superficies de antenas las han etiquetado como *metasuperficies de antenas*, los estudios en mayoría son sobre antenas metálicas sobre superficies semiconductoras.

Un estudio reciente interesante sobre un dispositivo que sirve como fuente de radiación en frecuencias THz [34] (2017). Reporta el uso de antenas distribuidas entre dos placa metálicas sobre substratos de GaAs.

La forma más simple, aunque quizás no la más eficiente, de obtener las ondas THz es mediante el movimiento acelerado de los portadores de carga separados al campo superficial de un semiconductor bajo pulsos de luz ultracortos, los mecanismos físicos que conducen a los portadores dentro de un semiconductor es el efecto foto Dember.

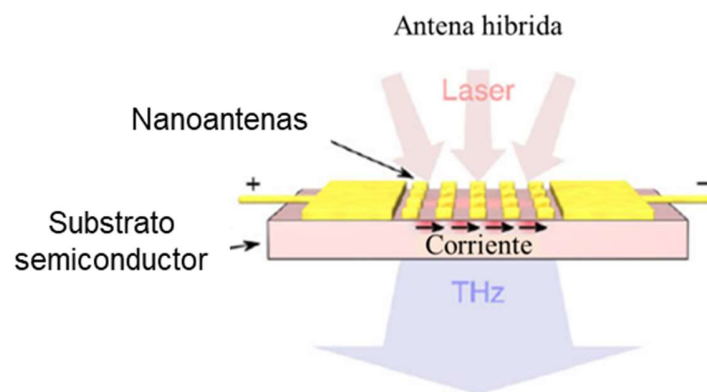


Fig. 1.13: Antena híbrida fotoconductor THz con una matriz de nanoantenas ópticas[34].

La excitación de los portadores de carga sin equilibrio en la capa superficial de las estructuras de semiconductores por pulsos ópticos ultra cortos genera migración de cargas en a la capa superficial

del sustrato. Los electrones y agujeros inducidos por la luz son acelerados y separados por este campo, y la distribución desigual de carga resultante puede considerarse como un dipolo con el momento dipolar igual a la suma de momentos de todas las cargas inducidas en el volumen.

Durante la relajación, los electrones emiten energía en forma de ondas electromagnéticas en el rango de THz y el tiempo de relajación determina tanto el espectro como la potencia de la radiación generada. Cuanto más fuerte es este campo, más intensa es la señal THz emitida. Por esta razón, los electrodos metálicos polarizados se aplican a la superficie del semiconductor para crear un campo eléctrico más fuerte.

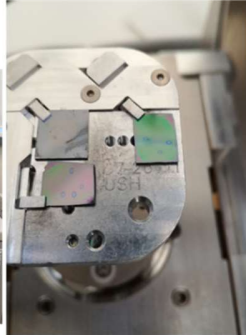
Las aplicaciones como la detección a nanoescala, la espectroscopía de alta resolución y la lógica óptica requieren campos fuertemente confinados y mejorados [35], y la posibilidad de controlar coherentemente la respuesta electromagnética de una antena óptica abre la puerta para influir espacial y temporalmente en estos campos.

El estudio de las antenas ópticas aún se encuentra en crecimiento, aún falta más trabajo para lograr desarrollar dispositivos funcionales y rentables que puedan ser industrializables. Si bien algunas propiedades se derivan directamente de la teoría clásica de antenas, la reducción de escala de los diseños de antena para trabajar con el espectro IR y óptico utilizando la misma lógica, no es posible porque la radiación penetra en los metales y da lugar a oscilaciones de plasma. En general, una nanoantenna está diseñada para aumentar el área de interacción de un absorbente o emisor local con radiación libre, lo que hace que la interacción entre la luz y la materia sea más eficiente.

Hasta ahora, la mayor parte del progreso en la fabricación de los diseños de antenas ha sido en el IR, donde la litografía con haz de electrones es relativamente común. La fabricación y las pruebas de antenas que funcionen con longitudes de onda visibles están en su estado inicial, pero son prometedoras.

Nuevas ideas y desarrollos están surgiendo rápido, y está claro que el concepto de nanoantenas, IR antenas, metasuperficies de antenas o antena óptica proporcionará nuevas oportunidades para arquitecturas y dispositivos de optoelectrónica. Hoy, los bloques de construcción para antenas son nanoestructuras plasmónicas. Las técnicas de fabricación pueden ser “de abajo hacia arriba” mediante la química coloidal o “de arriba hacia abajo” con técnicas de nanofabricación establecidas, como la litografía de haz de electrones, pulverización catódica (sputtering) o haz de iones focalizado.

Capítulo 2 Litografía por haz de electrones



La litografía por haz de electrones ha sido una de las herramientas principales en este trabajo, por tal razón se expone este capítulo a grandes rasgos las consideraciones en el proceso y elementos auxiliares como resinas sensibles al haz de electrones, proceso de revelado, depósito de materiales necesarios para lograr la fabricación de dispositivos usando esta técnica litográfica.

El primer paso en el proceso litográfico es depositar una capa delgada y uniforme de material sensible a los electrones, en el caso de este trabajo se utiliza una resina líquida, sobre el sustrato, se utilizó oblea de semiconductor (Si) con una capa de SiO₂ de 300 nm (de fábrica). La dispersión de la resina se realiza por revestimiento por rotación (*spin-coating*).

La información espacial deseada se transfiere al patrón de resina por exposición a electrones (litografía de haz electrónico). La exposición a electrones provoca la ruptura de enlaces químicos en resinas positivas, o reticulación (reacción química por la que los polímeros se unen en cadenas tridimensionalmente formando una especie de red. Tras esta reacción, las propiedades químicas del polímero inicial cambian [36]) de polímeros en resinas negativas. Estos cambios químicos hacen que la resina sea más soluble en un revelador (resina positiva) o menos soluble (resina negativa).

Los sistemas de haz de electrones tienen una resolución suficiente para acomodar la mayoría de los diseños de antenas ópticas e infrarrojas. En la litografía con haz de electrones, se escanea un haz enfocado de electrones a través de la región a exponer, con la transferencia del patrón realizada por la modulación temporal del haz de electrones en movimiento. Para facilitar velocidades de escritura más rápidas, un sistema de haz de electrones generalmente descompondrá el patrón deseado en formas elementales y funcionará en un modo de escaneo vectorial, escaneando el haz de electrones solo en aquellas áreas que se van a exponer. Esto es mucho más rápido que un simple proceso de escritura en serie que expone un píxel a la vez. El voltaje típico de aceleración de electrones utilizado es del orden de decenas de kilovoltios. Este voltaje se transforma en la longitud de onda equivalente del electrón por medio de la relación de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2em_eV}}$$

Donde h representa la constante de Planck, e y m_e corresponden a la carga y masa del electrón respectivamente y V el voltaje de aceleración. Aplicando la ecuación de Broglie para un voltaje $V = 10 \text{ kV}$ la longitud de onda $\lambda = 0.0122 \text{ nm}$. El límite de la resolución está dado por el diámetro con el que el haz de electrones realiza el escaneo.

La resolución también se puede ver afectada por la dispersión frontal de ángulo pequeño como secuencia la interacción del haz con la resina o la retrodispersión de ángulo grande generada desde el sustrato. Ambos procesos resultan en cierta exposición fuera de las áreas deseadas, lo que se conoce como efecto de proximidad [6].

La mayoría de los sistemas que controlan el proceso de litografía por haz de electrones tienen la capacidad de detectar marcas de alineación colocadas dentro del campo de visión del instrumento, basado en la retrodispersión de electrones. A menudo habrá una serie de características de alineación anidadas, que facilitarán la alineación global y local.

2.1 Materiales de grabado – Resinas positivas y negativas

Las resinas usadas en litografía electrónica se caracterizan por sus propiedades en sensibilidad (la cantidad de energía por unidad de área necesaria para crear un cambio químico deseado) y la resolución, se refiere la propiedad de grabar en ella la estructura o geometría más pequeña posible. Como regla general, las resinas con alta resolución son las menos sensibles, también se les llama foto-resinas o resinas resistivas; normalmente tiene tres componentes: una resina base que actúa como una matriz de los demás aditivos, un compuesto activo y un solvente que controla las propiedades mecánicas, como la viscosidad.

Se clasifican en dos tipos, la resina positiva, que generalmente tiene una mejor resolución que las resinas negativas, ya que las regiones no expuestas no son penetradas por el revelador. Y las resinas negativas, en las que el revelador penetra tanto en las regiones expuestas como en las no expuestas y elimina la resina que no fue tratada por el haz de electrones.

El polimetilmetacrilato PMMA es una resina positiva comúnmente utilizada para una litografía con haz de electrones. Tiene alta resolución pero baja sensibilidad, requiriendo una dosis de aproximadamente $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, aunque la dosis puede variar según el campo de escritura en el grabado del diseño. El *lift off* se lleva a cabo sumergiendo la muestra en acetona o cloruro de metileno.

2.2 Proceso de grabado y revelado

Se utilizan dos procesos básicos para definir los patrones espaciales o el grabado de la geometría deseada sobre sustrato donde se quiere la transferencia del patrón al tener algunas áreas protegidas con resina y otras áreas expuestas.

En un proceso sustractivo Fig. 2.1 (a), todo el sustrato se cubre por una película delgada del material deseado, se seleccionan las regiones que se desean proteger por la resina y en el proceso de grabado se elimina el material de la película inicial en las áreas que no estén protegidas por la resina.

En un proceso aditivo Fig. 2.1 (b) también conocido como *lift off*, el sustrato se recubre con una capa de resina la cual se modela con el grabado diseñado dejando aberturas donde se depositará una película delgada del material deseado para rellenar los espacios sobre toda la superficie. Posteriormente, el sustrato se sumerge en una solución solvente que disuelve la resina de manera

que el material depositado en la parte superior de la resina se elimine y el material depositado en las aberturas de la capa de resina permanezca.

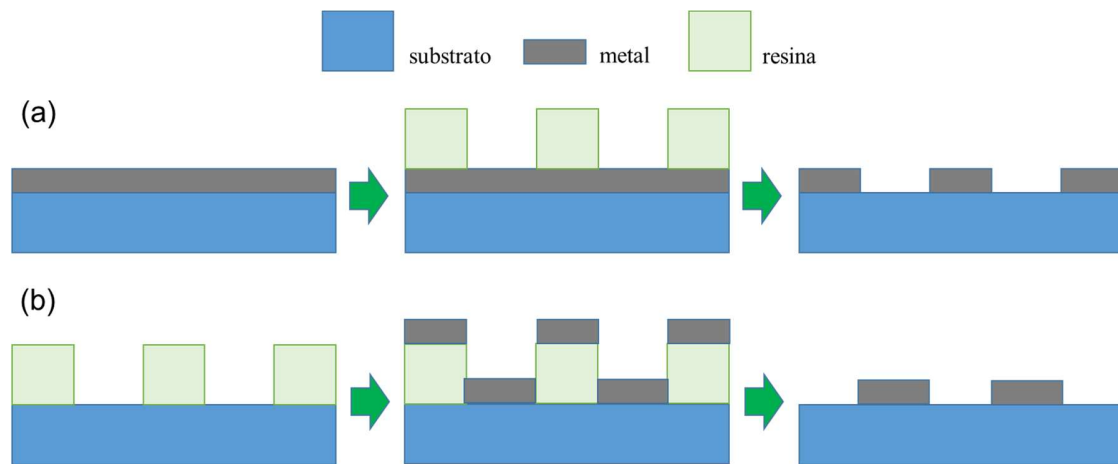


Fig. 2.1: Procesos de grabado y revelado (a), (b) sustractivo y aditivo respectivamente.

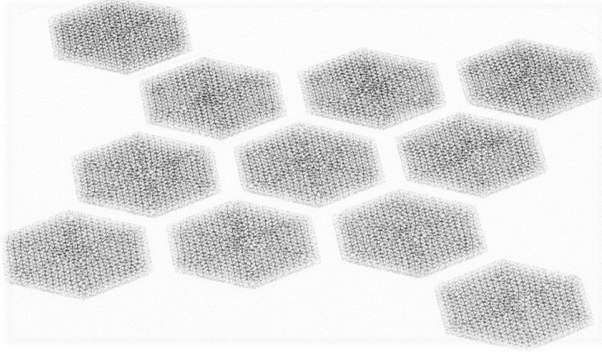
Para asegurar un despegue exitoso, *lift off*, es necesario tener una separación clara entre el material depositado en la parte superior de la resina y el depositado en el sustrato expuesto. Una regla general es que el grosor de la resina debe ser aproximadamente tres veces mayor que el de la película que se va a levantar.

2.3 Sputtering – pulverización catódica.

En el proceso de pulverización catódica, el material objetivo, en nuestro caso sustratos los diseños de antenas revelado, es bombardeado por iones generados por en una descarga eléctrica sobre un blanco metálico o de semiconductor, creando una pulverización el material que se depositará sobre el objetivo. El material de desprendimiento viaja hacia el sustrato debido a una diferencia de voltaje mantenida entre el cátodo en el blanco y el sustrato. La direccionalidad del proceso puede ser afectada por la presión del gas en la cámara en la que se produce la pulverización catódica, por lo que es necesario hacer vacío y posteriormente introducir el entorno un gas que puede ser inerte o reactivo dependiendo del proceso a implementar. La presión dentro de una cámara de sputtering generalmente está dentro del rango de 10^{-4} a 10^{-1} Torr.

A bajas presiones, el material pulverizado tiende a viajar en una trayectoria recta mientras que a mayor presión, la deposición del material es menos direccional, lo que proporciona una mejor cobertura de la topología del sustrato. Debido a que el proceso de deposición es de naturaleza física, la pulverización catódica se puede utilizar con una amplia variedad de materiales, desde metales, aislantes y semiconductores de varios tipos. Los materiales conductores generalmente se bombardean con una fuente de alimentación de corriente continua, mientras que los materiales dieléctricos requieren una fuente de alimentación de RF debido a la acumulación de carga en la superficie objetivo.

Capítulo 3. Diseño y simulación por el método de elemento finito



Los métodos de elementos finitos se han aplicado a una variedad de áreas donde se resuelve un conjunto de ecuaciones diferenciales parciales en un volumen de interés dado. La mecánica, el análisis térmico y el electromagnetismo son algunas de las áreas más exitosas.

El método FEM explica la necesidad de mallas muy precisas y adaptativas y, por lo tanto, estos métodos requieren mucha

memoria. Los algoritmos típicos de FEM en electromagnetismo están dedicados a la solución de estado estable, donde el tiempo ya no es un problema y la dependencia de la frecuencia se vuelve explícita. FEM resuelve la ecuación diferencial parcial asociada con el electromagnetismo. En algunos casos, las cuatro ecuaciones de Maxwell se combinan para producir ecuaciones diferenciales utilizando potenciales. Estos son el potencial del vector magnético y el potencial eléctrico escalar. Desde un punto de vista numérico, la solución de las derivadas parciales correspondientes a través del volumen de interés se da como una combinación de funciones básicas. Estas funciones básicas están adaptadas al mallado de la geometría y al fenómeno físico bajo análisis para producir una solución confiable.

Una propiedad interesante de FEM es su capacidad para analizar diferentes problemas de multifísica utilizando la misma geometría pero cambiando el conjunto de ecuaciones diferenciales. Este hecho también hace posible la interacción entre dominios para producir resultados en casos en los que se producen simultáneamente una variedad de fenómenos, como sucede, por ejemplo, con la combinación de dominios térmicos y electromagnéticos utilizados en la simulación de dispositivos termoeléctricos acoplados a antenas.

3.1 Análisis óptico de antena hexagonal optimizado

En el siguiente capítulo se realiza un estudio detallado y secuencial para el análisis de la interacción de una estructura con una *oem*, el proceso de este estudio va desde obtener la información óptica de la antena, como absorbe y como dispersa la radiación en un modelo ideal usando condiciones de frontera que eviten reflexiones internas. Seguido por un estudio sobre como la antena perturba un campo electromagnético de fondo dispersado en el entorno que envuelve y sostiene a la antena. Y finalizando con un diseño periódico sobre dominios físicos que representaran el sustrato usado en la fabricación.

Este capítulo es el resultado de tomar una asesoría intensiva de dos meses con expertos en el tema de antenas ópticas e IR así como en la programación de *COMSOL Multiphysics* del grupo de óptica aplicada de la UCM, Universidad Complutense de Madrid, Alex Cuadrado y Mahmoud Elshorbagy y liderados por el Dr. Javier Alda.

3.1.1 Modelo esférico en condiciones ideales.

Para comenzar este análisis, primero fue de interés obtener información sobre la interacción de la estructura hexagonal con las dimensiones en el plano xy mostradas en la Fig. 3.1 (a) y un espesor de 50 nm, con una onda electromagnética plana incidente con incidencia normal a la superficie de la antenna. Concretamente se calcularon los valores de absorbancia en un rango de longitudes de onda para obtener una aproximación a las frecuencias en las que particularmente esta antenna tiene una mayor respuesta, además esta simulación nos permite observar la distribución del campo eléctrico en la superficie de la antenna, campo cercano y el patrón de radiación de la antenna que está determinado por el campo lejano o campo eléctrico radiativo (Fraunhofer).

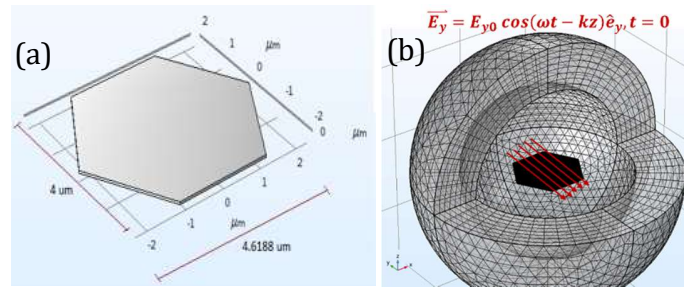


Fig. 3.1: (a) tamaño de antenna hexagonal. (b) modelo diseñado para la simulación, se observa la antenna hexagonal al centro del entorno esférico, la sección PML (perfect match layer), dominios que se representan como una especie de cáscara que envuelve a la antenna y las flechas representan la polarización de la onda electromagnética.

Una sola antenna se coloca dentro de un entorno ideal inmersa en un medio homogéneo (aire) en el cual se propaga una onda electromagnética dada por la ecuación: $\vec{E}_y = E_{y0} \cos(\omega t - kz) \hat{e}_y$, para un $t = 0$. El modelo diseñado en 3D se divide en dominios a los cuales se le aplica un mallado (*mesh*) superficial y volumétrico (elementos finitos), Fig. 3.1 (b) este mallado está en función de la física programada en la simulación, en este caso depende de la parametrización de longitud de onda (λ), el tamaño del mallado debe ser al menos $\lambda/6$. En cada uno de estos diferenciales de volumen y superficie (elementos finitos creados por el mallado) se resuelve para el campo eléctrico en función de λ la ecuación de onda: $\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0$ la cual define el comportamiento y análisis físico principal que caracteriza al módulo óptico que controla el estudio de la simulación.

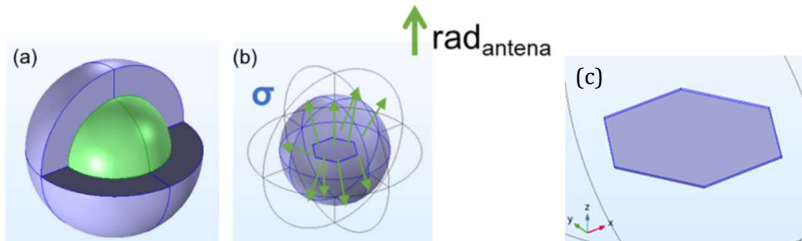


Fig. 3.2: (a) La región azul representa la capa de pml (perfect match layer) que evita las reflexiones de la radiación dispersada por la antenna. (b) superficie que envuelve a la antenna y se utiliza como área para detectar las líneas de flujo de la radiación emitida por la antenna. (c) volumen de la antenna, se usa como función para determinar la absorbancia en la programación de la simulación.

Se ingresan en el modelo condiciones de frontera específicas que ayudan a obtener información más confiable en los resultados de la simulación, por ejemplo, para evitar la reflexión de la radiación dispersada por la antena hacia el interior del modelo se define una capa *pml*, por sus siglas en inglés *perfect match layer*, diseñada en el programa específicamente para esta función, su espesor debe estar relacionado con la longitud de onda teniendo un mínimo de $\lambda/2$, Fig. 3.2 (a) dominio azul.

La superficie σ en la Fig. 3.2 (b), se define como un área usada en la programación de la simulación, para la detención del flujo de radiación dispersada por la antena después de su interacción con la onda electromagnética, esta área o superficie de detención es la que se considera en la integral de superficie cerrada de la ecuación 3.2, correspondiente a la dispersión *cross section*. Por otro lado el dominio volumétrico que representa la antena hexagonal Fig. 3.2 (c), es el volumen donde se resuelve la integral en la ecuación 3.1 para obtener la absorción *cross section*, ecuación 3.1, que a su vez se utiliza para determinar la eficiencia de absorción de la antena.

Con el objetivo de observar la respuesta de la antena ante una *oem* polarizada en \mathbf{x} e \mathbf{y} se realizaron 2 simulaciones independientes de las cuales se extrajeron los datos para graficar los espectros de absorción y dispersión de radiación de la antena, Fig. 3.4 (a) y (b) respectivamente, esto se realizó usando las condiciones de frontera programadas en el modelo, la absorción y dispersión *cross section* en la programación de la simulación están definidos por las ecuaciones:

$$\zeta_{abs} = \frac{1}{I} \int \sigma \cdot |\mathbf{E}|^2 dV, \quad (3.1)$$

$$\zeta_{sc} = \frac{1}{I} \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} dS, \quad (3.2)$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico incidente y σ la conductividad eléctrica del material que compone la antena, \mathbf{S} el vector de poynting, \mathbf{n} vector normal a la superficie que detecta el flujo de radiación e I la irradiancia dada por la relación: $I = P/A_{puerto}$, donde P es la potencia del puerto, (1W). Es interesante mencionar que ζ_{abs} es equivalente a cuanta energía absorbe la antena considerando sus propiedades eléctricas y geometría, el espacio volumétrico integral de la ecuación 3.1 corresponde al volumen total de la antena. En el caso de la ζ_{sc} la integral de superficie cerrada corresponde a la superficie esférica que envuelve a la antena, Fig. 3.2 (b), su función es medir el flujo de radiación emitida por la antena dado por el producto escalar: $\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}$ en cada dS y luego integrarlo en toda la superficie.

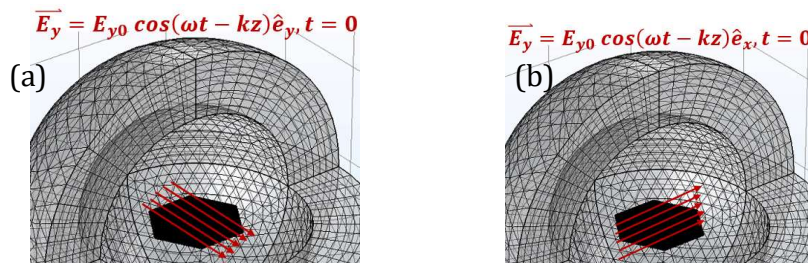


Fig. 3.3 representación de la polarización de la oem plana incidente sobre la antena. (a) Polarización en y, (b) polarización en x.

