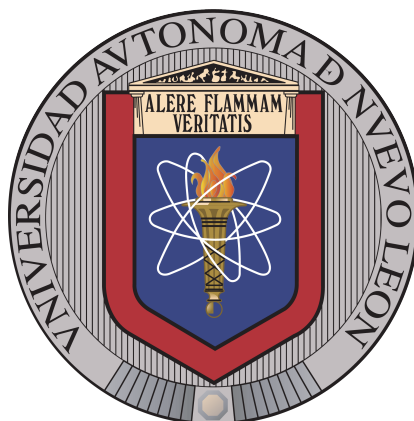


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS



MICROLENTES PLASMÓNICAS BASADAS EN
METAMATERIALES DE NITRURO DE TITANIO

POR

ADRIANA INCLÁN LADINO

COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA

DICIEMBRE 2021

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS



MICROLENTES PLASMÓNICAS BASADAS EN
METAMATERIALES DE NITRURO DE TITANIO

POR

ADRIANA INCLÁN LADINO

COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA

DICIEMBRE 2021



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

Los miembros del Comité de Tesis recomendamos que la Tesis «Microlentes plasmónicas basadas en metamateriales de Nitruro de Titanio», realizada por la alumna Adriana Inclán Ladino, con número de matrícula 1887284, sea aceptada para su defensa como requisito parcial para obtener el grado de Doctor en Ingeniería Física.

Comité de Tesis

Dr. Manuel García Méndez
Asesor

Dr. Ricardo Téllez Limón
Co-asesor

Dr. Víctor Manuel Coello Cárdenas
Revisor

Dr. Arturo Alberto Castillo Guzmán
Revisor

Dra. Raquel Mendoza Reséndez
Revisor

San Nicolás de los Garza, Nuevo León. Diciembre 2021

A Dios.

A mis amados padres Alfredo[†] y Eloina.

A mis hermanos Iveth, Gema y Alfredo.

*A mis amigos y a quienes, sin saberlo, al brindarme un
gesto amable me alentaron a seguir.*

AGRADECIMIENTOS

A quienes aportaron los recursos y a CONACYT tanto para la beca que me otorgó para la realización de mis estudios de doctorado como para el proyecto de Ciencia Básica.

A mi asesor, Dr. Manuel por su apoyo, tiempo, por compartirme su conocimiento, sus consejos, y sobretodo por la paciencia que me tuvo; al Dr. Abel y su estudiante Paulina del CICFIM; al Dr. Rafael Salas Montiel por su amabilidad, paciencia y enseñanzas durante mi estancia en la UTT. Al comité de tesis por su tiempo para leer y darme sus acertadas observaciones y recomendaciones que nutrieron el proyecto. Al personal académico y administrativo, de las instituciones que me abrieron las puertas para el desarrollo del proyecto, por su apoyo oportuno.

Dr. Victor gracias por aceptarme en su grupo de trabajo y en la UFM CICESE, por brindar lo necesario para mi llegada a Monterrey y mi crecimiento académico. Al Doc Rodolfo por su ayuda en el laboratorio, las pláticas y consejos, por su disposición a llevarme a la parada del Transmetro cuando mi asesor no podía.

A don Victor, don Vicente y doña Moni[†] que siempre me mostraron su rostro amigable cada que llegaba o me retiraba de la UFM de CICESE.

Doc Luis Arroyo, gracias por su paciencia, su disposición a aclarar mis dudas, por su pasión que transmitió durante sus cursos en la preparatoria vespertina del CELMA y en los cursos en la BUAP que me motivaron a adentrarme al mundo de la física y la óptica. Doc Job, muchas gracias por todas las comidas, cenas, charlas y

discusiones, por tu conocimiento compartido, tiempo para escucharme y orientarme, por darme tu apoyo, el ejemplo de la perseverancia y por siempre creer en mí.

Doc Ricardo, gracias por todo su conocimiento compartido y orientación, tiempo, dedicación, paciencia, por esas idas y regresos, por estar pendiente de mí desde mi llegada a Monterrey, sus pláticas motivantes y su amistad. A Fer por su ayuda en las mediciones.

A mis muy estimados amigos Fabiola, Fidel, Marina, Raúl, del CICFIM; a Masud, Roberto, Rosa María, Josué y Joel de la UFM CICESE; a los seguidores de la Chinua (Aaron y Mauricio), Fanny y Eduardo que conocí en la UTT; a todos ustedes gracias por las pláticas, las comidas, los cafés, las partidas de futbolito, que daban un empujoncito al ánimo para seguirle.

A los integrantes de Kadosh, a las hermanas, los pacientes y voluntarios de la Casa de Simón de Betania; a los integrantes de Shalom que junto a ellos realizaba actividades de fines de semana que llenaban el alma. Al P. Jorge y al P. Roberto, a Gris, Rosy, Cande[†] por su cálido recibimiento en Monterrey.

A Karen, Brendita, Alfredo, Dany, Diego, Erasmo por todas las experiencias compartidas, su apoyo, su cariño, su confianza, por hacer mis fines de semana tan agradables, desestresantes y reconfortantes, por hacerme sentir siempre en familia cuando estoy lejos de la mía. Y Uriel, además quiero agradecerte por tu apoyo incondicional en uno de los momentos cruciales de mi vida y en estos últimos meses.

A mis amados padres y mis hermanos por ser mi sostén, mi refugio, mi motor, por su apoyo y amor incondicional, por todo. Tía Bety y Mary, gracias por estar ahí en los momentos difíciles.

A Dios por ponerme a las personas indicadas para llegar a esta meta.

¡A todos gracias, muchas gracias!

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	VI
Resumen	XVI
Objetivos	XVIII
1. Introducción	1
2. Conceptos fundamentales	9
2.1. Metamateriales ópticos	9
2.1.1. Metalentes	11
2.2. Nitruro de Titanio	13
3. Métodos y materiales	19
3.1. Diseño de metalentes plasmónicas	19
3.1.1. Método de la ecuación integral	22
3.2. Técnicas de fabricación	26

3.2.1. Fabricación de películas delgadas de TiN mediante erosión iónica reactiva	26
3.2.2. Micro y nano-estructuración de películas delgadas	29
3.3. Técnicas de caracterización	31
3.3.1. Microscopía de barrido electrónico (SEM)	31
3.3.2. Espectroscopía UV-Vis	33
3.3.3. Elipsometría	34
3.3.4. Reflectometría óptica	34
3.3.5. Microscopía de fuerza atómica (AFM)	35
3.3.6. Resonancia de plasmón polaritón de superficie por reflexión totalmente atenuada (ATR)	36
4. Resultados	38
4.1. Películas de TiN	38
4.2. Metalentes plasmónicas	44
4.2.1. Diseño de metalentes plasmónicas de TiN	45
5. Resumen y conclusiones	65
A. Fabricación de microlentes de Oro	69
Productividad científica	87
A.1. Artículos publicados	87
A.2. Estancias nacionales y en el extranjero	87

A.3. Congresos internacionales	88
A.4. Congresos nacionales	88

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1. Todos los materiales pueden ser clasificados dentro de alguna de las combinaciones de su permitividad eléctrica, ϵ , y permeabilidad magnética, μ	10
2.2. Diagrama de fase para el TiN.	15
2.3. Estructuras cristalinas para TiN a) $\alpha-Ti$, b) $\beta-Ti$, c) Ti_2N , d) $\delta-Ti$ y e) $\delta'-TiN$	16
2.4. Enlaces electrónicos en el TiN para el plano (100) del $\delta-TiN$ a) enlace σ , b) enlace π y c) enlace σ	17
3.1. Representación del funcionamiento de elementos ópticos convencionales a) lente convergente y b) biprisma de Fresnel, y de metalentes plasmónicas con fase c) esférica y d) biprisma de Fresnel.	20
3.2. Esquema de una cámara de alto vacío. a) Soporte del sustrato, b) soporte del blanco, c) magnetrón, d) conexión a fuente de poder RF/DC, e) calentador y termopar, f) sensor de cuarzo (sensor de espesor), g) conexión del sensor a PC, h) sistema de bombas mecánica y turbomolecular, i) entradas individuales de gases.	28
3.3. Representación del proceso para nanoestructurar mediante litografía.	30

3.4. Resonancia de plasmón por ATR. a) Esquema de una configuración Kretschmann-Raether y b) curva de una resonancia de plasmón superficial por ATR.	37
4.1. Curvas experimentales de la caracterización por elipsometría de las películas delgadas de TiN en el espectro visible comparadas con Au. a) Parte real y b) parte imaginaria de la permitividad eléctrica. . . .	40
4.2. Curva de transmitancia para las muestras TiN ₁ , TiN ₂ , TiN ₃ y TiN ₄ . La transmitancia disminuye para la película más gruesa (TiN ₁). . . .	42
4.3. Películas de TiN. a) y c) Fotografías de las muestras TiN ₁ y TiN ₂ respectivamente, la diferencia de color es notable a distintos tiempos de depósito; b) y d) imágenes AFM de las películas TiN ₁ y TiN ₂	43
4.4. Curvas de ATR para tres longitudes de onda para excitar el plasmón superficial en la película de TiN ₁	44
4.5. Distribución de anchos para metalentes plasmónicas de TiN y Au diseñadas para a) $\lambda = 808$ nm, b) $\lambda = 633$ nm y c) $\lambda = 532$ nm considerando un grosor de la película metálica $t = 300$ nm.	46
4.6. Distribución de anchos para metalentes plasmónicas de gran profundidad de foco de TiN y Au diseñadas para $\lambda = 633$ nm, con un grosor de película $t = 300$ nm para ángulos a) $\gamma = 1^\circ$, b) $\gamma = 5^\circ$ y c) $\gamma = 9^\circ$	47
4.7. Mapas de intensidad para metalentes plasmónicas convergentes con distancia focal de diseño $f = 2.5 \mu m$ basadas en Au para a) $\lambda = 532$ nm, c) $\lambda = 633$ nm y e) $\lambda = 808$ nm, y para metalentes plasmónicas basadas en TiN para b) $\lambda = 532$ nm, d) $\lambda = 633$ nm y f) $\lambda = 808$ nm. El grosor de las películas metálicas es de $t = 300$ nm.	49

- 4.8. Mapas de intensidad debido a la dependencia cromática de las metalentes plasmónicas convergentes diseñadas para $\lambda = 532$ nm y distancia focal $f = 2.5 \mu m$ basadas en Au para a) $\lambda = 532$ nm, c) $\lambda = 633$ nm y e) $\lambda = 808$ nm, y para metalentes plasmónicas basadas en TiN para b) $\lambda = 532$ nm, d) $\lambda = 633$ nm y f) $\lambda = 808$ nm. El grosor de las películas metálicas es de $t = 300$ nm. La distancia focal se acerca más a la lente para longitudes de onda mayor. 53
- 4.9. Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633$ nm y un ángulo $\gamma = 1^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece. 55
- 4.10. Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633$ nm y un ángulo $\gamma = 5^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece. 56
- 4.11. Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633$ nm y un ángulo $\gamma = 9^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece. 57
- 4.12. Comportamiento de la razón de aspecto para metalentes plasmónicas de Au y TiN en función del número de nano-rendijas con parámetros de diseño $\lambda = 633$ nm, $\gamma = 5^\circ$ y $t = 300$ nm. 60

4.13. Dependencia cromática de las metalentes plasmónicas de TiN. Mapas de intensidad con sus correspondientes perfiles transversal y axial de las metalentes plasmónicas diseñadas para $\lambda = 633$ nm, $\gamma = 5^\circ$, $t = 300$ nm y 51 nano-rendijas que fueron iluminadas con un haz Gaussiano con tres diferentes longitudes de onda: a) $\lambda = 532$ nm, b) $\lambda = 633$ nm y c) $\lambda = 808$ nm. La PF aumenta cuando la longitud de onda se reduce, pero la eficiencia de transmisión se incrementa.	62
4.14. Comparación de las metalentes diseñadas con los valores de la tabla 4.1 para los tres materiales. Au y TiN variando la longitud de onda λ con parámetros de diseño: $\gamma = 9^\circ$, $t = 300$ nm y 51 nano-rendijas. . .	63
A.1. Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633$ nm y $\gamma = 1^\circ$	71
A.2. Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633$ nm y $\gamma = 5^\circ$	72
A.3. Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633$ nm y $\gamma = 9^\circ$	72
A.4. Imagen tomada con un microscopio óptico de las estructuras de las metalentes plasmónicas con una película delgada de Au de 80 nm de grosor.	73
A.5. Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de una de las metalentes plasmónicas de Au diseñada con un período de $\Lambda = 150$ nm y rendijas de 90 nm.	74

ÍNDICE DE TABLAS

4.1. Valores del índice de refracción (n), el coeficiente de absorción (κ) y la parte real de la permitividad eléctrica (ε) de Oro, y las muestras TiN ₁ de tiempo de depósito de 60 s y TiN ₂ de tiempo de depósito 30 s para 3 diferentes longitudes de onda.	41
4.2. Parámetros característicos de las metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase esférica de distancia focal $f = 2.5 \mu m$ variando λ	51
4.3. Parámetros característicos de metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel iluminadas con un haz Gaussiano de $\lambda = 633 \text{ nm}$ y γ variable.	58
4.4. Parámetros característicos de metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel de $\gamma = 1^\circ$ variando λ	59
4.5. Parámetros característicos de MP de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel de $\gamma = 9^\circ$ variando λ	64

RESUMEN

Las metalentes plasmónicas son diminutas superficies planas nanoestructuradas que han sido ampliamente estudiadas por su capacidad de focalizar luz en regiones del espacio cercanas al límite de difracción. Su funcionamiento se basa en la interferencia de frentes de onda provenientes de aberturas de tamaño sub-longitud de onda (esparcidores) en una película metálica delgada. Su eficiencia y diseño dependen de la geometría y posición de los esparcidores, así como de los materiales empleados en su fabricación, principalmente metales nobles como el Oro y la Plata. Además de las pérdidas ópticas intrínsecas por absorción, estos materiales generan gradientes de temperatura que dañan las nanoestructuras. Para superar esta limitante, el Nitruro de Titanio (TiN) ha sido estudiado y propuesto como un material plasmónico alternativo, el cual, además de tener un punto de fusión más alto, permite sintonizar su permitividad dieléctrica en función de los parámetros de crecimiento. Basados en el método de la ecuación integral, en este trabajo de tesis presentamos el diseño de metalentes cilíndricas plasmónicas de TiN para un funcionamiento análogo al de una lente esférica y al de un biprisma de Fresnel. Para este propósito,

se fabricaron películas delgadas de TiN mediante la técnica de erosión iónica reactiva. La permitividad relativa de las películas de TiN, fue medida experimentalmente por elipsometría. A partir de estos datos experimentales, se demuestra numéricamente que las metalentes de TiN tienen un desempeño similar a las metalentes de Oro, especialmente cuando son diseñadas metalentes de gran profundidad de foco a partir del diseño basado en el biprisma de Fresnel. Estos resultados abren nuevas perspectivas en el diseño de dispositivos planos, diminutos y térmicamente estables para aplicaciones en sistemas formadores de imágenes.

OBJETIVOS

Planteamiento del problema

El desarrollo de nuevas tecnologías para el diseño y fabricación de elementos ópticos a escalas micro y nanométricas, ha sido un tema de amplio estudio en los últimos años. Entre los diversos dispositivos que han sido estudiados por la comunidad científica se encuentran las denominadas metalentes plasmónicas, las cuales son metasuperficies planas que permiten controlar la transmisión de la luz cerca del límite de difracción. Su principio de operación está basado en la interferencia constructiva de la luz esparcida por diminutos elementos nanométricos (esparcidores) colocados en la superficie de películas delgadas metálicas; de esta forma, la luz incidente puede ser enfocada en pequeñas regiones del espacio y, pueden ser aplicadas como elementos para la formación de imágenes.

Usualmente, las metalentes plasmónicas son diseñadas y fabricadas a partir de metales nobles como el Cobre, la Plata y el Oro, siendo este último material el más socorrido para aplicaciones en el rango del espectro visible e infrarrojo cercano. Sin embargo, además de las

pérdidas ópticas por efecto Joule intrínsecas a la propagación de ondas electromagnéticas en materiales con permitividad dieléctrica compleja, al ser irradiado con fuentes de luz coherentes, el Oro es degradado fácilmente ya que la fluencia del haz incidente comienza a fundir las nanopartículas, ocasionando daños irreversibles en las metalentes.

En años recientes, el Nitruro de Titanio ha sido estudiado como un material alternativo para aplicaciones plasmónicas. Este material cerámico, además de presentar un punto de fusión más elevado, presenta propiedades electro-ópticas similares a las del Oro, debido a sus semejantes configuraciones electrónicas. Más aún, a diferencia del Oro, en función de los parámetros experimentales empleados en su crecimiento, puede ser sintonizada su permitividad dieléctrica, lo cual permitiría ampliar el rango de frecuencias ópticas para la operación de las metalentes. Sin embargo, hasta nuestros días, el TiN no ha sido explorado como material para diseño de metalentes plasmónicas. Esto es debido a que hay diversas variables que deben ser consideradas en el proceso de crecimiento de este material, pero sus alcances lograrían desarrollar metalentes altamente resistentes al calor, sintonizables para operar a diferentes longitudes de onda y que reducen el costo de las materias primas empleadas.

Hipótesis

Sabiendo que diversas metasuperficies nanoestructuradas fabricadas a partir de metales nobles como el Oro han sido empleadas para

enfocar y estructurar haces de luz, la hipótesis general del proyecto de tesis doctoral es saber si es posible diseñar microlentes plasmónicas basadas de Nitruro de Titanio (TiN). Dado que la respuesta electro-óptica (permitividad eléctrica) de este material puede ser sintonizada en función de sus parámetros de crecimiento, las metasuperficies desarrolladas podrán ser sintonizadas para trabajar en diferentes regiones del espectro electromagnético, ampliando las capacidades de las metasuperficies convencionales fabricadas a partir de metales nobles.

Objetivo general

Diseñar microlentes plasmónicas a base de Nitruro de Titanio que tengan un desempeño óptico competitivo en comparación con las metalentes plasmónicas de Oro convencionales para aplicaciones de focalización de luz.

Objetivos específicos

Los objetivos específicos del proyecto de doctorado fueron los siguientes:

- Realizar una amplia revisión bibliográfica del estado del arte de lentes plasmónicas.
- Desarrollar una herramienta numérica rigurosa (método de la ecuación integral) para el diseño numérico de metalentes plasmónicas.

- Realizar entrenamientos técnicos para el empleo de diversas técnicas experimentales para el crecimiento y caracterización de películas delgadas de TiN, tales como crecimiento de películas delgadas mediante erosión iónica reactiva, microscopía de fuerza atómica (AFM), fotolitografía, elipsometría, resonancia plasmónica totalmente atenuada (ATR), espectroscopía, entre otras.
- Demostrar numéricamente el enfocamiento de haces de luz mediante metalentes de Oro haciendo uso del método de la ecuación integral.
- Diseñar numéricamente metalentes plasmónicas de Oro de gran profundidad de foco para mejorar las capacidades de las metalentes convencionales.
- Fabricar películas delgadas de Nitruro de Titanio mediante la técnica de erosión iónica reactiva.
- Caracterizar experimentalmente las propiedades físicas de las películas de TiN fabricadas: rugosidad, permitividad eléctrica, transmitancia y resonancia plasmónica por ATR.
- Diseñar y caracterizar numéricamente metalentes de TiN empleando los parámetros electro-ópticos obtenidos experimentalmente a partir de las muestras fabricadas.
- Comparar el desempeño de las metaletes de TiN contra las metalentes de Oro para metalentes esféricas y metalentes de gran

profundidad de foco.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

A partir del desarrollo de herramientas tecnológicas que permiten fabricar dispositivos a escalas nanométricas, en los últimos años, gran parte de la comunidad científica ha dedicado amplios esfuerzos para el desarrollo de dispositivos cada vez más y más pequeños. Esto debido a su portabilidad y eficiencia de operación en comparación con dispositivos tradicionales. Por ejemplo, los chips que han revolucionado a la industria de la microelectrónica, medicamentos que contienen nanopartículas para el tratamiento de enfermedades, entre otras, y el área de la óptica no es la excepción. Desde de las primeras demostraciones experimentales [1] de la propagación de luz por debajo del denominado límite de difracción [2], han sido desarrollados diversos sistemas ópticos micro y nanométricos para reemplazar elementos ópticos macrométricos como polarizadores, filtros ópticos, multiplexores, por mencionar algunos [3, 4]. El progreso de estos sistemas han sido posible gracias al surgimiento de los llamados metamateriales ópticos, los cuales son materiales que, al ser nano-estructurados, presentan propiedades elec-

tromagnéticas diferentes a las que tendrían de manera intrínseca [5]. Usualmente los metamateriales usados en óptica son aquellos basados en metales y que hacen uso de lo que conocemos como resonancias plasmónicas [6] para su operación, de manera que pueden ser empleados para controlar y confinar luz a escalas sublongitud de onda [6–11].

