



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO**  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS  
INSTITUTO DE FÍSICA

FABRICACIÓN Y ESTUDIO DE SUPERFICIES ESTRUCTURADAS CANDIDATAS  
A GUÍAS DE ONDA PLASMÓNICAS

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:  
JORGE ALBERTO PERALTA ÁNGELES

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. JORGE ALEJANDRO REYES ESQUEDA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:  
DRA. CITLALI SÁNCHEZ AKÉ  
CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO

DR. ALEJANDRO REYES CORONADO  
FACULTAD DE CIENCIAS

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX, ENERO 2018



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# Agradecimientos

A la Universidad Nacional Autónoma de México no sólo le debo mi agradecimiento por la generosidad en mi formación académica, también le agradezco tantas enseñanzas que he adquirido dentro y fuera de las aulas.

Al Instituto de Física le agradezco el apoyo mostrado en la realización de este trabajo y por permitirme usar sus instalaciones, equipos y laboratorios.

Gracias al Posgrado en Ciencias Físicas por permitirme ser parte de él y por fortalecer mi formación académica.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico brindado para realizar este trabajo.

Al pueblo de México porque gracias al esfuerzo de todas y todos los habitantes de esta nación se construye la ciencia de este país.

A mi comité tutor, al Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda, a la Dra. Citlali Sánchez Aké y al Dr. Alejandro Reyes Coronado por aceptar asesorarme y por el interés mostrado en mi desarrollo académico.

A mi tutor, el Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda por la confianza, ayuda y consejos que me ha brindado.

A la Dra. Citlali Sánchez Aké por su ayuda en la síntesis de las muestras y por permitirme trabajar en su laboratorio.

Mucho agradezco al sínodo, los doctores Mathieu Christian Anne Hautefeuille, Víctor Manuel Coello Cárdenas, Erick Flores Romero, Augusto García Valenzuela y Jorge Alejandro Reyes Esqueda, por sus valiosas aportaciones.

Al proyecto PAPIIT-UNAM IN117116 por el apoyo económico otorgado.

Al proyecto PAEP por el apoyo económico para asistir a congresos y para la compra de material y equipo para el laboratorio.

A los técnicos del Laboratorio Central de Microscopía. Al Arq. Diego Quiterio Vargas por el apoyo en la preparación de muestras; al Fís. Roberto Hernández Reyes, al Dr. Samuel Tehuacanero Cuapa y al Dr. Carlos Raúl Magaña Zavala por las sesiones en el microscopio electrónico de barrido JSM 7800F; al M. en C. Manuel Aguilar Franco por las sesiones en el microscopio electrónico de barrido SEM5600 y por las sesiones en el microscopio de fuerza atómica.

Gracias a toda mi familia por el constante y generoso apoyo. En especial a mis padres por todo el amor que derrochan hacia mí.

A mis amigos, Yuri y Oswaldo, que hacen las cosas más amenas.

A Karla, por estar en todo momento a mi lado apoyándome. Gracias por todas las risas, pláticas, películas, conciertos, fotos e infinitos etcéteras que hemos compartido.

# Índice general

Índice	IV
Resumen	VI
Abstract	VII
<b>1. Aspectos introductorios</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción . . . . .	1
1.2. Antecedentes . . . . .	2
1.3. Justificación . . . . .	4
1.3.1. Objetivos . . . . .	4
<b>2. Fundamentos teóricos</b>	<b>6</b>
2.1. Fundamentos de teoría electromagnética . . . . .	6
2.1.1. Ecuaciones básicas del electromagnetismo . . . . .	6
2.1.2. Ecuación de onda . . . . .	7
2.1.3. Propagación de ondas electromagnéticas en una interfase . . . . .	10
2.2. Propagación de PPSs en una interfase metal-dieléctrico . . . . .	12
2.3. Interferencia óptica . . . . .	15
2.3.1. Interferencia de dos ondas planas oblicuas . . . . .	18
2.3.2. Interferómetro de Michelson . . . . .	18
<b>3. Excitación óptica de PPSs</b>	<b>21</b>
3.1. Acoplador de prisma . . . . .	21
3.2. Acoplador de rejilla . . . . .	24
<b>4. Experimento</b>	<b>26</b>
4.1. Síntesis de muestras . . . . .	26
4.1.1. Deposición de películas delgadas . . . . .	26
4.1.2. Estructuración de películas delgadas por litografía de interferencia láser . . . . .	28
4.1.3. Arreglos periódicos sintetizados por litografía de nanoesferas . . . . .	29
4.2. Estudio experimental de la respuesta óptica . . . . .	31
4.2.1. Transmisión y extinción óptica . . . . .	31
4.2.2. Reflectancia de las muestras . . . . .	32
<b>5. Resultados</b>	<b>35</b>
5.1. Microscopía electrónica de barrido . . . . .	35
5.1.1. Síntesis por litografía de interferencia . . . . .	35