Como se puede observar en los espectros de las gráficas de la Fig. 3.4, la absorción y dispersión de la antena es similar ante la incidencia de una *oem* polarizada en x o y , esto se asocia a su

geometría simétrica. Por una parte la absorbancia solo depende de las propiedades eléctricas del material, de la intensidad de la *oem* y dado el volumen de la antenna, la polarización no afecta ninguno de estos datos por lo que tiene sentido que la absorbancia sea similar en ambos casos. El análisis es similar en el resultado de la dispersión ya que el área usada como detección de flujo no se altera por la polarización. La absorbancia y dispersión máxima de la antenna se registró a $9.9 \mu\text{m}$ y $8.9 \mu\text{m}$ respectivamente para ambas polarizaciones. El rango de λ en que la antenna absorbe de acuerdo al espectro obtenido cae dentro de lo esperado por la teoría de longitudes de onda efectivas reportadas en la literatura por diversos autores para el caso de estructuras resonantes en frecuencias del espectro IR y óptico [22], [26], [37].

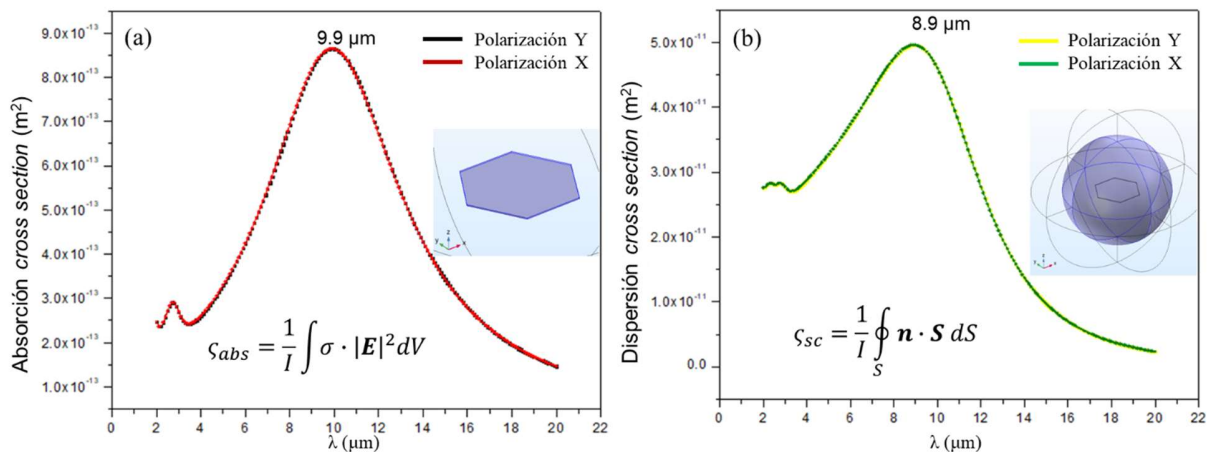


Fig. 3.4 espectros de absorción y dispersión de radiación (a) y (b) respectivamente.

El campo cercano definido en la región que rodea inmediatamente a la antenna donde predomina el campo reactivo se representa en gráficos 3D de la Fig. 3.5 (a), (b); estas imágenes tomadas de los resultados de la simulación muestran una distribución volumétrica del campo eléctrico en el dominio de la antenna, por otro lado en las Fig. 3.5 (c), (d) son una vista del plano tangente a la superficie superior de la antenna, esto es en el plano $(x, y, z) = (0, 0, 50 \text{ [nm]})$, similarmente a las volumétrica, se observó que la acumulación de campo eléctrico \vec{E} en la estructura se da particularmente en las caras perpendiculares la polarización de la onda *oem* incidente. Esta distribución de \vec{E} en la morfología de la antenna y en las regiones de campo cercano es similar para todas las λ con las que se realizó la simulación, la diferencia radica en la intensidad del \vec{E} , esta es mayor cuando una longitud de onda λ en particular haga entrar en resonancia máxima a la antenna.

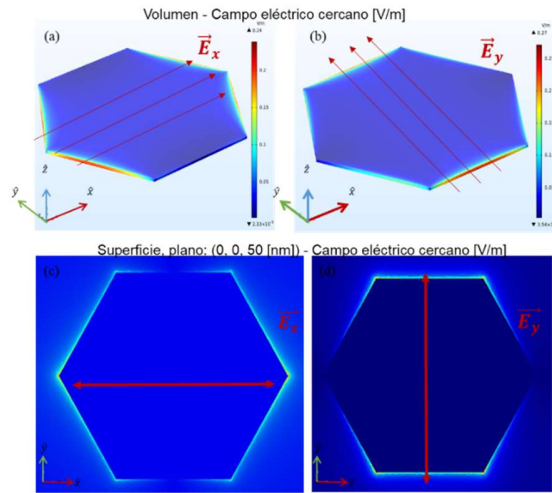


Fig. 3.5: (a), (b) Distribución de campo eléctrico en el volumen de la antena, responde de modo similar ante una perturbación polarizada en x o en y en cuanto a absorbanza y dispersión. (c), (d) representación del eléctrico generado en la superficie de la antena generado por una onda electromagnética incidente normal a la superficie con polarización x e y respectivamente.

Otro comportamiento que resulta interesante observar es la forma geométrica del campo radiativo de Fraunhofer, la forma del lóbulo característico para esta antena hexagonal se observa en la Fig. 3.6 (a), aunque las condiciones de modelo usado en la simulación no representa las características reales que tendrá la antena al ser fabricada, con esto me refiero a que será sobre un sustrato con ciertas propiedades ópticas, la forma geométrica del patrón radiativo nos da una idea aproximada a cómo será la emisión del campo lejano. Como se vio en la sección 1.2.4, los campos radiativos transportan la potencia media de la antena a través de ondas esféricas, los campos eléctricos y magnéticos son perpendiculares entre sí y están relacionados por la impedancia intrínseca del vacío, su dirección de propagación es radial, depende de la distancia de forma $1/r$ y la densidad de potencia varía en función de $1/r^2$.

Directividad de la antena usando la ecuación (1.53), $D = 4\pi U/P_{rad}$, está definida como la razón entre la intensidad de radiación en una dirección dada y la intensidad de radiación isotrópica, donde U es la potencia radiada por el dispositivo por unidad de ángulo sólido. La gráfica de la Fig. 3.6 (b) es un mapeo de la D para cada λ en el barrido del estudio paramétrico, la gráfica es ascendente por la disminución en el valor del denominador correspondiente a la P_{rad} ecuación (1.51) potencia radiada promedio, gráfico de la Fig. 3.6 (c).

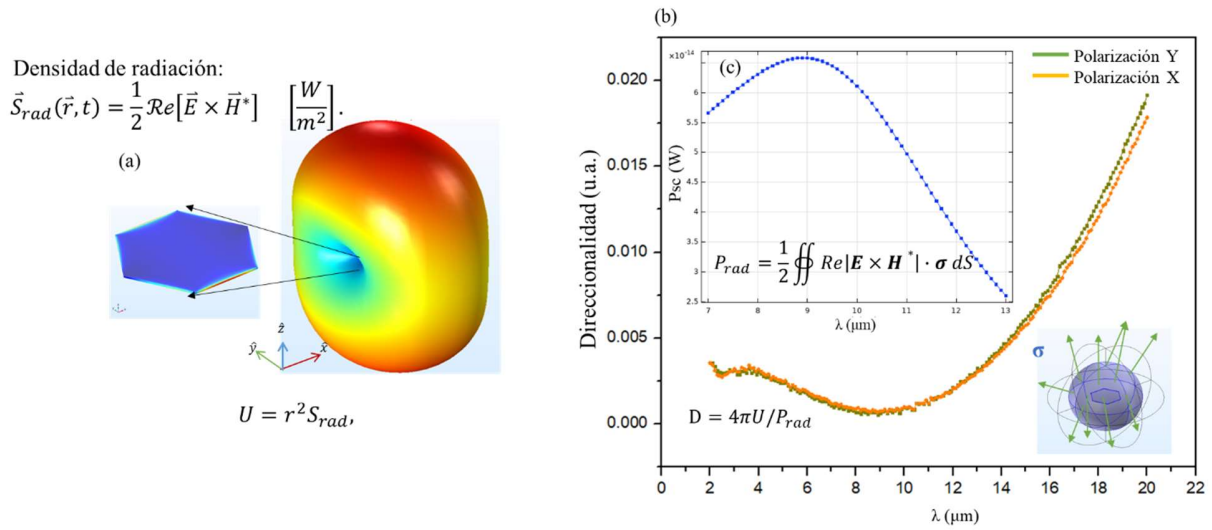


Fig. 3.6: (a) Lóbulo de emisión de radiación electromagnética de la antena. (b) gráfico de direccionalidad, aumentada dado que el detector referencial es la esfera envolvente, la cual está parametrizada con λ . (c) Potencia radiada.

Como referencias comparativas se realizaron simulaciones de dos tipos de antenas, un dipolo clásico y antenas disco. El disco por su geometría simétrica tiene una respuesta similar a la hexagonal. Por otro lado en el caso del dipolo, solo entra en sintonía cuando la polarización es paralela a su longitud.

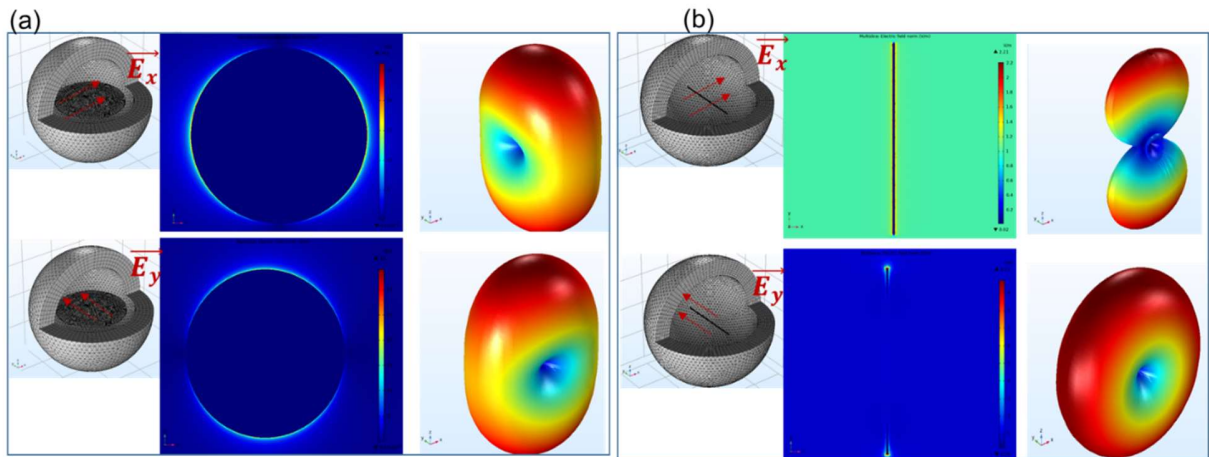


Fig. 3.7: (a) – (b) respuesta de campos cercano y lejano de antena con morfología de disco así como la de un dipolo respectivamente. Se realizó el estudio bajo las mismas condiciones que la antena con el fin de visualizar la respuesta óptica y de campo para comparar la morfología propuesta.

La dispersión de radiación del hexágono y el disco como se ve en las Fig. 3.7 (a) y Fig. 3.6 (a) tienden a ser similares al incidirles una onda electromagnética ya sea polarizada en x o y , esto es por su geometría simétrica. Para comparar eficiencias de absorción ante una *oem* con polarización en $x - y$, utilizamos la Q_{eff} , esta se obtiene al tomar la ecuación (3.1) y dividirla por el área de la antena respectivamente.

$$Q_{abs} = \frac{1}{IA} \int \sigma \cdot |\mathbf{E}|^2 dV \quad (3.3)$$

Nuevamente el hexágono y el disco tienen espectros de absorbancia similares aunque el hexágono es ligeramente más eficiente, respecto a las intensidades según la polarización de la onda incidente, son muy similares. Por otro lado el dipolo solo es eficiente para una onda que esté polarizada paralelamente a lo largo de su mayor longitud, esto se nota al ver la gráfica de la Fig. 3.8 (a) y (b).

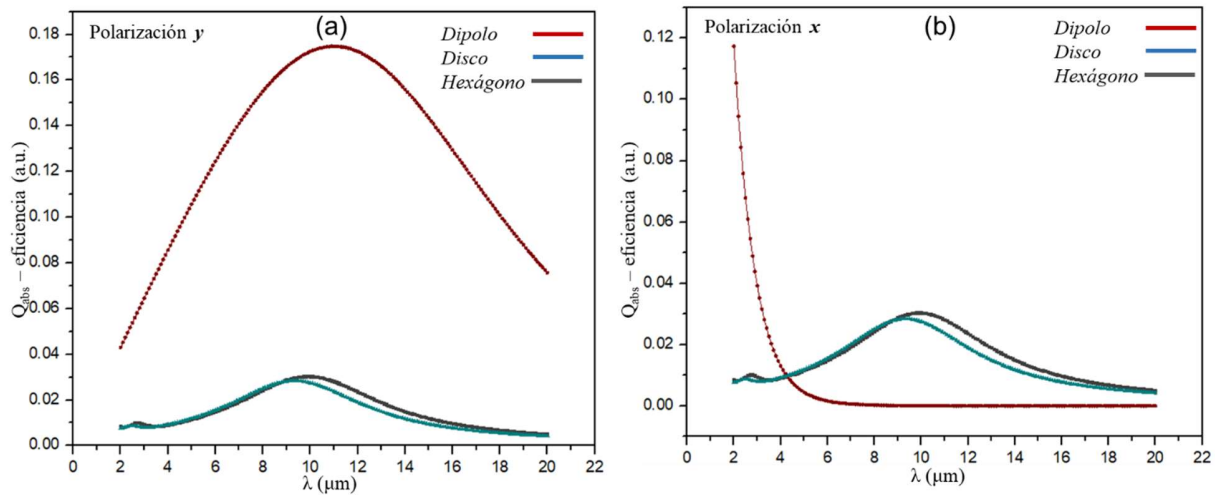


Fig. 3.8: Comparativa de absorbancias en modo Q_{eff} , dado por la absorbancia cross section, σ_{abs} dividida entre el área de la antena respectiva. (a), (b) condiciones de una oem incidente con polarización lineal en y y en x respectivamente.

3.1.2 Antena sobre sustrato, un estudio de campo de fondo y su perturbación generada por la antena

Esta simulación nos permite observar el comportamiento e interacción de una *oem* con estructuras situadas entre dos medios con distintos índices de refracción. Se construye un modelo en donde se consideran dos dominios bajo la antena a los cuales se le asignarán las propiedades físicas correspondientes al SiO_2 y Si , ya que el sustrato utilizado en la fabricación de las antenas corresponde a estos materiales. El montaje de la antena sobre el sustrato en el modelo y las características de la antena hexagonal se muestran en la configuración de la Fig. 3.9 (a).

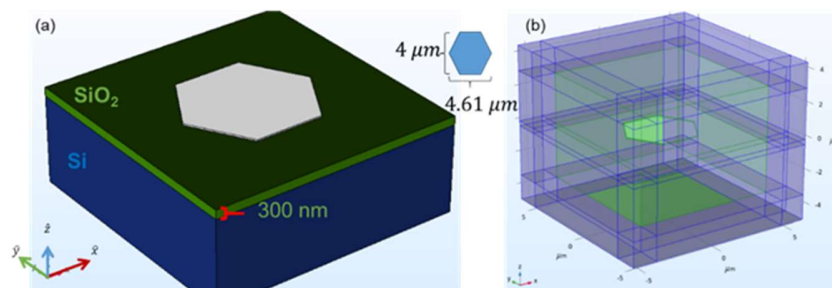


Fig. 3.9: (a) configuración de la antena sobre el sustrato. La antena se encuentra entre dos medios distintos, aire y una capa con 300 nm de SiO_2/Si . (b) Las regiones en azul corresponden a las capas perfectamente acopladas, *pml*'s (Perfect Match Layer). En verde se representan los dominios del modelo, aire, antena, sustrato.

Se decide utilizar un sustrato de Si con 300 nm de SiO₂ como aislante térmico y eléctrico en la parte superior como base para la fabricación de las antenas hexagonales por las siguientes razones: la capa de SiO₂ se ha usado como referente en investigaciones previas y en aplicaciones de antenas ópticas donde se reporta que funciona como sistema aislante térmica que ha dado buenos resultados para algunos tipos de antenas diseñadas para resonar a frecuencias del IR y óptico utilizadas en investigación de dispositivos bolométricos y de cosecha de energía [16].

Las posibles reflexiones hacia el interior del entorno, generadas por la interacción entre la radiación dispersada en el proceso y las fronteras del modelo se evitan aplicando las ya mencionadas en la sección anterior *pml's* en este caso situadas en las 6 caras del entorno cuadrado que envuelve al modelo, ver Fig. 3.9 (b) los dominios en azul corresponden a las *pml's* y en verde el medio superior, aire; la antena y los sustrato SiO₂/Si.

El espesor de las *pml's* están diseñadas en función de la longitud de onda λ , en el estudio paramétrico de los valores de λ las *pml's* siempre mantendrán un espesor mínimo igual a $\lambda/2$, de modo que se estarán ajustando para cada valor de λ en el estudio, al igual que la distancia entre los bordes de la antena y las caras internas de las *pml's* conforme la longitud de onda varíe y los resultados no se vean afectados.

El tamaño del mallado (*mesh*) programado en las *pml's*, volúmenes y áreas muy grandes como los correspondientes al aire y el silicio del sustrato está entre $\lambda/10 - \lambda/6$. Para los dominios con al menos una de sus dimensiones por debajo de $\lambda/10$, es mejor utilizar el valor de dicha escala como límite máximo en el tamaño de la malla, por ejemplo, el espesor de la antena en la fabricación se encuentra entre 50 – 60 nm por lo que en la simulación la malla en el dominio de la antena se condiciona a un máximo de 50 nm, en la Fig. 3.10 (b) se observan la variación del mallado según el dominio o la superficie del modelo.

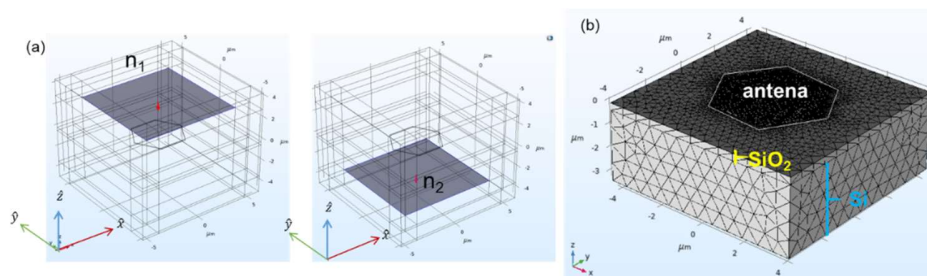


Fig. 3.10: (a) representación de la selección de las superficies usadas como puertos emisor y receptor de la oem, (superior e inferior respectivamente). (b) muestra de la variación del mallado programado según los dominios del modelo.

Otra consideración importante es la selección de la fuente que emite la oem, por lo que se definen dos puertos, uno emisor en la cara superior interna de la *pml's* y un segundo en la cara inferior interna en modo apagado que hará función de “tierra”. Dentro de la programación de la funcionalidad de estos puertos se especifica el vector de campo eléctrico con su respectiva polarización lo cual determinará la dinámica de la oem emergente del puerto encendido 1 (superior emisor), y la potencia que puede estar relacionada con el área del puerto y la irradiancia de la oem tal que $P = IA_{puerto}$. El puerto en modo apagado debe tener las mismas características del emisor para estar sintonía.

Como ya se determinó en el estudio de la sección 3.1.1, la respuesta de la antena hexagonal ante una onda electromagnética polarizada en *y* o *x* es similar con variación solo en la distribución del

campo eléctrico en la morfología de la antena y en el campo cercano. Al programar los puertos se considera dentro de las condiciones, el índice de refracción $\mathbf{n} = n + ik$, donde n es la parte real y k la imaginaria, del medio donde estos se colocan los puertos, ver Fig. 3.10 (a), por lo que se debe hacer una crear una función $n(\lambda)$, que vaya asignando los correctos valores de \mathbf{n} para cada longitud de onda en el estudio paramétrico.

Se realiza un estudio doble que analiza el campo de fondo, esto corresponde al resultado de la dinámica entre la *oem* y el medio (aire y substratos) la Fig. 3.12 (a) es una gráfica 3D de la propagación de la *oem* en el medio y se mide el campo eléctrico normalizado [V/m]. Posteriormente se analiza como la antena perturba este campo de fondo. La Fig. 3.11 (a) muestra en azul los dominios considerados en el primer paso, solo se eligen los volúmenes correspondientes al aire, antena y substrato SiO_2/Si , en estos dominios se resuelve la ecuación:

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0$$

Donde la permitividad relativa de los materiales va cambiando según la longitud de onda, $\epsilon_r = \mathbf{n}^2 = (n - ik)^2$ recordando que el índice de refracción es una función de λ . Al terminar este primer estudio se guarda el campo de fondo en variables específicas que se usan para iniciar el segundo estudio donde la fuente es el campo dispersado del primer estudio y en este caso se consideran todos los dominios en la simulación tal cual se ve en la selección de la Fig. 3.11 (b).

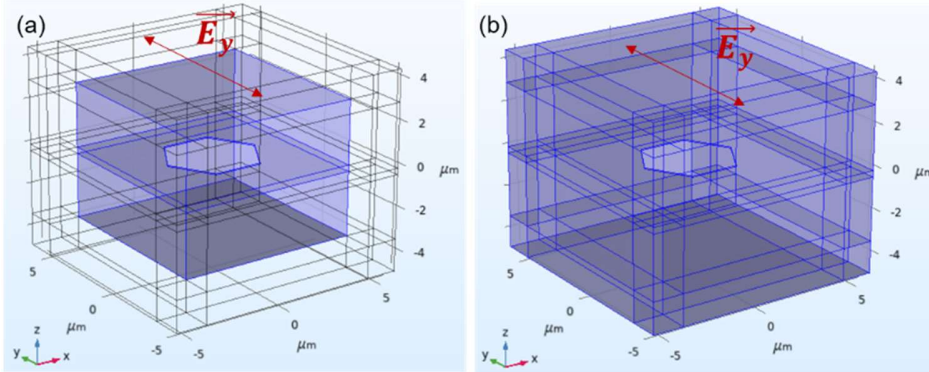


Fig. 3.11: (a) dominios seleccionados en primer estudio donde se obtiene la información del campo de fondo, se usa una *oem* plana polarizada en y emitida por el puerto superior, Fig. 3.10 (a). (b) todos los dominios seleccionados, se analiza como la antena perturba este campo de fondo dispersado en los medios.

Los resultados de esta simulación muestran de manera más clara lo explicado sobre el análisis doble y complementario entre sí necesario para observar el efecto de la antena. Resulta interesante observar que la energía absorbida por la antena es concentrada por debajo de ella hacia el substrato como se ve en la representación de la propagación de campo eléctrico de la Fig. 3.12 (b). Además de la ya observada en la sección anterior acumulación de campo en las caras perpendiculares a la polarización de la *oem*.