Dentro de los diversos metamateriales se encuentran las metalentes, las cuales son elementos ópticos micrométricos de última generación que permiten enfocar la luz a escalas comparables a la longitud de onda [12, 13]. El diseño de estas metalentes es muy variado, que van desde los diseños más sencillos con un arreglo de nano-rendijas, hasta formas complejas sobre una película de metal [13–21] que han sido de gran utilidad en el área de microscopía de alta resolución, guiado óptico, entre otras [22, 23].

El diseño de elementos ópticos basados en metales nanoestructurados surge a partir del trabajo de Ebbesen y colaboradores [1] reportado sobre transmisión de luz mediante rendijas, donde demostraron la transmisión de luz por el acoplamiento de luz con plasmones de superficie en arreglos bidimensionales de agujeros de tamaño sublongitud de onda.

Uno de los elementos ópticos más comunes que se han diseñado bajo este esquema de arreglos de nano-rendijas sobre películas metálicas son las denominadas lentes plasmónicas. Su funcionamiento es análogo a las lentes convencionales fabricadas de dieléctricos transparentes: la

forma de un haz incidente de luz cambia debido a la refracción que sufre debido al cambio de índice de refracción. Desde el punto de vista de la óptica ondulatoria, las lentes retardan la fase del frente de onda del campo óptico, desde el punto de vista de la óptica difractiva la luz es modificada debido a la difracción ocasionada por las superficie del dieléctrico.

Una de las primeras pruebas con nano-rendijas sobre películas metálicas fue reportada por Sun y Kim en 2004. Ellos diseñaron cada nano-rendija para que la luz pudiera transmitirse con una fase determinada, la cual depende del grosor de la película metálica [24].

Otro trabajo de gran relevancia es el reportado por Shi y colaboradores. Ellos propusieron un método para modular la fase de la luz para modificar el frente de onda. Su método consistió en cambiar el ancho de las rendijas sobre la película de metal de grosor uniforme, lo cual demostraron numéricamente a partir del método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD). Como resultado, para una lente de Plata iluminada con una onda plana con polarización transversal magnética (TM) y con longitud de onda $\lambda = 650$ nm a incidencia normal, encontraron un factor de enfocamiento de 1.8 veces respecto de la intensidad del haz incidente [13].

Una variante que hizo Sun en 2006 fue colocar cerca de la lente una barra de metal, esta barra modificó la luz transmitida de la lente. Los efectos variaron dependiendo del tamaño de la barra y la distancia

a la que se encontraba respecto de la lente. Para una película de Plata de grosor 300 nm, con una distancia entre la barra y la lente de 300 nm, y un diámetro de 400 nm de la barra, iluminando con una onda plana con polarización TM ($\lambda = 600$ nm) logró que la luz transmitida se difracte y funcione como un divisor de haz. También utilizó el método de FDTD para la simulación numérica [25].

Otro reto al que se han enfrentado los diseñadores de metalentes es la aberración cromática, sin embargo, en 2018 Wang y colaboradores [16] lograron diseñar y fabricar una metalente, sobre un sustrato de Al_2O_3 , que corrige dicho problema mediante la inclusión de un elemento unitario integrado resonante con el método de fase Pancharatnam – Berry. Dichos elementos unitarios, nanopilares de Nitruro de Galio (GaN), estructuras sólidas e inversas compensaban la fase para cada longitud de onda y permitieron que todas las longitudes de onda en el rango visible se pudieran enfocar en el mismo punto.

Otra manera de focalizar la luz es colocar un bloque de un metamaterial sobre las lentes de nano-rendijas de manera que las ondas electromagnéticas se propaguen a través de él de manera que se compense la fase del haz de luz a la salida [26]. También se ha propuesto rellenar las rendijas de otros materiales, por ejemplo de cristal líquido para cambiar el índice de refracción y controlar el perfil de la luz transmitida [27]. Estos son algunos de los trabajos más relevantes, pero el tema de investigación es amplio y cada día son desarrolladas nuevas

propuestas.

A pesar de que regularmente se utiliza el Oro para las lentes en el rango visible, han diseñado y fabricado lentes de Aluminio, Plata, interfaces Ag/SiO_2 , entre otros, que funcionan en el rango visible [28–30]. Un estudio sobre cómo el aumento del tamaño de las lentes puede ayudar al enfocamiento de la luz fue publicado en 2011 [31].

Existen diferentes métodos numéricos para el diseño y caracterización de las metalentes como FDTD [13, 24], diferencias finitas en el dominio de las frecuencias (FDFD) [32] y algoritmos rápidos de la Transformada de Fourier [33]. A pesar de que pueden dar una buena aproximación en la caracterización en el flujo de energía en campo cercano, presentan imprecisiones en la determinación de la eficiencia de transmisión de las metalentes en el campo lejano debido a la discretización tanto de los esparcidores como del medio circundante. Para superar estas limitantes numéricas, lo mejor es recurrir a métodos rigurosos que no hagan el uso de aproximaciones en las ecuaciones de Maxwell que definen el comportamiento de la interacción de la luz con los materiales. Un método riguroso es el método de la ecuación integral, el cual calcula el campo electromagnético esparcido a partir del segundo teorema integral de Green, sustituyendo el material por una colección de fuentes puntuales interactuando entre sí y con la luz incidente [34, 35].

La gran mayoría de los metamateriales que funcionan en el rango

visible están basados en metales nobles como el Oro, la Plata o el Cobre [21, 36–38]. Un inconveniente de estos es que al absorber la luz, generan que electrones libres circulen por el metal y, como lo explica el efecto Joule, se da pie al proceso irreversible de la conversión de luz en calor lo cual daña la forma de las estructuras del metamaterial [39]. Es aquí donde el papel de la ciencia de los materiales es indispensable. Un material cerámico que ha sido considerado en el área de la plasmónica es el Nitruro de Titanio (TiN) [40].

El TiN resulta ser un material prometedor debido a la capacidad de sintonizar sus propiedades eléctricas en función de las condiciones de crecimiento [40–42] y por la ventaja de tener punto de fusión mayor al de los metales nobles ($> 2900^{\circ}\text{C}$), una mayor dureza y resistencia a la corrosión [43, 44]. La erosión iónica reactiva es una técnica muy utilizada para el crecimiento de películas delgadas de este material por la viabilidad del control de los parámetros de crecimiento [43, 45, 46].

Teniendo en cuenta cuales son las limitaciones de los metales nobles en la plasmónica y los complejos diseños de las micro y nano-estructuras de las metalentes que complican su fabricación, se propone en esta tesis un diseño simple de metalentes basadas en Nitruro de Titanio con nano-rendijas, cuyo funcionamiento es similar al de metalentes de Oro.

En esta tesis se presenta la comparación del estudio de metalentes plasmónicas de nano-rendijas de Nitruro de Titanio con metalentes de

Oro en el rango visible del espectro electromagnético. Para el diseño se eligieron una fase de onda esférica y la fase de un biprisma de Fresnel. La caracterización numérica se realizó con el método de la ecuación integral, método numérico riguroso que permite calcular el campo electromagnético esparcido por una estructura metálica considerando fuentes puntuales sobre el perfil de las metalentes. Se demuestra que, para ambas fases, las metalentes de Nitruro de Titanio tienen un comportamiento similar a las metalentes de Oro, por lo que es posible desarrollar metalentes plasmónicas de Nitruro de Titanio que son resistentes a altas temperaturas y con la ventaja de poder sintonizar su respuesta óptica variando los parámetros de crecimiento del Nitruro de Titanio. Con estos resultados se contribuye al diseño de metalentes plasmónicas de sencilla fabricación que pueden ser utilizadas en sistemas ópticos para formación de imágenes.

El documento está dividido en 5 capítulos. Los conceptos básicos sobre los metamateriales y metalentes, se presentan en el capítulo dos, mientras que las técnicas de de crecimiento y caracterización del Nitruro de Titanio así como de las metalentes plasmónicas se muestran en el tercero. Los resultados de la comparación del funcionamiento de las metalentes plasmónicas de TiN y de Au se encuentran en el capítulo cuatro. En el capítulo cinco es donde son plasmadas las conclusiones de este trabajo, así como el trabajo a futuro que resultaron del proyecto. Finalizando con las referencias bibliográficas y las actividades realizadas durante el doctorado como presentaciones en congresos y

estancia doctoral en el extranjero.

CAPÍTULO 2

CONCEPTOS FUNDAMENTALES

2.1 METAMATERIALES ÓPTICOS

La curiosidad y los nuevos retos tecnológicos han llevado a diversos grupos de investigación a desarrollar materiales fuera de lo convencional, con propiedades físicas diferentes a las que presentarían de forma natural, a este tipo de materiales se les conoce como *metamateriales*. Entre las propiedades físicas de estos materiales que pueden ser modificados artificialmente se encuentran la susceptibilidad óptica, permitividad eléctrica, permeabilidad magnética, índice de refracción, respuesta óptica quiral, respuesta térmica, coeficiente de elasticidad, propiedades mecánicas y acústicas, por mencionar algunas [5, 47, 48]. En lo que respecta a las propiedades electromagnéticas en el rango de frecuencias ópticas, una forma de manipularlas es sintetizando los materiales a nivel molecular, creando estructuras unitarias resonantes. Una clasificación de los metamateriales ópticos en función de sus pro-

propiedades electromagnéticas se muestra en la figura 2.1. En esta figura, los materiales se clasifican en función de la parte real de su permitividad eléctrica ε y la parte real de su permeabilidad magnética μ . Los materiales dieléctricos transparentes, son aquellos que tienen permitividad eléctrica y permeabilidad magnética positiva. Este tipo de materiales son los más abundantes en la naturaleza. A frecuencias ópticas, en los metales se tiene una parte real de la permitividad eléctrica negativa y parte real de su permeabilidad magnética positiva. Aquellos materiales en los que la parte real de ε y μ son negativas, se caracterizan por presentar índices de refracción negativo. Mientras que los materiales donde ε es positiva y μ negativa a frecuencias ópticas aún no han sido reportados.

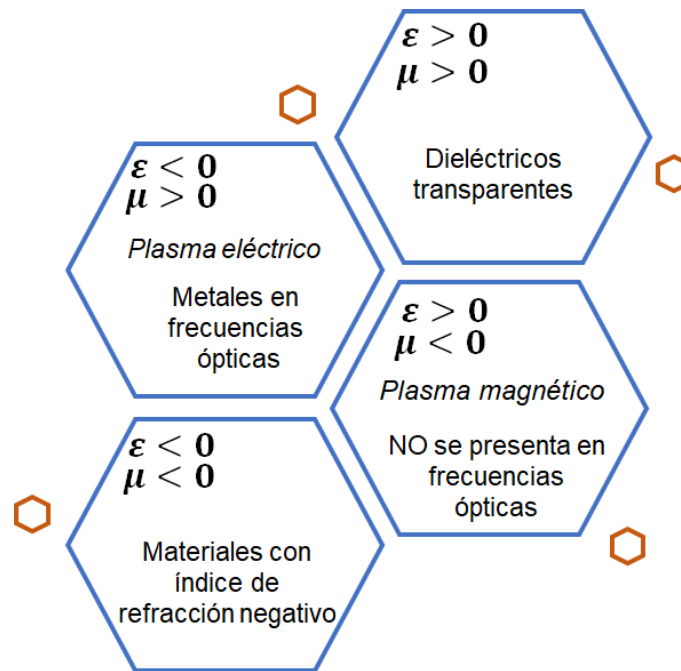


FIGURA 2.1: Todos los materiales pueden ser clasificados dentro de alguna de las combinaciones de su permitividad eléctrica, ε , y permeabilidad magnética, μ .

Para generar metamateriales ópticos es necesario modificar la estructura de los materiales que los componen a escalas nanométricas e incluso a nivel molecular. Es por ello que resulta difícil fabricar metamateriales ópticos volumétricos, por esta razón lo más conveniente es trabajar con *metasuperficies*. Las metasuperficies son estructuras planas con propiedades de los metamateriales, es decir, materiales bidimensionales que además tienen la ventaja de poder ser integrados a dispositivos ópticos [49]. Nosotros nos enfocaremos en el diseño metamateriales bidimensionales que, al modificar su respuesta óptica, funcionarán como metalentes.

2.1.1 METALENTES

Dentro de las metasuperficies se encuentran las metalentes. Metamateriales bidimensionales que, al igual que las lentes convencionales, modifican la fase de un haz de luz incidente para modificar su distribución de energía o enfocararlo en un punto. Para lograr un comportamiento análogo al de los elementos ópticos convencionales se diseña una distribución de nanoestructuras que esparcen la luz de manera controlada. La distribución específica de celdas unitarias permiten reducir tamaño, grosor y complejidad de los elementos ópticos. Un aspecto importante de estos dispositivos planos, es que a diferencia de las lentes convencionales no presentan difracción ya que las estructuras son de tamaño menor a la longitud de onda. La técnica más utilizada

para su fabricación es la litografía. Inicialmente se fabricaron para las micro-ondas, recientemente se han diseñado para operar en la región visible e infra-roja del espectro electromagnético. Esto ha surgido a partir de estudios con estructuras nanométricas metálicas (metalentes plasmónicas) y dieléctricas, cuyas aplicaciones son amplias en la microscopía, espectroscopía y la formación de imágenes. [22, 49].

2.1.1.1 METALENTES PLASMÓNICAS

Las metalentes plasmónicas poseen nanoestructuras de metales nobles de tamaño sublongitud de onda. Es posible formar imágenes de alta resolución con luz con estos elementos subdifractivos. Sus propiedades poco comunes son el resultado de la respuesta plasmónica de las estructuras metálicas que tienen como función confinar la luz en regiones por debajo del límite de difracción, y reemitirla de manera controlada. Este campo electromagnético esparcido depende del tamaño, orientación y forma de estos emisores [22]. Una de las estructuras más sencillas y de las primeras que se estudiaron son las nano-rendijas en una película delgada de metales nobles como el Oro [13] y la Plata [14, 32]. Por su simplicidad, este tipo de estructuras son más fáciles de fabricar con técnicas litográficas convencionales. Estas estructuras subdifractivas consisten en arreglos de guías de onda del tipo metal-dieléctrico-metal, por las cuales se propagan las ondas electromagnéticas gracias a los plasmones polaritones de superficie. Cabe destacar

que, por la geometría de las nano-rendijas, los plasmones de superficie solamente pueden ser excitados cuando las rendijas se iluminan con fuentes de luz con polarización transversal magnética (TM) [6, 13].

El enfocamiento de luz por una metalente de nano-rendijas se origina por la interferencia constructiva de los frentes de onda salientes de cada rendija. Esta interferencia se logra por el empatamiento de fase de los frentes de onda salientes y la fase del elemento óptico deseado [13, 32]. El cálculo de la fase de los frentes de onda se realiza a través de la relación de dispersión de un medio de tres capas en función del tamaño y la posición lateral de las nano-rendijas, y el grosor de la película metálica [50].

Una desventaja inherente a las metalentes plasmónicas es la pérdida de luz transmitida debido a la absorción de la energía en el rango visible e infra-rojo [22]. Por lo que se han buscado materiales alternativos, como el Nitruro de Titanio, para mejorar su desempeño en este rango del espectro electromagnético.

2.2 NITRURO DE TITANIO

El Nitruro de Titanio (TiN) es un material prometedor en el área de la plasmónica debido a que presenta propiedades ópticas similares a las del Oro [42, 51–53], pero con la ventaja extra de tener un punto de fusión más elevado y poder sintonizar su permitividad dieléctrica

en función de sus parámetros de crecimiento [54].

El Nitruro de Titano tiene diferentes fases estables, es decir que las propiedades no cambian con el tiempo mientras no se aplique alguna restricción como la temperatura, presión, la composición o alguna fuerza externa mecánica, eléctrica, magnética, entre otras. El diagrama de fases para el Nitruro de Titanio se muestra en la figura 2.2 [55]. En este diagrama, el eje horizontal inferior representa el porcentaje atómico del Nitrógeno, el eje vertical la temperatura en grados centígrados y el eje horizontal superior el porcentaje en peso del Nitrógeno. Los rótulos en el diagrama indican las fases estables del sistema TiN.

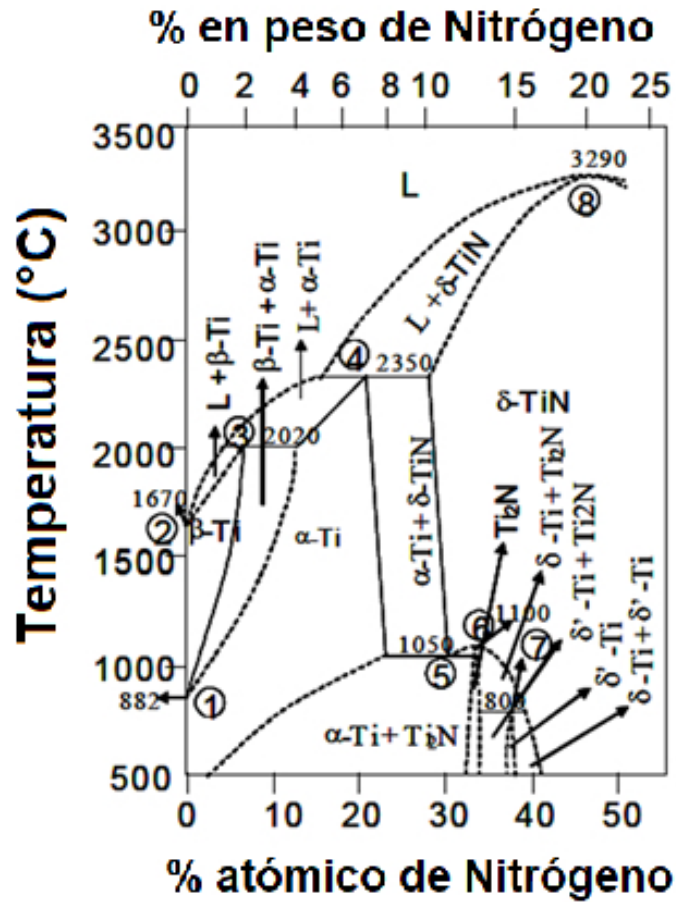


FIGURA 2.2: Diagrama de fase para el TiN.

Las fases sólidas en equilibrio del TiN son las siguientes y sus estructuras son mostradas en la figura 2.3.

- La solución sólida terminal hcp, $\alpha - Ti$.
- La solución sólida terminal bcc, $\beta - Ti$.
- El Nitruro tetragonal Ti_2N .
- El Nitruro fcc, $\delta - Ti$.
- El Nitruro bct, $\delta' - TiN$.

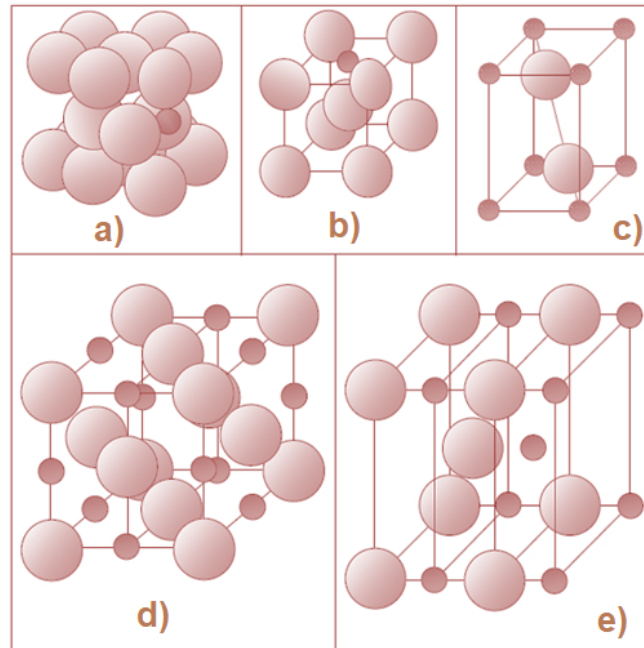


FIGURA 2.3: Estructuras cristalinas para TiN a) $\alpha - Ti$, b) $\beta - Ti$, c) Ti_2N , d) $\delta - Ti$ y e) $\delta' - TiN$.

En este compuesto, el Titanio es uno de los elementos de transición que lo conforma. Su configuración electrónica le posibilita formar enlaces con otros elementos. Es un metal ligero con una densidad de 4.51 g/cm^3 , casi el doble que el Aluminio, y presenta una gran resistencia mecánica [56].

El TiN es un material que tiene un punto de fusión alto y sobre todo es estable químicamente a temperaturas elevadas, por lo que es catalogado como un material refractario. Su atractiva combinación de las propiedades físicas de los cerámicos y las eléctricas de los metales es el resultado de la presencia de enlaces químicos [57, 58]:

- Metálico. Este tipo de enlace se da al unirse los iones TiN^+ prácticamente inmóviles con los electrones de valencia.
- Iónico. Es una consecuencia de la transferencia de los electrones del Titanio hacia el Nitrógeno por su mayor electronegatividad.
- Covalente. Es el resultado de la superposición de los estados d del Titanio y los p del Nitrógeno, con alguna interacción metal-metal.