5.1.2. Síntesis por litografía de nanoesferas . . . . .	39
5.2. Transmitancia . . . . .	41
5.3. Reflectancia . . . . .	43
<b>6. Discusión y conclusiones</b>	<b>47</b>
6.1. Discusión . . . . .	47
6.2. Conclusiones . . . . .	49

# Índice de figuras

2.1.	Vectores unitarios de una onda electromagnética. . . . .	10
2.2.	Geometría de la interfase metal-dieléctrico. El dieléctrico en la región $z > 0$ y el metal en la región $z < 0$ . . . . .	12
2.3.	Relación de dispersión de los PPSs en la interfase aire-oro y BK7-oro. . . . .	15
2.4.	Número de onda vs distancia de propagación. . . . .	16
2.5.	Interferencia de dos ondas planas oblicuas que forman un ángulo $\theta$ entre sí. . . . .	18
2.6.	Esquema del interferómetro de Michelson. . . . .	19
2.7.	Esquema del interferómetro de Michelson. . . . .	19
3.1.	Diagrama del acoplador de prisma. . . . .	22
3.2.	Empatamiento de las magnitudes de los números de onda de los PPSs y luz. . . . .	22
3.3.	Dos configuraciones para el acoplador de prisma . . . . .	23
3.4.	Reflectancia de una película de oro entre dos medios distintos para tres grosores diferentes. . . . .	24
3.5.	Diagrama de un haz de número de onda $k$ incidiendo sobre una rejilla de constante $a$ . . . . .	25
4.1.	Diagrama del sistema <i>sputtering</i> . . . . .	27
4.2.	Diagrama del proceso de síntesis de nanoprismas de Au sobre una película delgada de Au por el método de litografía de nanoesferas. . . . .	29
4.3.	Diagrama del proceso de síntesis de nanoorificios en una Au por el método de litografía de nanoesferas. . . . .	30
4.4.	Diagrama del proceso de síntesis de una nanotextura de Au por el método de litografía de nanoesferas. . . . .	30
4.5.	Dispositivo experimental para medir extinción óptica . . . . .	31
4.6.	Acoplador de prisma para excitar PPSs . . . . .	32
4.7.	Relación entre el ángulo de incidencia, ángulo externo y uno de los ángulos del prisma. . . . .	33
4.8.	Dispositivo experimental para medir la reflexión interna. . . . .	34
5.1.	Micrografías del patrón de interferencia grabado en una película delgada a dos ampliaciones distintas . . . . .	36
5.2.	Micrografías del patrón de interferencia grabado en una película delgada a 2000 y 5000 ampliaciones. . . . .	36
5.3.	Micrografía del patrón de interferencia grabado en una película delgada y simulación realizada con los parámetros experimentales. . . . .	37

5.4. Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	37
5.5. Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	38
5.6. Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	38
5.7. Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	39
5.8. Histograma del diámetro de las nanoesferas en las zonas irradiadas. . .	39
5.9. Histograma del diámetro de las nanoesferas en las zonas no irradiadas.	40
5.10. Micrografías del arreglo de nanoorificios en película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	40
5.11. Micrografías del arreglo de nanoprismas sobre una película delgada a dos amplificaciones distintas . . . . .	41
5.12. Micrografías de la nanotextura a dos amplificaciones distintas . . . . .	41
5.13. Transmitancia de la nanotextura. . . . .	42
5.14. Transmitancia del arreglo de nanoprismas sobre una película delgada de oro. . . . .	42
5.15. Transmitancia del arreglo de nanoorificios en una película delgada de oro.	43
5.16. Reflectancia interna de la nanotextura. . . . .	43
5.17. Reflectancia interna del arreglo de nanoorificios. . . . .	44
5.18. Reflectancia interna del arreglo de nanoprismas. . . . .	45

# Resumen

Se presentan los resultados preliminares de la fabricación y estudio de las propiedades ópticas de películas delgadas de oro estructuradas. Se sintetizaron seis muestras con dos métodos diferentes: Litografía de Interferencia Láser y Litografía de nanoesferas. Se eligieron estos métodos de fabricación de muestras porque son accesibles para reproducirlos y han mostrado su eficacia en otros trabajos. El estudio de las propiedades ópticas se realizó para determinar las propiedades plasmónicas de las estructuras.