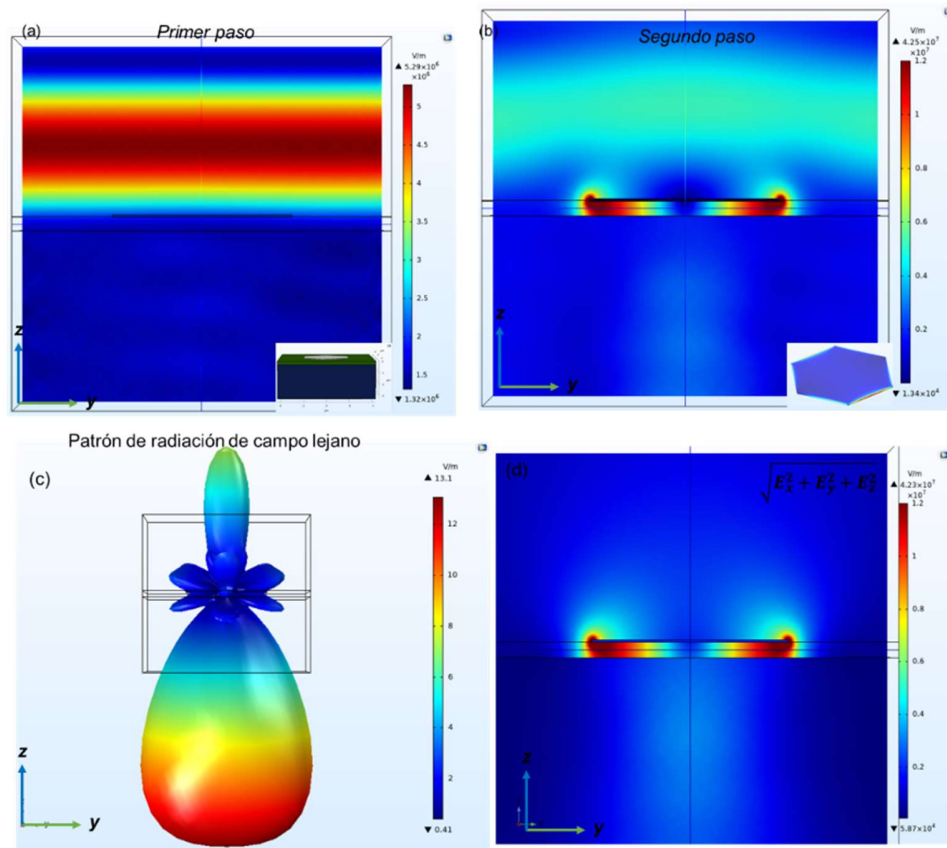


Fig. 3.12: (a), (b) vista de la propagación de \vec{E} del campo de fondo y el generado por la presencia de la antena, estudios uno y dos respectivamente. (c) Lóbulo de emisión, representación de la radiación de campo lejano. (d) campo eléctrico neto dispersado solo por la antena.

3.1.3 Análisis de periodicidad, modelo distributivo de antenas hexagonales.

Esta simulación permite realizar un análisis óptico de una distribución de antenas hexagonales separadas por un gap determinado en un plano infinito recreando una metasuperficie compuesta de antenas. Se tomaron las mismas consideraciones en el mallado ya explicadas. La geometría del entorno que envuelve a la antena se modifica, siendo ahora una “caja” hexagonal, tal como se ve en la Fig. 3.13 (a), las *pml*'s se eliminan y se sustituyen por condiciones de puertos y frontera periódicas, esto precisamente es lo que el programa usa para recrear la “existencia” de otras antenas en el modelo, realizando proyecciones tipo espejo respecto a la antena central, por ejemplo, en el modelo se diseñó un espaciado o *gap* entre los bordes de la antena y el perímetro del entorno de 300 nm, Fig. 3.13 (d), lo que hace el programa es crear una antena igual aledaña en cada cara con una separación entre la central de 600 nm, (el doble de lo especificado, por tal razón la mención de una proyección tipo espejo). Este *gap* fue elegido ya que representa un 15% del tamaño de la antena (en su diámetro menor), esa relación está dentro del rango reportado en la literatura donde la intención es tener una mayor y eficiente propagación de energía entre las antenas [23].

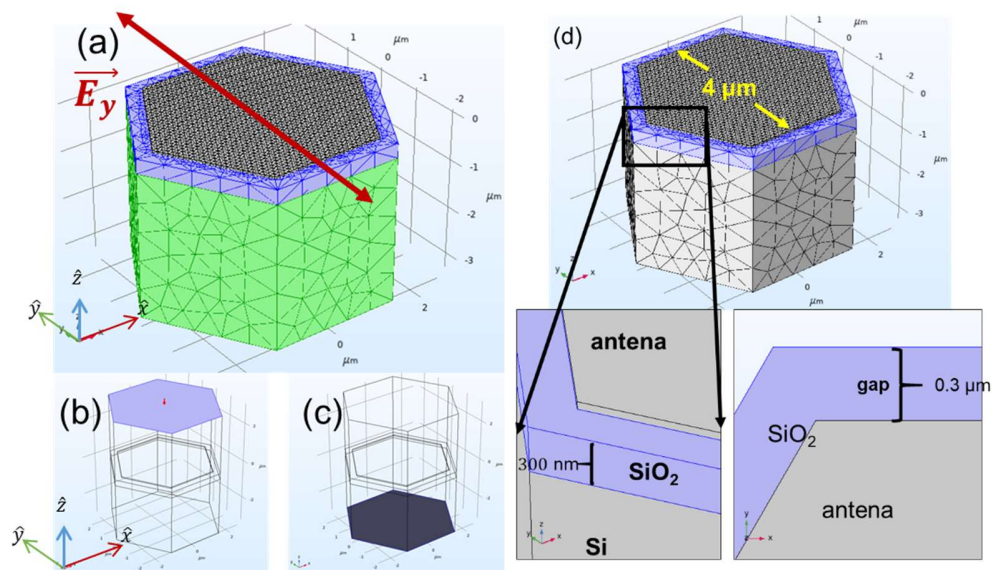


Fig. 3.13: (a) entorno hexagonal para aplicación de condiciones periódicas. (b)-(c) puertos elegidos entre los que se propagará la oem. (d) dimensiones geométricas aplicadas para recrear las condiciones de fabricación.

Para obtener el espectro de absorbancia total en el modelo se utiliza el comando $Abs = ewfd.Atotal$ donde $ewfd$ hace referencia al módulo óptico que controla la física en la simulación y $Atotal$ es la absorbancia total, en resumen lo que se le indica al programa es que calcule la absorbancia global. Para conocer la transmitancia o la reflectancia totales se cambia la A por T o R respectivamente en el comando.

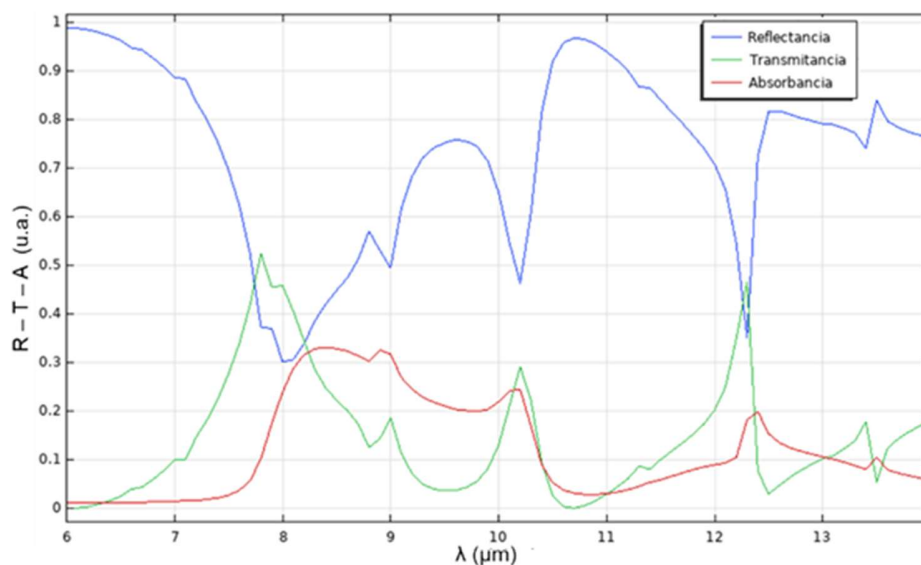


Fig. 3.14: espectros de reflectancia transmitancia y absorbancia totales del sistema.

El espectro de absorbancia total, línea roja, es comparado con la absorción de la antena, del SiO_2 y del Si, de la Fig. 3.14,, información que se obtiene calculando por medio de comandos la densidad total de potencia disipada en los volúmenes de interés de los resultados de la simulación.

El ancho de banda y forma del gráfico de la absorbancia total es similar al del SiO₂ según el espectro de referencia, Fig. 3.15 (a). La intensidad de la reflectancia casi para todas las longitudes de onda es más grande que lo transmitido y absorbido. Lo cual es coherente al considerar que se está simulando una metasuperficie de antenas de plata (Ag) con espesor de 50 nm y una separación de 600 nm entre cada elemento, si fuera una película continua de plata la transmitancia sería casi nula según el espectro de referencia, Fig. 3.15 (b), en este caso hay variación ya que la radiación entra por el espaciado entre cada antena, y considerando que hay mucho más SiO₂ debajo de las antenas en comparación de la Ag es lógico que el espectro de absorbancia total de nuestro modelo sea similar al del SiO₂.

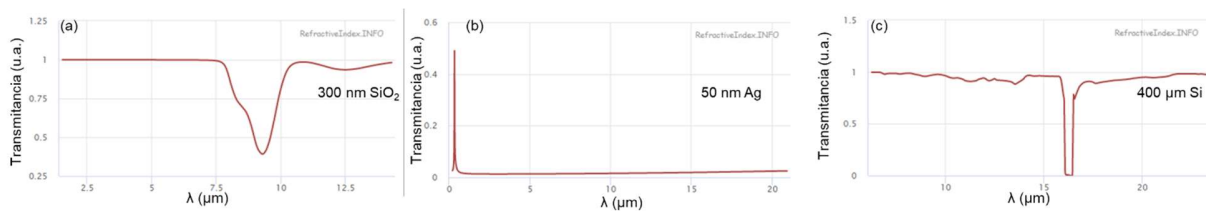


Fig. 3.15: espectros de referencia [38]. (a) – (b) transmitancia del dióxido de silicio, plata y silicio respectivamente.

Según la densidad disipada de energía en cada una de las regiones, lo mencionado en el párrafo anterior adquiere sentido. Se observa que la forma del gráfico y las intensidades de la densidad en el SiO₂ para cada λ comparadas con la absorbancia total son muy cercanas, si bien la A_{total} es adimensional y la densidad en vatios, la similitud y coincidencia de máximos y mínimos así como por los valores de densidad de potencia en la antena y el silicio, Fig. 3.16 (b), (d) se puede afirmar que la mayor absorbancia se da sin duda por el SiO₂.

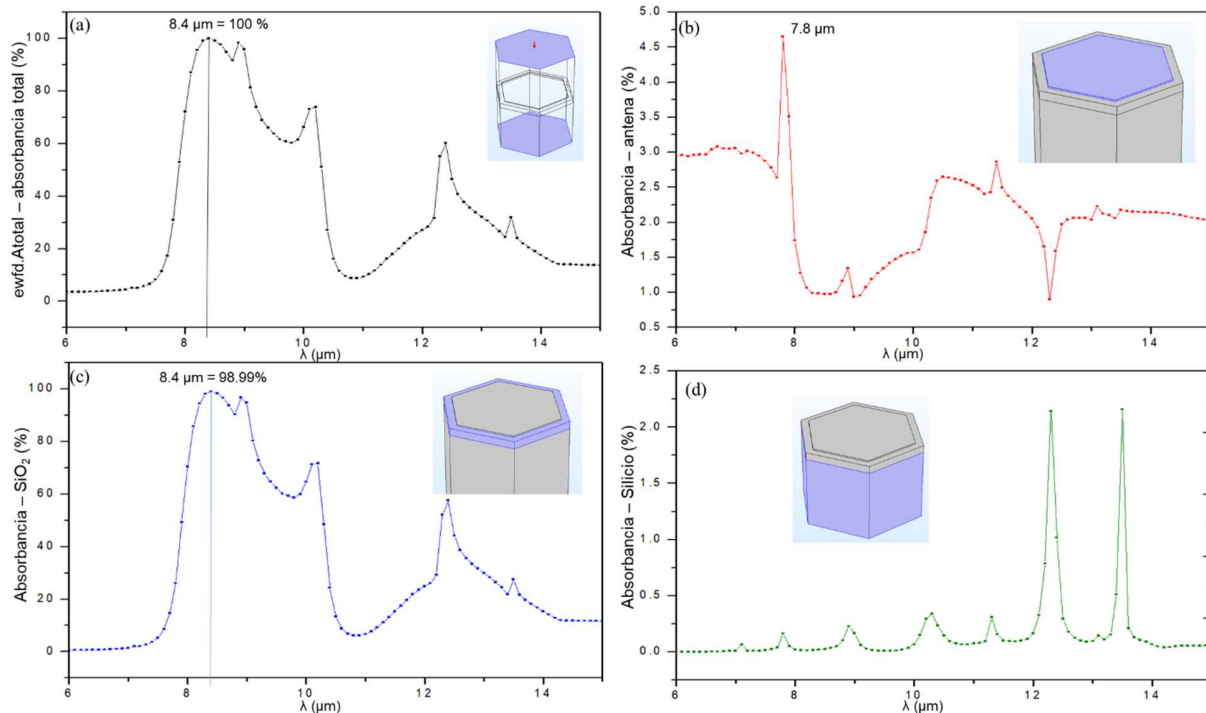


Fig. 3.16: (a) Absorción total, esto es en todos los elementos del modelo. (c) esta gráfica muestra la disipación de energía en el SiO₂, el patrón es similar al de la gráfica (a), esto indica que la mayor parte de la absorbancia en el

sistema corresponde al sustrato de SiO_2 . (b) disipación de potencia total en la antena resalta un máximo en $\lambda=7.8 \mu\text{m}$, la energía es mínima en comparación con la que absorbe el SiO_2 . (d) densidad de potencia en el silicio, mucho menos intenso incluso que en la antena.

3.2 Fabricación y caracterización de antenas sobre sustrato SiO_2/Si .

Las nanoantenas (NANs) hexagonales fueron fabricadas sobre un sustrato de silicio (Si) el cual incluye de fábrica una capa de dióxido de silicio (SiO_2) con 300 nm de espesor.

Algo necesario para realizar el grabado de los diseños es cubrir el sustrato con una resina resistiva o sensible al haz de electrones, polimetilmetacrilato (PMMA, polymethyl methacrylate). Para esto es importante que el sustrato esté bien limpio por lo que se introduce en solución piraña a 80°C por 1 hora para eliminar cualquier contaminante orgánico, seguido de esto se saca de la solución y se lava y enjuaga con acetona, alcohol isopropanol, IPA y agua desionizada, H_2O DI. Se retira el exceso de líquido con nitrógeno (gas) a presión, finalmente se coloca en plancha a 120°C para evaporar el resto de H_2O DI. Hecho esto se procede a colocar $50 \mu\text{L}$ de PMMA en el sustrato y utilizando la técnica de *spin-coating* a 2900 rpm por 60 s se logra una capa de $\approx 300 \text{ nm}$ de espesor del PMMA sobre el sustrato de SiO_2/Si , en este punto el sustrato está en una configuración como la observada en la Fig. 3.17 (b).

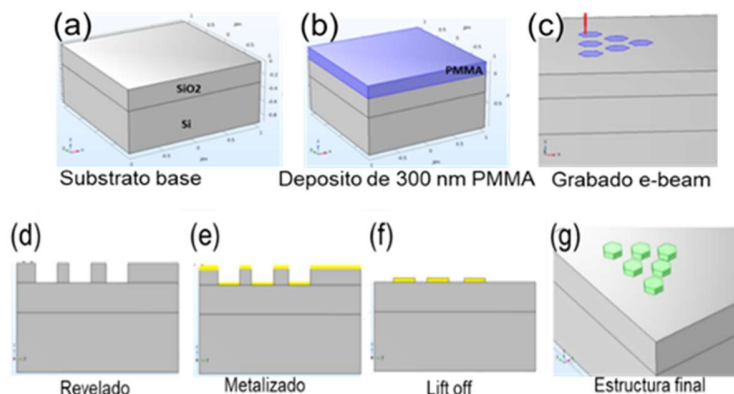


Fig. 3.17: Diagrama general del proceso de fabricación.

Se realiza el grabado con el haz de electrones controlando parámetros como campo de escritura (área en la que se realiza el grabado), distancia de trabajo, espaciado de los pasos que realiza el haz en su desplazamiento, dosis [$\mu\text{C}/\text{cm}^2$], aceleración de voltaje [keV] y corriente [nA], entre otros, los sustratos se colocan en el “stage” del microscopio como se observa en la Fig. 3.18 (a).

Para revelar el diseño del grabado realizado con un haz de electrones, el sustrato se sumerge en una mezcla 3:1, IPA:metil-isobutil-cetona (MIBK, methyl isobutyl ketone), después se enjuaga con IPA para detener el proceso de revelado se procede a depositar el material con el que se fabricaran las NANs.

Se ingresa el sustrato a una cámara con atmósfera de argón y presión controlada donde se realiza la pulverización catódica de una oblea de Ag durante 60 s para obtener una capa de $\approx 50 \text{ nm}$ de

espesor, en la Fig. 3.18 (b) se muestran los substratos dentro de la cámara donde se está efectua la pulverización del blanco de Ag.

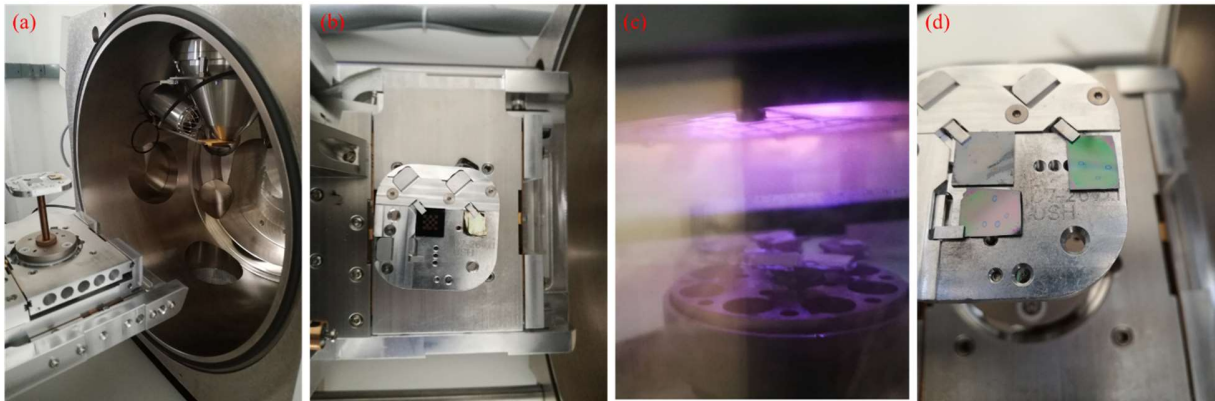


Fig. 3.18: (a) cámara de microscopio electrónico de barrido FEI Inspect F50 con el que se realiza EBL. (b) stage donde se colocan los substratos durante el proceso de EBL. (c) cámara de sputtering durante el pulverizado de Ag. (e) substratos sobre el porta muestras (stage) en la cámara del SEM.

Finalmente se remueve la resina y metal excedentes, *lift off*, lavando el substrato con acetona y obteniendo así las estructuras, NANs metálicas sobre el substrato. En el diagrama de la Fig. 3.17 se visualiza el proceso de fabricación en siete pasos.

Es importante mencionar que antes de proceder a la fabricación de los diseños deseados, fue necesario familiarizarse con el sistema y para dominar los pasos en el proceso, para esto primero se optó por realizar estructuras grandes que luego sirvieron de referencia para poder ubicar el grabado de elementos más pequeños. Por ejemplo los mostrados en la Fig. 3.19.

La fabricación de estos arreglos de antenas se realizó antes de tener la capacidad de programación para desarrollar un estudio óptico adecuado en *COMSOL* y poder antes de la fabricación tener el análisis necesario que brindara los datos sobre la respuesta óptica, térmica y eléctrica de estas antenas hexagonales.

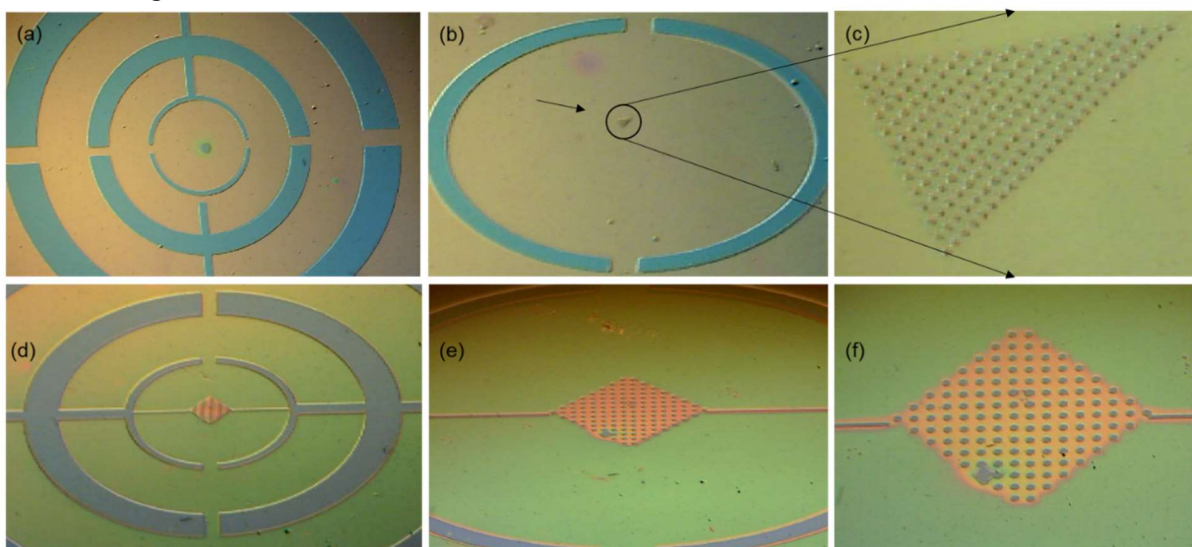


Fig. 3.19: Primeros arreglos grabados de prueba.

Con el fin de fabricar sobre sustrato flexibles, se realizaron pruebas en polidimetilsiloxano PDMS, éste es un polímero orgánico basado en silicio empleado en aplicaciones ópticas, para la fabricación de microlentes con longitud focal variable, en guías de ondas (fibras ópticas), debido a sus excelentes propiedades físico-químicas, a su bajo costo, fácil manejo y nula toxicidad. Un inconveniente fue su transparencia ya que no fue posible caracterizar en el microscopio óptico el correcto grabado de los arreglos como se aprecia en las imágenes de la Fig. 3.20.

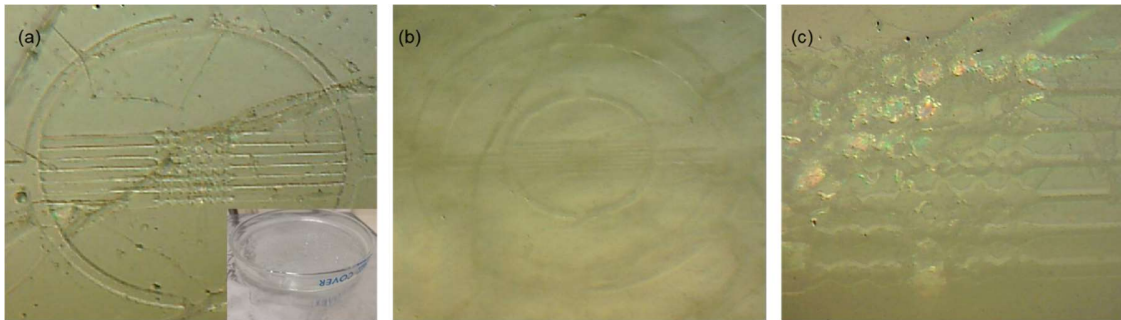


Fig. 3.20: uso de sustrato de PDMS obtenido de una oblea previamente fabricada. Las imágenes (a) – (c) muestran, aunque por su transparencia no se distingue adecuadamente, una prueba de grabado replicando el diseño que ya se había hecho con éxito sobre SiO₂/Si y que se observan en la Fig. 3.3.5.