Los orbitales p del Nitrógeno con el Titanio forman enlaces covalentes tanto del tipo σ como π . Esto sucede si los electrones están entre los dos núcleos de los átomos constituyentes. Los electrones que no se mantienen en esta región forman enlaces σ^* y su energía de enlace es mayor a la correspondiente al enlace σ . Los enlaces que se forman en Nitruro de Titanio se presentan en la figura 2.4 [55].

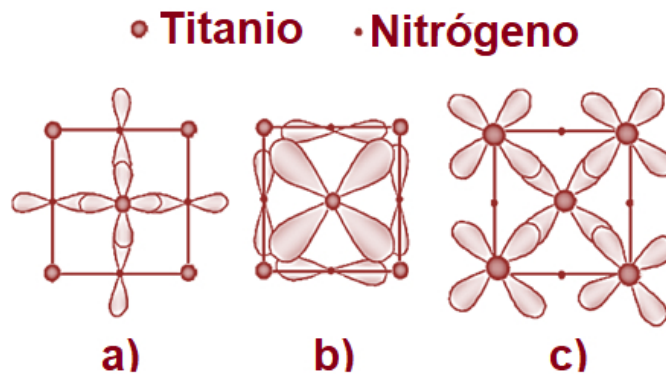


FIGURA 2.4: Enlaces electrónicos en el TiN para el plano (100) del $\delta\text{-TiN}$ a) enlace σ , b) enlace π y c) enlace σ .

Diversas aplicaciones exigen temperaturas mayores a $400\text{ }^{\circ}\text{C}$, temperatura a la cual materiales plasmónicos como el Oro y la Plata pre-

sentan una respuesta óptica menor. Se ha reportado que a temperaturas arriba de los 1200°C , para el TiN, la parte real de la permitividad eléctrica es menos negativa, y la parte imaginaria aumenta, sin perder su carácter metálico en el rango visible-infra rojo cercano [54].

CAPÍTULO 3

MÉTODOS Y MATERIALES

3.1 DISEÑO DE METALENTES PLASMÓNICAS

Para el desarrollo de esta tesis se diseñaron dos tipos de metalentes que emulan el comportamiento de dos sistemas comúnmente empleadas para sistemas ópticos: una lente positiva (LP) y un biprisma de Fresnel (BF) (Fig. 3.1). La lente convergente, como es bien sabido, modifica los frentes de onda de la luz incidente para ser concentrada en una región pequeña del espacio a una distancia f del espacio posterior a la lente (Figura 3.1a)). Un biprisma de Fresnel divide en dos partes el frente de onda que incide sobre su base, de manera que se genera una región de interferencia que produce un haz alargado, en donde influyen su índice de refracción n y el ángulo de construcción α formado por las caras del biprisma con la base. Las componentes del vector de onda del frente de onda se pueden determinar geoméricamente y foman un ángulo $\gamma = \alpha(n - 1)$ respecto al eje de propagación z (Fig. 3.1 b)).

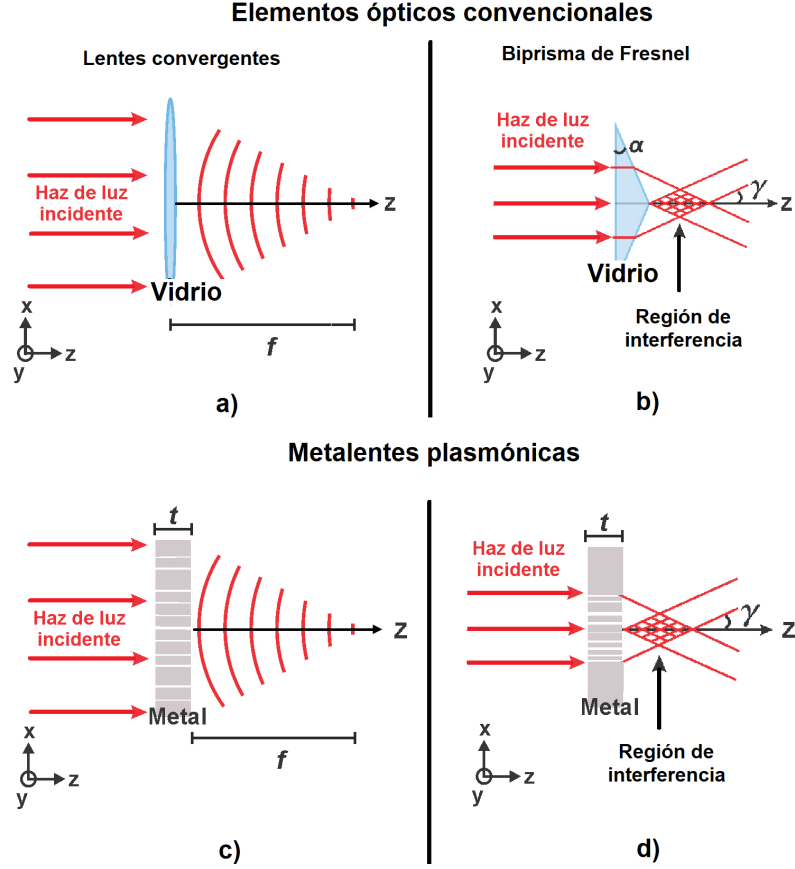


FIGURA 3.1: Representación del funcionamiento de elementos ópticos convencionales a) lente convergente y b) biprisma de Fresnel, y de metálentes plasmónicas con fase c) esférica y d) biprisma de Fresnel.

Las fases de estos dos elementos ópticos convencionales están dadas por las ecuaciones (3.1) y (3.2) para una lente convergente y un biprisma de Fresnel, respectivamente:

$$\Phi_{CL} = kf - k\sqrt{f^2 + x^2} + 2m\pi, \quad (3.1)$$

$$\Phi_{BF} = kx \sin \gamma \pm 2m\pi, \quad (3.2)$$

donde m es un número entero, $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda y λ la longitud de onda de la luz incidente. Empatando las fases de estos elementos ópticos a la fase de la luz que emana de cada uno de las nano-rendijas de las metalentes podemos diseñar metalentes convergentes y de gran profundidad de foco.

Las metalentes a diseñar estarán constituidas de un conjunto de nano-rendijas de ancho w sobre una película de metal de grosor t . Las nano-rendijas son invariantes a lo largo de la dirección y y se encuentran distribuidas a lo largo de la dirección x (ver Figura 3.1 c) y d)).

Cada nano-rendija se puede considerar como una guía de onda metal-dieléctrico-metal, en la cual el modo transversal magnético (TM) satisface la relación de dispersión [13]:

$$\tanh\left(\frac{w}{2}\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_d}\right) = -\frac{\varepsilon_d\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_m}}{\varepsilon_m\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_d}}, \quad (3.3)$$

con β y k_0 las constantes de propagación en la guía de onda y en el espacio libre, respectivamente, ε_m la permitividad eléctrica del metal y ε_d la del dieléctrico.

La fase de la luz al atravesar una nano-rendija es modificada con un cambio de fase $\Phi_{MP} = \beta t$. Si empatamos este cambio de fase con las fases de los elementos ópticos de interés (lente convergente y biprisma de Fresnel) es posible determinar el ancho de cada nano-rendija en

función de la posición a lo largo de la dirección x medida desde el centro de la metalente. De esta manera, las metalentes tendrán el comportamiento similar al del elemento óptico deseado (Figura 3.1 c) y d)).

Para diseñar las metalentes plasmónicas es necesario, conocer la constante dieléctrica (definida por la permitividad eléctrica para el rango de las frecuencias) de los materiales, involucrados en la ec. (3.3), los cuales pueden ser medidos experimentalmente mediante la técnica de elipsometría.

3.1.1 MÉTODO DE LA ECUACIÓN INTEGRAL

Para caracterizar numéricamente las metalentes plasmónicas, se emplearon mapas de intensidad obtenidos mediante el método numérico basado en el método de la ecuación integral en 2D. En el método integral se considera el perfil de las metalentes como un conjunto de fuentes puntuales que interactúan con un campo electromagnético incidente (en nuestro caso, un haz Gaussiano). Con este método riguroso se resuelven las ecuaciones de Maxwell con la ayuda del segundo teorema de Green:

$$\int_{V'} (G \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 G) dV' = \oint_{S'} \left(G \frac{\partial \psi}{\partial \hat{n}} - \psi \frac{\partial G}{\partial \hat{n}} \right) dS'. \quad (3.4)$$

Considerando un haz incidente con polarización TM definida por

las componentes del campo electromagnético:

$$\vec{E} = (E_x, 0, E_z), \quad (3.5)$$

$$\vec{H} = (0, H_y, 0), \quad (3.6)$$

de manera que el campo total puede ser rescrito como $\psi = (E_x, H_y, E_z)$ para satisfacer la ecuación de Helmholtz homogénea:

$$\nabla^2 \psi + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\omega) \psi = 0, \quad (3.7)$$

donde ω y c son la frecuencia y la velocidad de la luz en el vacío. En nuestro caso, las metalentes son invariantes en la dirección del campo magnético, definiendo una geometría cilíndrica, por lo que se escoge como solución la función de Green con simetría cilíndrica $\mathbf{G}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = i\pi \mathbf{H}_0^{(1)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, con $\mathbf{H}_0^{(1)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ la función Hankel de primera especie y orden cero, tal que:

$$\nabla^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (3.8)$$

con $\mathbf{r}$ y $\mathbf{r}'$ el punto de observación y la posición de una fuente puntual sobre el perfil del objeto metálico, respectivamente; donde $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = 1$ para $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ y $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = 0$ para $\mathbf{r} \neq \mathbf{r}'$.

La sustituir la ecuación (3.8), en el teorema de Green dado por la ecuación (3.4), es posible demostrar que [59]:

$$\int_{V'} \psi(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') dV' = \frac{1}{4\pi} \oint_{S'} \left(\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} - \psi(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} \right) dS'. \quad (3.9)$$

Para resolver esta ecuación se considera que el volumen de nuestro objeto a estudiar se encuentra limitado por la superficie de un cilindro. Considerando un sistema libre de fuentes externas, al tomar puntos de observación fuera de nuestro objeto y un campo incidente $\psi^{inc}(\mathbf{r})$ se llega a:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi^{inc}(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} \oint_{S^I} \left(\mathbf{G}^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi^I(\mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} - \psi^I(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{G}^I(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} \right) dS'. \quad (3.10)$$

Considerando la región dentro del objeto, tendríamos la siguiente expresión:

$$0 = \frac{1}{4\pi} \oint_{S^{II}} \left(\mathbf{G}^{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi^{II}(\mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} - \psi^{II}(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{G}^{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \hat{\mathbf{n}}} \right) dS'. \quad (3.11)$$

Las ecuaciones (3.10) y (3.11) forman un sistema de ecuaciones acopladas a partir de las cuales es posible conocer el campo esparcido por el objeto después de interactuar con el campo incidente. Para resolver este sistema de ecuaciones, se discretiza la superficie del objeto, de manera que cada uno de los N puntos que definen el perfil representa una fuente de luz que interactúa con las demás fuentes puntuales

que definen el perfil. Así se genera un sistema de $2N$ ecuaciones que puede ser representado de forma matricial. El sistema se puede resolver numéricamente mediante técnicas LU para inversión de matrices. Los detalles para desarrollar el método de la ecuación integral pueden encontrarse en las referencias [60, 61]. A partir de este resultado es posible evaluar la intensidad del campo electromagnético en cualquier punto del espacio usando el vector de Poynting:

$$\langle S \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*], \quad (3.12)$$

que para ondas con polarización TE o TM se expresa de la siguiente manera:

$$\langle S \rangle_{s,p} = \frac{c}{8\pi \frac{\omega}{c}} \text{Re} [i\mathbf{F} \times (\nabla \times \mathbf{F})^*], \quad (3.13)$$

con [59–62]

$$\mathbf{F} = \begin{cases} \psi_s(x, z)\hat{y} = \mathbf{E}(x, z) \text{ para polarización s,} \\ \psi_p(x, z)\hat{y} = \mathbf{H}(x, z) \text{ para polarización p.} \end{cases} \quad (3.14)$$

Dado que el campo electromagnético resultante es calculado a partir de una colección de fuentes puntuales, es posible también determinar el esparcimiento de la luz en el campo lejano, es decir, evaluado en el infinito, haciendo uso del espectro angular. A diferencia de los métodos numéricos diferenciales, la precisión del método integral no

depende de aproximaciones en la determinación de las ecuaciones, sino del número de puntos que definen el perfil del objeto de estudio. Es decir, la precisión del cálculo dependerá únicamente de las capacidades del equipo de cómputo empleado y no de alguna aproximación numérica.

3.2 TÉCNICAS DE FABRICACIÓN

3.2.1 FABRICACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS DE TiN MEDIANTE EROSIÓN IÓNICA REACTIVA

Existen diversas técnicas de crecimiento del nitruro de Titanio (TiN), con las cuales se busca tener el mejor control y reproducibilidad posible. La erosión iónica reactiva con fuentes de corriente directa (DC) y de radiofrecuencia (RF), evaporación térmica, por cañon de electrones y ablación láser son algunas de las técnicas más recurridas. Nos enfocaremos a la erosión iónica reactiva, que es una técnica propicia para el crecimiento de películas delgadas de TiN debido a que pueden ser controlados diversos parámetros para el crecimiento del material y además de tener crecimiento en áreas grandes [43, 45, 46].

Con la técnica de erosión iónica reactiva se puede controlar la transferencia de átomos de un blanco de un material en específico hacia un sustrato y, de esta manera, crecer películas delgadas con una alta calidad de depósito.

La técnica de erosión iónica que utiliza gases reactivos y un magnetrón, es denominada erosión iónica reactiva por magnetrón RF o DC, dependiendo del tipo de fuente de poder que se utilice. Si el blanco es un material conductor se emplea una fuente DC y si el blanco es cerámico una fuente RF es la que usa [63,64].

Para esta técnica se necesita de una cámara de alto vacío (ver figura 3.2). Dentro de ella se suministra un gas noble, Argón, que es ionizado mediante un voltaje aplicado por una fuente, ya sea de corriente directa o de radiofrecuencia, formando de esta manera un plasma. Los iones de este plasma inciden sobre el electrodo donde es colocado el blanco. El constante bombardeo, de los iones sobre la superficie del blanco, desprende átomos del material del blanco que son depositados en el sustrato. Al aumentar la presión dentro de la cámara, la probabilidad de ionizar el gas crece y, por consecuencia, el número de iones y la conductividad del plasma, para así tener un plasma estable durante el proceso del crecimiento [63].

Los iones al incidir aceleradamente en el blanco generan electrones secundarios, aumentando la tasa de ionización. Otra manera para crecer la tasa de ionización es colocar un imán de forma circular debajo del blanco, así los electrones que se encuentren dentro del campo magnético, se confinarán en cicloides y se mantendrán circulando sobre la superficie del blanco, generándose la máxima producción de iones quedando grabada una huella visible sobre el blanco [63].

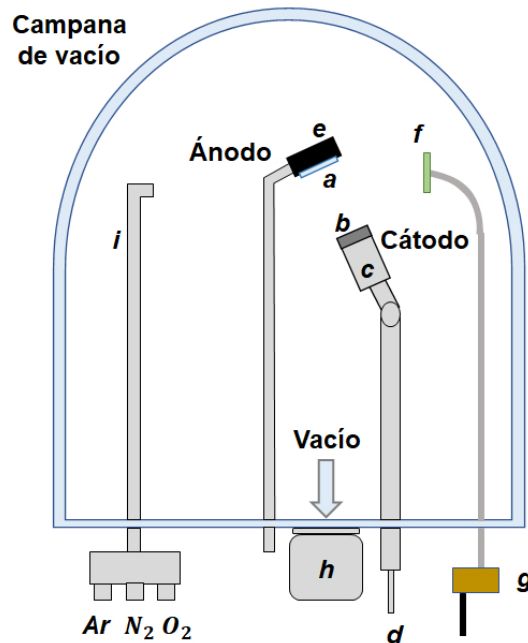


FIGURA 3.2: Esquema de una cámara de alto vacío. a) Soporte del sustrato, b) soporte del blanco, c) magnetrón, d) conexión a fuente de poder RF/DC, e) calentador y termopar, f) sensor de cuarzo (sensor de espesor), g) conexión del sensor a PC, h) sistema de bombas mecánica y turbomolecular, i) entradas individuales de gases.

Una ventaja de usar esta técnica es que las películas presentan una gran homogeneidad en áreas extensas. Sin embargo, usar esta técnica puede resultar contraproducente si no se tiene un control en todos los parámetros involucrados en el proceso de depósito como lo son:

- El voltaje aplicado. Establece la máxima energía a la que salen las partículas del blanco, en el rango de 1 a 10 eV. Además establece la producción de desgaste, es decir, el número de partículas que son erosionadas por cada ión incidente.
- La presión (P) dentro de la cámara. Define el camino libre medio

λ del material que se erosionó, es inversamente proporcional a P .

- La distancia del sustrato al blanco. Al igual que λ , la distancia entre el blanco y el sustrato influyen en la estructura cristalina, la homogeneidad y textura de la película [64].
- La temperatura (T) del sustrato. Interviene en la densidad y la estructura cristalina de la película.
- La mezcla de gases. Domina la estequiometría de las muestras [63].

3.2.2 MICRO Y NANO-ESTRUCTURACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS

Una técnica ampliamente recurrida en la micro y nano-estructuración de películas delgadas, es la litografía óptica debido a su capacidad para construir estructuras de diversas formas con precisión muy elevada, pudiendo variar desde algunas micras hasta decenas de nanómetros dependiendo de la fuente de irradiación empleada. Aunque en el sentido estricto de la palabra litografía significa pintar o grabar sobre piedra, actualmente se hace referencia a los métodos para transferir un patrón específico sobre un sustrato. Para lograr este fin, se recubre el sustrato con una película de un polímero sensible a la radiación y exponerla a la radiación que contiene la información del patrón. La radiación modifica las propiedades físicas y/o químicas de las áreas expuestas de la película de polímero de manera que se puede apreciar

el grabado después de sumergir el sustrato en un químico para su revelado. Posteriormente se hace un depósito de una película del material que se deseen las nanoestructuras para finalizar con el decapado, para eliminar la resina y queden las nanoestructuras sobre el sustrato.

Si la fuente de irradiación es luz (generalmente ultravioleta o UV) la técnica se denomina **fotolitografía**, y si la fuente de radiación es un haz de electrones se le conoce como **litografía por haz de electrones**.

En la figura 3.3 se puede ver un esquema del proceso de la litografía.

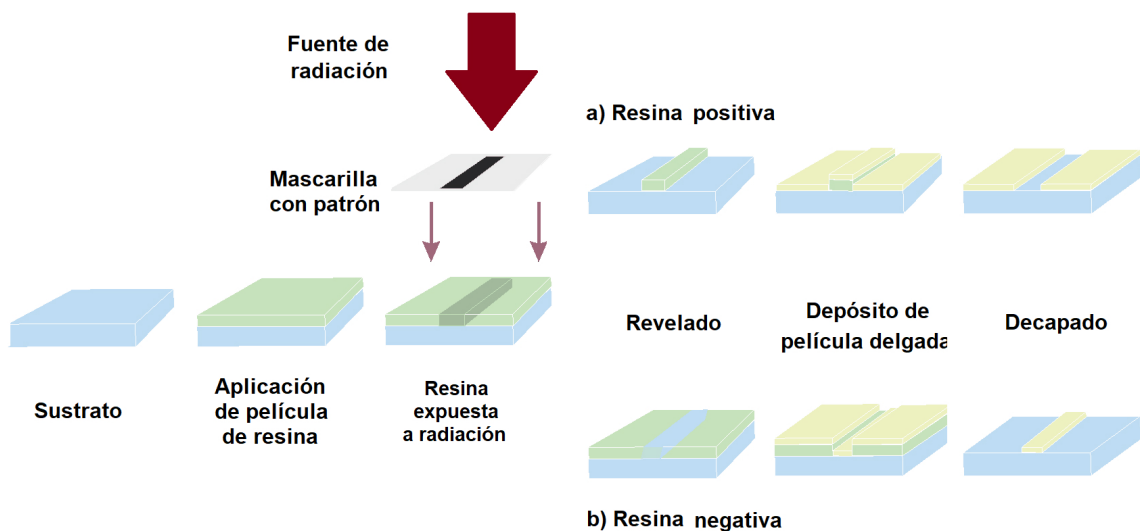


FIGURA 3.3: Representación del proceso para nanoestructurar mediante litografía.

Dependiendo de las necesidades se elige la fuente de radiación; para microestructuras, usualmente se usa fotolitografía y para nanoestructuras se emplea litografía por haz de electrones. La fotolitografía es ampliamente usada para guías de onda y elementos en dispositivos

electrónicos, el costo es más bajo pero con la limitante de no poder trabajar abajo del límite de difracción [65–67].

Con diferencia de la litografía de haz de electrones se puede tener resolución de unos pocos nanómetros debido a que parte del proceso se realiza con un microscopio de barrido electrónico (SEM), pero su costo de operación incrementa. Algunas características de la litografía que contribuyen al tamaño de las nanoestructuras que se graban son la longitud de onda de la radiación, la apertura numérica y la profundidad de foco [68].

3.3 TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN

Las técnicas de caracterización que fueron utilizadas para las películas de Nitruro de Titanio y las metalentes se describen en esta sección.

3.3.1 MICROSCOPIA DE BARRIDO ELECTRÓNICO (SEM)

Esta técnica fue utilizada para conocer la homogeneidad en la superficie de las muestras de TiN y es parte importante en el proceso de la litografía de haz de electrones para la fabricación de las metalentes. En un microscopio de barrido electrónico, un haz de electrones de alta energía entre 2 keV y 40 KeV se enfoca e incide en una muestra sólida. Cuando el haz de electrones interacciona con los electrones de

la muestra se produce una señal detectable que contiene la información de la topografía de la muestra, además de electrones secundarios, rayos X y electrones retro dispersados. Los componentes principales del SEM son:

- Cañón de electrones. Es indispensable para la producción de electrones. Un cañón térmico aplica energía térmica a un filamento de Tungsteno que posee un alto punto de fusión y genera un camino axial de electrones que llega a objeto de estudio. O un cañón de emisión de campo para generar un campo eléctrico fuerte para arrancar los electrones que se inciden sobre la muestra.
- Lentes. Enfocan y controlan la trayectoria de los electrones para asegurar que lleguen a la muestra. Análogos al funcionamiento de las lentes ópticas pero basadas en la capacidad que poseen los electroimanes para guiar el recorrido de los electrones.
- Porta muestras. Lugar donde son colocadas las muestras. Se mantiene aislado e inmóvil para producir imágenes nítidas.
- Detectores. Sensores que recogen las señales de la muestra. El detector de electrones dispersados y rayos X obtiene la composición de la muestra y el detector de electrones secundarios los electrones arrancados de la superficie de la muestra que proporcionan los detalles superficiales.
- La cámara de vacío. Para un óptimo funcionamiento y que los

electrones no sean dispersados.

3.3.2 ESPECTROSCOPÍA UV-VIS

Para determinar la cantidad de luz transmitida a través de las muestras de TiN se empleó esta técnica. En esta técnica de caracterización se incide perpendicularmente un haz de luz de amplio espectro a la muestra de interés. Consiste en recorrer, en el espectro electromagnético, las longitudes de onda desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano (190 nm - 1100 nm) mediante una combinación de lámparas. Una lámpara de halógeno de Tungsteno para la región visible e infrarroja cercana (350 nm - 1000 nm) y una de Deuterio para la región ultravioleta (190 nm - 350 nm). La luz transmitida a través de la muestra es medida por un fotodetector y se puede conocer su porcentaje de transmisión ($\%T$) para cada longitud de onda [69]. El principio físico que rige este método es la ley de Bouguer-Lambert-Beer para gases y soluciones que esta expresada en la siguiente ecuación:

$$\log \left(\frac{I_0}{I} \right) = \epsilon_{\nu} c d = A, \quad (3.15)$$

donde I_0 e I son las intensidades de la luz monocromática a la entrada y a la salida de la muestra respectivamente, ϵ_{ν} la el coeficiente de extinción, c la concentración molar y d la distancia que recorre la luz a través de la muestra [70].

3.3.3 ELIPSOMETRÍA

Una técnica para conocer parámetros ópticos como la permitividad eléctrica (ε) o espesor de películas es la elipsometría. Para dicho fin, se colima una haz de luz linealmente polarizado, atraviesa un polarizador de $\lambda/4$ para cambiar a polarización circular que incide sobre la superficie de la muestra. Esta luz se refleja y pasa por un segundo polarizador para ser medida por un fotodetector. Los polarizadores son rotados hasta que el haz de luz no atraviesa el segundo polarizador, esta extinción permite conocer una diferencia de fase (Δ_e) y una razón de amplitudes ($\tan \psi$) de las dos componentes de la luz reflejada ($r^{\parallel}$ y $r^{\perp}$). La ecuación que gobierna en este proceso es:

$$\frac{r^{\parallel}}{r^{\perp}} = \tan \psi e^{i\Delta_e} \quad (3.16)$$

Mediante software computacional se calculan y grafican las soluciones a dicha ecuación para conocer el índice de refracción, y por consiguiente, el coeficiente de extinción y el grosor de las muestras [63].

3.3.4 REFLECTOMETRÍA ÓPTICA

La reflectometría óptica es un método no invasivo que, a partir de los coeficientes de reflexión de Fresnel y mediante un ajuste con

curvas de reflectancia vs longitud de onda, permite medir el grosor de una película delgada.

Un sistema de reflectometría consiste en una lámpara de Tungsteno como fuente de luz que está acoplada a una fibra óptica. Posterior a la fibra óptica se coloca una lente acromática que tiene la función de enfocar la luz, con incidencia normal, sobre la superficie de la muestra. La lente recolecta la luz reflejada y la envía por otra fibra a un espectrómetro óptico para su medición, arrojando una curva de reflectancia que depende de la longitud de onda. Esta información se procesa por un software en una computadora y hace un ajuste comparando con las mediciones existentes en una base de datos para determinar el grosor de las muestras bajo estudio [71].

3.3.5 MICROSCOPIA DE FUERZA ATÓMICA (AFM)

Con esta técnica se puede obtener un mapa topográfico de la superficie de la muestra a estudiar. Para lograrlo se hace uso de una punta afilada en forma cónica, cuyo radio de curvatura está en el orden de nanómetros, conocida como *cantilever*. Regularmente los *cantilevers* están hechos de Silicio o Nitruro de Silicio, además de tener una resistencia mecánica baja para una flexión vertical y una resistencia alta a la torsión lateral.

Cuando el *cantilever* se aproxima a la superficie de la muestra

es deflectado debido a la fuerza de Van der Waals. Dicha deflexión es detectada por un sensor que recoge la luz de un puntero láser reflejada por el extremo del *cantilever*. Con un mecanismo de retroalimentación es posible mantener la distancia entre la punta y la muestra para conservar una fuerza constante durante el barrido de la superficie. La muestra se monta sobre un tubo pizoeléctrico que puede moverse en las tres direcciones x , y y z . Existen tres modos de operación:

- **Contacto.** La punta se mantiene sobre la superficie de la muestra hasta que detecte una fuerza de repulsión de Van der Waals. Con este modo la muestra puede dañar la punta y la imagen es poco confiable.
- **Contacto intermitente.** La punta oscila a determinada frecuencia y se acerca a la superficie para hacer un barrido de la superficie.
- **No contacto.** Mientras la punta no sienta fuerzas atractivas se aproxima a la superficie y se hace un barrido en la muestra.

3.3.6 RESONANCIA DE PLASMÓN POLARITÓN DE SUPERFICIE POR REFLEXIÓN TOTALMENTE ATENUADA (ATR)

Cuando se tiene una interfaz plana metal-aire la parte real del número de onda complejo del plasmón superficial k_{ps} es mayor al número de onda de la luz en el vacío o aire para una misma frecuencia. Para

excitar plasmones superficiales se recurre al método de reflexión totalmente atenuada. Con esta técnica es posible tener la componente paralela del número de onda k_p de la luz que es más grande que el de la luz en el vacío $k_p \geq k_0$, en todas las reflexiones internas y por consiguiente se pueden excitar los plasmones superficiales.

En esta técnica se emplea la configuración experimental Kretschmann – Raether (ver figura 3.4 a)) que consiste en una estructura tri-capa prisma – película metálica – aire, se considera el coeficiente de Fresnel de reflexión para todas las capas, y para tener en cuenta la absorción del material se recurre al vector de Poynting [72], obteniéndose una curva característica que indica la excitación de un plasmón superficial se muestra en la figura 3.4 b).

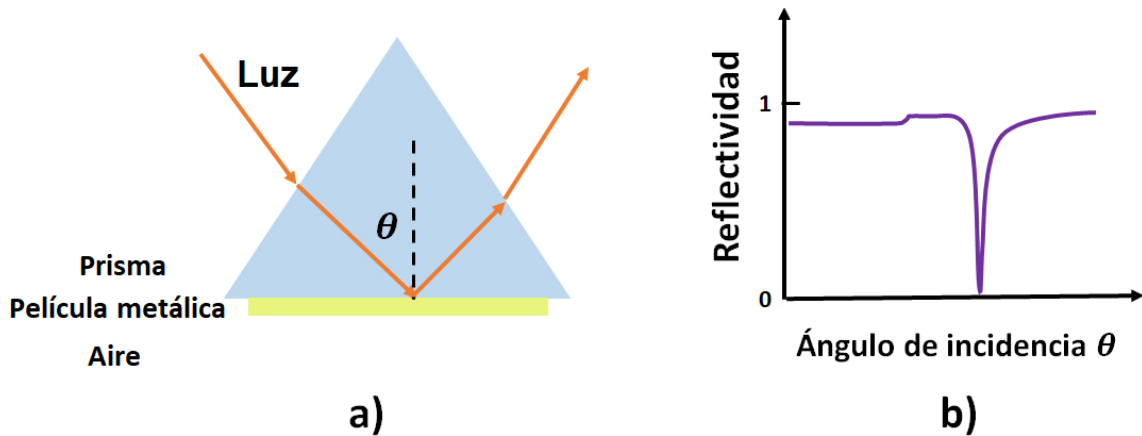


FIGURA 3.4: Resonancia de plasmón por ATR. a) Esquema de una configuración Kretschmann-Raether y b) curva de una resonancia de plasmón superficial por ATR.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados experimentales del crecimiento de películas de Nitruro de Titanio y su caracterización en el laboratorio. Posteriormente se muestran los resultados numéricos de las metalentes plasmónicas diseñadas a partir de los datos experimentales de las películas de TiN fabricadas. Se diseñaron metalentes esféricas y metalentes de gran profundidad de foco. Las metalentes propuestas fueron diseñadas considerando las capacidades de fabricación mediante litografía de haz de electrones.

4.1 PELÍCULAS DE TiN

Se crecieron películas de TiN mediante la técnica de erosión iónica reactiva con fuente DC, utilizando un blanco metálico de Titanio. Los tiempos de depósito fueron $t_D = 20, 25, 30$ y 60 s, muestras TiN_4 , TiN_3 , TiN_2 y TiN_1 , respectivamente; con flujos de gas Argón $Q_{Ar} = 30$ sccm y gas Nitrógeno $Q_N = 4$ sccm.

Los resultados de la caracterización por elipsometría de las muestras con tiempo de depósito de 60 s, 30 s, 25 s y 20 s se presentan en la figura 4.1. Se puede apreciar que, entre mayor es el tiempo de depósito la parte real de la permitividad eléctrica es menor para longitudes de onda grandes (ver figura 4.1a)), mientras que su parte imaginaria (la cual puede asociarse a la disipación de la energía electromagnética) es mayor conforme crece la longitud de onda (ver figura 4.1 b)). Para estos flujos de gases, entre mayor es el tiempo de depósito las películas de TiN, su parte real de la permitividad eléctrica tiende a acercarse a la del Au. Sin embargo, la parte imaginaria de las películas de TiN fabricadas difiere de la del Au para longitudes de onda mayores a 550 nm. Es decir, para longitudes de onda mayores a este valor, la disipación de la energía será mayor, ocasionando pérdidas ópticas en el material [73]. Es posible observar que las películas de Nitruro de Titanio, presentan diferente constante dieléctrica cuando variamos uno de los parámetros de crecimiento, como lo es el tiempo de depósito; lo que nos indica que pudimos crecer un metamaterial. Entre menor es el tiempo de depósito las películas de TiN tienen un comportamiento dieléctrico. Para las películas hechas con un tiempo de depósito menor a 30 s, la parte real de la permitividad eléctrica siempre fue positiva en el rango visible del espectro como se muestra en la figura 4.1 a), por lo cual no podrían ser excitadas resonancias plasmónicas y, por ende, se descartan para los diseños de las metalentes.

Las muestras que nos interesan son aquellas que muestran una res-

puesta metálica en el rango visible y eso lo podemos observar cuando la permitividad eléctrica es negativa, como se manifiesta en las muestras TiN_1 y TiN_2 . Por lo que nos centraremos en estas dos muestras para diseñar metalentes plasmónicas de TiN. Para la película con tiempo de depósito de 60 s, el grosor $t = 54.35$ nm fue obtenido con un sistema Filmetrics, con un ajuste a TiN del 99.41 %.

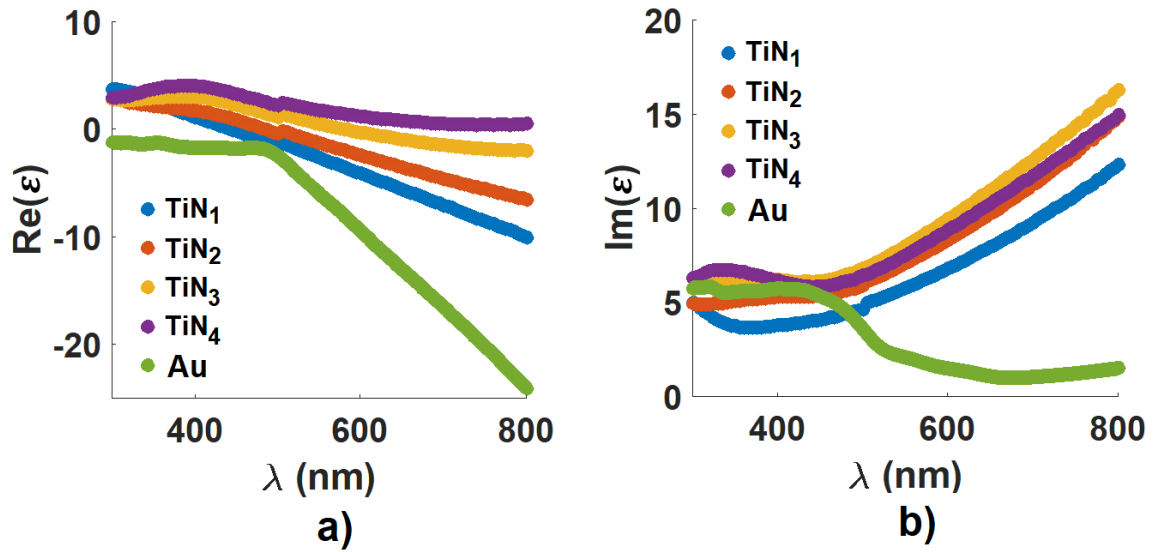


FIGURA 4.1: Curvas experimentales de la caracterización por elipsometría de las películas delgadas de TiN en el espectro visible comparadas con Au. a) Parte real y b) parte imaginaria de la permitividad eléctrica.

En lo subsecuente, se considerarán tres longitudes de onda correspondientes a tres líneas de emisión de fuentes láser comerciales comúnmente encontrados en los laboratorios ópticos: $\lambda = 532, 633$ y 808 nm. En la tabla 4.1 se muestran los valores experimentales de la parte real (índice de refracción n) e imaginaria (coeficiente de absorción κ) del índice de refracción complejo y la parte real de la permiti-

vidad eléctrica, a estas tres longitudes de onda, para el TiN y el Au. El índice de refracción complejo, $\tilde{n} = n + i\kappa$, se obtuvo de los datos experimentales mediante la relación $n + i\kappa = \sqrt{Re(\varepsilon) + iIm(\varepsilon)}$. Los datos experimentales del Au fueron tomados de la referencia [73].

Material	Parámetro	$\lambda = 532 \text{ nm}$	$\lambda = 633 \text{ nm}$	$\lambda = 808 \text{ nm}$
Au [73]	n	0.512	0.179	0.156
	κ	2.231	3.443	4.974
	$Re(\varepsilon)$	-4.730	-11.740	-24.720
TiN ₁	n	1.362	1.417	1.815
	κ	1.994	2.657	3.698
	$Re(\varepsilon)$	-2.120	-5.050	-10.380
TiN ₂	n	1.716	1.814	2.223
	κ	1.941	2.540	3.594
	$Re(\varepsilon)$	-0.8237	-3.163	-7.914

TABLA 4.1: Valores del índice de refracción (n), el coeficiente de absorción (κ) y la parte real de la permitividad eléctrica (ε) de Oro, y las muestras TiN₁ de tiempo de depósito de 60 s y TiN₂ de tiempo de depósito 30 s para 3 diferentes longitudes de onda.

Para conocer un poco más sobre las propiedades de estas películas de Nitruro de Titanio crecidas mediante la erosión iónica reactiva, se les hizo un análisis de transmitancia en el espectro visible. Como se puede apreciar en la figura 4.2, entre mayor es el tiempo de depósito, menor es la transmitancia, un resultado que se esperaba. Para la muestra TiN₁, la máxima transmitancia $T_{m\acute{a}x} = 7.48 \%$ para $\lambda = 417 \text{ nm}$ y para TiN₂ la $T_{m\acute{a}x} = 22.91 \%$ para $\lambda = 435 \text{ nm}$. El máximo tiene un

corrimiento hacia el ultravioleta para la muestra más gruesa (TiN_1).

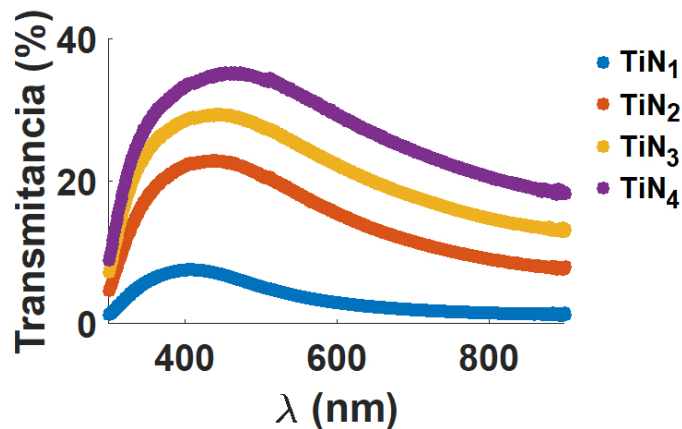


FIGURA 4.2: Curva de transmitancia para las muestras TiN_1 , TiN_2 , TiN_3 y TiN_4 . La transmitancia disminuye para la película más gruesa (TiN_1).

En la figura 4.3 a) y c) se muestran las películas de TiN_1 y TiN_2 , respectivamente. Visualmente se aprecia que a muestra TiN_1 tiene un color dorado, característica que se deseaba debido a la similitud que se busca con el Oro; mientras que la película de TiN_2 tiene un color más opaco y menos dorado, lo que nos indica que tendría una similitud menor al Oro y lo corroboramos con los resultados del estudio por elipsometría. Los valores de su permitividad eléctrica están más alejados de los correspondientes al Oro. En los incisos b) y d) se presentan las imágenes obtenidas por un microscopio de fuerza atómica marca Nanosurf de las películas de TiN_1 y TiN_2 , la rugosidad obtenida por AFM es de 2.6 nm para la muestra TiN_1 y de 3.7 nm para la muestra TiN_2 en un área de $5 \mu m \times 5 \mu m$.

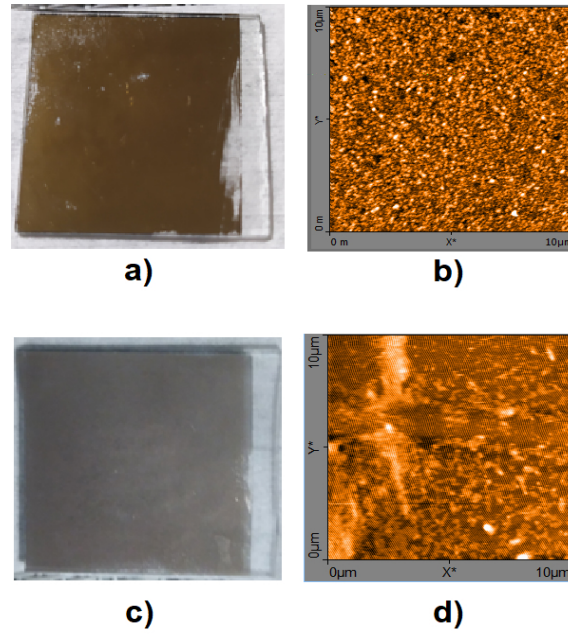


FIGURA 4.3: Películas de TiN. a) y c) Fotografías de las muestras TiN_1 y TiN_2 respectivamente, la diferencia de color es notable a distintos tiempos de depósito; b) y d) imágenes AFM de las películas TiN_1 y TiN_2 .

Debido a que nos interesa la generación de plasmones con el Nitruro de Titanio, nos dimos a la tarea de excitar el plasmón mediante reflexión totalmente atenuada (ATR). Las curvas obtenidas para tres diferentes longitudes de onda se presentan en la figura 4.4. No se presenta el valle esperado en la curva de ATR experimental, sin embargo se aprecia que hay absorción, de la cual parte de esa energía puede ser que esté acoplada a plasmón superficial. La absorción que se presenta en nuestra película de TiN, estaba predicha por la parte imaginaria de la permitividad eléctrica, curva obtenida por elipsometría que se muestra en la figura 4.1 b).