Caracterización morfológica y elemental.

La caracterización con el microscopio óptico es importante y necesaria para determinar si el grabado se realizó correctamente previo al depósito del material por sputtering, ya que si se ingresa al SEM para observar esto se corre el riesgo de alterar la resina, (PMMA) afectando el trabajo realizado sobre ella.

Una vez que los pasos a seguir en la configuración del microscopio electrónico para realizar grabados fueron dominados, se realizaron pruebas de dosis, esto es un estudio en el que se hace un barrido en porcentaje de 1 a 100 en la energía necesaria para romper los enlaces del polímero (PMMA) de manera que podamos obtener los datos óptimos necesarios para obtener la mejor definición en los diseños grabados, esto puede cambiar según la geometría, tamaño y campo de trabajo en el que se realiza el proceso litográfico. En las Figs. 3.21 se muestran algunas imágenes del aspecto de un correcto grabado y revelado.

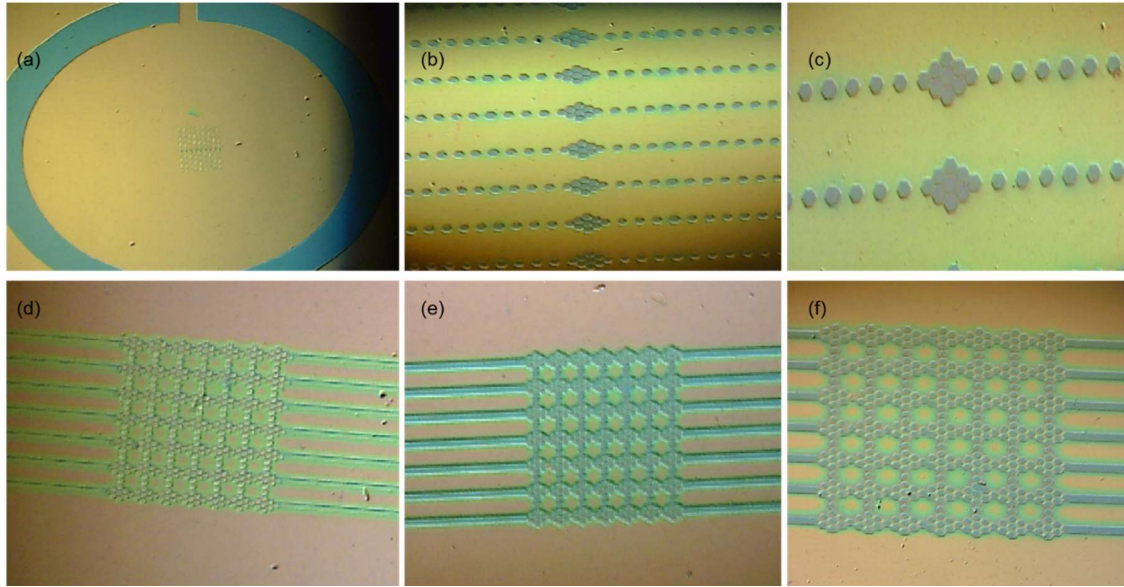


Fig. 3.21: arreglos de antenas pos-revelado.

Controlados los parámetros necesarios para obtener buena definición en los arreglos grabados, se realizaron diseños con una distribución más amplia de estructuras dentro de unos semicírculos que además de ayudar como referencia en el proceso de grabado se pretendían utilizar como guías para canalizar la energía de las antenas hacia las regiones donde se realizaría la conexión eléctrica mediante líneas que van desde los últimos elementos laterales hasta los semicírculos, esta descripción se puede observar en las imágenes de la Fig. 3.22. De estos puntos sale una línea principal más robusta hacia las zonas de conexión esto se aprecia en la Fig. 3.23 (a).

Una vez que se valida el óptimo grabado de las estructuras se procede a depositar el material que constituirá la morfología de las antenas. Después del proceso de sputtering y *lift off*, las antenas se ven como en la Fig. 3.22. En estas imágenes se muestran dos modelos, de (a) – (c) corresponde a una distribución de antenas en forma de “roseta” donde tienen un gap entre ellas de aproximadamente $0.6 \mu\text{m}$. Las imágenes (d) – (f) es una configuración similar pero con un gap entre antenas de $\approx 2 \mu\text{m}$.

Para observar con mayor detalle la morfología de las antenas metalizadas, éstas fueron introducidas en un microscopio electrónico de barrido, donde se observaron aglomeraciones en la superficie de las antenas que se asemejan a gotas de agua condensadas, ver Fig. 3.23 (d) – (f), en este caso son el resultado de la técnica por pulverización catódica. Recordando que esto es un proceso físico en el que se produce la vaporización de los átomos de un material sólido denominado “blanco” mediante el bombardeo de éste por iones energéticos, en nuestro caso el blanco es de Ag. Durante el procedimiento la corriente que se hace incidir al blanco se controla en tiempo real, esta condensación quizás se deba a un exceso de material vaporizado esto es probable que se corrija reduciendo la corriente de 45 mA a 30 mA.

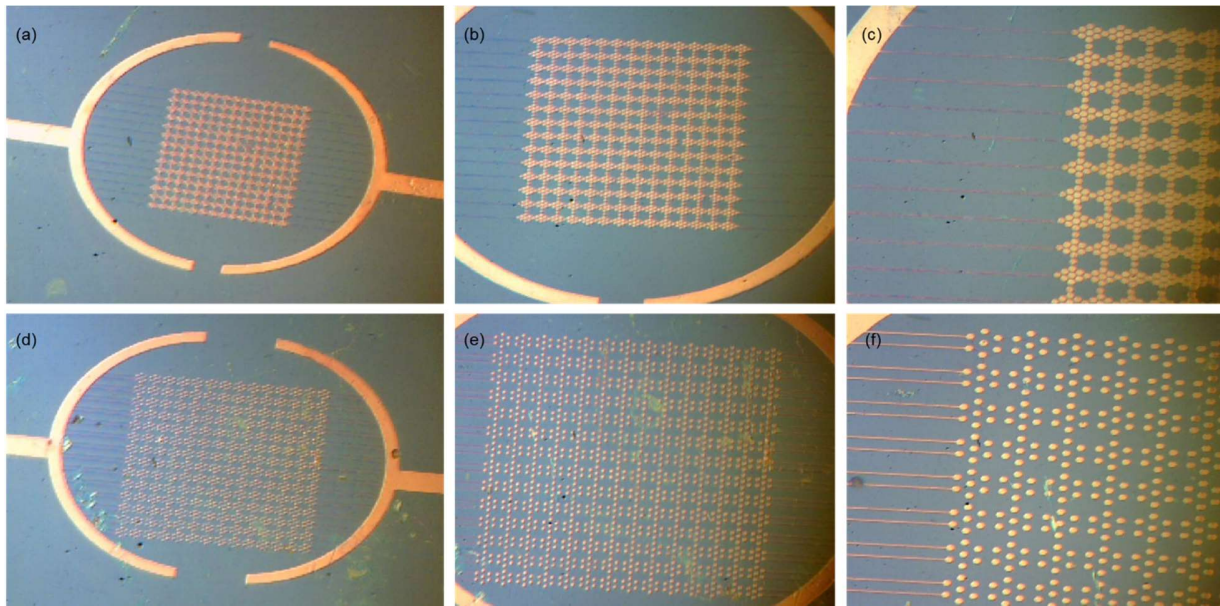


Fig. 3.22: matrices cuadradas de antenas en dos diseños que difieren solo del gap entre las antenas. (a) – (c) la separación de las antenas es de $\approx 0.6 \mu\text{m}$ y (d) – (f) $\approx 2 \mu\text{m}$.

Otro detalle que se observó durante la sesión de SEM en las estructuras es que a pesar del lavado con acetona realizado después del *lift off*, aún quedan residuos de PMMA, en las imágenes se notó que en las áreas de enfoque quedaba una marca como si se hubiera removido alguna capa que material, esto no debería suceder considerando el material del sustrato y las antenas.

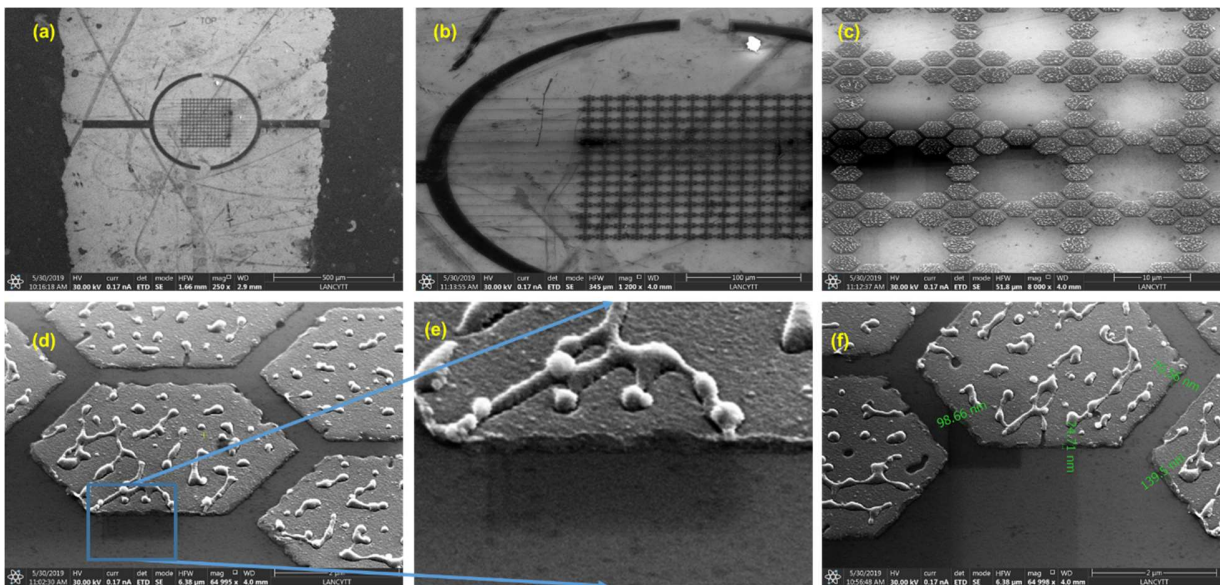


Fig. 3.23: Imágenes tomadas en SEM. (a) – (b) vista de la matriz de antenas dentro de semicírculos con guía hacia las áreas de conexión. (c) distribución del arreglo de antenas fabricado. (d) – (f) imágenes SEM tomadas con el stage en ángulo para estimar el espesor de las antenas.

Sabemos que es el sustrato y que elementos lo componen así como el material que se depositó durante la fabricación de las antenas, la caracterización elemental por EDX nos corrobora los

elementos que constituyen los dispositivos, el haz de electrones penetra todas las capas del sustrato incluyendo las estructuras hechas en su superficie, la energía del haz de electrones tiene la energía suficiente para perturbar los electrones de los elementos.

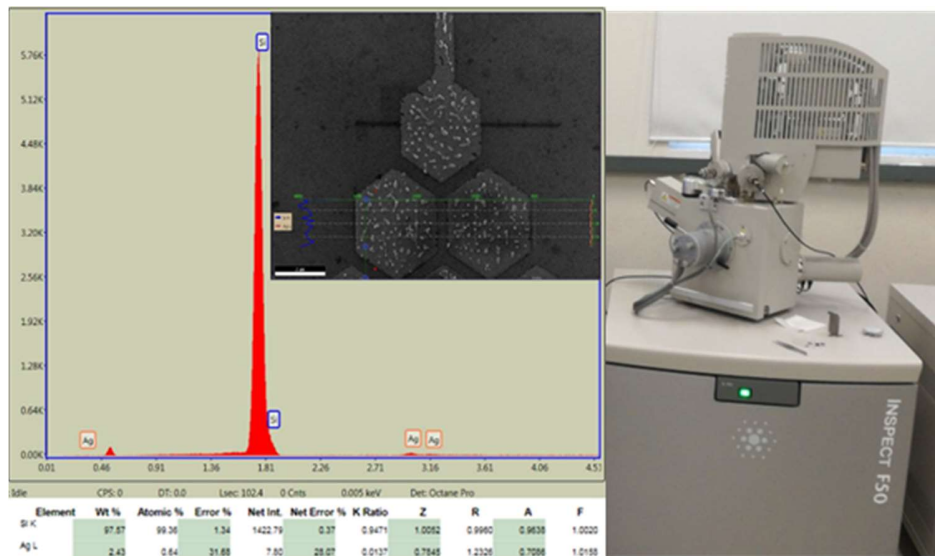


Fig. 3.24: Porcentaje de elementos detectados en EDSX

Dos tipos de rayos X (Rx) son producidos en la interacción inelástica del haz de electrones con los átomos de la muestra en el SEM, rayos X característicos, continuos (Bremsstrahlung). Los Rx característicos son el resultado de la eyección de un electrón de las capas internas, los continuos ocurren cuando los electrones del haz interactúan con los núcleos de los átomos del material, la señal de rayos X es procesada para producir información de la composición química del material analizado. Cuando se producen vacantes en las capas internas de la estructura atómica de una muestra por un haz de electrones, que hizo eyectar algún electrón, de una capa superior baja a llenar el espacio otro electrón, esa transición produce un rayo X característico [39].



Fig. 3.25: SEM FEI Helios G4.
Lab. Microscopia LANCYTT –
CIACyT.

De este modo EDS permite identificar cuáles son los elementos particulares en el material analizado y sus proporciones relativas, por ejemplo porcentaje atómico. La señal obtenida detecta mucho mayor porcentaje de silicio lo cual resulta coherente dado que en el dispositivo es el elemento que abunda considerando que tenemos SiO_2/Si en el sustrato entonces es de esperarse que el espectro en la Fig. 3.24, muestre un menor porcentaje de Ag respecto a la cantidad de Si. Por otro lado las antenas de Ag solo tienen un espesor entre 50 – 90 nm y cubren menos área, la medición del grosor de las antenas fue realizada en un microscopio FEI Helios G4, Fig. 3.25, este equipo tiene la capacidad de inclinar su *stage* hasta 52 °, lo que permite observar desde otra perspectiva los sustratos.

Resultados. FTIR, reflectancia, comparación de espectros experimentales y de simulación.

Por medio de la técnica de FTIR midiendo reflectancia se intenta detectar una señal que pueda ser asociada a la resonancia particular de las estructuras, a pesar de ser una técnica para caracterización elemental que funciona haciendo incidir radiación del espectro IR en la muestra para luego recolectar la energía liberada por los modos vibracionales de los materiales en objeto caracterizado, es posible que esa fuente IR además de generar las reacciones normales de vibración pueda ser usada para hacer entrar en resonancia al conjunto de estructuras que al final están diseñadas y fabricadas para responder particularmente a una longitud de onda del espectro IR, por esa razón no resulta descabellado que se pudiera observar un máximo o mínimo dentro en el espectro de reflectancia que pudiera ser asociado a la resonancia particular de las antenas. Es importante que durante la medición el tamaño del spot del haz incidente abarque la mayor cantidad de antenas posibles de lo contrario la señal que pudiera resultar de la resonancia de las antenas será muy baja en intensidad comparada con las generadas por los modos vibracionales de los materiales que componen el dispositivo, pues sin duda esta es una técnica de caracterización elemental.

De los resultados de la simulación realizada en la sección 3.1.2 se obtuvo el espectro de reflectancia asociado a la radiación de fondo de una *oem* incidente interactuando en el modelo virtual representativo de la fabricación. Por otro lado la caracterización experimental por FTIR reflectancia, se obtuvo el espectro de un sustrato limpio de SiO_2/Si (300 nm – \approx 500 μm respectivamente) señal que es utilizada como referencia, teniendo así un espectro con el cual comparar la información (espectro de reflectancia) obtenida de un trozo de la misma oblea (sustrato SiO_2/Si) pero con un arreglo de antenas fabricadas en su superficie. Los espectros de referencia tanto de la parte experimental como de la simulación se normalizan y se comparan en la Fig. 3.26 (a) – (b).

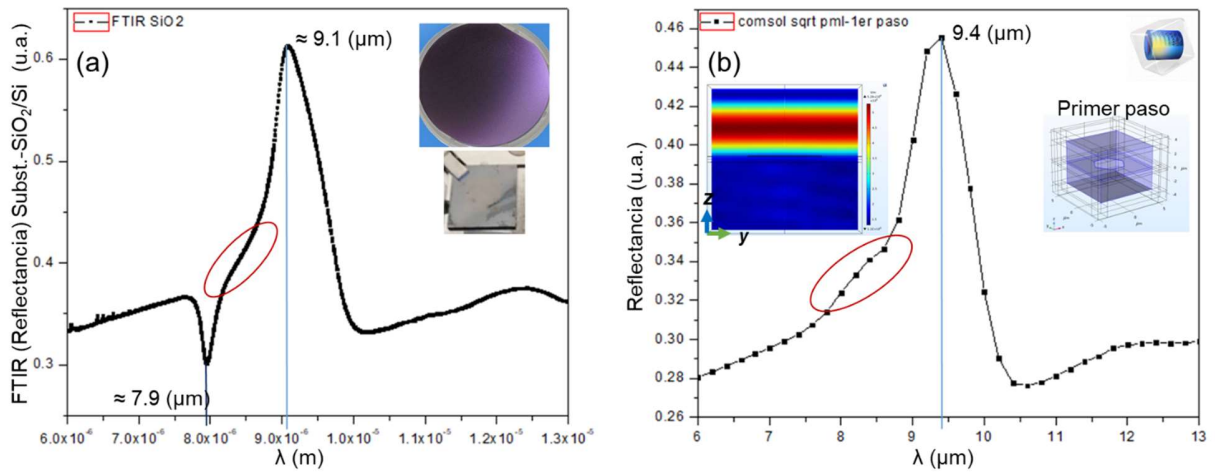
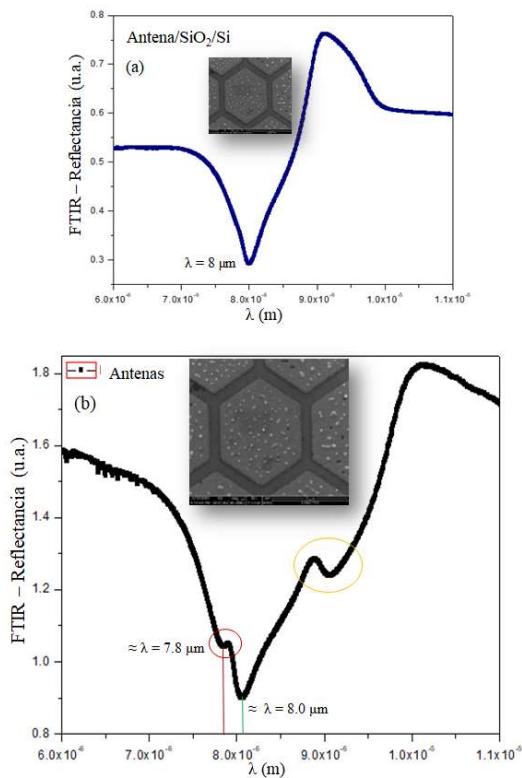


Fig. 3.26: espectros de reflectancia comparativos. (a) Experimental reflectancia de substrato de SiO₂/Si, referencia. (b) Simulación de sección 3.1.2 reflectancia extraída en el análisis del campo de fondo.

Resulta interesante observar que los espectros de referencia (experimental y de simulación) tienen bastante semejanza, discrepando en un mínimo que se observa en los datos experimentales alrededor de una longitud de onda $\lambda = 7.9 \mu\text{m}$ que no se observa en el espectro obtenido de la simulación. Incluso un sutil “hombro” aparece en los dos espectros demarcado por las elipses rojas en ambas gráficas.

Experimental data



Simulación

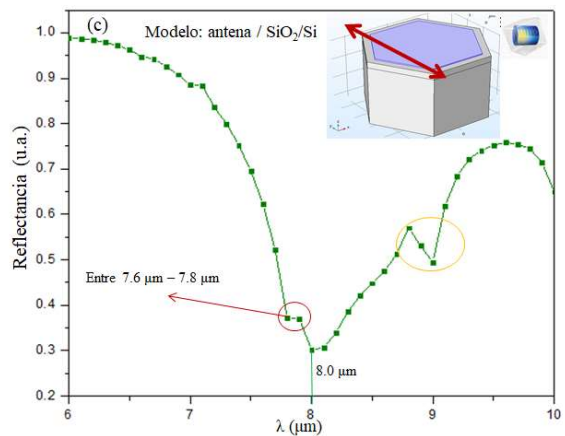


Fig. 3.27: Espectros de reflectancia comparativos experimental y de simulación. (a) Experimental, medición realizada enfocando en el centro de una de las estructuras hexagonales. (b) Experimental, datos del espectro de la gráfica (a) divididos entre los datos del espectro de la Fig. 3.26 (a), con esto se pretende quitar la contribución del sustrato en la señal obtenida al medir sobre las antenas. (c) Simulación, reflectancia total en modelo periódico hexagonal.

Posteriormente se realizó la medición de reflectancia sobre un sustrato con antenas, el diámetro del spot del haz incidente por el FTIR es de aproximadamente $6\ \mu\text{m}$, recordando que las estructuras hexagonales miden $\approx 4\ \mu\text{m}$ quiere decir que el haz abarca la antena central y una parte de las seis que se encuentran a su alrededor. La señal se observa en la Fig. 3.27 (a), el mínimo que aparece en $\approx \lambda = 7.8\ \mu\text{m}$ en el espectro de referencia, Fig. 3.26 (a) queda opacado o dentro de un ancho de reflectancia mayor alrededor de las $8.0\ \mu\text{m}$. Si hay alguna señal relacionada con la resonancia de las antenas probablemente esté por la región entre $7.9 - 8.1\ \mu\text{m}$. Con la intención de restar la señal o contribución del sustrato se toman los datos del espectro de la Fig. 3.27 (a) y se dividen entre los datos experimentales del espectro de referencia (Fig. 3.26 (a)), el resultado es la gráfica de la Fig. 3.27 (b) el mínimo en $7.8\ \mu\text{m}$ reaparece diferenciándose del de $8\ \mu\text{m}$. Por otro lado, de la simulación periódica se extrae la reflectancia total del modelo y se muestra en la Fig. 3.27 (c), nuevamente los espectros son muy similares, el mínimo en $8.0\ \mu\text{m}$, el que está por $7.8\ \mu\text{m}$ e incluso el remarcado en la circunferencia naranja por los $9\ \mu\text{m}$.