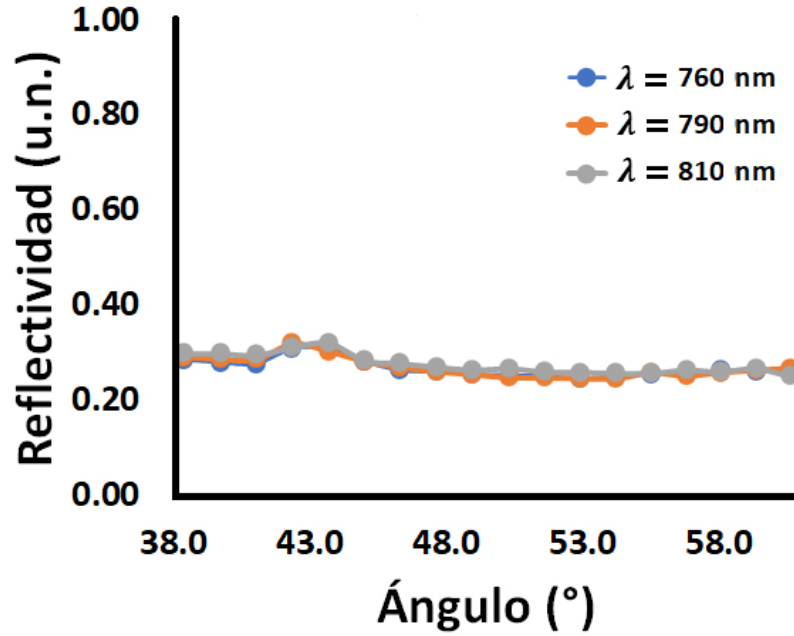


FIGURA 4.4: Curvas de ATR para tres longitudes de onda para excitar el plasmón superficial en la película de TiN_1 .

4.2 METALENTES PLASMÓNICAS

En esta sección se muestran el diseño y la caracterización, realizados numéricamente, de las metalentes basadas en los resultados arrojados en la caracterización de las películas de TiN que fueron crecidas mediante erosión iónica reactiva que se presentaron en la sección anterior.

4.2.1 DISEÑO DE METALENTES PLASMÓNICAS DE TiN

A partir de los datos experimentales de la muestra TiN_1 (la que presentó un comportamiento más cercano al Au) de la tabla (4.1) y empatando las fases descritas por las ecuaciones (3.1) y (3.3), se diseñaron metales plasmónicas convergentes de TiN y Au (metales de fase esférica). Para las metales se fijaron los siguientes parámetros de diseño: una distancia focal $f = 2.5 \mu\text{m}$, un grosor de las películas de $t = 300 \text{ nm}$ y 51 nano-rendijas. En la figura 4.5 se muestra la variación de los anchos de cada nano-rendija como función de la posición a lo largo del eje x medido desde el centro de la lente.

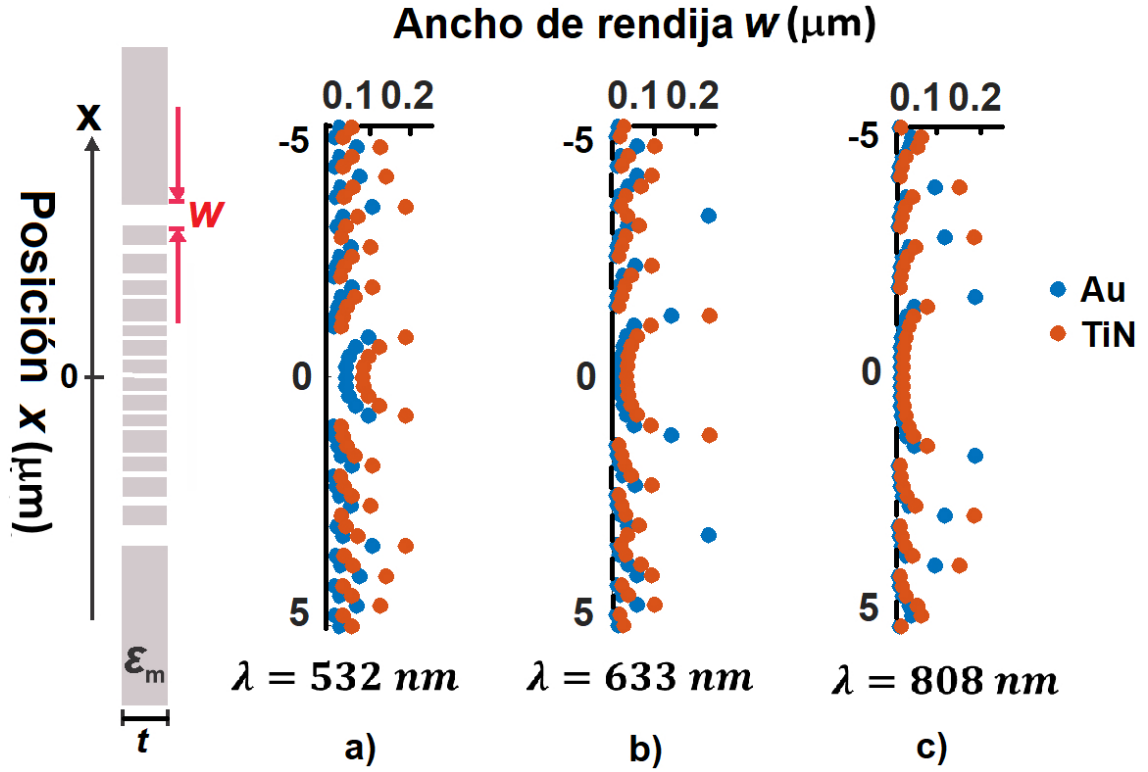


FIGURA 4.5: Distribución de anchos para metalentes plasmónicas de TiN y Au diseñadas para a) $\lambda = 808 \text{ nm}$, b) $\lambda = 633 \text{ nm}$ y c) $\lambda = 532 \text{ nm}$ considerando un grosor de la película metálica $t = 300 \text{ nm}$.

Se diseñaron también metalentes plasmónicas de TiN de gran profundidad de foco, por empatamiento de fase, utilizando las ecs (3.2) y (3.3). Se consideró un grosor $t = 300 \text{ nm}$ de la película de TiN₁, una longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$, variando el ángulo $\gamma = [1, 5 \text{ y } 9]^\circ$. La comparación de la distribución de anchos se muestra en la figura 4.6. Se aprecia en las figuras 4.5 y 4.6 que los anchos para las metalentes de TiN son mayores en todos los casos, lo cual podría representar una ventaja en el proceso de fabricación.

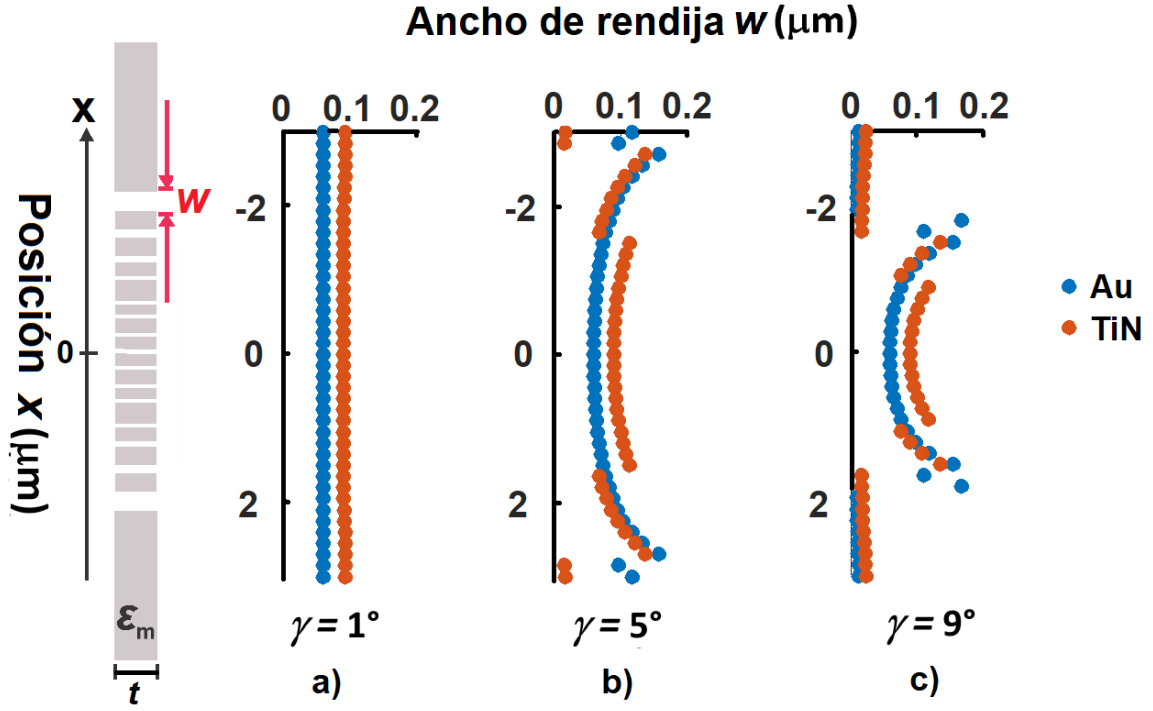


FIGURA 4.6: Distribución de anchos para metalentes plasmónicas de gran profundidad de foco de TiN y Au diseñadas para $\lambda = 633$ nm, con un grosor de película $t = 300$ nm para ángulos a) $\gamma = 1^\circ$, b) $\gamma = 5^\circ$ y c) $\gamma = 9^\circ$.

Los mapas de intensidad en el plano xz obtenidos por la interacción de un haz Gaussiano con las metalentes a partir del método de la ecuación integral se muestran a continuación. Cada mapa muestra la función de punto extendido (derecha) y la intensidad axial (debajo), los perfiles se trazaron tomando como referencia la posición del punto de máxima intensidad. Los valores de la profundidad de foco y el ancho de la función de punto extendido se obtuvieron tomando la distancia que existe entre los puntos donde la intensidad decae a la mitad del perfil en los ejes z y x , respectivamente. En primera instancia se analizaron las metalentes plasmónicas convergentes correspondientes a las

distribuciones de anchos de la figura 4.5. Cada metalente fue iluminada con un haz Gaussiano de la longitud de onda de diseño.

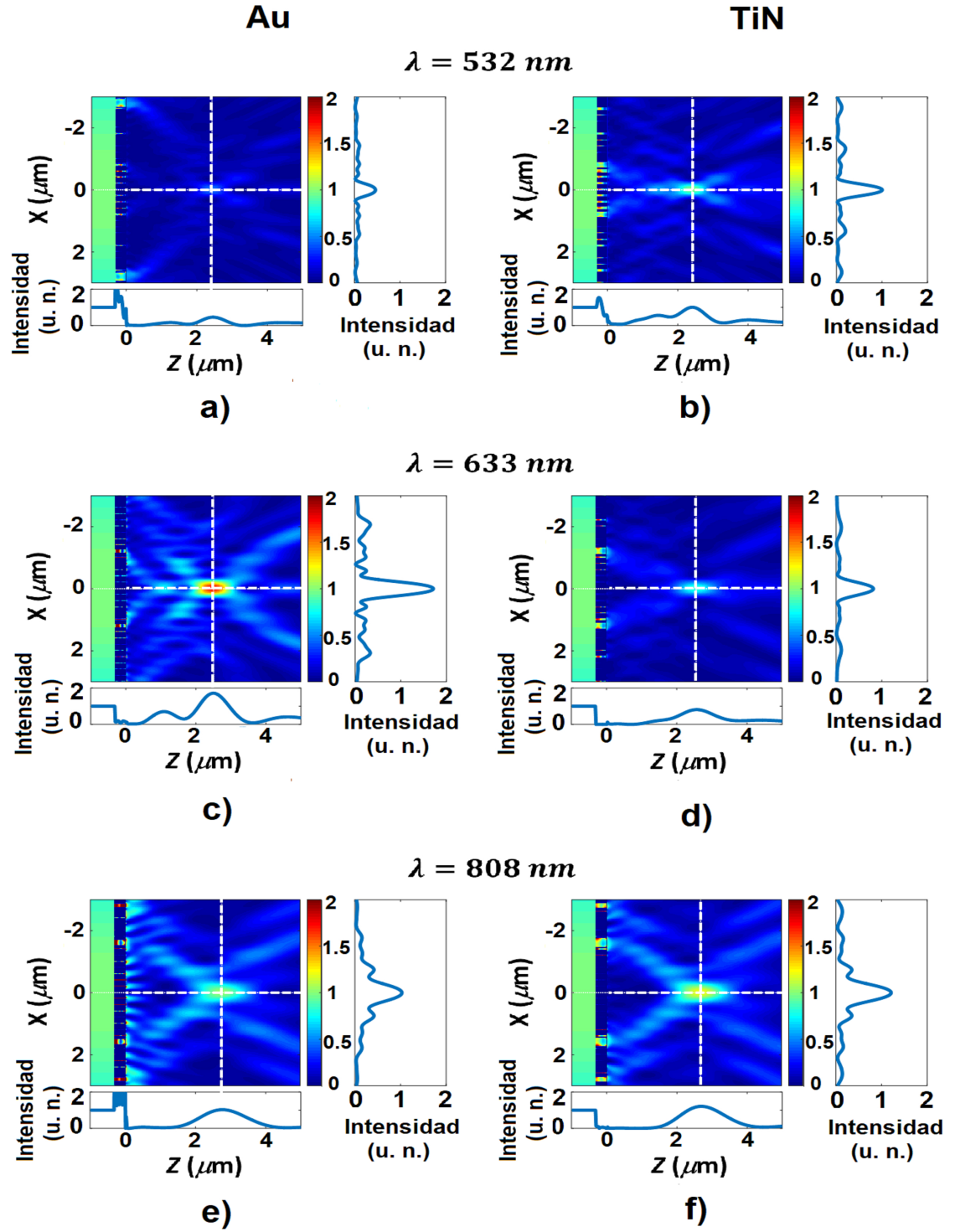


FIGURA 4.7: Mapas de intensidad para metalentes plasmónicas convergentes con distancia focal de diseño $f = 2.5 \mu\text{m}$ basadas en Au para a) $\lambda = 532 \text{ nm}$, c) $\lambda = 633 \text{ nm}$ y e) $\lambda = 808 \text{ nm}$, y para metalentes plasmónicas basadas en TiN para b) $\lambda = 532 \text{ nm}$, d) $\lambda = 633 \text{ nm}$ y f) $\lambda = 808 \text{ nm}$. El grosor de las películas metálicas es de $t = 300 \text{ nm}$.

La metalente plasmónica de TiN diseñada para $\lambda = 532$ nm presenta un 3.2 % más en la eficiencia de transmisión en comparación de la metalente de Au, mientras que las de Au presentan un 5 % más para $\lambda = 633$ nm y un 3 % para $\lambda = 808$ nm en la eficiencia de transmisión respecto a las de TiN. En el caso de las metalentes diseñadas para $\lambda = 532$ nm y $\lambda = 633$ nm la posición del punto máximo de intensidad se encuentra en $2.46 \mu m$ y $2.51 \mu m$ para el caso de las metalentes de Au y para el caso de las metalentes de TiN a $2.41 \mu m$ y $2.56 \mu m$. Estas metalentes enfocan a una distancia muy cercana a la distancia focal de diseño $f = 2.5 \mu m$. Sin embargo, a pesar de presentar una eficiencia de transmisión mayor para $\lambda = 808$ nm, la distancia focal resultante se encuentra más alejada de la de diseño, en el caso de la de Au es $2.76 \mu m$ y la de TiN en $2.69 \mu m$. Es notable que a pesar de las diferencias en transimisión, la respuesta de las metalentes de TiN es extremadamente similar a las de Au.

El resumen del análisis numérico del comportamiento de cada metalente plasmónica se muestra en la tabla 4.2.

λ (nm)	Material	PF (μm)	FPE (μm)	$z_{I_{m\acute{a}x}}$ (μm)	$T_{m\acute{a}x}$ (%)	I (u.n.)
532	Au	0.78	0.40	2.46	4.5	0.46
	TiN	0.98	0.38	2.41	7.7	1.00
633	Au	0.99	0.48	2.51	11	1.71
	TiN	1.29	0.44	2.56	6.1	0.81
808	Au	1.53	0.68	2.76	15	1.03
	TiN	1.45	0.62	2.69	12	1.21

TABLA 4.2: Parámetros característicos de las metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase esférica de distancia focal $f = 2.5 \mu m$ variando λ .

Un aspecto que se estudió fue la dependencia cromática. Para este objetivo se consideraron las metalentes plasmónicas diseñadas para $\lambda = 532$ nm de ambos materiales. Estas metalentes fueron iluminadas a tres longitudes de onda diferentes: $\lambda = 532$ nm (λ de diseño), $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 808$ nm. Los mapas de intensidad con sus respectivos perfiles longitudinal y transversal se muestran en la figura 4.8. Es notable que las metalentes presentan una respuesta dependiente de la longitud de onda. Las distancias focales para las metalentes de Au son $2.45 \mu m$ con una eficiencia de transmisión del 4.5 %, $1.76 \mu m$ con eficiencia de transmisión del 14.9 % y $0.99 \mu m$ y eficiencia de transmisión del 28.7 % para $\lambda = 532$ nm, $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 808$ nm, respectivamente. En el caso de la metalente de TiN las distancias focales son $2.41 \mu m$, $1.67 \mu m$ y $0.97 \mu m$ para $\lambda = 532$ nm, $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 808$ nm, respectivamente. La eficiencia de transmisión en cada caso es $2.41 \mu m$, 12.4 % y 21.6 % para $\lambda = 532$ nm, $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 808$ nm, respectivamen-

te. La distancia focal disminuye para longitudes de onda mayores para ambos materiales mientras que la eficiencia de transmisión aumenta.

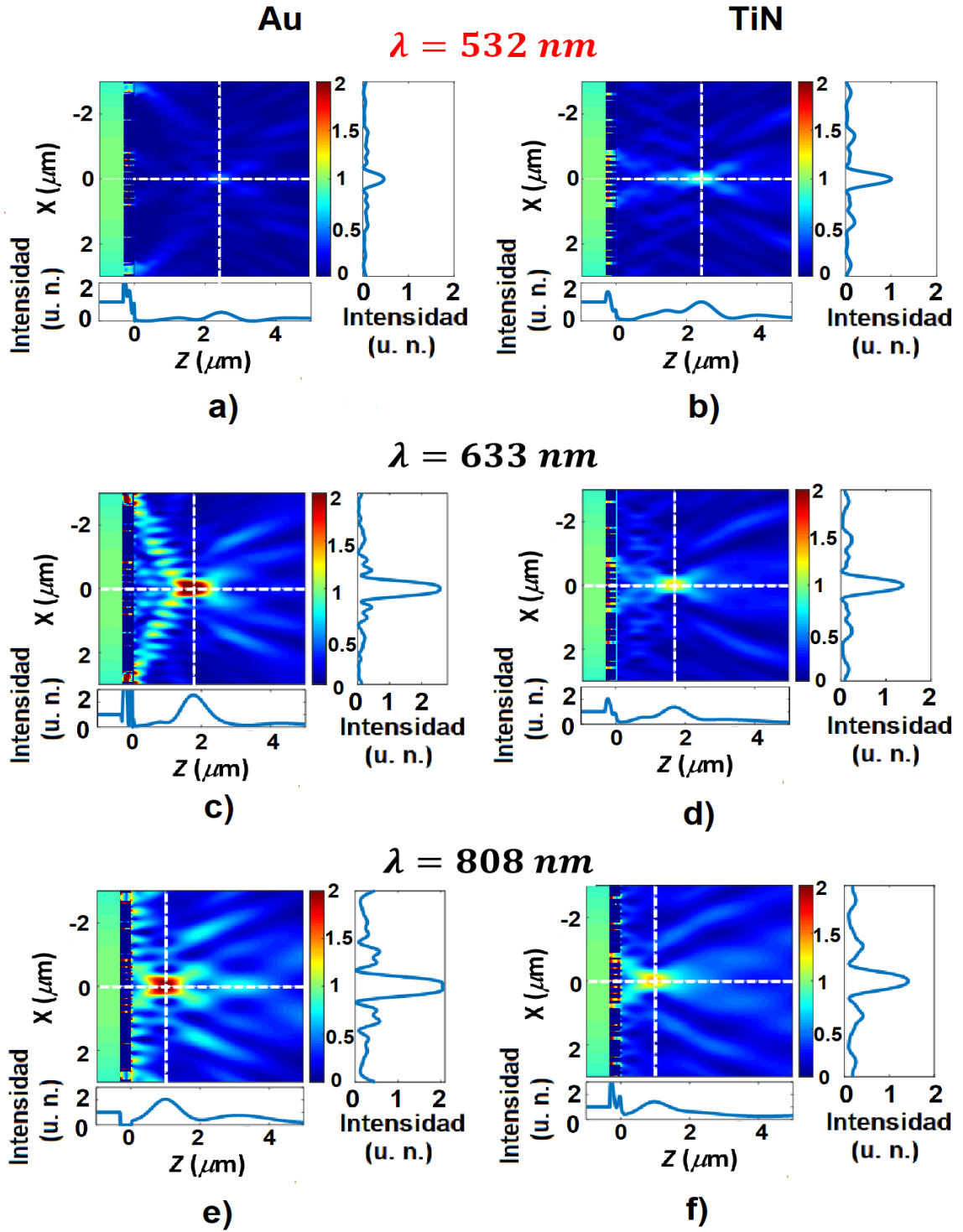


FIGURA 4.8: Mapas de intensidad debido a la dependencia cromática de las metalentes plasmónicas convergentes diseñadas para $\lambda = 532 \text{ nm}$ y distancia focal $f = 2.5 \mu\text{m}$ basadas en Au para a) $\lambda = 532 \text{ nm}$, c) $\lambda = 633 \text{ nm}$ y e) $\lambda = 808 \text{ nm}$, y para metalentes plasmónicas basadas en TiN para b) $\lambda = 532 \text{ nm}$, d) $\lambda = 633 \text{ nm}$ y f) $\lambda = 808 \text{ nm}$. El grosor de las películas metálicas es de $t = 300 \text{ nm}$. La distancia focal se acerca más a la lente para longitudes de onda mayor.

Continuando con los resultados, se presentan los mapas de intensidad para metalentes de gran profundidad de foco PF basados en el funcionamiento de un biprisma de Fresnel. Las metalentes fueron iluminadas con un haz Gaussiano de $\lambda = 633$ nm. Los mapas de intensidad generados por las metalentes plasmónicas de TiN de gran profundidad de foco formadas por las distribuciones de nano-rendijas mostradas en la figura 4.6 se muestran en las figuras 4.9, 4.10 y 4.11. Se puede notar que la distribución de intensidad resultante de las metalentes para $\gamma = 1^\circ$ y $\gamma = 5^\circ$ tienen un comportamiento similar para ambos materiales y para los tres casos, la posición del punto de máxima intensidad se recorre hacia la izquierda entre más crece el ángulo γ y el ancho de la función de punto extendido se hace más delgado.

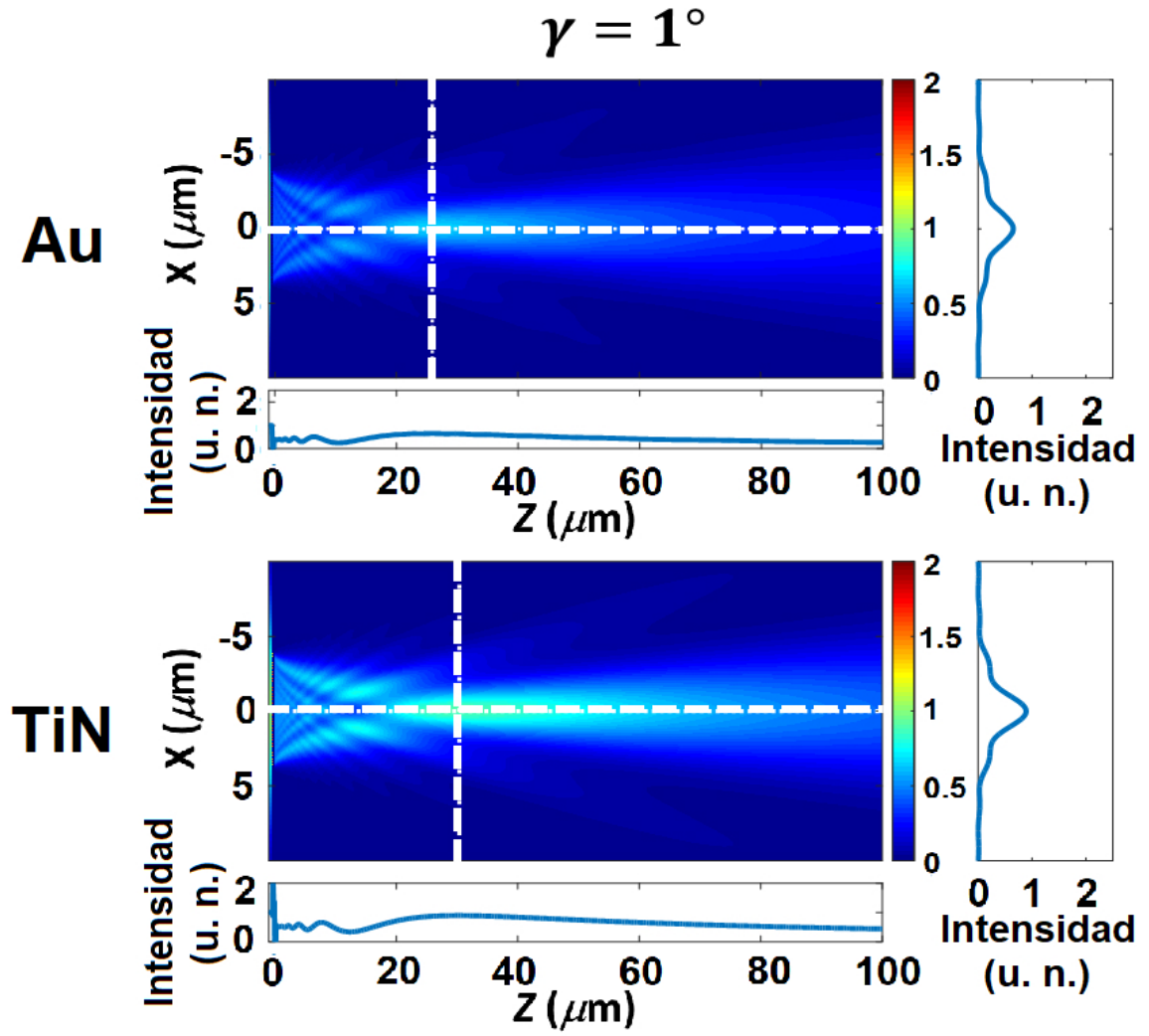


FIGURA 4.9: Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633$ nm y un ángulo $\gamma = 1^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece.

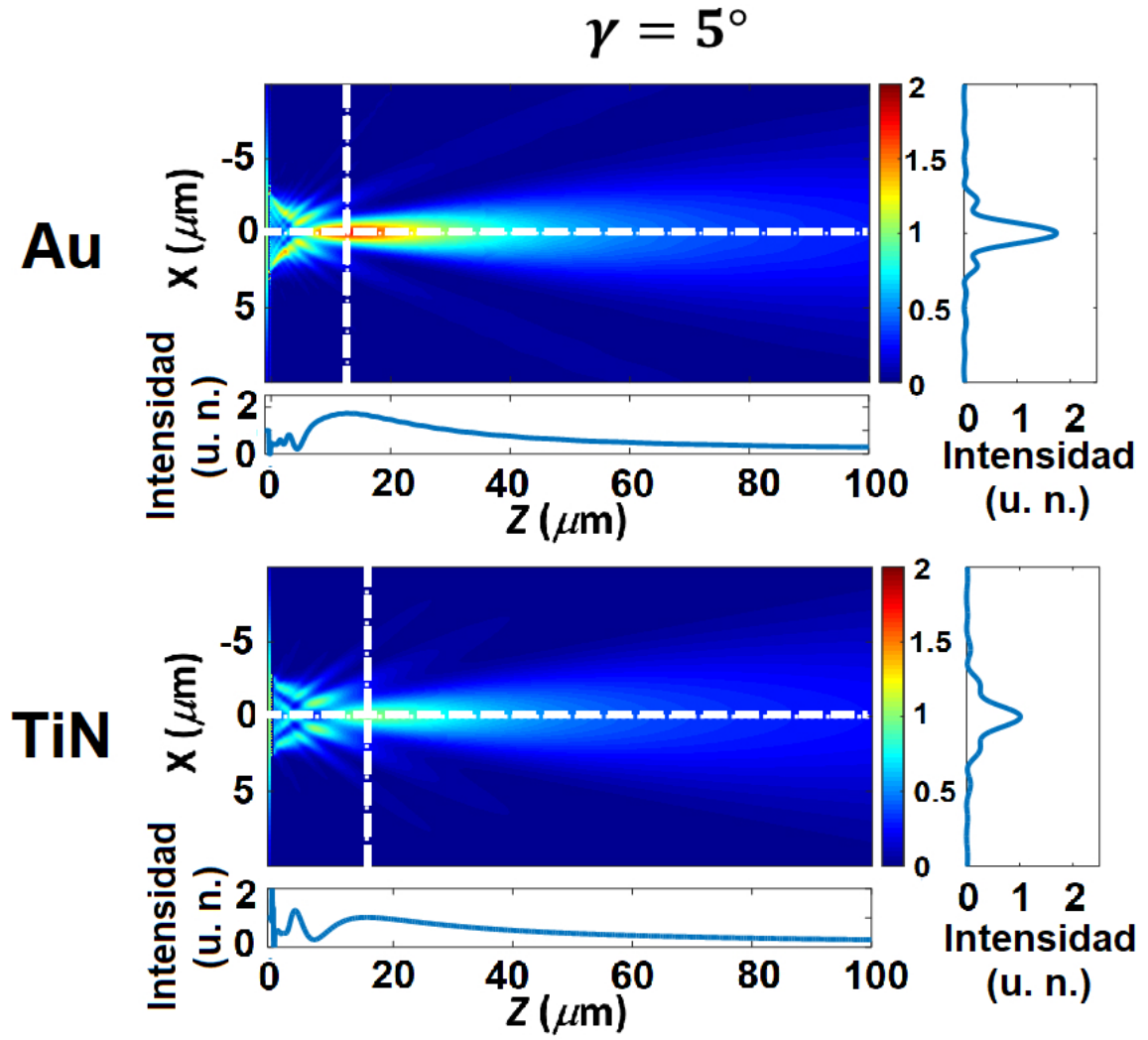


FIGURA 4.10: Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633$ nm y un ángulo $\gamma = 5^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece.

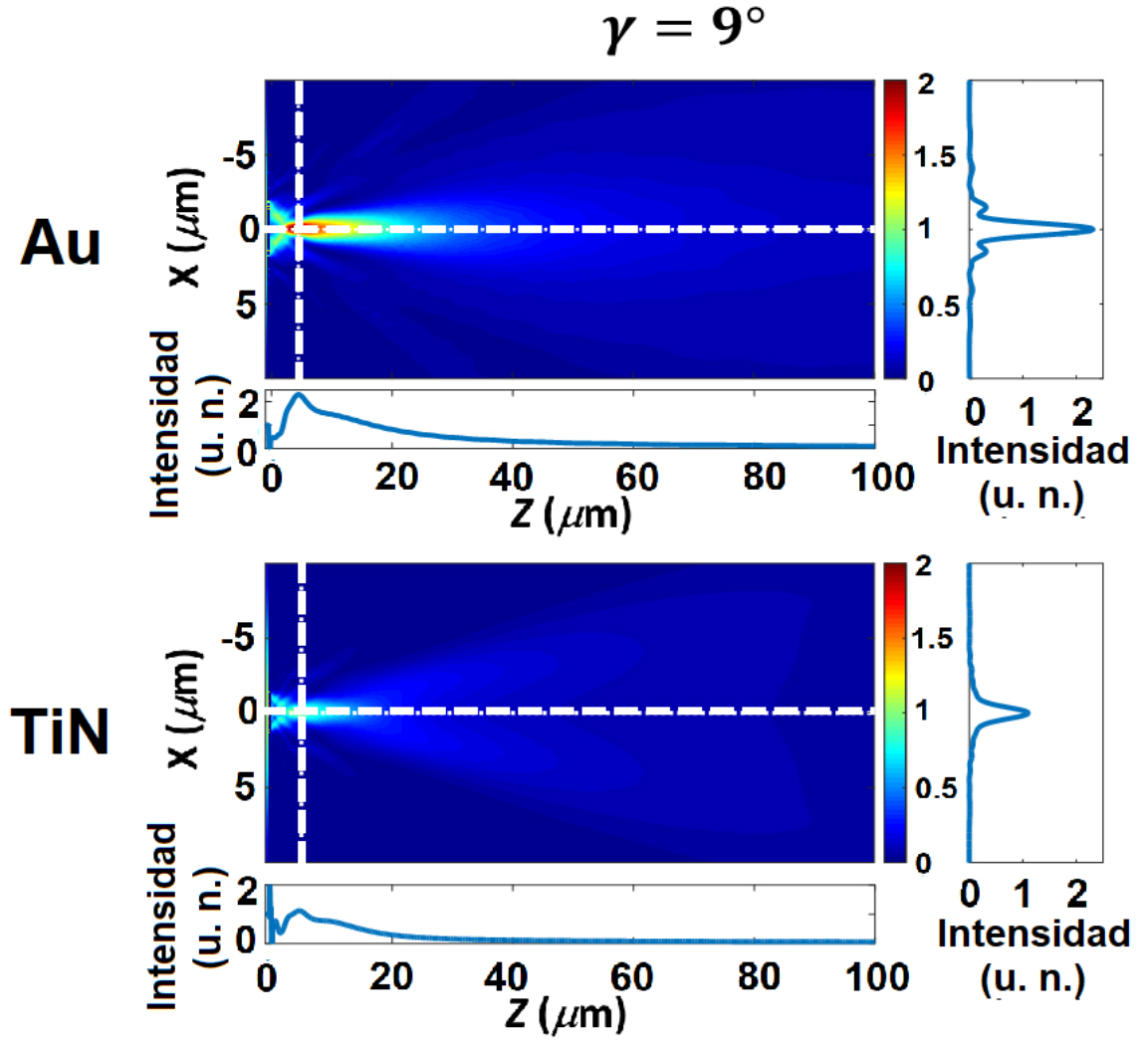


FIGURA 4.11: Mapas de intensidad de las metalentes plasmónicas de TiN y Au con fase de un biprisma de Fresnel, diseñadas para $\lambda = 633 \text{ nm}$ y un ángulo $\gamma = 9^\circ$. La posición de la máxima intensidad se acerca más a la metalente cuando γ crece.

La comparación de los parámetros característicos de estas metalentes con los obtenidos por metalentes de gran profundidad de foco de Au reportados en [18] se muestra en la tabla 4.3.

γ	Material	PF (μm)	FPE (μm)	$z_{Im\acute{a}x}$ (μm)	$T_{m\acute{a}x}$ (%)	I (u.n.)
1°	Au	80.31	2.88	25.91	21.48	0.65
	TiN	81.94	2.74	30.36	28.76	0.89
5°	Au	29.05	1.52	12.76	27.66	1.74
	TiN	37.38	1.80	15.55	23.37	1.01
9°	Au	15.01	0.88	4.45	22.63	2.31
	TiN	11.57	0.98	4.60	12.67	1.11

TABLA 4.3: Parámetros característicos de metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel iluminadas con un haz Gaussiano de $\lambda = 633$ nm y γ variable.

De acuerdo a la tabla 4.3, la profundidad de foco (PF) aumenta para ángulos pequeños, un comportamiento que se esperaba debido a que es una característica de un biprisma de Fresnel. Además de que la profundidad de foco y la función de punto extendido (FPE) presentan valores similares con ambos materiales. En la mayoría de los casos se tiene una transmisión de luz mayor al 20% excepto en el caso de la metalente de TiN para $\lambda = 808$ nm, que fue del 12%, lo que es de esperarse ya que según la figura 4.1 el TiN presenta mayor absorción para longitudes de onda grandes. Considerando el diseño de las metalentes con mayor profundidad de foco, es decir para $\gamma = 1^\circ$, el comportamiento de las metalentes se concentra en la tabla 4.4. A partir de estos datos se puede determinar que ambos materiales funcionan de manera similar, el único parámetro que hay mayor diferencia es en la transmisión de luz, la metalente con mayor eficiencia para longitudes

de onda cortas es la de TiN y para longitudes de onda largas es la de Au.

λ (nm)	Material	PF (μm)	FPE (μm)	$z_{I_{máx}}$ (μm)	$T_{máx}$ (%)	I (u.n.)
532	Au	81.19	2.76	34.07	10.60	0.33
	TiN	82.02	2.64	33.46	39.02	1.23
633	Au	80.31	2.88	25.91	21.48	0.65
	TiN	81.94	2.74	30.36	28.76	0.89
808	Au	63.83	2.92	23.51	51.20	1.54
	TiN	67.35	2.86	23.66	34.10	1.04

TABLA 4.4: Parámetros característicos de metalentes plasmónicas de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel de $\gamma = 1^\circ$ variando λ .

El efecto que tiene el número de rendijas en la transmisión de la luz se muestra en la figura 4.12, estas distribuciones de intensidad corresponden a las metalentes de TiN diseñadas para $\lambda = 633$ nm, grosor de $t = 300$ nm, y un ángulo $\gamma = 5^\circ$. La razón de aspecto (RA), definida como la razón entre la profundidad de foco y la función de punto extendido, es comparada con la obtenida para metalentes de Au. Para ambos casos, la razón de aspecto crece linealmente hasta las 41 nano-rendijas, y parece mantenerse en un valor constante después de ese número de nano-rendijas.

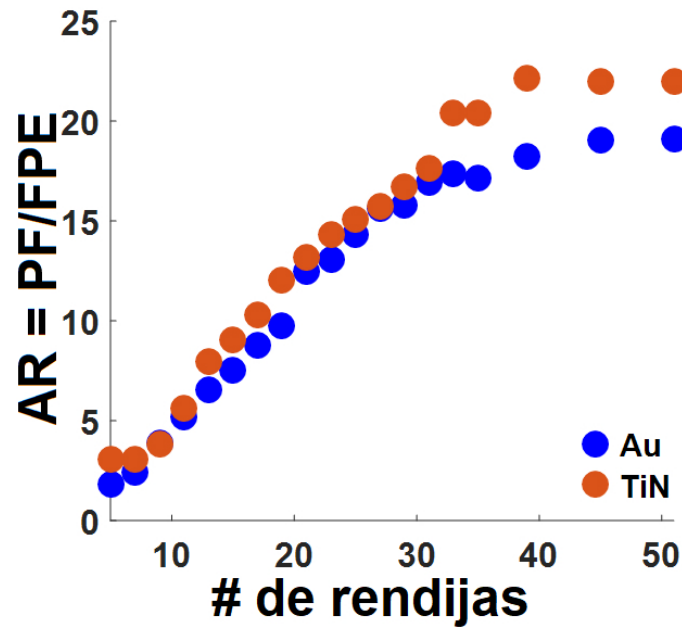


FIGURA 4.12: Comportamiento de la razón de aspecto para metalentes plasmónicas de Au y TiN en función del número de nano-rendijas con parámetros de diseño $\lambda = 633$ nm, $\gamma = 5^\circ$ y $t = 300$ nm.

Para las metalentes plasmónicas de Nitruro de Titanio de gran profundidad de foco también se estudió la dependencia cromática. En primera instancia de la figura 4.6 se aprecia que el tamaño de las rendijas sí depende de la longitud de onda de diseño.

Se tomó el diseño de las metalentes plasmonicas de TiN correspondientes a la 4.6 b), cuyos parámetros de diseño son: $\lambda = 633$ nm, $\gamma = 5^\circ$, $t = 300$ nm y 51 nano-rendijas. Se le incidió un haz Gaussiano con las tres longitudes de onda (532 nm, 633 nm y 808 nm). Los mapas de intensidad resultantes se muestran en la figura 4.13. La PF para una $\lambda = 532$ nm incidente es de $27.60 \mu\text{m}$ con una transmisión del 15 %; para una $\lambda = 633$ nm incidente la PF es $29.05 \mu\text{m}$ con una

transmisión del 23 % y para el caso de incidir el haz de $\lambda = 808$ nm la PF es de $36.90 \mu\text{m}$ y una transmisión del 44 %. Podemos observar que cuando aumenta la longitud de onda del haz incidente la eficiencia de transmisión crece y la profundidad de foco disminuye. Además de que la razón de aspecto se mantiene en un valor constante de 20 para las tres diferentes longitudes de onda incidente.