3.3 Conclusiones de capítulo. Antenas sobre sustrato de SiO_2/Si

- Se logró realizar un proceso optimizado en un modelo de estudio por FEM usando COMSOL Multiphysics con este programa fue posible de manera sistemática estudiar una partícula o estructura en su interacción con radiación electromagnética, desde un entorno ideal hasta considerar sistemas con dos o más materiales con sus respectivas propiedades físicas.
- Se analizó una antena hexagonal la cual por su geometría simétrica no se ve limitada a una polarización como una antena dipolo, el hexágono se comporta de modo similar ante la incidencia de una *oem* con polarización x o y .
- La antena concentrada hacia la parte inferior de su morfología la mayor parte de la radiación dispersada.
- Se probó que es factible usar PDMS como posible sustrato flexible, sin embargo es necesario hacer pruebas de dosis y resolver el problema de la transparencia sin alterar la superficie donde se realizará el grabado de tal forma que solo sea una manera auxiliar para caracterizar las condiciones óptimas en el proceso de litografía electrónica.
- De acuerdo con los espectros de reflectancia experimentales y de las simulaciones se concluye que utilizar sustrato en la configuración SiO_2/Si no resultó una elección apropiada para poder obtener una respuesta termoeléctrica, el dióxido de silicio absorbe la mayor cantidad de energía, 98% aprox de la total absorbida por el sistema antena/sustrato, de acuerdo a los resultados en las simulaciones. A pesar de que las antenas están sintonizadas por su dimensión a la longitud de onda de interés.

- La forma en la que la antena absorbe y dispersa la radiación vista en los modelos resulto interesante y proponer un dispositivo con una configuración que incluya el arreglo de antenas arriba de un material que confine y permita la propagación de la radiación emitida hasta otro material que reciba y utilice esta la emisión concentrada por las antenas calentándose por efecto joule para lograr un diferencial de temperatura con el que se pueda generar un potencial eléctrico Utilizar materiales flexibles como base del dispositivo, con buenas propiedades aislantes térmicas y eléctricas resultará muy útil.

Capítulo 4. Dispositivo absorbedor ideal, metasuperficie de antenas (MS)

Sistema compuesto de antenas hexagonales, se pretende obtener un arreglo compuesto por la metasuperficie de antenas/semiconductor/metal/aislante que absorba de modo eficiente radiación IR, específicamente las antenas de la MS están sintonizadas a una $\lambda=10.2\mu\text{m}$. La capa metálica sirve de sistema reflejante que además se calentará por efecto joule, por debajo de ésta, la base del dispositivo idealmente debe ser un material con un coeficiente de conductividad térmica bajo, se determinará en el siguiente capítulo mediante un estudio multifísica que coeficiente debe tener ese material.

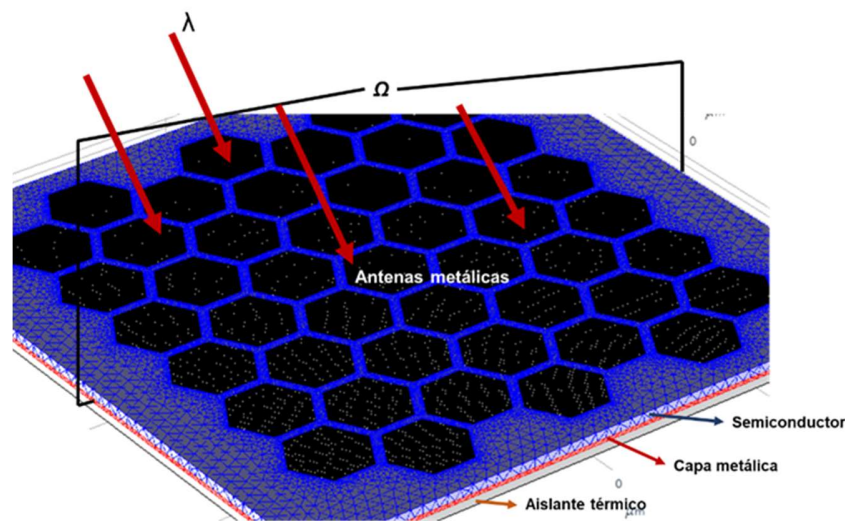


Fig. 4.1: representación de metasuperficie de antenas sobre sustrato Si/Ag/poliimida.

Si se logra hacer una conexión entre la superficie del semiconductor en un punto muy próximo a la MS de antenas y la capa metálica entre el aislante y el semiconductor en teoría podremos detectar un potencial eléctrico que nos pueda generar una corriente directa, esto estará promovido por dos efectos. El primero será por una diferencia de temperatura ΔT entre la capa metálica y una terminal de distinto material metálica en la superficie del semiconductor, luego por Seebeck se obtiene el potencial. El segundo efecto que pudiera suceder, si se utiliza un semiconductor que tenga un band gap relacionado a la energía que emiten las antenas es una migración de electrones promovida por la energía de las antenas.

Por otro lado si la capa metálica se conecta a un circuito de modo que se pueda pasar una corriente por ella y se tuviera el equipo adecuado se detectaría una variación en la resistencia en función de la radiación en la cual las antenas están sintonizadas, además como la parte inferior está aislada térmicamente el camino más fácil que tomaría la energía sería por las conexiones metálicas a cada lado del área que cubre la MS de antenas, esto es un sistema disipativo al que podemos darle una aplicación bolométrica.

Para lograr fabricar un dispositivo funcional y caracterizable se debe tener un equipo para hacer un pequeño circuito del cual se puedan extraer las líneas necesarias para hacer las mediciones. En este capítulo se expone un estudio óptico en el cual se determina el tamaño que debe tener una

antena hexagonal con ≈ 50 nm de espesor en función de su capacidad de absorber radiación con longitud de onda $\lambda=10.2\mu\text{m}$, además se determina el grosor que debe tener el semiconductor que en este caso se usará silicio, esto considerando que la capa metálica será de plata con ≈ 100 nm de espesor.

4.1 Optimización: tamaño de antena

Se busca lograr un dispositivo absorbedor altamente eficiente con antenas IR para $\lambda = 10.2 \mu\text{m}$, longitud de onda elegida como media del rango de radiación en que emite el cuerpo humano. El proceso de optimización en este caso consta de 3 pasos, un estudio para determinar el tamaño de la antena, posteriormente dado que las antenas estarán distribuidas y separadas entre sí es importante determinar la separación óptima entre las antenas. Finalmente, el espesor del sustrato de Si muy importante en el proceso de transmisión de la energía por las antenas, este grosor debe estar en función de la longitud de onda efectiva que pasa de un medio a otro con mayor índice de refracción.

En esta parte del análisis se realiza un estudio para determinar cuál es el óptimo tamaño de la antena para absorber la mayor cantidad de energía.

Este primer análisis consta de dos pasos.

1. Se estudia el campo dispersado de fondo generado por los dominios físicos que interactúan con la onda electromagnética, oem.
2. Tomando en consideración este campo dispersado, se realiza el segundo estudio, en donde obtiene la respuesta óptica relacionada directamente a la antena en el medio.

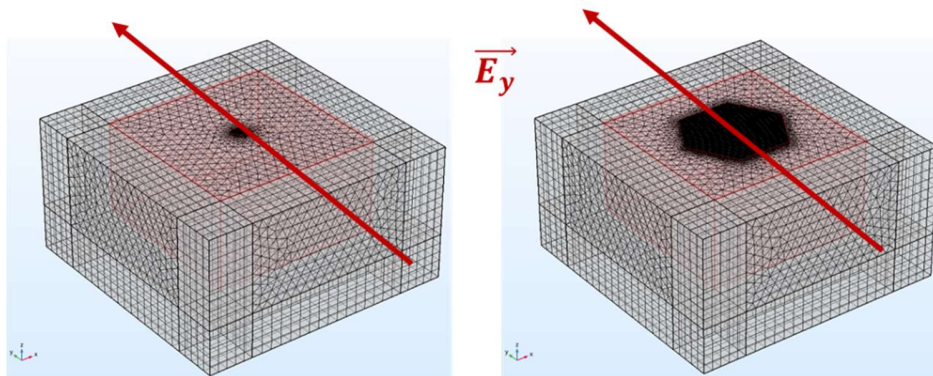


Fig. 4.2: se parametrizan las dimensiones de la antena mediante un factor multiplicativo, los dominios físicos del modelo se envuelven con pml's de que evitan la reflexión de ondas electromagnéticas que pudieran afectar la medición.

Como primer análisis para determinar en qué tamaño la antena hexagonal tiende a absorber mejor la radiación para $\lambda=10.2 \mu\text{m}$, se parametriza un factor multiplicativo de 0.2 a 1.3 con pasos de 0.005 que va modificando el tamaño de la antena de $0.8 - 5.2 \mu\text{m}$. Para cada tamaño se obtiene la Q_{abs} , eficiencia de absorción de la antena en función de su área.

$$Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{A_{antena}}, \sigma_{abs} = \frac{1}{I} \iiint \sigma \cdot |E|^2 dV$$

El gráfico de absorción asociado se observa en el gráfico de la Fig. 4.3 (a). Posteriormente se realizó un barrido más fino en la región donde se observó un máximo, entre 1 – 2 μm , Fig. 4.3 (b), se acota el valor del factor entre 0.32 a 0.38 con pasos de 0.001 esto implica que en el estudio la antena tenga un rango de tamaño entre 1.28 – 1.55 μm . El factor que determino el tamaño ideal en la antena es 0.3562 equivalente a 1.425 μm en diámetro menor del hexágono (distancia entre caras) y 1.645 μm entre puntas. Se hace un ajuste a esta gráfica para obtener una función aproximada que siga la tendencia de los datos, el ruido o variación observada es debido al paso de la variable parametrizada y al mallado en el modelo, por la gran demanda de memoria en el proceso computacional no fue posible hacer una simulación con estos parámetros más finos de modo que se pudiera obtener una curva de absorción más suave respecto al tamaño de la antena en estudio.

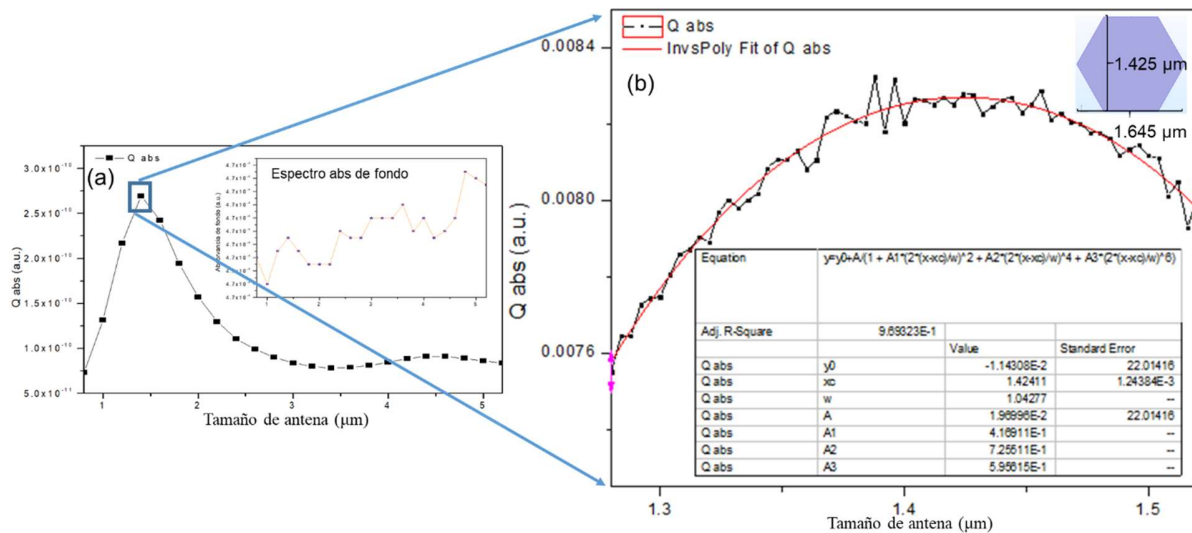


Fig. 4.3: (a) espectro en estudio inicial de absorción de la antena, Q_{abs} la cual es el cociente entre la absorción de sección transversal (cross section) y el área de la antena. (b) gráfico absorción vs tamaño de antena con ajuste (fit) de espectro (curva roja), la variación en el gráfico se asocia a los pasos en el paramétrico y al mallado. Por la cantidad de recurso computacional requerido no se pudo suavizar haciendo más finos esos parámetros mencionados.

Considerando el tamaño de antena optimizado, 1.425 μm , para $\lambda = 10.2 \mu\text{m}$, se extrae de la simulación los datos necesarios para graficar o modelar en el espacio de la simulación la interacción del campo eléctrico de fondo, denominado así al \vec{E} resultado de la interacción de la *oem* solo con el medio (aire y sustrato), así como la perturbación en este campo generada al incluir la estructura hexagonal en el modelo. Esta perturbación redistribuye el \vec{E} de fondo observado en la Fig. 4.4 (a) y el resultado se ve en la Fig. 4.4 (b). La vista en ambas figuras corresponde a un plano tangente a la superficie de la antena, esto es: $(x, y, z) = (0, 0, 50 \text{ nm})$, considerando que la antena tiene un espesor de 50 nm, mismo que en la fabricación experimental se obtiene en el proceso de depósito por evaporación catódica. Se elige ese plano para observar también la región reactiva y el campo de Fresnel (campo cercano) de la antena, se observa que la mayor concentración de campo se localiza en las caras perpendiculares a la polarización de la *oem* incidente

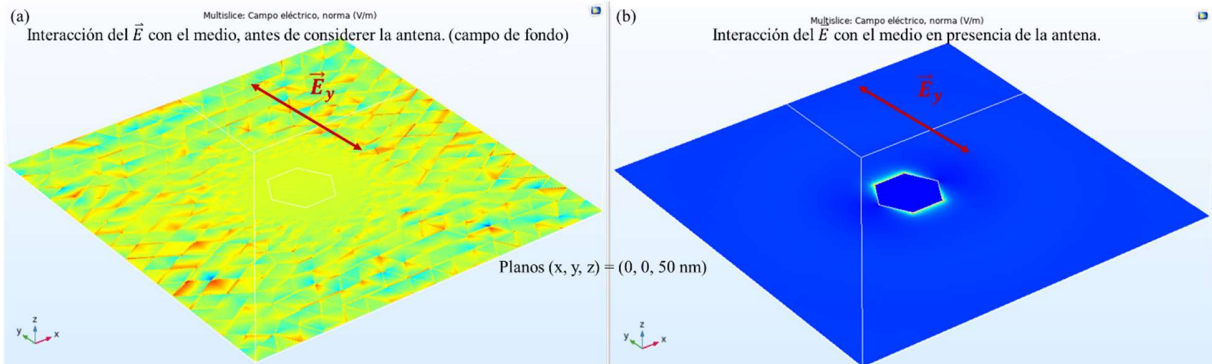


Fig. 4.4: Comparativo entre el campo de fondo y dicho campo perturbado por la antena, misma vista en plano tangente a la superficie de la antena. (a) campo de fondo. (b) campo de fondo perturbado y lo redistribuye concentrándolo principalmente en las caras perpendiculares a la polarización de la oem incidente.

La dispersión de radiación de la antena representada por un lóbulo en 3D, forma gráfica del campo lejano generado por la antena considerando que está sobre el sustrato de silicio. Es interesante observar que la antena concentra la mayor parte de la energía por debajo de ella hacia el sustrato, Fig. 4.5 (a). Para visualizar el efecto que tiene la antena al perturbar el campo eléctrico propagado en los medios aire/silicio se extrae de la simulación una vista del plano zy , primero en la Fig. 4.5 (b) se observa la propagación de la oem plana, $E_y = E_{0y}e^{ikz}$ con dirección normal a la superficie del sustrato (en dirección $-z$). Posteriormente se obtiene una visualización del eléctrico perturbado y dispersado por la antena de Ag, la Fig. 4.5 (c) muestra como la antena concentra campo eléctrico en las caras perpendiculares a la polarización de la onda incidente y dispersa parte de la energía absorbida hacia el sustrato, esto corresponde a la forma del lóbulo de emisión de campo lejano.

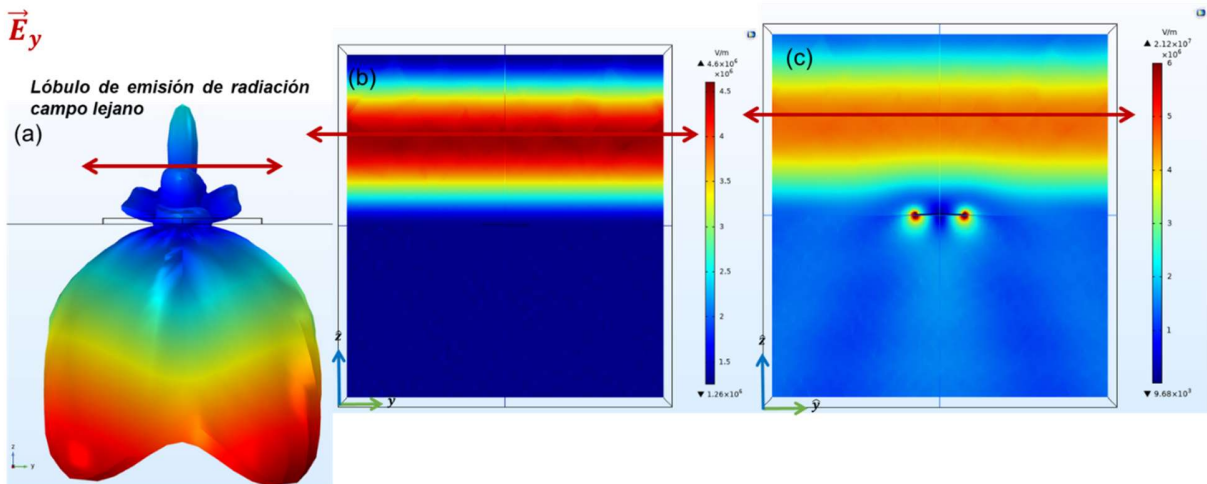


Fig. 4.5: (a) lóbulo de campo eléctrico radiado por la antena. (b) campo eléctrico de fondo, dispersión de la oem dispersada en los medios aire/silicio. (c) Campo de fondo perturbado por la antena, absorbe y concentra la energía en el silicio.

Para observar solo la contribución de la dispersión de campo eléctrico generada por la antena, se elimina el remanente del campo incidente, esto se realiza calculando la magnitud del campo eléctrico resultado del estudio en el segundo módulo de la simulación, $|\vec{E}_2| = \sqrt{E_{x2}^2 + E_{y2}^2 + E_{z2}^2}$

en la parte del estudio donde la antena interactúa con el campo eléctrico de fondo, esta magnitud de campo eléctrico $|\vec{E}_2|$ es igual al campo neto de la antena y se representa en la Fig. 4.6, (a) en el plano zy para observar como concentra la antena en su morfología y a su alrededor el campo eléctrico, y en un conjunto multiplanos xy ver la propagación de la radiación propagada en el substrato de silicio.

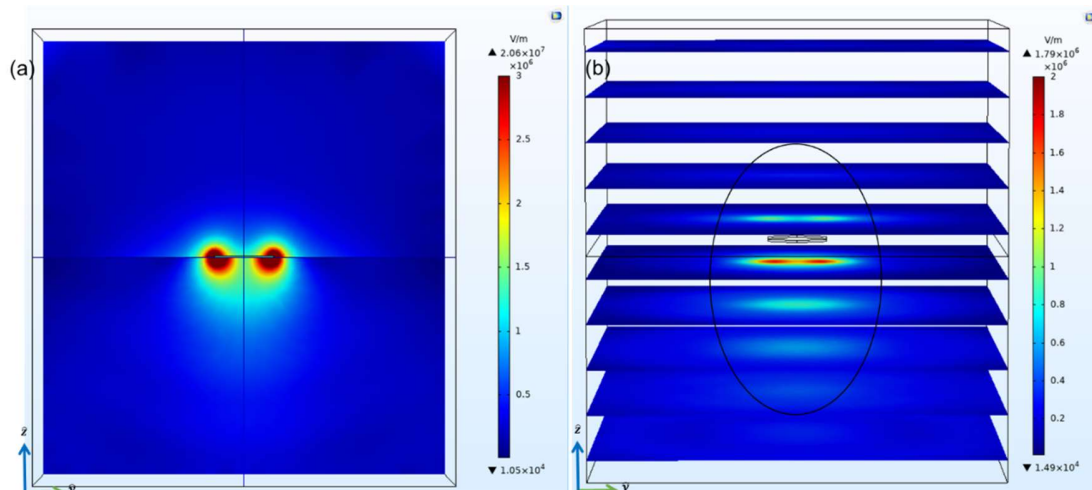


Fig. 4.6: (a) Vista del plano zy muestra el campo eléctrico generado por la antena como resultado de interactuar con la oem de fondo. (b) conjunto de planos xy donde se observa cómo se va dispersando el campo eléctrico dispersado por la antena.

4.2 Optimización: separación entre antenas Gap.

Durante la optimización de este modelo, es de interés conocer cómo será la respuesta óptica de un conjunto de antenas hexagonales dispersas en un arreglo matricial bidimensional considerando que existe una separación entre cada uno de los elementos (antenas).

Debe existir una distancia tal que la respuesta colectiva de las antenas sea más eficiente, similar a la teoría que determina la separación de los elementos que componen una antena tipo Yagi-Uda.

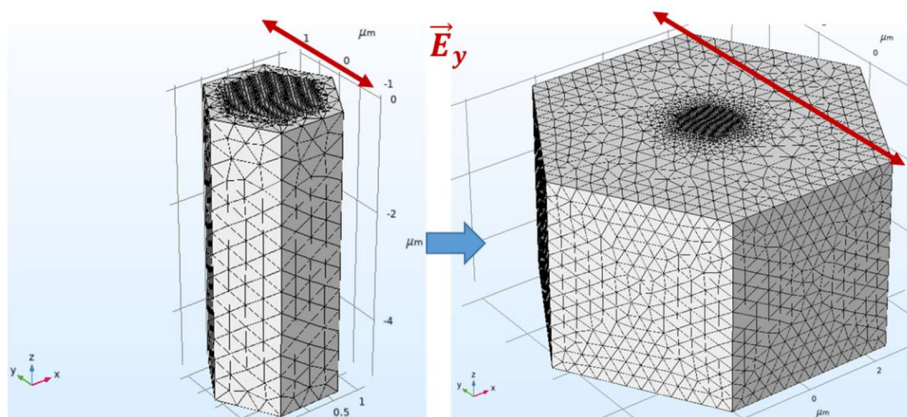


Fig. 4.7: Diagrama que representa de evolución en la parametrización del factor que controla el aumento del gap.

En este modelo se toma una variable que multiplica al factor que determina el tamaño de la caja o entorno hexagonal que envuelve a la antenna, el fin es encontrar la separación (*gap*) entre las antenas dado que en lo experimental se pretende realizar una distribución de antenas en un área determinada, de tal manera que formen en conjunto un metasuperficie. Para determinar el gap ideal se busca la mejor eficiencia en absorbancia

Se hace un mapeo entre la absorción total del sistema periódico durante la variación del gap entre la antenna y la frontera del medio.

Considerando que esta simulación repite periódicamente las geometrías en forma de espejo, el máximo de absorción se obtuvo para un gap de $1.975 \mu\text{m}$.

Por tanto un arreglo periódico de antenas con un tamaño de $1.425 \mu\text{m}$ tiene una máxima absorbancia si los elementos tienen un gap de $1.975 \mu\text{m}$, $\sim 2 \mu\text{m}$.