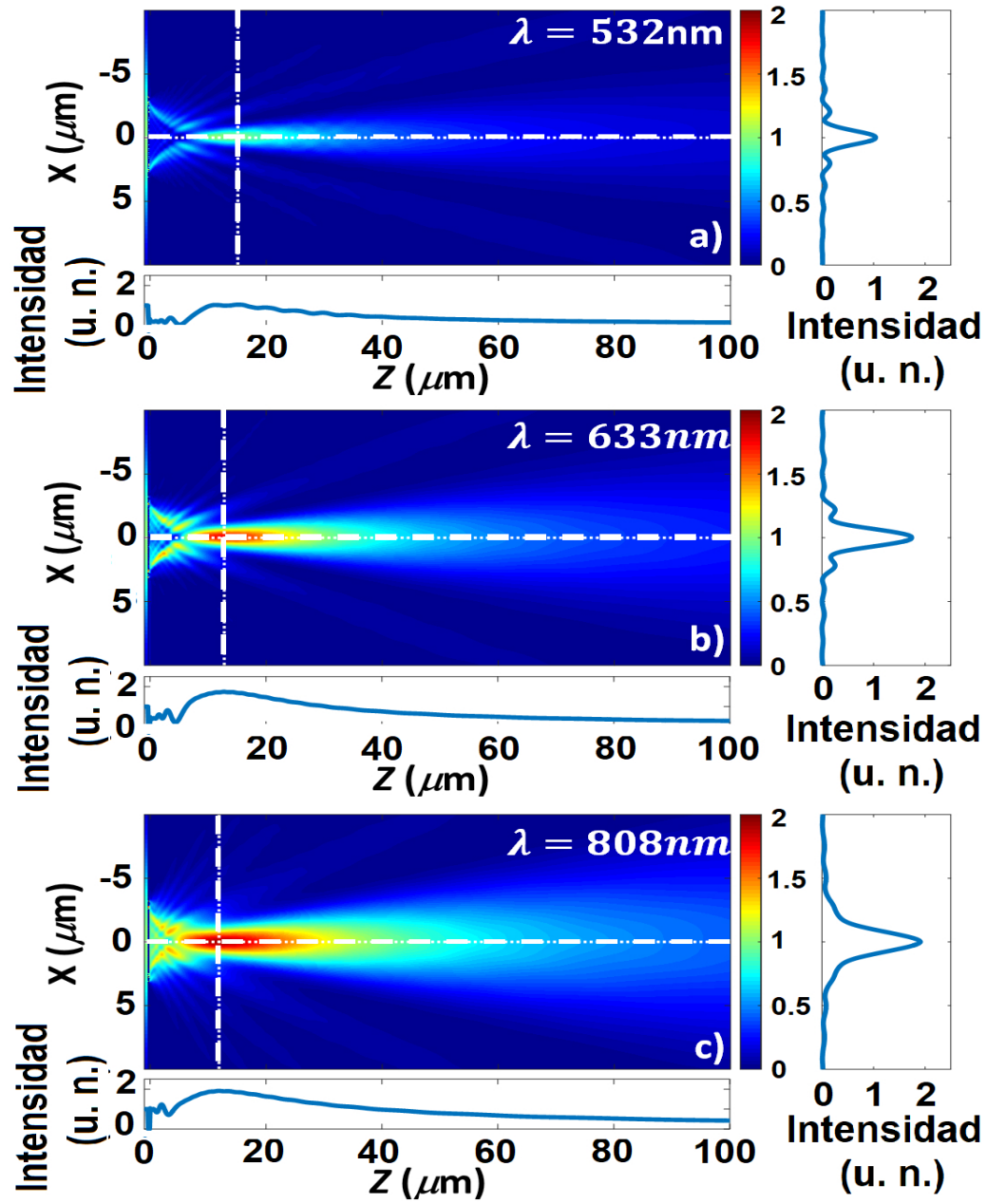


FIGURA 4.13: Dependencia cromática de las metalentes plasmónicas de TiN. Mapas de intensidad con sus correspondientes perfiles transversal y axial de las metalentes plasmónicas diseñadas para $\lambda = 633\text{ nm}$, $\gamma = 5^\circ$, $t = 300\text{ nm}$ y 51 nano-rendijas que fueron iluminadas con un haz Gaussiano con tres diferentes longitudes de onda: a) $\lambda = 532\text{ nm}$, b) $\lambda = 633\text{ nm}$ y c) $\lambda = 808\text{ nm}$. La PF aumenta cuando la longitud de onda se reduce, pero la eficiencia de transmisión se incrementa.

Hasta ahora se mostraron resultados de metalentes con los datos para la muestra de TiN_1 , debido a que era la más cercana al comportamiento del Au. A continuación se muestran en la figura 4.14 las distribuciones de intensidad para los tres materiales de la tabla 4.1. Los parámetros de diseño fueron: $\gamma = 9^\circ$ y grosor $t = 300$ nm, para $\lambda = 532$ nm, $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 808$ nm.

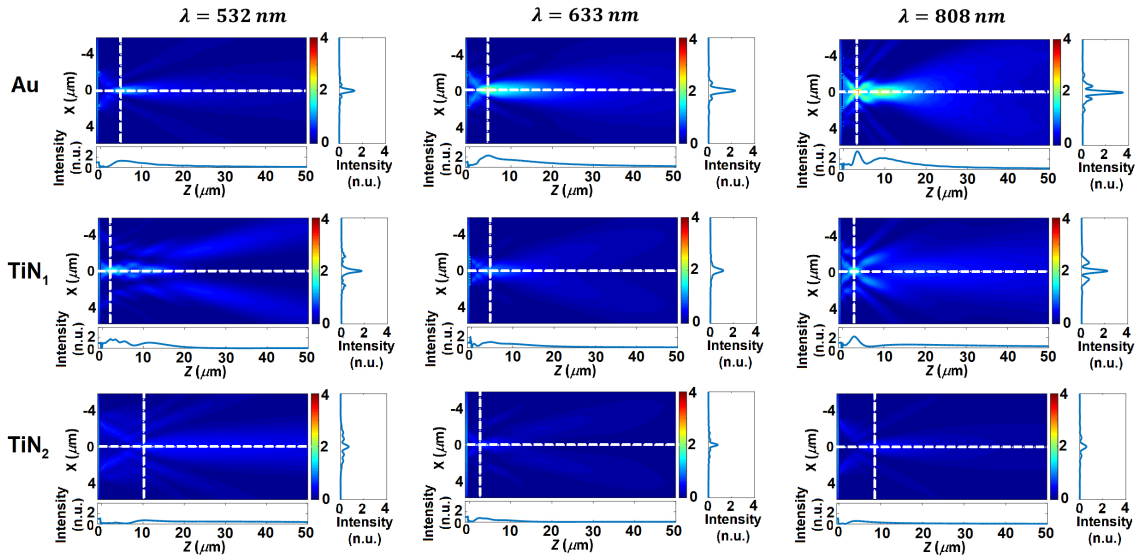


FIGURA 4.14: Comparación de las metalentes diseñadas con los valores de la tabla 4.1 para los tres materiales. Au y TiN_1 variando la longitud de onda λ con parámetros de diseño: $\gamma = 9^\circ$, $t = 300$ nm y 51 nano-rendijas.

Los valores de los parámetros característicos de las metalentes se encuentran concentrados en la tabla 4.5. Se puede notar que para estos parámetros, los valores de las metalentes de Au y TiN_1 son similares, sin embargo, es notable que también se pueden tener metalentes plasmónicas con los valores correspondientes a la muestra de TiN_2 .

λ (nm)	Material	PF (μm)	FPE (μm)	$z_{I_{máx}}$ (μm)	$T_{máx}$ (%)	I (u. n.)
532	Au	10.01	0.73	5.15	9.73	1.31
	TiN ₁	18.90	0.64	2.00	17.84	1.75
	TiN ₂	47.98	0.92	10.50	16.05	0.70
633	Au	12.47	0.85	4.45	22.63	2.31
	TiN ₁	11.66	0.96	4.60	12.67	1.11
	TiN ₂	8.67	0.63	2.50	8.01	0.80
808	Au	2.22	0.70	3.30	32.98	3.49
	TiN ₁	2.67	0.63	2.89	25.67	2.23
	TiN ₂	14.47	0.99	8.35	8.62	0.58

TABLA 4.5: Parámetros característicos de MP de Au y TiN con fase de biprisma de Fresnel de $\gamma = 9^\circ$ variando λ .

CAPÍTULO 5

RESUMEN Y CONCLUSIONES

Por el empatamiento de fase de frentes de onda saliente de un conjunto de nano-rendijas sobre una película metálica con el de frentes de onda salientes de un biprisma de Fresnel, fue posible definir los parámetros para el diseño de metalentes plasmónicas de Au y TiN de gran profundidad de foco.

Mediante el método de la ecuación integral y de acuerdo con el sistema óptico (BF) observamos que al disminuir el ángulo de diseño γ (ángulo de propagación de los frentes de onda de salida del BF) aumenta la profundidad de foco [18].

Para las metalentes de nano-rendijas de TiN y Au con funcionamiento análogo al de un BF, la profundidad de foco y la función de punto extendido aumentan con el número de rendijas.

Fue posible diseñar metalentes plasmónicas con profundidad de foco de hasta $79.80 \mu\text{m}$ para $\lambda = 532 \text{ nm}$ y eficiencia de transmisión del 50 % para $\lambda = 808 \text{ nm}$.

Se demostró que la relación de aspecto entre la profundidad de foco y la función de punto extendido alcanza un valor constante a partir de 41 nano-rendijas.

Las metalentes plasmónicas presentan una dependencia cromática, sin embargo, la relación de aspecto permanece constante con diferentes longitudes de onda de iluminación.

Los valores de permitividad eléctrica (parte real) de las películas de TiN, que se crecieron mediante erosión iónica reactiva, presentan un comportamiento que tiende a asemejarse a la del Au en el rango visible del espectro electromagnético. Tanto para el Oro como para el TiN, la parte real de la permitividad eléctrica tiende a ser menor conforme crece la longitud de onda.

Entre más gruesas son las películas de TiN, la parte real de la permitividad eléctrica disminuye, pero su transmitancia también disminuye.

Basados en los datos tomados de la muestra 1 de TiN se diseñaron de metalentes plasmónicas con funcionamiento análogo a una lente esférica y un biprisma de Fresnel.

Estos resultados involucraron el diseño numérico y datos experimentales que contribuyen al diseño de metalentes simples, con un punto de vista teórico y experimental, que pueden ser extendidos a otros materiales aplicadas en sistemas ópticos de formación de imágenes.

nes, enfocamiento e incluso aplicaciones en comunicación.

A pesar de que los resultados son alentadores y fue posible demostrar la validez de la hipótesis original de esta tesis, aún queda un amplio camino por recorrer.

Por ejemplo, se debe continuar con la variación de los parámetros empleados en la fabricación de las películas delgadas de TiN por erosión iónica reactiva, a fin de lograr una mayor similitud respecto a la constante dieléctrica del Oro, especialmente en la parte imaginaria, ya que las muestras fabricadas presentaron mayores pérdidas ópticas. Esto puede ser mejorado empleando técnicas de caracterización más sofisticadas, como XPS para determinar la estequiometría del material y pruebas de rayos X para conocer su estructura cristalina. Esto podría ayudar a disminuir aún más la rugosidad de las películas delgadas para potenciales aplicaciones en el área de la plasmónica.

Toda vez que las pérdidas ópticas del material sean disminuidas, se podrán excitar resonancias plasmónicas de manera más eficiente para diseñar, por ejemplo, sensores ópticos sintonizables, dispositivos metafotónicos integrados e incluso metamateriales hiperbólicos.

En lo que respecta al diseño de metalentes, se podría explorar el diseño de metalentes con simetría de revolución, es decir, nanorillos concéntricos que permitan enfocar haces de luz con polarización radial. Incluso se podrían diseñar metalentes para estructurar haces de luz para aplicaciones de atrapamiento de nanopartículas (pinzas

ópticas) que soporten altos gradientes de temperatura o para auto-reconstrucción de frentes de onda.

El espectro de aplicaciones generado a partir de la unión de la ciencia de materiales, para la fabricación de películas delgadas de TiN, con la metafotónica, para el diseño de elementos ópticos micrométricos, abre un sin fin de posibilidades para el desarrollo de diversos dispositivos ópticos con capacidades superiores a las que encontramos actualmente, un excitante tema de investigación que queda abierto para futuras generaciones.

APÉNDICE A

FABRICACIÓN DE MICROLENTES DE ORO

Los resultados mostrados en este apéndice corresponden a las muestras obtenidas durante la estancia doctoral, sin embargo, por cuestiones de la contingencia sanitaria mundial derivada del virus SARS-Cov-2 no se lograron concluir satisfactoriamente.

Basados en los resultados numéricos obtenidos de la sección 4, durante la estancia en la Universidad Tecnológica de Troyes (UTT) se realizaron los primeros ensayos de la fabricación de metalentes plasmónicas de Oro sobre sustrato de vidrio. Las metalentes plasmónicas que se hicieron fueron las diseñadas para $\lambda = 633$ nm, para los tres valores de $\gamma = [1, 5, 9]^\circ$. La técnica de fabricación empleada fue la litografía de haz de electrones cuyo procedimiento se describe a continuación:

Paso 1: Preparación del sustrato Se limpiaron los sustratos de vidrio, se colocaron sobre un *spin coater* y se les depositó polimetil

metacrilato (PMMA) para recubrir el sustrato. En el *spin coater* se dejó por 30 s a una velocidad de 4000 rpm y una aceleración de 3000 rpm.

Paso 2: Recocido Posteriormente se colocaron los sustratos con el PMMA en el horno a una temperatura $T=160\text{ }^{\circ}\text{C}$ durante 3 horas.

Paso 3: Litografía Inmediatamente se les agregaron gotas del polímero conductor (AR-PC 5090.02) y utilizando el *spin coater*, con los parámetros del paso anterior, para lograr la uniformidad de la película conductora sobre el PMMA. Se ingresaron las muestras al microscopio de barrido electrónico bajo las siguientes condiciones experimentales: distancia de trabajo de 6 mm, apertura de diafragma de $7.5\text{ }\mu\text{m}$, un voltaje de 20 kV y con los parámetros de dosis de 6.4 nm de discretización, $240\text{ Cs}/\text{cm}^2$ de dosis y una corriente de 10.02 pA.

Paso 4: Revelado La muestra fue colocada en un recipiente con agua desionizada durante 15 s para retirar la película conductora. Terminado el tiempo, en el revelador MIBK/IPA (1 : 3) se dejó por 60 s y finalmente en alcohol isopropanol en un lapso de 15 s, para finalmente secar.

Paso 5: Plasma oxígeno Para asegurarse que el PMMA excedente no afecte a la estructuración, se procedió a retirarlo mediante oxígeno con flujo de 10 sccm, una presión de 20 mTorr durante 5 s.

Paso 6: Depósito de película delgada Al tratarse de una estructura de Au, para evitar su fácil desprendimiento del sustrato, se depositó una película de Titanio de 5 nm de grosor con una evaporadora de haz de electrones. Posteriormente una película de Au de 115 nm de grosor fue depositada. La presión de trabajo en la evaporadora fue de $1.4 \times 10^{-6} Torr$.

Paso 7: Decapado (*lift-off*) Finalmente la muestra es colocada dentro de un recipiente con acetona durante 24 horas para remover los trozos de PMMA, pasado ese tiempo se saca y se seca con aire comprimido.

Los primeros resultados se encuentran en las figuras A.1, A.2 y A.3, correspondiendo a las imágenes tomadas con un microscopio óptico y un microscopio de barrido electrónico.

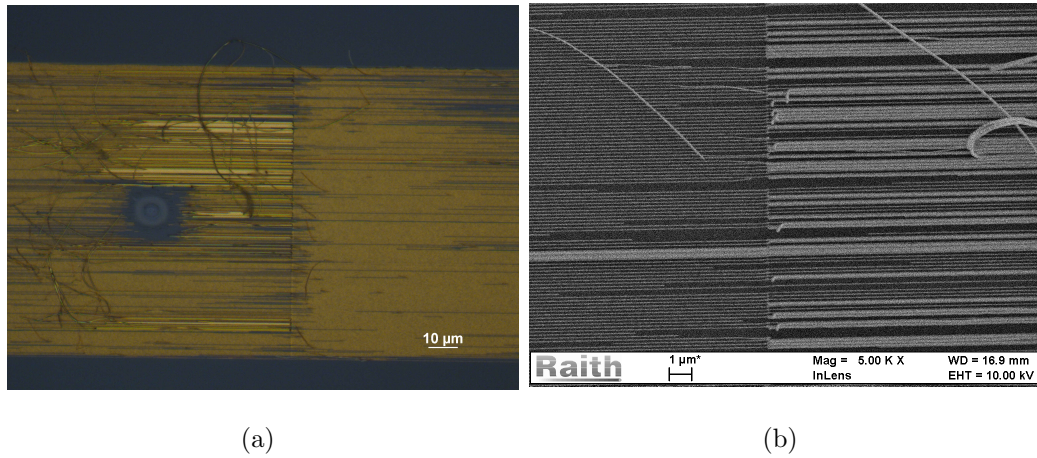


FIGURA A.1: Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633 \text{ nm}$ y $\gamma = 1^\circ$.

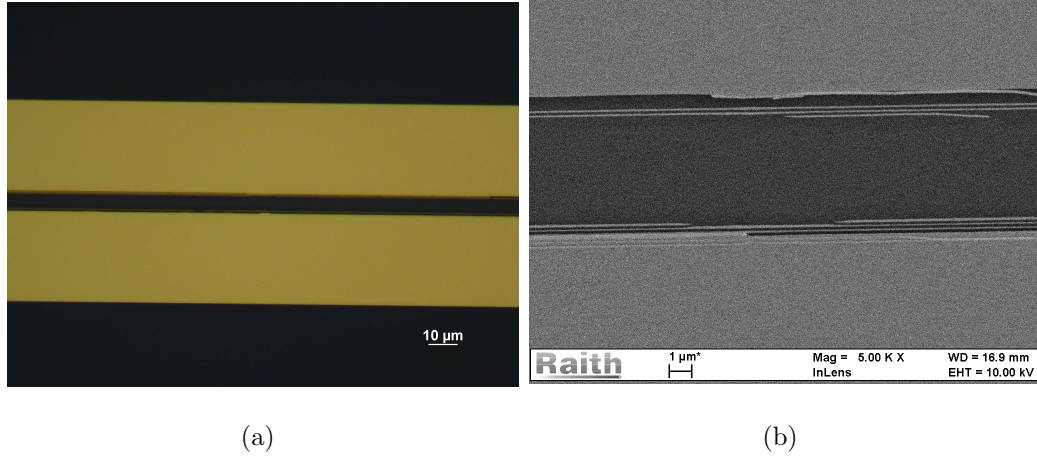


FIGURA A.2: Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633$ nm y $\gamma = 5^\circ$.

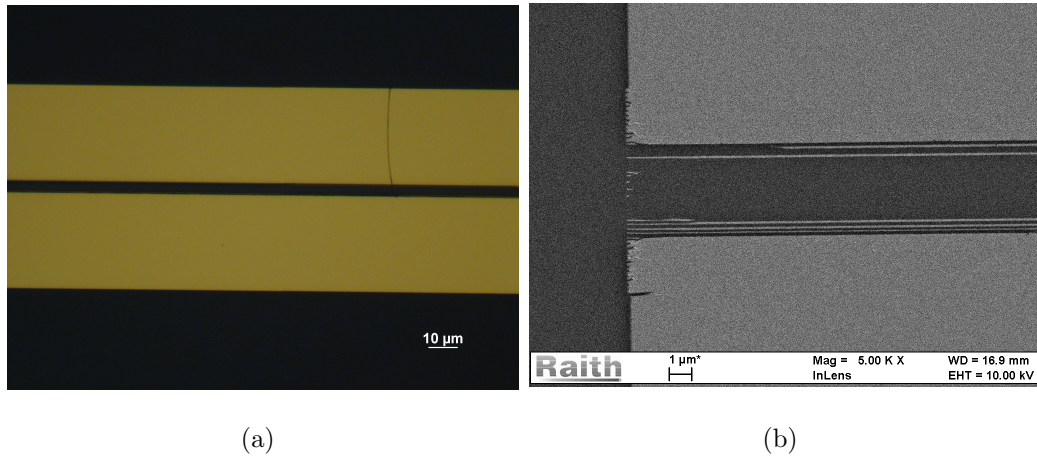


FIGURA A.3: Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de la metalente plasmónica de Au diseñada para $\lambda = 633$ nm y $\gamma = 9^\circ$.

Como puede notarse, las estructuras no quedaron bien formadas debido a que el tamaño de las nano-rendijas estaban en el límite de

resolución del equipo de fabricación. Una alternativa que se planteó para resolver el problema fue disminuir el grosor del PMMA, por lo que se procedió a aumentar la velocidad a 6000 rpm en el *spin coater* en el paso 1 y considerar crecer la película de Au de 80 nm de grosor. Sin embargo, las estructuras quedaron con mucho material incrustado (ver figura A.4).

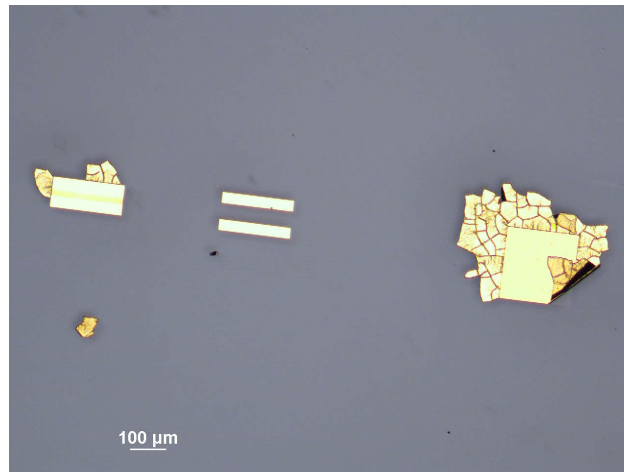


FIGURA A.4: Imagen tomada con un microscopio óptico de las estructuras de las metalentes plasmónicas con una película delgada de Au de 80 nm de grosor.