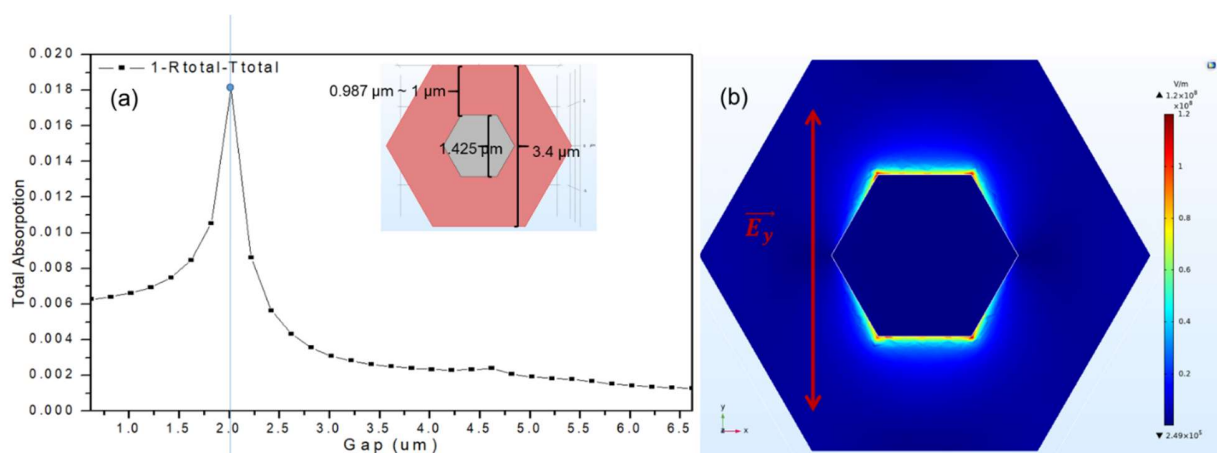


Fig. 4.8: (a) Variación del espectro de absorción total respecto al aumento del gap. Se obtuvo una máxima con un gap de $1.975 \mu\text{m} \approx 2 \mu\text{m}$. (b) vista de plano xy tangente a la superficie superior de la antenna

La información que arroja esta simulación con condiciones de frontera periódicas en un entorno envolvente hexagonal corresponde a la respuesta colectiva de un conjunto de antenas en un plano o matriz infinita.

4.3 Optimización: espesor de sustrato.

Habiendo determinado el tamaño de la antenna ideal (sección 4.1) y la separación entre los elementos del arreglo periódico de antenas en la sección 4.2 usando condiciones de periodicidad, en ambos casos considerando que el objetivo es absorber de manera eficiente la máxima radiación con longitud de onda $10.2 \mu\text{m}$ proveniente de una fuente. Y considerando que el arreglo de antenas se fabricará sobre un material semiconductor en este caso silicio, se realiza un estudio para determinar el espesor óptimo de este sustrato, se pretende que el Si tenga un grosor tal que la energía dispersada por la antenna penetre y tenga un camino óptico de modo que encuentre una interferencia constructiva con la radiación que emitida por las otras antenas, la que penetra al semiconductor entre la separación de las antenas y la reflejada por el espejo de plata.

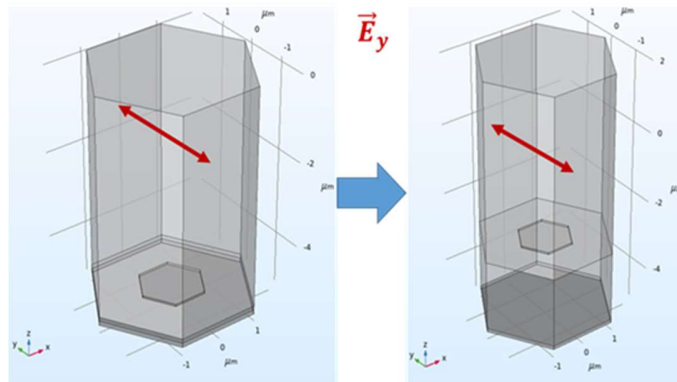


Fig. 4.9: Modelo representativo del dominio parametrizado.

Dentro de las especificaciones en la programación del módulo óptico se especificó que omitiera los cálculos de los órdenes de difracción secundarios asociados a los modos diferentes del principal de tal manera que los máximos observados al solicitar la relación de absorbancia estén sujetos la onda derivada de los procesos de interferencia con la mayor intensidad. De otro modo en los espectros de absorbancia obtenidos, además de hacer el proceso computacional más complejo se observarían múltiples máximos alrededor del principal asociado a los armónicos generados del proceso de interferencia de las *oem* dispersadas por la antena, reflejadas por la capa de plata y las de la radiación que penetra entre el espaciado de las antenas.

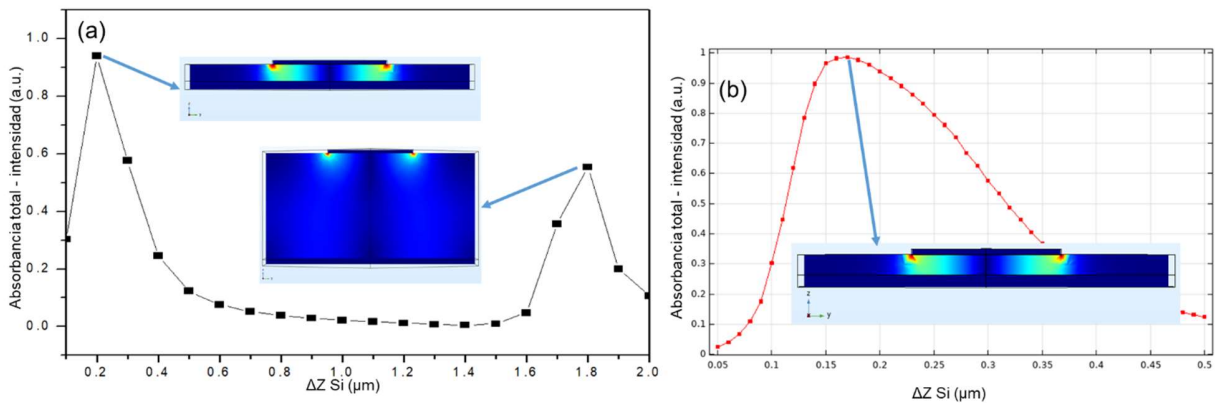


Fig. 4.10: Gráficas de absorción total del sistema vs espesor de semiconductor.

En el primer estudio se hace un análisis amplio para ver la tendencia, la gráfica de la Fig. 4.10 (a) representa el espectro de absorbancia total en función del espesor del sustrato el cual crece a un radio de 100 nm por paso. Posteriormente se acota la región en donde se observa el mayor pico de absorbancia y se aplica un paso más fino en la parametrización, esto se muestra en la Fig. 4.10 (b), donde el valor para el grosor óptimo es 0.17 μm .

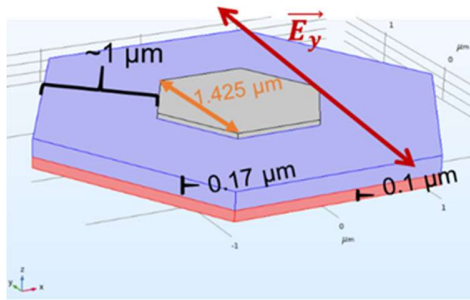


Fig. 4.11: Modelo de MS de antenas, absorbedor optimizado.

Con este último estudio ya tenemos toda la información necesaria para construir el modelo optimizado. Una antena de $1.4 \mu\text{m}$, sobre una capa de silicio de 170 nm que a su vez se deposita sobre una de plata con 100 nm de espesor. Dado que todos los datos fueron determinados en función de absorber de manera más eficiente y significativa radiación IR con $\lambda = 10.2 \mu\text{m}$, por lo que en principio al hacer una simulación con el modelo optimizado mostrado en la Fig. 4.11 y hacerle incidir una *oem* plana polarizada en y con dirección paralela pero opuesta al de un vector normal en su superficie parametrizando la longitud de onda de $\lambda_1 < 10.2 \mu\text{m} < \lambda_2$ deberíamos de observar un ancho de banda con un máximo de absorbancia cercano a la longitud de onda para la que el modelo fue diseñado. El primer barrido de longitud de onda se hace de $6 \mu\text{m}$ a $15 \mu\text{m}$ con pasos de 100 nm , se extraen los valores de absorbancia y reflectancia totales en el modelo. Los datos se grafican y se muestran en la Fig. 4.12.

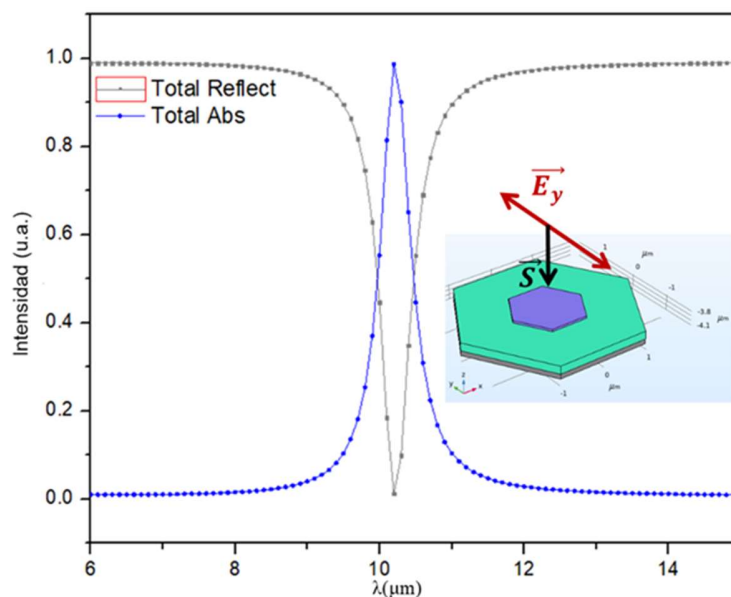


Fig. 4.12: Espectros de absorbancia y reflectancia derivados de un barrido en de λ de una *oem* polarizada en y .

Las imágenes de la Fig. 4.13 son un diagrama que muestra la propagación de la radiación dispersada por la antena dentro del semiconductor, silicio, lo que se ve de (a) – (f) son planos xy tangentes a la superficie de la antena, iniciando desde el plano que incluye la cara superior de la antena, $(0, 0, 50 \text{ nm})$, hasta los 170 nm plano que corresponde a la frontera del semiconductor con la capa de Ag, los planos intermedios muestran la forma de la propagación del campo;

considerando lo observado en los resultados de campo cercano en las secciones anteriores, esto fue, la acumulación de campo eléctrico en la superficie de la antena, vimos que la mayor parte del campo eléctrico se generaba en las cara perpendiculares a la polarización de la *oem* incidente, esta distribución de campo característica se mantiene en la propagación a través del semiconductor.

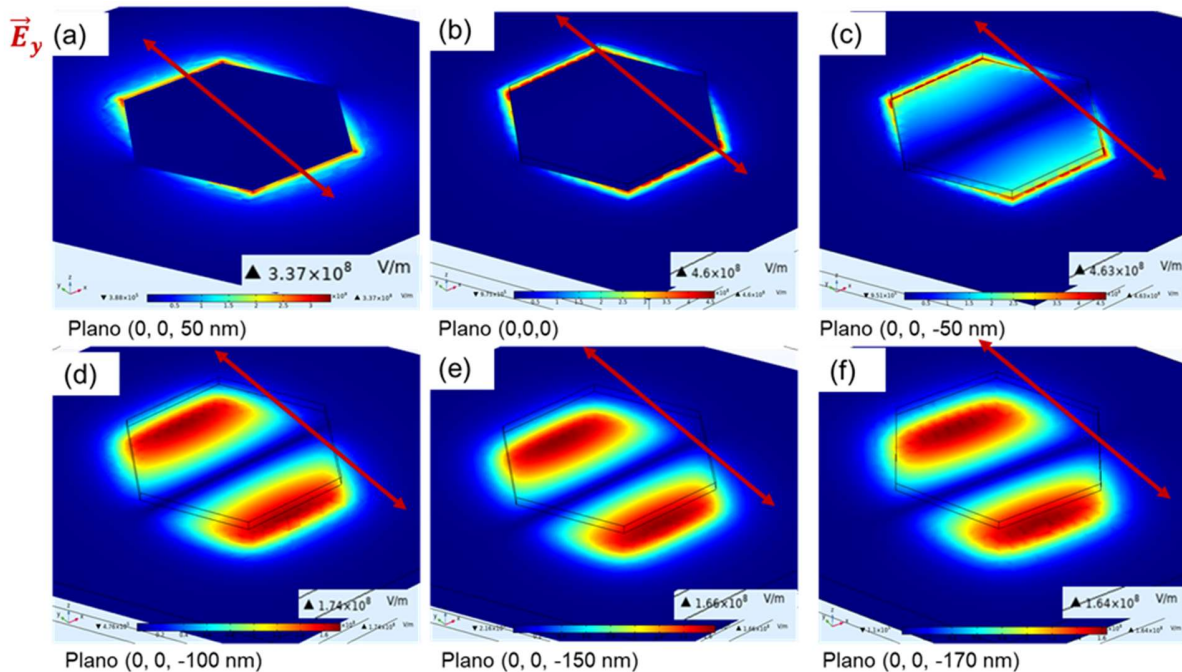


Fig. 4.13: cortes tangentes a la superficie de la antena en el plano xy en distintos puntos de z para visualizar el campo eléctrico (a) superficial en la antena, campo cercano. (b) la transferencia de la energía en la superficie del silicio, (c) - (f) su propagación a través del Si.

La magnitud de la intensidad del campo se reduce conforme penetra en el material desde 4.6×10^8 [V/m] en la frontera entre la superficie del silicio y la parte inferior de la antena hasta 1.64×10^8 [V/m] plano en donde comienza la capa de Ag. Fig. 4.13 (b) - (f).

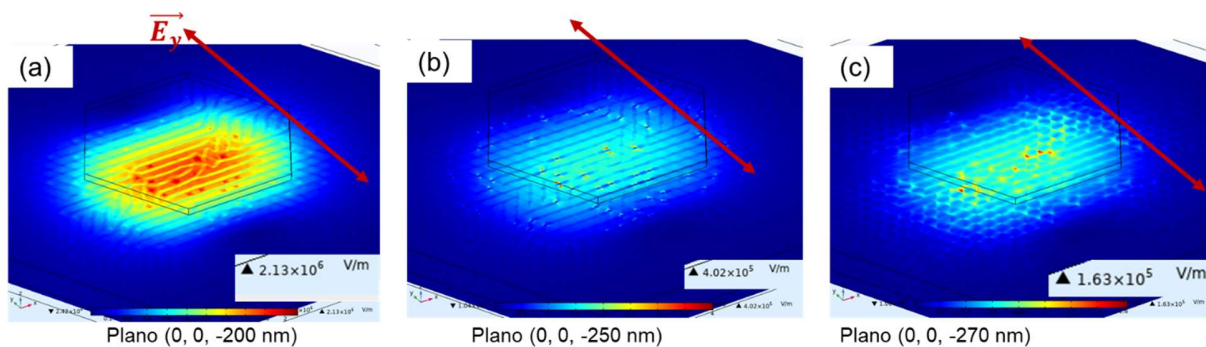


Fig. 4.14: Propagación del campo eléctrico en la capa metálica.

Cuando la *oem* interactúa con la plata, gran parte se refleja nuevamente al semiconductor, pero considerando que la longitud de onda de la radiación incidente es más grande que el espesor de la capa de plata otro tanto es absorbido por el metal generando calentamiento por efecto Joule.

De acuerdo a los resultados de la simulación se ha podido diseñar un modelo que puede ser llevado a la fabricación usando litografía por haz de electrones para el grabado del diseño y pulverización catódica para el depósito de los materiales, metal y semiconductor.

La absorción total del modelo para un conjunto de longitudes de onda de 8.5 – 12 μm cambiando a razón de 0.01 μm tiene un ancho de banda entre 9.9 y 10.4 μm , la Fig. 4.15 muestra es espectro con función Lorentziana de ajuste con la que se calcula el valor ancho máximo medio total FWHM ≈ 0.497 .

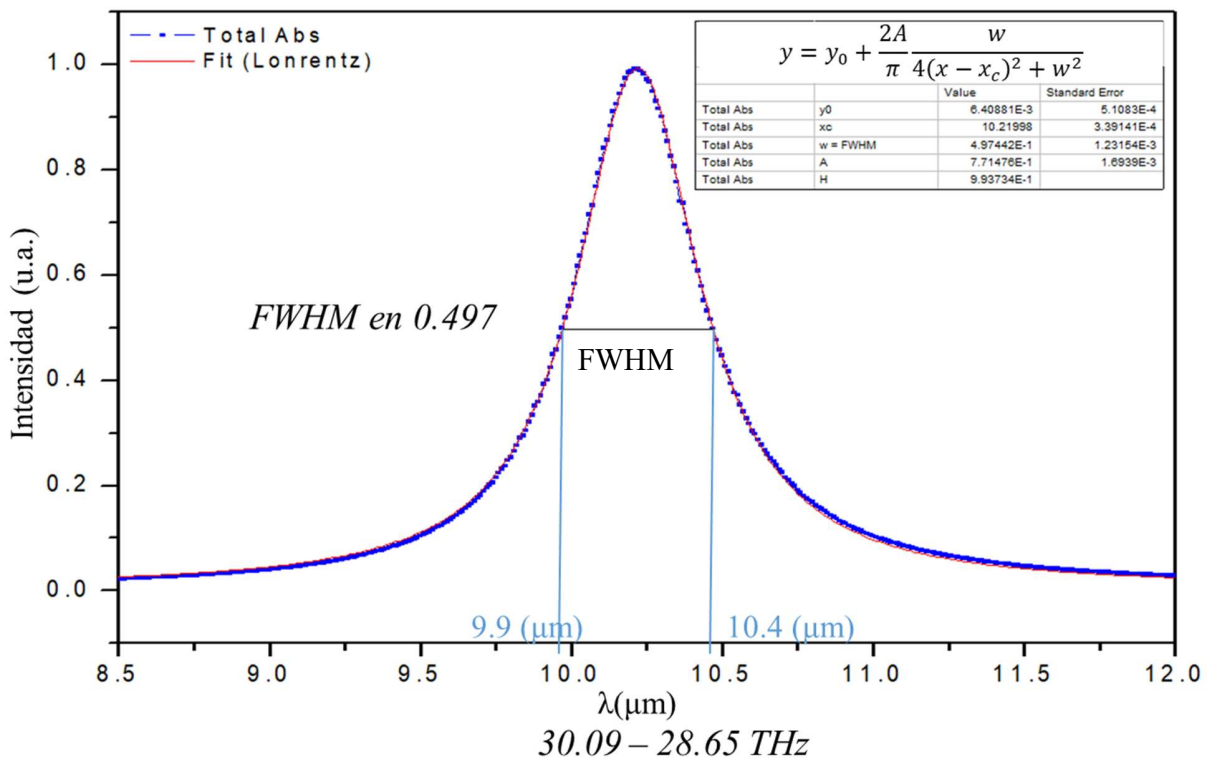


Fig. 4.15: intensidad de absorción total del sistema, se muestra una gráfica de ajuste por función gaussiana, con el FWHM en 0.497 se determina en ancho de banda ente 9.9 y 10.4 μm equivalente a 30.09 – 28.65 THz.

Capítulo 5. MS de estructuras hexagonales resonantes. Estudio óptico – térmico.

Finalmente agrega al modelo un nuevo dominio correspondiente al material que servirá de aislante térmico, el espesor de este material será mucho mayor que las capas de Ag y silicio que se depositaran en su superficie. En el modelo se asigna un valor de $60\ \mu\text{m}$ para evitar que el análisis de cómputo sea grande.

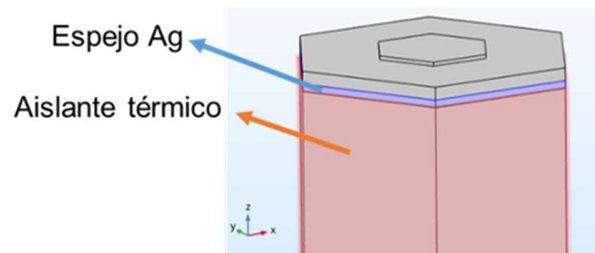


Fig. 5.1: modelos optimizado con aislante térmico debajo

En este capítulo se presentan los resultados para determinar que material es el adecuado para alcanzar la mayor temperatura posible en la capa de plata considerando la incidencia de radiación con una $\lambda = 10.2\ \mu\text{m}$. Para esto se requirió un acoplamiento multifísico en la programación de la simulación, un módulo *óptico* donde se determinan los dominios involucrados, aire, antenas, semiconductor y capa metálica de Ag; no se considera al material aislante en el módulo óptico ya que la capa de plata no permitirá el paso de la onda electromagnética considerando que el tipo radiación en principio no tiene las características para atravesar más allá del *deep skin*. También se definen las condiciones electromagnéticas y de frontera, propiedades ópticas de los materiales por mencionar algunos aspectos. Además se incluye el módulo *termoeléctrico* en el cual se incluyen todos los materiales del modelo. Los elementos con interacción directa con la *oem* se calentarán, estos por convección transmitirán algo del calor hacia el aire que envuelve al modelo en la parte superior y la capa metálica aunque por debajo del semiconductor ya se observó del estudio óptico que recibe radiación dispersada por la antena, el dominio que representa el material aislante debe mantener el calor del metal. De modo que en un primer estudio estacionario se parametriza el coeficiente de propagación térmica del material, asignando una función variable en la programación de las propiedades físicas del dominio.

Una vez que se tenga un valor del coeficiente de conductividad térmica del material se comparará con los existentes en el mercado para hacer una simulación temporal y observar el tiempo que le tomará al dispositivo alcanzar su máxima temperatura.

5.1 Estudio estacionario.

La *oem* incidente en el modelo representativo del dispositivo absorbente introduce energía al sistema de modo que puede tomarse como la fuente de calor en el análisis multifísica de modo que el calor es definido con la ecuación:

$$Q = \iiint \mathbf{q}(x, y, z)dV = \iiint \sigma |\mathbf{E}_\omega(x, y, z)|^2 dV \quad (5.1)$$

La respuesta térmica del sistema está relacionada con la densidad de potencia disipada: $\mathbf{q} = -k\nabla T$ k es la conductividad térmica y se asigna a cada dominio que representa los materiales utilizados. Se utilizan nuevamente condiciones de frontera periódicas programadas en ambos módulos del estudio, óptico y térmico. Como ya se mencionó, se utilizan los parámetros (tamaño de antena, gap, espesor de sustrato) optimizados en el capítulo anterior, se incluye ahora un nuevo dominio que se coloca debajo del diseño que se ha utilizado, este representará el material aislante térmico, ver Fig. 5.1. Este material solo se toma en cuenta para el estudio térmico, ya se mencionó que la capa metálica no permite que haya una transmitancia hacia el material aislante. Por esta razón solo se considerarán propiedades físicas relacionadas a fenómenos térmicos, en particular la conductividad térmica k , valor que se considera como una variable parametrizada para obtener datos que representen que temperatura máxima alcanzara la capa metálica en función de la conductividad térmica del material aislante.

Se parametriza k de 0.1 a 4.9 por tomar un rango amplio para visualizar la evolución de la temperatura. Como referencia de conductividad térmica tenemos el valor del SiO₂, que se encuentra entre 1.3 – 1.5 [W/m K] se elige ese material ya que es con el que normalmente se ha utilizado en la fabricación de arreglos de antenas en sistemas bolométricos y termoelectrónicos reportados en la literatura.

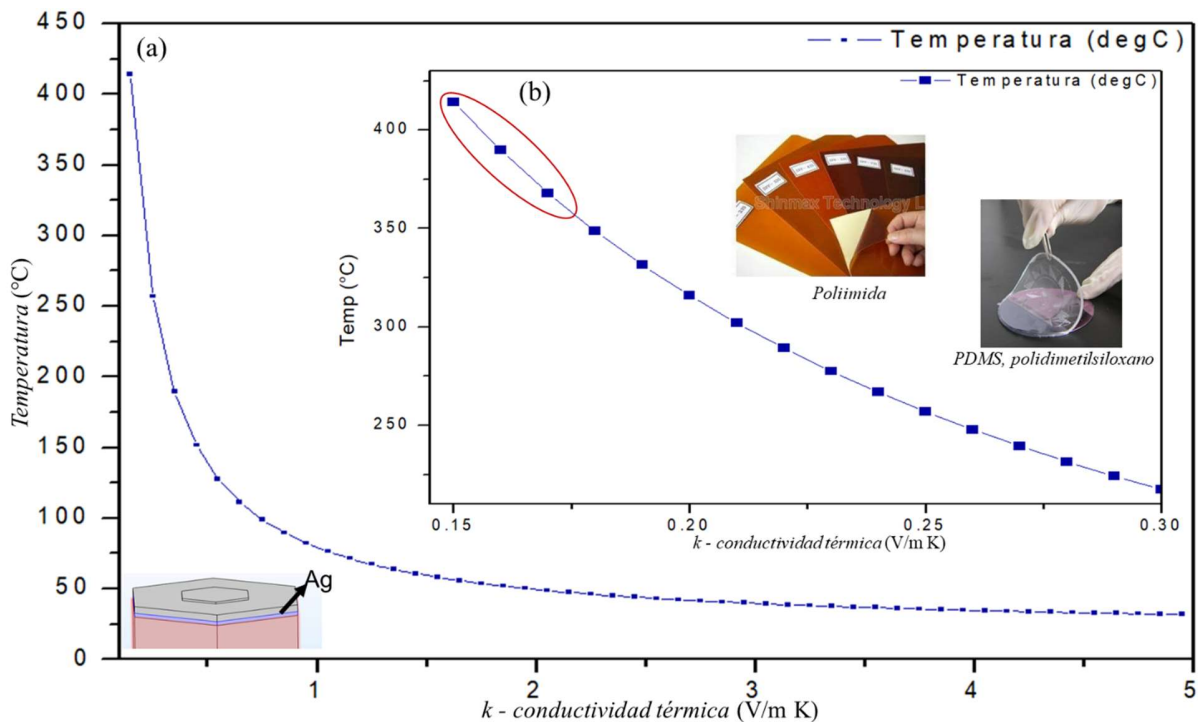


Fig. 5.2: Valor de temperatura máxima alcanzada en la capa de plata promovida por la oem incidente de acuerdo al coeficiente de conductividad térmica del material aislante. (a) k de 0.15 a 4.85 W/m K. (b) valor de k acotado en la región de mayor temperatura alcanzada de acuerdo a la gráfica (a), k de 0.15 a 0.3 W/m K. Imágenes [40], [41] de posibles materiales a utilizar con baja conductividad térmica.

Una posible aplicación para este absorbedor perfecto de radiación entre $\approx 30 - 28$ THz, es un dispositivo termoeléctrico para aprovechar un ΔT entre la capa metálica y la superficie del dispositivo, Seebeck. O un sistema termo disipativo, bolómetro. En cualquier caso es de interés que la temperatura que alcance el metal entre el semiconductor y el aislante sea alta. La Fig. 5.2 (a) representa los resultados del primer análisis donde se parametriza k de 0.15 a 4.85 [V/ m K] con incremento a razón de 0.1 [V/m K], los valores de k según la temperatura alcanzada que resultaron más interesantes para nosotros fueron los acotados entre 0.15 y 0.3 pues se alcanzaron temperaturas entre $\approx 400 - 250$ °C, Fig. 5.2 (b). Los materiales disponibles encontrados en el mercado que tiene valores de conductividad térmica que caen dentro de los valores de interés, $k \leq 0.2$ V/m K, son la poliimida y el PDMS (0.12 y 0.15 V/m K respectivamente [42], [43]). En la simulación se consideró un espesor para este material de 60 μm pero en la realidad estos materiales están disponibles en espesores mayores a las 300 μm a menos que se utilicen en forma líquida, con su coeficiente de viscosidad y usando un *spincoating* en teoría podríamos crear substratos de estos materiales aún más delgados.

Otra característica interesante de estos materiales es que son flexibles, lo cual hace más interesantes los posibles dispositivos y aplicaciones que se pudieran fabricar usándolos como substratos.

5.2 Análisis temporal.

En esta sección se analiza el tiempo requerido en que la capa de plata alcanza su máxima temperatura, fijando un valor de conductividad térmica k , utilizamos el de la poliimida, 0.15 V/m K, de acuerdo al proveedor de la cinta usada en la parte experimental. Se usa el mismo modelo del análisis estacionario, en este caso es un estudio de frecuencia transitoria temporal de 0 a 1 s, con pasos de 0.001 s, la temperatura t_l se inicializa en 20 °C. Los resultados importantes de esta simulación son los valores de temperatura alcanzados en la capa metálica de Ag en función del tiempo, Fig. 5.3 (a) y la propagación del calor en los distintos materiales del modelo, en relación claro a sus propiedades térmicas intrínsecas para cada material, esto se observa en la Fig. 5.3 (b), el espesor de la poliimida en el diseño es de 60 μm y es suficiente para mantener el calor en la región de interés, esto es en la capa metálica entre el semiconductor y el aislante, en la realidad este material tiene alrededor de 300 μm lo cual funcionará aún mejor aislando el calor. Los contornos isotérmicos de la Fig. 5.3 (c) representan como la antena hace de fuente de calor consecuencia de su interacción con la *oem* incidente, y la propagación de esta energía en el medio.

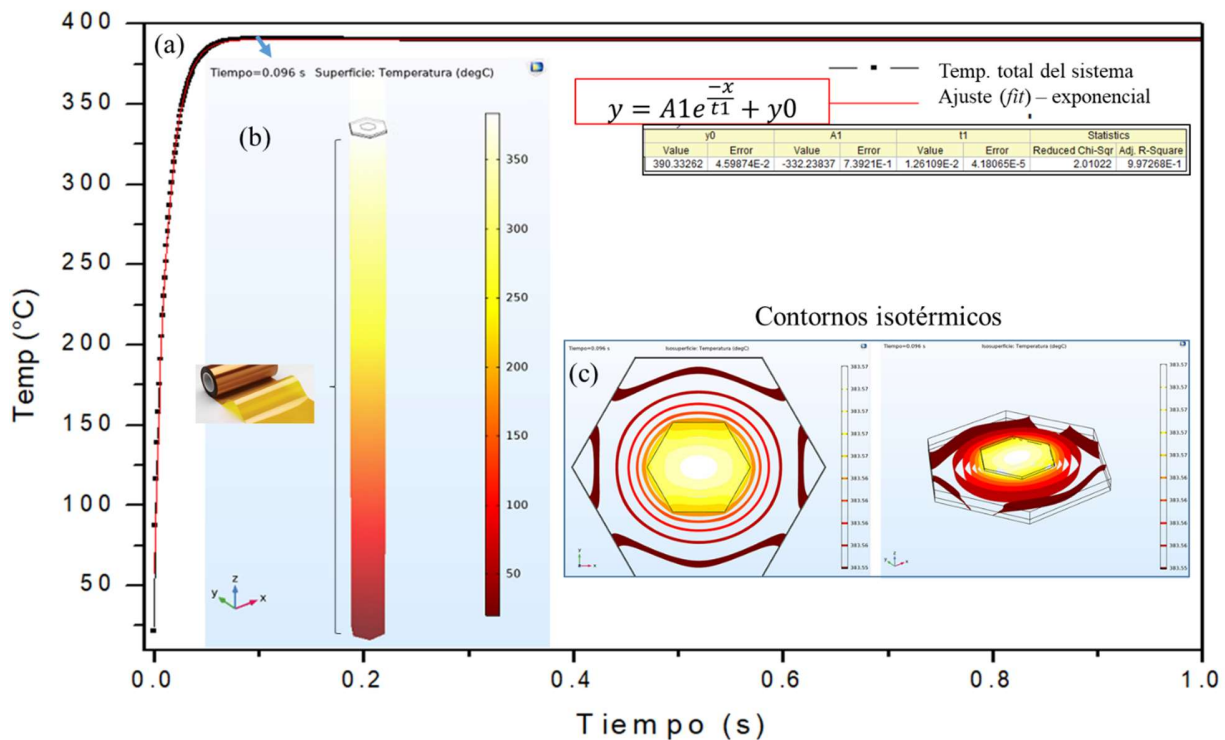


Fig. 5.3: Gráfica temperatura vs Tiempo. Mapeo de la evolución en la intensidad de la temperatura respecto al tiempo, estudio de 0 – 1 s, paso de 1 ms. En rojo se superpone la gráfica de una función exponencial que corresponde al ajuste de los datos.

La temperatura máxima registrada en el estudio 391.04 °C en 96 ms. Según lo observado en la simulación la temperatura se mantiene cuasi constante entre 390 °C y 400 °C. Claro que esto es en un modelo ideal y con ciertas dimensiones, sin embargo los números son de interés suficiente como para proceder a la fabricación de una metasuperficie de antenas hexagonales sobre un substrato que tenga como base alguno de estos dos polímeros (poliimida o PDMS), sobre los cuales se crezcan la capa metálica/semiconductor.

5.3 Fabricación y caracterización.

Las áreas cubiertas de antenas o metasuperficies, MS, que hemos simulado en un sistema MS/semiconductor/metal/aislante-térmico, Fig. 5.8 (b), con la propiedad, en base a los datos obtenidos por FEM, de ser absorbedores cuasiperfectos se fabricaron hasta ahora en áreas de 500×500 μm, considerando que las antenas hexagonales en lo individual tienen un diámetro menor de 1.4 μm cubrir el área mencionada requiere que la alineación del haz de electrones en el microscopio electrónico de barrido, SEM, esté perfectamente alineado, así como pruebas de dosis para determinar la cantidad de μC/cm² necesarios para lograr buena definición en las geometrías antes de los grabados finales, esto para cada tipo de substrato en el que se pretenda hacer la fabricación ya que no se pueden usar las mismas dosis en distintos materiales.

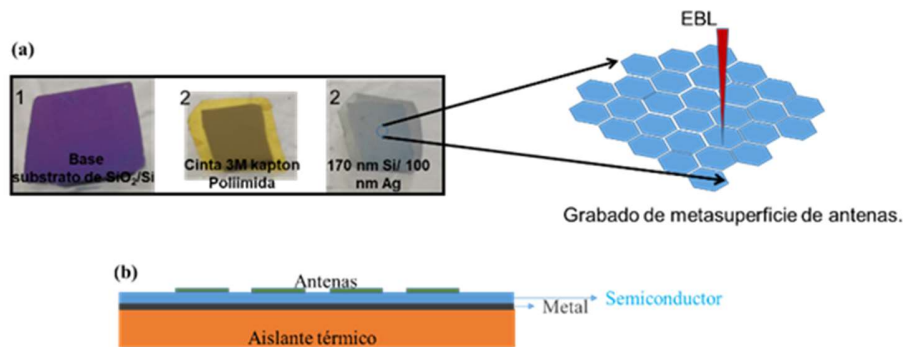


Fig. 5.8: (a) Substratos preparados. 1 base sobre la que se colocó la cinta kapton, poliamida. Un trozo de sustrato de SiO₂/Si para dar soporte durante la manipulación en el proceso de fabricación. 2 poliamida sobre sustrato. 3 poliamida después de depositarle Ag y Si por vaporización. (b) representación de capas del modelo.

Se depositó PMMA sobre los substratos preparados previamente, esta preparación implicó colocar cinta kapton sobre un trozo de oblea de SiO₂/Si, a la cual se le depositaron 100 nm de Ag por pulverización catódica, posteriormente se ingresó para otro proceso similar y colocar la capa de Si de ≈ 170 nm a razón de 15 minutos de proceso, espesor estimado de acuerdo a los técnicos encargado del *sputtering*, Fig. 5.8 (a). Se elaboró el diseño de la metasuperficie de tal modo que el conjunto de antenas cubriera el campo de trabajo deseado, se realizaron 2 pruebas de dosis para el grabado de las antenas, se aplicaron $600 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ de dosis como 100%, a partir de ahí se fue reduciendo en 10% la dosis progresivamente a un conjunto de antenas hasta llegar al 20% de dicha dosis. Después de aplicar un revelado por 50 segundos los mejores resultados en el grabado observados en las pruebas de dosis fue al aplicar entre un 70-80 % de la dosis total, esto es aproximadamente $475 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

El proceso de *lift off* ha sido un problema ya que la resina excedente entre las antenas (en gaps) sigue estando presente, en este paso debería eliminarse aplicando de varios lavados con acetona y exposiciones de ultrasonido. Los resultados en esta primera prueba de fabricación se observan en la Fig. 5.9, se puede ver tanto en microscopio óptico como en SEM que aún hay una gran cantidad de PMMA en el arreglo además de que la geometría de las antenas no es hexagonal sino parecería que hay un sobre revelado.

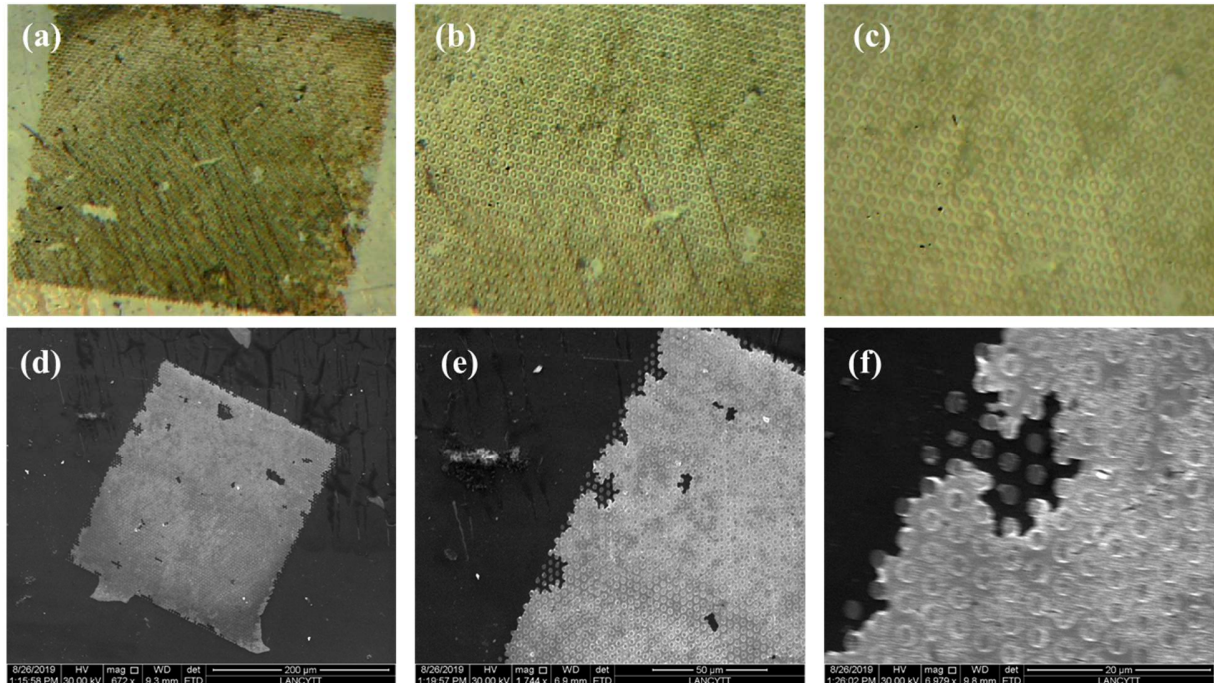


Fig. 5.9: (a) - (c) antenas post-metalizado, microscopio óptico. (d) - (f) imágenes tomadas en SEM.

Para corregir los inconvenientes en el proceso de grabado se verificó y corrigieron algunos detalles que controlan la alineación del haz d electrones, y el tiempo de revelado se reducirá a una exposición inicial de 30 s y a partir de lo observado ir aumentando el tiempo en MIBK (revelador), lo mismo que en el IPA (stopper).

Dado que en la primera prueba la cinta kapton se pegó directamente sobre la base, en el proceso de *lift off* la acetona afecto la cinta y por la manipulación en el proceso ésta se despegó lo que causó que los depósitos de Ag y Si sufrieran daños.

Se prepararon nuevos substratos, en esta ocasión el substrato base se envolvió en la poliamida para reducir la probabilidad de que esta se separe de la base, también se agregaron cables de cobre para una posible caracterización eléctrica. En la Fig. 5.10 (a) se muestra el substrato después de aplicar capa de Ag y en la Fig. 5.10 (b) el inicial solo con la poliamida.

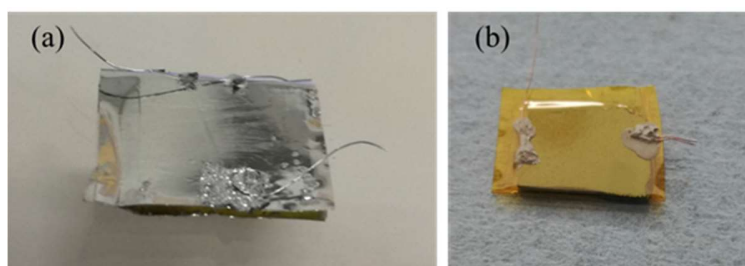


Fig. 5.10: Prueba 2 substratos base envueltos en poliamida para evitar que esta se separe durante el retiro de PMMA excedente (*lift off*). (a) poliamida con película de Ag. (b) substrato previo al depósito de Ag.

Se ingresaron 3 substratos previamente preparados en la Fig. 5.10, al sputtering por 15 minutos depositando aproximadamente 170 nm de silicio, cabe recordar que previo a esto de depositó una

película de 100 nm de Ag. A uno de los 3 substratos se le colocó recubrimientos durante cada uno de los depósitos de Ag y Si, Fig. 5.11 (c), para observar la diferencia entre las capas en el microscopio Helios G4 CX que tiene la capacidad de colocar el *stage* a distintos ángulos y así poder observar la diferencia entre cada uno de los depósitos realizados y posiblemente determinar una aproximación en el espesor de los materiales depositados.

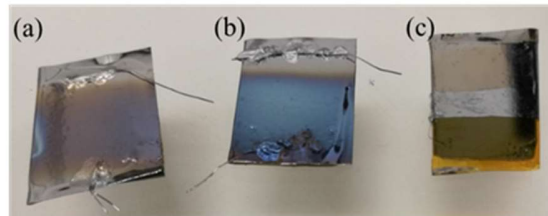


Fig. 5.11: segunda tanda de substratos preparados para la fabricación de la MS.

El depósito del material no fue homogéneo en los 3 substratos, el sujetador de muestras en el *sputtering* donde se deposita Si no se sujeta de modo que mantenga un posición perfectamente paralela al blanco o perpendicular al flujo del pulverizado. Además el blanco de Si no está centrado en la cámara principal por lo que algunos substratos resultan con mayor depósito de material que otros, esta diferencia en el depósito de Si se nota entre los substratos mostrados en la figura 5.11, (b) parece que tuvo una mejor exposición al material depositado respecto a los substratos (a) y (c). El substrato (a) se usó para realizar las pruebas de grabado (pruebas de dosis), (b) que fue la que mejor depósito de silicio tuvo se utilizó para fabricar las antenas una vez que se tengan los parámetros óptimos en el grabado. Por último la (c) se usa para observar con microscopía SEM la diferencia entre los depósitos. Los mejores resultados obtenidos se muestran en las imágenes (a) – (c) de la Fig. 5.12, sin embargo los hexágonos aun no quedan bien definidos.

Se hace una prueba con varios tamaños que van desde 10 – 1 μm , las antenas de 10 μm hasta las de 3 μm son distinguibles en microscopio óptico.

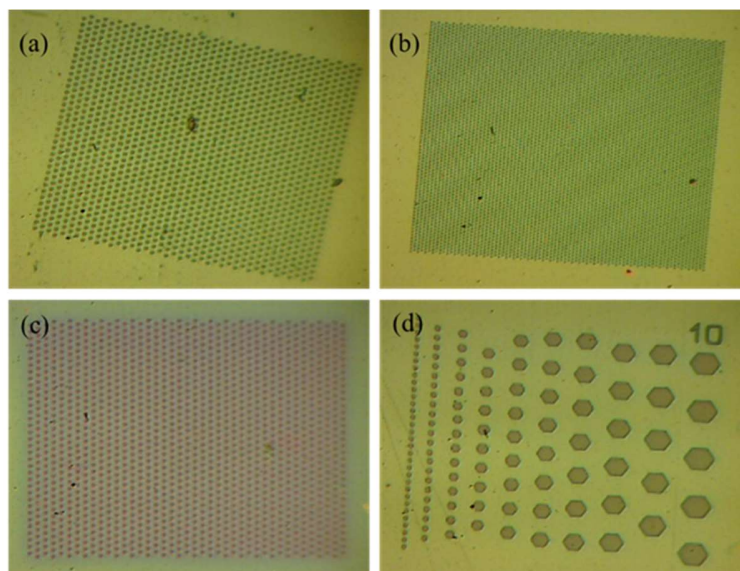


Fig. 5.12: (a) – (c) grabados con mejor definición que se obtubieron durante las pruebas de dosis y revelado. (d) Prueba para determinar el mínimo tamaño de antena grabable usando spot 1 y 475 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ de dosis.

De esta prueba se determinó que con un spot de 1 mm, dosis de $475 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, tamaño de paso ASS, y espaciado de línea ALS, de 12 nm y 8 nm respectivamente los resultados son más efectivos. Con respecto a la fabricación anterior las estructuras tiene mejor definición esto es adjudica a los cambios en el tiempo de revelado, al ajuste en la alineación y al optimizado de los parámetros previo a cada proceso. Al final el sustrato con el mejor depósito de silicio se utilizó para hacer el arreglo de $500 \times 500 \mu\text{m}$ con los parámetros de grabado ideales. Estos fueron: Dosis $350 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, ASS y ALS de $0.012 - 0.008 \mu\text{m}$ respectivamente, y una corriente de 0.0115 nA . Los resultados del grabado observado en microscopio óptico se muestran en la Fig. 5.13 El tiempo de revelado aplicado fue de 45 segundos. Aunque la resolución no es óptima para caracterizar la morfología del grabado, se procede a metalizar el diseño.

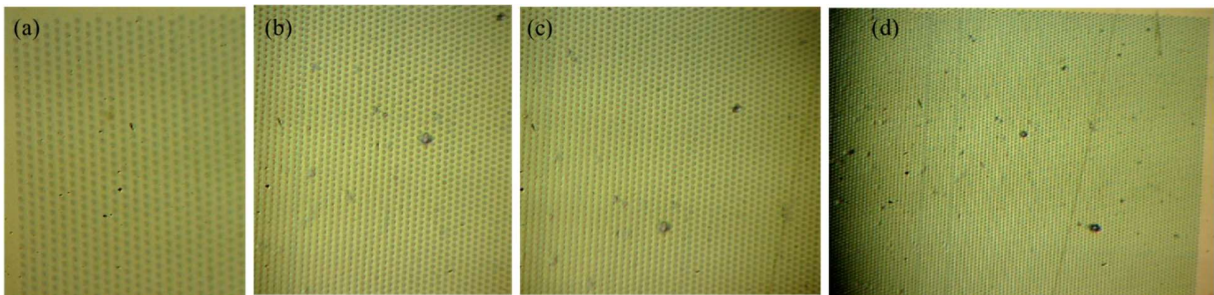


Fig. 5.13: (a) - (d) diseño revelado y observado en microscopio óptico.