Otra geometría que se probaron fueron metaestructuras circulares, sin embargo este tipo de forma es aún más complicada de lograrse por la resolución del microscopio de barrido electrónico durante la litografía. En la figura A.5 se muestran algunas de las metaestructuras.

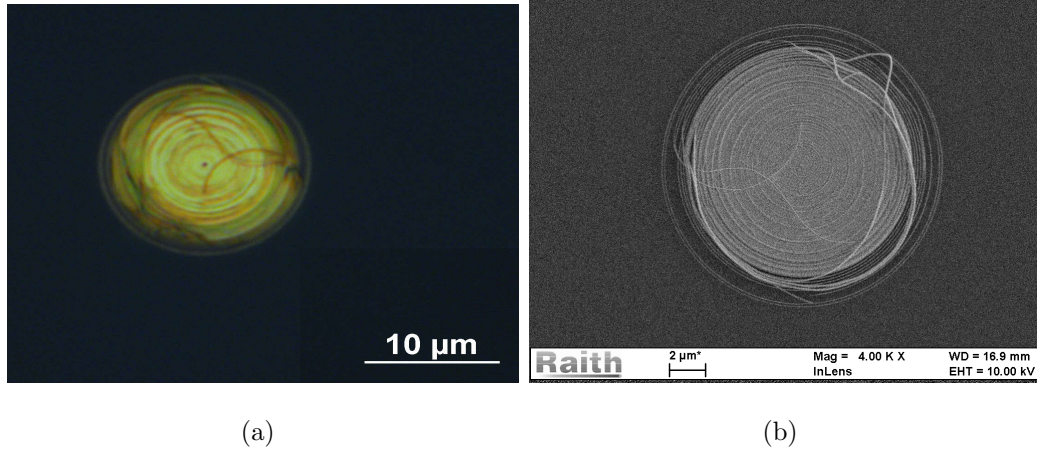


FIGURA A.5: Imágenes tomadas con (a) microscopio óptico y (b) microscopio de barrido electrónico de una de las metalentes plasmónicas de Au diseñada con un período de $\Lambda = 150\text{nm}$ y rendijas de 90 nm .

La principal limitante que se tuvo en la fabricación de las metalentes plasmónicas de Au con fase de un BF es que el tamaño de los anchos de las nano-rendijas (60 nm) estaban en el límite de resolución del microscopio de barrido electrónico. Además de que se requiere de más tiempo para continuar con modificaciones en el procedimiento y lograr obtener las estructuras deseadas.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Thomas W Ebbesen, H J Lezec, HF Ghaemi, Tineke Thio, and PA Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668):667, 1998.
- [2] Eugene Hecht. *Óptica*. Addison-Wesley / Pearson, 2000.
- [3] Francesco Monticone and Andrea Alu. Metamaterial, plasmonic and nanophotonic devices. *Reports on Progress in Physics*, 80(3):036401, 2017.
- [4] Francesco Aieta, Mikhail A Kats, Patrice Genevet, and Federico Capasso. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation. *Science*, 347(6228):1342–1345, 2015.
- [5] Wenshan Cai and Vladimir M Shalaev. *Optical metamaterials*, volume 10. Springer, 2010.
- [6] Stefan Alexander Maier. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007.

-
- [7] Arkadi Chipouline and Franko Küppers. Analytical qualitative modeling of passive and active metamaterials. *JOSA B*, 34(8):1597–1623, 2017.
 - [8] Dawoon Choi, Yongjun Lim, Il-Min Lee, Sookyoung Roh, and Byoung-ho Lee. Airy beam excitation using a subwavelength metallic slit array. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(16):1440–1442, 2012.
 - [9] Yueyi Yuan, Junqian Niu, Xumin Ding, Kuang Zhang, and Qun Wu. Planar metasurface as generator of bessel beam carrying orbital angular momentum. In *Antennas and Propagation (ISAP), 2016 International Symposium on*, pages 188–189. IEEE, 2016.
 - [10] CE Garcia-Ortiz, R Cortes, JE Gómez-Correa, E Pisano, Jacek Fiutowski, DA Garcia-Ortiz, V Ruiz-Cortes, H-G Rubahn, and V Coello. Plasmonic metasurface luneburg lens. *Photonics Research*, 7(10):1112–1118, 2019.
 - [11] Qinmiao Chen, Yan Li, Yi Liu, and Yanhua Han. Polarization-multiplexed metalens via spin-independent manipulation of spin-orbit interactions. *Journal of Optics*, 2020.
 - [12] Mu Ku Chen, Yongfeng Wu, Lei Feng, Qingbin Fan, Minghui Lu, Ting Xu, and Din Ping Tsai. Principles, functions, and applications of optical meta-lens. *Advanced Optical Materials*, 9(4):2001414, 2021.

-
- [13] Hao-fei Shi, Changtao Wang, Chunlei Du, Xiangang Luo, Xiaochun Dong, and Hongtao Gao. Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths. *Optics express*, 13(18):6815–6820, 2005.
- [14] Lieven Verslegers, Peter B Catrysse, Zongfu Yu, Justin S White, Edward S Barnard, Mark L Brongersma, and Shanhui Fan. Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film. *Nano letters*, 9(1):235–238, 2009.
- [15] Lin Cheng, Pengfei Cao, Yuee Li, Weijie Kong, Xining Zhao, and Xiaoping Zhang. High efficient far-field nanofocusing with tunable focus under radial polarization illumination. *Plasmonics*, 7(1):175–184, 2012.
- [16] Shuming Wang, Pin Chieh Wu, Vin-Cent Su, Yi-Chieh Lai, Mu-Ku Chen, Hsin Yu Kuo, Bo Han Chen, Yu Han Chen, Tzu-Ting Huang, Jung-Hsi Wang, et al. A broadband achromatic metalens in the visible. *Nature nanotechnology*, 13(3):227, 2018.
- [17] Sajan Shrestha, Adam C Overvig, Ming Lu, Aaron Stein, and Nanfang Yu. Broadband achromatic dielectric metalenses. *Light: Science & Applications*, 7(1):1–11, 2018.
- [18] Adriana Inclán Ladino, Job Mendoza-Hernández, Maximino Luis Arroyo-Carrasco, Rafael Salas-Montiel, Manuel García-Méndez, Victor Coello, and Ricardo Tellez-Limon. Large depth of focus plasmonic metalenses based on fresnel biprism. *AIP Advances*, 10(4):045025, 2020.

-
- [19] Luocheng Huang, James Whitehead, Shane Colburn, and Arka Majumdar. Design and analysis of extended depth of focus metalenses for achromatic computational imaging. *Photon. Res.*, 8(10):1613–1623, Oct 2020.
- [20] E Mikheeva, J-B Claude, M Salomoni, Jérôme Wenger, Julien Lumeau, R Abdeddaim, A Ficorella, A Gola, G Paternoster, M Paganoni, et al. Cmos-compatible all-dielectric metalens for improving pixel photodetector arrays. *APL Photonics*, 5(11):116105, 2020.
- [21] Yuansheng Han, Xiaoqing Lu, Haoran Lv, Zhen Mou, Changda Zhou, and Shuyun Teng. Bifocal metalens with diverse polarization combination. *Plasmonics*, pages 1–5, 2020.
- [22] Mohammadreza Khorasaninejad and Federico Capasso. Metalenses: Versatile multifunctional photonic components. *Science*, 358(6367), 2017.
- [23] Mohammadreza Khorasaninejad, Wei Ting Chen, Robert C Devlin, Jaewon Oh, Alexander Y Zhu, and Federico Capasso. Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging. *Science*, 352(6290):1190–1194, 2016.
- [24] Zhijun Sun and Hong Koo Kim. Refractive transmission of light and beam shaping with metallic nano-optic lenses. *Applied Physics Letters*, 85(4):642–644, 2004.

-
- [25] Zhijun Sun. Beam splitting with a modified metallic nano-optic lens. *Applied physics letters*, 89(26):261119, 2006.
- [26] Changbao Ma and Zhaowei Liu. A super resolution metalens with phase compensation mechanism. *Applied Physics Letters*, 96(18):183103, 2010.
- [27] S Ishii, AV Kildishev, VM Shalaev, and VP Drachev. Controlling the wave focal structure of metallic nanoslit lenses with liquid crystals. *Laser Physics Letters*, 8(11):828, 2011.
- [28] Qin Chen and David RS Cumming. Visible light focusing demonstrated by plasmonic lenses based on nano-slits in an aluminum film. *Optics Express*, 18(14):14788–14793, 2010.
- [29] Hyun Chul Kim, Hyungduk Ko, and Mosong Cheng. High efficient optical focusing of a zone plate composed of metal/dielectric multilayer. *Optics express*, 17(5):3078–3083, 2009.
- [30] XM Goh, L Lin, and A Roberts. Planar focusing elements using spatially varying near-resonant aperture arrays. *Optics express*, 18(11):11683–11688, 2010.
- [31] Yiting Yu and Hans Zappe. Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design. *Optics express*, 19(10):9434–9444, 2011.
- [32] Lieven Verslegers, Peter B Catrysse, Zongfu Yu, Justin S White, Edward S Barnard, Mark L Brongersma, and Shanhui Fan. Planar

- lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film. *Nano letters*, 9(1):235–238, 2008.
- [33] Mehdi Veysi, Caner Guclu, Ozdal Boyraz, and Filippo Capolino. Reflective metasurface lens with an elongated needle-shaped focus. *JOSA B*, 34(2):374–382, 2017.
- [34] Andreas M Kern and Olivier JF Martin. Surface integral formulation for 3d simulations of plasmonic and high permittivity nanostructures. *JOSA A*, 26(4):732–740, 2009.
- [35] Craig Warren, Silvestar Sesnic, Alessio Ventura, Lara Pajewski, Dragan Poljak, and Antonios Giannopoulos. Comparison of time-domain finite-difference, finite-integration, and integral-equation methods for dipole radiation in half-space environments. *Progress In Electromagnetics Research*, 57:175–183, 2017.
- [36] Jianxiong Li, Shuqi Chen, Haifang Yang, Junjie Li, Ping Yu, Hua Cheng, Changzhi Gu, Hou-Tong Chen, and Jianguo Tian. Simultaneous control of light polarization and phase distributions using plasmonic metasurfaces. *Advanced Functional Materials*, 25(5):704–710, 2015.
- [37] Eui-Young Song, Gun-Yeal Lee, Hyeonsoo Park, Kyookeun Lee, Joonsoo Kim, Jongwoo Hong, Hwi Kim, and Byoungho Lee. Compact generation of airy beams with c-aperture metasurface. *Advanced Optical Materials*, 5(10):1601028, 2017.

-
- [38] Sajid Choudhury, Urcan Guler, Amr Shaltout, Vladimir M Shalaev, Alexander V Kildishev, and Alexandra Boltasseva. Pancharatnam–berry phase manipulating metasurface for visible color hologram based on low loss silver thin film. *Advanced Optical Materials*, 5(10):1700196, 2017.
- [39] Saman Jahani and Zubin Jacob. All-dielectric metamaterials. *Nature nanotechnology*, 11(1):23–36, 2016.
- [40] Christine M Zgrabik and Evelyn L Hu. Optimization of sputtered titanium nitride as a tunable metal for plasmonic applications. *Optical Materials Express*, 5(12):2786–2797, 2015.
- [41] N White, AL Campbell, JT Grant, R Pachter, K Eyink, R Jakubiak, G Martinez, and CV Ramana. Surface/interface analysis and optical properties of rf sputter-deposited nanocrystalline titanium nitride thin films. *Applied surface science*, 292:74–85, 2014.
- [42] Gururaj V Naik, Jeremy L Schroeder, Xingjie Ni, Alexander V Kildishev, Timothy D Sands, and Alexandra Boltasseva. Titanium nitride as a plasmonic material for visible and near-infrared wavelengths. *Optical Materials Express*, 2(4):478–489, 2012.
- [43] MN Solovan, VV Brus, EV Maistruk, and PD Maryanchuk. Electrical and optical properties of tin thin films. *Inorganic Materials*, 50(1):40–45, 2014.

-
- [44] F Solis-Pomar, O Nápoles, O Vázquez Robaina, C Gutierrez-Lazos, A Fundora, Angel Colin, E Pérez-Tijerina, and MF Melendrez. Preparation and characterization of nanostructured titanium nitride thin films at room temperature. *Ceramics international*, 42(6):7571–7575, 2016.
- [45] Chen Xu, Guangyu Qiu, Siu Pang Ng, and Chi-Man Lawrence Wu. Nanostructured titanium nitride for highly sensitive localized surface plasmon resonance biosensing. *Ceramics International*, 2020.
- [46] Chun-Chieh Chang, John Nogan, Zu-Po Yang, Wilton JM Kort-Kamp, Willard Ross, Ting S Luk, Diego AR Dalvit, Abul K Azad, and Hou-Tong Chen. Highly plasmonic titanium nitride by room-temperature sputtering. *Scientific reports*, 9(1):1–9, 2019.
- [47] Jie Hu, Sankhyabrata Bandyopadhyay, Yu-hui Liu, and Li-yang Shao. A review on metasurface: From principle to smart metadevices. *Frontiers in Physics*, 8:502, 2021.
- [48] Ali Valipour, Mohammad H Kargozarfard, Mina Rakhshi, Amin Yaghootian, and Hamid M Sedighi. Metamaterials and their applications: an overview. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L: Journal of Materials: Design and Applications*, page 1464420721995858, 2021.

-
- [49] Syed S Bukhari, J Yiannis Vardaxoglou, and William Whittow. A metasurfaces review: Definitions and applications. *Applied Sciences*, 9(13):2727, 2019.
- [50] Henri J Lezec, A Degiron, E Devaux, RA Linke, L Martin-Moreno, FJ Garcia-Vidal, and TW Ebbesen. Beaming light from a subwavelength aperture. *science*, 297(5582):820–822, 2002.
- [51] Samir Kumar. Titanium nitride as a plasmonic material for excitation of tamm plasmon states in visible and near-infrared region. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, page 100956, 2021.
- [52] Muhammad Usman Farid, Jehad A Kharraz, and Alicia Kyoung-jin An. Plasmonic titanium nitride nano-enabled membranes with high structural stability for efficient photothermal desalination. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 13(3):3805–3815, 2021.
- [53] Wei Li, Urcan Guler, Nathaniel Kinsey, Gururaj V Naik, Alexandra Boltasseva, Jianguo Guan, Vladimir M Shalaev, and Alexander V Kildishev. Refractory plasmonics with titanium nitride: broadband metamaterial absorber. *Advanced Materials*, 26(47):7959–7965, 2014.
- [54] Justin A Briggs, Gururaj V Naik, Yang Zhao, Trevor A Petach, Kunal Sahasrabuddhe, David Goldhaber-Gordon, Nicholas A Melosh, and Jennifer A Dionne. Temperature-dependent

- optical properties of titanium nitride. *Applied Physics Letters*, 110(10):101901, 2017.
- [55] Elisabeth Restrepo Parra, Pedro José Arango Arango, and Simeón Casanova Trujillo. Algunos conceptos sobre nitruro de titanio y el carburo de titanio. *Dyna*, 76(157):213–224, 2009.
- [56] G Welsch, R Boyer, et al. Material prperties handbook: Titanium alloys, 1994.
- [57] Hugh O Pierson. *Handbook of refractory carbides and nitrides: properties, characteristics, processing and applications*. William Andrew, 1996.
- [58] I Bertoti. Characterization of nitride coatings by xps. *Surface and Coatings Technology*, 151:194–203, 2002.
- [59] AA Maradudin, T Michel, AR McGurn, and ER Méndez. Enhanced backscattering of light from a random grating. *Annals of Physics*, 203(2):255–307, 1990.
- [60] Claudio I Valencia, Eugenio R Méndez, and Bernardo S Mendoza. Second-harmonic generation in the scattering of light by an infinite cylinder. *JOSA B*, 21(1):36–44, 2004.
- [61] Ricardo Tellez-Limon. Lentes de nano-rendijas. Master’s thesis, CICESE, 2011.
- [62] Alexei A Maradudin, ER Méndez, and T Michel. Backscattering effects in the elastic scattering of p-polarized light from a large-

- amplitude random metallic grating. *Optics letters*, 14(3):151–153, 1989.
- [63] Milton Ohring, Sohrab Zarrabian, and Austin Grogan. The materials science of thin films. *Applied Optics*, 31(34):7162, 1992.
- [64] Sören Berg and Tomas Nyberg. Fundamental understanding and modeling of reactive sputtering processes. *Thin solid films*, 476(2):215–230, 2005.
- [65] Joel Alvarado-López, Adriana Inclan-Ladino, Ricardo Tellez-Limon, and Rubén López-Villegas. Thin-films microstructuration through photolithography. *ECORFAN Journal Taiwan*, pages 7–10, 12 2019.
- [66] JTM Stevenson and AM Gundlach. The application of photolithography to the fabrication of microcircuits. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 19(9):654, 1986.
- [67] Alexander A Zakhidov, Hon Hang Fong, John A DeFranco, Jin-Kyun Lee, Priscilla G Taylor, Christopher K Ober, George G Malliaras, Mingqian He, and Michael G Kane. Fabrication of polymer-based electronic circuits using photolithography. *Applied Physics Letters*, 99(18):243, 2011.
- [68] GM Wallraff and WD Hinsberg. Lithographic imaging techniques for the formation of nanoscopic features. *Chemical Reviews*, 99(7):1801–1822, 1999.

-
- [69] Jerry Workman Jr. Ultraviolet, visible, and near-infrared spectrometry. *Applied spectroscopy: A compact reference for practitioners*, page 29, 1998.
- [70] H Förster. Uv/vis spectroscopy. In *Characterization I*, pages 337–426. Springer, 2004.
- [71] Hui Lu, Michael R Wang, Jianhua Wang, and Meixiao Shen. Tear film measurement by optical reflectometry technique. *Journal of biomedical optics*, 19(2):027001, 2014.
- [72] Takashi Wakamatsu and Kazuhiro Saito. Interpretation of attenuated-total-reflection dips observed in surface plasmon resonance. *JOSA B*, 24(9):2307–2313, 2007.
- [73] Peter B Johnson and R-WJPrB Christy. Optical constants of the noble metals. *Physical review B*, 6(12):4370, 1972.

PRODUCTIVIDAD CIENTÍFICA

A.1 ARTÍCULOS PUBLICADOS

- Adriana Inclán Ladino, Job Mendoza-Hernández, Maximino Luis Arroyo-Carrasco, Rafael Salas-Montiel, Manuel García-Méndez, Victor Coello, Ricardo Téllez-Limón. Large depth of focus plasmonic metalenses based on fresnel biprism. AIP Advances,10(4) : 045025, 2020.
- Alvarado-López, Joel Inclán-Ladino, Adriana Téllez-Limón, Ricardo López-Villegas, Rubén. (2019). Thin-films microstructuration through photolithography. ECORFAN Journal Taiwan. 7-10. 10.35429/EJT.2019.6.3.7.10.

A.2 ESTANCIAS NACIONALES Y EN EL EXTRANJERO

- Estancia doctoral en la Université de Technologie de Troyes (UTT), Francia; de septiembre del 2019 a marzo del 2020.
- Unidad Foránea Monterrey-CICESE

A.3 CONGRESOS INTERNACIONALES

- **Numerical design of large depth of field plasmonic meta-lenses.** Adriana Inclán Ladino, Ricardo Téllez–Limón, Manuel García Méndez, Victor Coello. XXVIII INTERNATIONAL MATERIALS RESEARCH CONGRESS. Cancún, México, del 18 al 23 de agosto del 2019.

A.4 CONGRESOS NACIONALES

- **Caracterización de películas delgadas de TiN fabricadas mediante erosión iónica reactiva RF.** Adriana Inclán Ladino, Manuel García Méndez, Ricardo Téllez Limón, César E García Ortiz. LX CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA. Monterrey, Nuevo León, del 8 al 13 de octubre de 2017.
- **Nanolentes basadas en metamateriales de Nitruro de Titanio.** Adriana Inclán Ladino, Ricardo Téllez Limón, Manuel García Méndez, Victor Manuel Coello Cárdenas. LXI CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA. Puebla, Puebla, del 7 al 12 de octubre de 2018.
- **Nitruro de Titanio: un innovador metamaterial plasmónico.** Adriana Inclán Ladino, Manuel García Méndez, Ricardo Téllez Limón, Victor Manuel Coello Cárdenas. LXI CONGRESO NA-

CIONAL DE FÍSICA. Puebla, Puebla, del 7 al 12 de octubre de 2018.

- **Focalización de luz mediante metalentes plasmónicas de Nitruro de Titanio.** Adriana Inclán Ladino, Abel Fundora Cruz, Manuel García Méndez, Victor M. Coello Cárdenas, Rafael Salas Montiel, Ricardo Téllez—Limón. LXIII CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA. San Nicolás de Hidalgo, Morelia, Michoacán, del 5 al 9 de octubre del 2020.