En el proceso de lift-off nuevamente se tuvo el problema con la resina excedente situada entre las antenas, no se retiró simplemente con sumergir el sustrato en acetona aun cuando se dejó un par de horas en remojo con este solvente, para lograr despegar esa resina se colocó el sustrato en un recipiente con acetona y cierre hermético para evitar evaporación durante el calentamiento aplicado en parrilla eléctrica a $\sim 60^\circ\text{C}$ durante 1 hora. Se observó que a pesar de que se depositan 270 nm de material aproximadamente, (la suma entre la capa de 100 nm de Ag y 170 nm de Si) sobre la poliimida, aún se observan estrías en la superficie del sustrato, estas estrías son el resultado del proceso de fabricación de la cinta. Se observa en la Fig 5.14 (b) que algunas partes del depósito de Si/Ag se fractura, esto se adjudica a la manipulación de la cinta de poliimida que se despegó del sustrato solido usado como base durante el proceso donde estuvo en la acetona caliente por 1 hora, ver Fig. 5.14 (e) – (h).

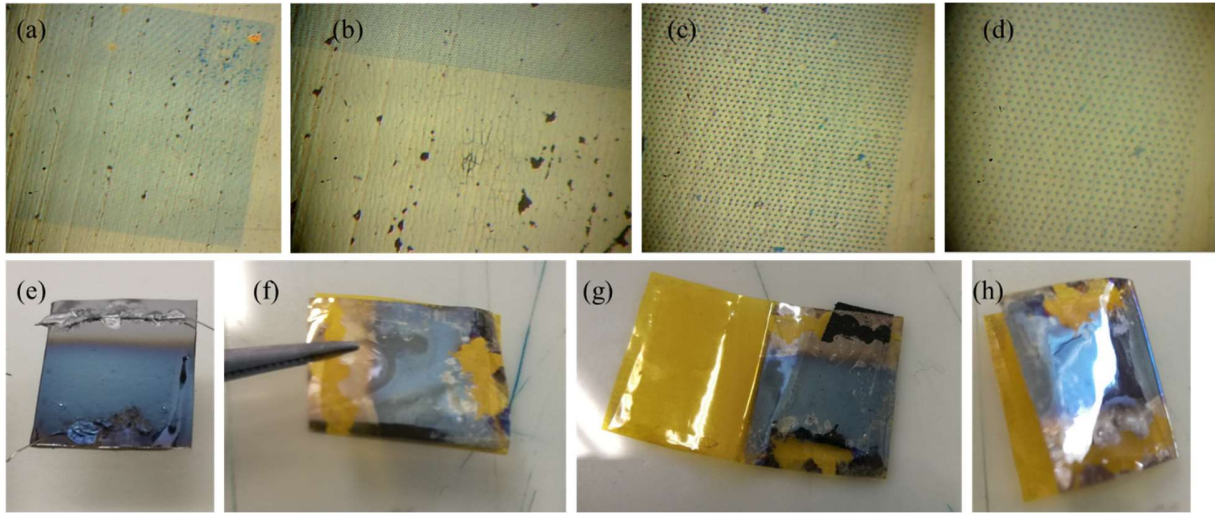


Fig. 5.14: (a) – (d) Metasuperficie de antenas hexagonales metalizadas. (e) – (h) sustrato después del proceso de lift off.

Se prepararon nuevos sustratos 2 con poliimida (cinta kapton) sobre sustrato rígido de SiO_2/Si se envuelve mejor de modo que la cinta soporte sin despegarse el proceso de *lift-off*, para evitar generar daños mínimos en los depósitos, dichos sustratos se muestran en la Fig. 5.15.

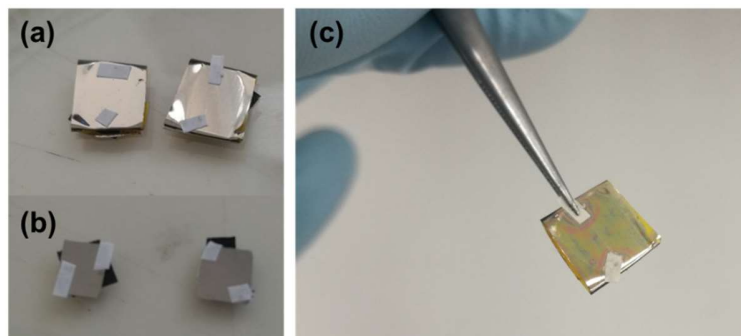


Fig. 5.15: (a) sustrato de poliimida. (b) sustrato SiO_2/Si . (c) sustrato de poliimida listo para grabado.

Los resultados de la MS grabada se muestran en las imágenes de la Fig. 5.16 (a) – (c). Las imágenes (d) – (f) son de la metasuperficie metalizada posterior al *lift off*.

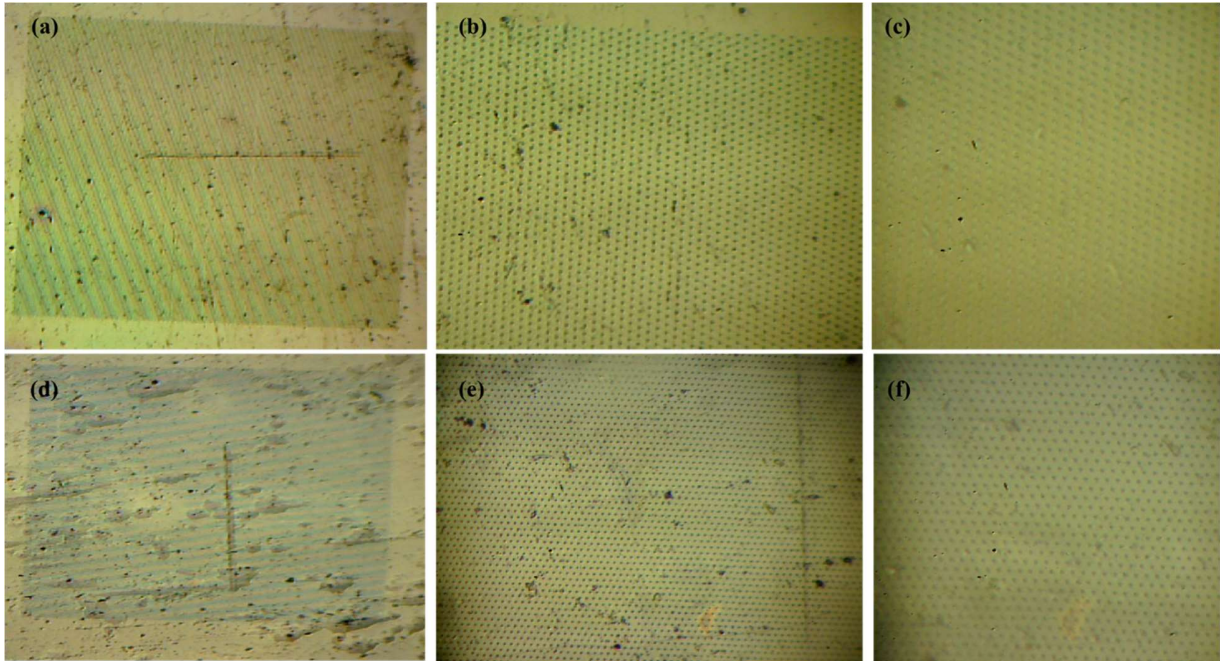


Fig. 5.16: MS grabada y metalizado sobre la configuracion de materiales depositados: 170nm Si/100 nm Ag/cinta poliimida.

La cinta kapton de poliimida al parecer tiene muchas imperfecciones derivadas del proceso de fabricación, manipulación entre otras cosas, no es un producto que pase por inspecciones que cumplan los requisitos para fabricar micro y nanoestructuras sobre su superficie o al menos no en la presentación que estamos manejando, la presentación de la cinta que utilizamos se ve en la Fig. 5.17 (a) Resultaría interesante probar con alguna presentación líquida y fabricar nuestras propias obleas o buscar una que tenga mejores características para nuestro interés. Algunas presentaciones que hay en el mercado y que me resultan interesantes para trabajar son las mostradas en la Fig. 5.17. (b) – (c).

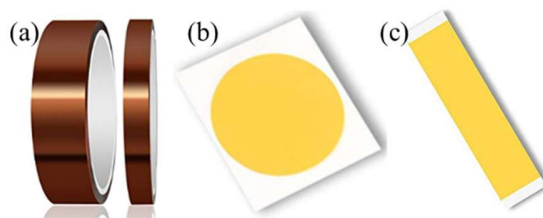


Fig. 5.17: (a) Presentación de la cinta kapton, (poliimida o Polyimide) usada en este proyecto. (b) TapeCase 7413, poliimida/adhesivo-silicón 3M, -100 a 500 °F. (c) TapeCase Poliimide cinta w/adhesivo acrílico - de 3M 1218, grado industrial 3 mil, altas temperaturas, para aplicaciones eléctricas, resistente a solvente.

Capítulo 6. Conclusiones y discusión.

- Se diseñaron, analizaron, fabricaron y caracterizaron estructuras resonantes metálicas (antenas), sintonizadas en el IR sobre sustratos diversos: SiO₂ y poliimida.
- Se realizó un modelo optimizado óptico y multifísica (óptico-térmico) usando COMSOL multiphysics, en los cuales se obtuvo información sobre la respuesta óptica neta de las antenas hexagonales como absorción – dispersión *cross section*, su eficiencia de absorción y dispersión, disipación de potencia absorbida. Los modelos constan de tres análisis principales:
 - entorno ideal para obtener la información sobre el comportamiento óptico neto de la estructura resonante del cual se obtuvo un comparativo entre antena dipolo clásico, antena disco y antena hexagonal usadas para interactuar con una *oem* polarizada linealmente en x e y , concluimos que la antena disco y hexagonal por su simetría responden de modo similar ante los dos tipos de polarización, además la hexagonal mostró una mayor eficiencia en absorción que la antena disco al comparar la Q .
 - el modelo realista, antena/substrato, utilizado para observar el capo de fondo según los materiales del medio seleccionado y como la antena o estructura altera este campo según sus propiedades de absorber, dispersar la energía considerando la relación entre dimensión de estructura y longitud de onda de la *oem* involucrada; de los datos obtenidos se observó que la antena hexagonal absorbe y concentra en sus caras perpendiculares a la polarización de la *oem*, que emite radiación focalizada por debajo de su morfología hacia el sustrato, en el caso donde se usó sustrato de SiO₂ éste tiende a absorber la mayor parte de la energía de la *oem*, usando silicio como sustrato la energía emitida por las antenas se pudo confinar para ser llevada e incidir en un material metálico y así generar calentamiento por efecto joule que se pretende usar para generar ΔT .
 - por último entorno periódico, utilizado para crear una proyección en el plano de las estructuras bajo estudio, dependiendo de la forma en que se quiera la distribución del arreglo de antenas es como se determina la geometría del medio envolvente, de esta parte se obtuvo la información sobre el comportamiento óptico de un conjunto de antenas distribuidas en un patrón hexagonal.
- Se diseñó un primer arreglo de estructuras hexagonales con una distribución de “rosetas” compuestas por 7 hexágonos uno central y 6 a su alrededor en una configuración matricial que abarca 250 x 250 μm , las antenas fabricadas resultaron con un tamaño del 82.9% (3.31 μm en promedio) respecto a las esperadas (4 μm). La separación entre los elementos fue en promedio de 0.427 μm equivalente a un 12.9% del tamaño de las antenas fabricadas. sobre un sustrato de SiO₂ /Si con 300 nm y $\approx 500\mu\text{m}$ respectivamente.
- Se ha comprobado por simulación *FEM* y caracterización FTIR (reflectancia) que los sustratos de silicio con una capa de 300 nm SiO₂ resultan poco eficientes como aislantes térmicos ya que el espesor es demasiado pequeño (considerando los utilizados en el trabajo,

con 300 nm y 1.2 μm de fábrica) y no es suficiente para mantener el calor en su superficie de tal modo que los gradientes de temperatura se generen en el plano.

- Se ha analizado cómo la antena perturba y redistribuye en su morfología el campo eléctrico de fondo de un *a oem* en un entorno entre dos materiales con índices de refracción distintos (aire - semiconductor). Las antenas concentran gran cantidad de la energía que absorben hacia debajo de ellas, fenómeno que se aprovechó colocando un semiconductor que confine esa energía y ayude a transportarla a una capa metálica con espesor nanométrico (100 nm) que la reciba y se caliente por efecto joule. Así pues, mediante paquetes de computación multifísica con elementos finitos, se ha analizado la distribución de energía. En particular, una vez obtenida la energía dirigida hacia la parte inferior de las estructuras (hacia el sustrato), se trató de aprovechar ésta colocando un semiconductor bajo de las antenas para que confine esa energía y la transporte hacia un receptor metálico, una nanocapa metálica que pueda absorber y así aprovechar un fenómeno disipativo para una posible aplicación como sensor o termoelectrico usando la diferencia de temperaturas entre la MS-antenas y dicha nanocapa metálica.
- Se ha comprobado la capacidad de la poliimida, PDMS, como sustrato aislante para dispositivos termoelectricos. Ello se debe al valor de su coeficiente térmico por debajo de 0.15 [V/m K]. Además son sustratos económicos y disponibles ya en el mercado, son flexibles lo que permite que sirvan como recubrimientos de superficies no necesariamente planas. En el caso del PDMS incluso es bio-compatible y de acuerdo a los resultados realizados será muy interesante seguir trabajando con estos materiales.
- Hemos valorado que la fabricación de metasuperficies de antenas IR u ópticas es un estudio interesante que valdría la pena explorar más a fondo usando distintas geometrías para aumentar la eficiencia en absorción, probar con otros semiconductores y/o metales con propiedades físicas que promuevan el aumento de la respuesta deseada, por ejemplo que el metal que sirve de espejo, (nano capa metálica bajo el semiconductor) y el metal usando en la superficie del semiconductor o incluso el semiconductor mismo tengan coeficientes Seebeck tales que la diferencia entre sus valores sea muy grande y promover un mayor potencial que beneficiaría la corriente directa producida para el caso de un dispositivo termoelectrico.

Además de las anteriores conclusiones, podemos considerar que este trabajo de investigación nos ha dado pie a continuar con varias ideas prometedoras para realizar trabajo de simulación y fabricación utilizando un equipo de litografía por haz de electrones y quizás llevarlo a un proceso de nano impresión para poder así crear arreglos de antenas mayores y dispositivos con un mayor potencial de aplicación.

Capítulo 7. Trabajo a futuro

Publicación del trabajo efectuado en ésta tesis en un artículo.

Continuar con la fabricación de MS de antenas sobre poliimida para lograr obtener un dispositivo funcional el cual pueda ser caracterizado experimentalmente y medir si da una diferencia de potencial entre la superficie de antenas y la nanocapa metálica colocada en la parte inferior de la configuración *MS-antena/semiconductor/metal/aislante*, comprobando así lo que en teoría ya hemos obtenido.

Diseñar nuevos arreglos jugando con otros materiales considerando sus constantes dieléctricas y energías de band gap en el caso de semiconductores para obtener un dispositivo de nanocapas superpuestas que respondan eficientemente a radiaciones del IR u óptica con el fin de lograr sistemas altamente absorbedores, disipativos, termoeléctricos por mencionar algunos.

Muchas ideas han surgido a partir de este trabajo, por un lado el uso de sustratos flexibles como la poliimida y el PMDS tienen excelentes propiedades como aislantes eléctricos y térmicos además de estar disponibles en el mercado en distintas presentaciones y a costos accesibles, al dominar la fabricación de estructuras en su superficie ya sea por alguna técnica de litografía o nanoimpresión y teniendo acceso a más semiconductores para depositar se podrían diseñar dispositivos flexibles funcionales que recubran una gran variedad de superficies con el fin de aprovechar la radiación IR haciendo más eficientes los dispositivos fotovoltaicos ya existentes y que se ven afectados en su eficiencia por el calor que se genera en ellos.

Referencias.

- [1] F. Gonzalez, “Thermal simulation of breast tumors,” *Rev. Mex. Física*, vol. 53, Aug. 2007.
- [2] F. Gonzalez, “Theoretical and clinical aspects of the use of thermography in non-invasive medical diagnosis,” *Biomed. Spectrosc. Imaging*, vol. 5, pp. 347–358, Oct. 2016.
- [3] J. D. Medina-Preciado, E. S. Kolosovas-Machuca, E. Velez-Gomez, A. Miranda-Altamirano, and F. J. González, “Noninvasive determination of burn depth in children by digital infrared thermal imaging,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 18, no. 6, p. 061204, Jun. 2013.
- [4] “Copa de Licurgo,” *Wikipedia, la enciclopedia libre*. 28-Jul-2019.
- [5] “The Antenna History Page.” [Online]. Available: <http://www.antenna-theory.com/intro/history.php>. [Accessed: 21-Nov-2019].
- [6] “Infrared Antennas and Resonant Structures | (2017) | Alda | Publications | Spie.” [Online]. Available: <http://spie.org/Publications/Book/2282287?SSO=1>. [Accessed: 05-Sep-2019].
- [7] G. D. B. E. L. Dereniak, “Infrared Detectors and Systems | Optical Communications | Communication Technology | General & Introductory Electrical & Electronics Engineering | Subjects | Wiley,” *Wiley.com*. [Online]. Available: <https://www.wiley.com/en-us/Infrared+Detectors+and+Systems-p-9780471122098>. [Accessed: 14-Sep-2019].
- [8] “Divide and conquer.” [Online]. Available: <http://spie.org/news/divide-and-conquer>. [Accessed: 17-Aug-2019].
- [9] G. Moddel and S. Grover, Eds., *Rectenna Solar Cells*. New York: Springer-Verlag, 2013.
- [10] L. Novotny and B. Hecht, “Principles of Nano-Optics by Lukas Novotny,” *Cambridge Core*, Sep-2012. [Online]. Available: [/core/books/principles-of-nanooptics/E884E5F4AA76DF179A1ECFDF77436452](http://core/books/principles-of-nanooptics/E884E5F4AA76DF179A1ECFDF77436452). [Accessed: 17-Aug-2019].
- [11] M. Agio and A. Alù, *Optical Antennas*. Cambridge University Press, 2013.
- [12] A. Cuadrado, M. Silva-López, F. Gonzalez, and J. Alda, “Optimization of distributed bolometers coupled to optical antennas in the infrared,” *Proc SPIE*, vol. 8785, Nov. 2013.
- [13] A. Harfín, “Clayton RPaul Introduction to Electromagnetic Compatibility.”
- [14] A. Cuadrado Conde and A. Cuadrado Conde, “Estructuras resonantes para nanofotónica,” info:eu-repo/semantics/doctoralThesis, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, 2015.
- [15] N. Berkovitch, P. Ginzburg, and M. Orenstein, “Nano-plasmonic antennas in the near infrared regime,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 24, no. 7, p. 073202, Feb. 2012.
- [16] G. D. Boreman, “Infrared Antennas,” in *Frontiers in Optics 2008/Laser Science XXIV/Plasmonics and Metamaterials/Optical Fabrication and Testing (2008)*, paper FThV1, 2008, p. FThV1.
- [17] R. K. Wangsness, *Campos electromagnéticos*. Limusa, 1997.
- [18] “Espectro electromagnético.” [Online]. Available: <https://iie.fing.edu.uy/proyectos/esopo/eem/>. [Accessed: 04-Oct-2019].
- [19] A. M. Fox and D. of P. and A. M. Fox, *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 2001.
- [20] J. R. Baker-Jarvis, G. M. Free, R. F. Kaiser, and M. D. Janezic, “DC Conductivity Measurements of Metals,” 2004.
- [21] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York, NY: Springer US, 2007.
- [22] L. Novotny, “Effective Wavelength Scaling for Optical Antennas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, no. 26, p. 266802, Jun. 2007.

- [23] W. T. Sethi, O. de Sagazan, H. Vettikalladi, H. Fathallah, and M. Himdi, “Yagi-Uda nantenna for 1550 nanometers optical communication systems,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 60, no. 9, pp. 2236–2242, Sep. 2018.
- [24] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, 2005.
- [25] Y. Rahmat-Samii, L. I. Williams, and R. G. Yaccarino, “The UCLA bi-polar planar-near-field antenna-measurement and diagnostics range,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 37, no. 6, pp. 16–35, Dec. 1995.
- [26] P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny, “Optical Antennas,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 1, no. 3, p. 438, Nov. 2009.
- [27] S. W. Hell and J. Wichmann, “Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 11, p. 780, Jun. 1994.
- [28] T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink, L. Kuipers, and N. F. van Hulst, “ $\lambda/4$ Resonance of an Optical Monopole Antenna Probed by Single Molecule Fluorescence,” *Nano Lett.*, vol. 7, no. 1, pp. 28–33, Jan. 2007.
- [29] C. Höppener and L. Novotny, “Antenna-Based Optical Imaging of Single Ca^{2+} Transmembrane Proteins in Liquids,” *Nano Lett.*, vol. 8, no. 2, pp. 642–646, Feb. 2008.
- [30] T. S. van Zanten, M. J. Lopez-Bosque, and M. F. Garcia-Parajo, “Imaging Individual Proteins and Nanodomains on Intact Cell Membranes with a Probe-Based Optical Antenna,” *Small*, vol. 6, no. 2, pp. 270–275, Jan. 2010.
- [31] E. Briones *et al.*, “Seebeck nanoantennas for the detection and characterization of infrared radiation,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 106, pp. A1538–A1546, Oct. 2014.
- [32] E. Briones, J. Alda, and F. Gonzalez, “Conversion efficiency of broad-band rectennas for solar energy harvesting applications,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. A412–A418, May 2013.
- [33] B. Mora-Ventura, R. Díaz de León, G. García-Torales, J. L. Flores, J. Alda, and F. J. González, “Responsivity and resonant properties of dipole, bowtie, and spiral Seebeck nanoantennas,” *J. Photonics Energy*, vol. 6, no. 2, p. 024501, May 2016.
- [34] S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, and P. Belov, “Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas (Laser Photonics Rev. 11(1)/2017),” *Laser Photonics Rev.*, vol. 11, no. 1, p. 1770001, 2017.
- [35] M. I. Stockman, “Nanofocusing of Optical Energy in Tapered Plasmonic Waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 13, p. 137404, Sep. 2004.
- [36] Mexpolimeros, “Reticulación,” *Polimeros termoplasticos, elastomeros y aditivos*. [Online]. Available: <https://www.mexpolimeros.com/reticulacion.html>. [Accessed: 18-Sep-2019].
- [37] F. Neubrech *et al.*, “Resonances of individual metal nanowires in the infrared,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 25, p. 253104, Dec. 2006.
- [38] “RefractiveIndex.INFO - Refractive index database.” [Online]. Available: <https://refractiveindex.info/>. [Accessed: 19-Oct-2019].
- [39] D. B. Williams and C. B. Carter, “X-ray Spectrometry,” in *Transmission Electron Microscopy: A Textbook for Materials Science*, D. B. Williams and C. B. Carter, Eds. Boston, MA: Springer US, 2009, pp. 581–603.
- [40] Gang Li*, Qiang Chen, and Jianlong Zhao, “A simple and economical holder for casting PDMS chips.”
- [41] “Taiwán Reforzador de Película Poliimida para FPC | Taiwantrade.” [Online]. Available: <https://es.taiwantrade.com/product/reforzador-de-película-poliimida-para-fpc-599172.html>. [Accessed: 27-Oct-2019].

- [42] "Polyimide." [Online]. Available: <http://www.mit.edu/~6.777/matprops/polyimide.htm>. [Accessed: 27-Oct-2019].
- [43] "PDMS." [Online]. Available: <http://www.mit.edu/~6.777/matprops/pdms.htm>. [Accessed: 27-Oct-2019].
- [44] "Refractive index of Ag (Silver) - Ciesielski." [Online]. Available: <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Ag&page=Ciesielski>. [Accessed: 09-May-2019].