Para sintetizar las muestras por litografía de interferencia láser se armó un interferómetro de Michelson utilizando como fuente luminosa un láser pulsado de Nd:YAG. Se irradiaron las películas delgadas de oro con el patrón de interferencia para que éste se grabara en la superficie. En la literatura consultada no se encontraron referencias del uso de este interferómetro para estructurar películas delgadas.

La primera película estructurada es un patrón de interferencia grabado sobre una película delgada con un láser pulsado, donde se obtuvo un arreglo unidimensional de franjas con un periodo de  $\Lambda = (18.839 \pm 0.484) \mu\text{m}$ . El ancho de la franja es de  $a = (6.079 \pm 0.022) \mu\text{m}$ .

En una película de las mismas características se grabó el mismo patrón de interferencia pero en dos dimensiones, obteniéndose un arreglo periódico bidimensional de microrectángulos de  $(8.185 \pm 1.289) \times (7.817 \pm 1.080) \mu\text{m}^2$ . El periodo horizontal es de  $\Lambda_x = (18.839 \pm 0.484) \mu\text{m}$  y el periodo vertical es de  $\Lambda_y = (18.693 \pm 0.758) \mu\text{m}$ .

Asimismo, con una película más delgada que en las muestras anteriores y con el mismo método, se sintetizaron arreglos periódicos de nanoesferas desordenadas a partir de la película delgada. La intensidad luminosa del patrón de interferencia sobre la película indujo la formación de nanoesferas de oro. El promedio del diámetro de las esferas es de 99 nm.

A estas muestras no se les realizaron pruebas ópticas ya que las dimensiones obtenidas son grandes comparándolas con las longitudes de onda del espectro electromagnético visible. Aunque las dimensiones no son las deseadas, se identificaron algunos elementos que se deben mejorar para obtener estructuras periódicas de tamaños menores.

Por otro método distinto, litografía de nanoesferas, se fabricaron tres tipos de muestras: nanotexturas, arreglos de nanoorificios y arreglos de nanoprismas sobre una película delgada de oro. A estos tres tipos de muestras se les midieron sus propiedades ópticas en transmisión, extinción y reflexión interna, esta última bajo la configuración de Kretschmann-Raether.

Al medir la reflectancia de los arreglos de nanoprismas se encontró un corrimiento en el ángulo al cual se da la excitación. De lo anterior se infiere que el ángulo de excitación decreció a causa de los nanoprismas sobre la película delgada. Aún falta demostrar esta hipótesis.

Si bien los resultados son preliminares, abren un panorama en la dirección en la cual se debe seguir trabajando, tanto en la síntesis de nanoestructuras periódicas como en las técnicas de excitación y detección de Plasmones Polaritones de Superficie.



# Abstract

The preliminary results of fabrication and study of the optical properties of structured thin gold films are presented. Six samples were synthesized with two different methods: Laser Interference Lithography and Nanospheres Lithography. These methods of sample manufacture were chosen because they are accessible to reproduce them and have shown their effectiveness in other works. The study of the optical properties was carried out to determine the plasmonic properties of the structures.

To synthesize the samples by laser interference lithography, a Michelson interferometer was assembled using a pulsed Nd:YAG laser as light source. Gold thin films were irradiated with an interference pattern so that it would be recorded on the surface. In the literature consulted there were no references to use of this interferometer to structure thin films.

The first structured sample is an interference pattern recorded upon the thin film with a pulsed laser, where a one-dimensional stripes array was obtained with a period of  $\Lambda = (18.839 \pm 0.484) \mu\text{m}$ . The strip width is  $a = (6.079 \pm 0.022) \mu\text{m}$ .

The same interference pattern was recorded in a film with same characteristics but in two dimensions, obtaining a two-dimensional periodic microrectangles array of  $(8.185 \pm 1.289) \times (7.817 \pm 1.080) \mu\text{m}^2$ . Horizontal period is  $\Lambda_x = (18.839 \pm 0.484) \mu\text{m}$  and vertical period is  $\Lambda_y = (18.693 \pm 0.758) \mu\text{m}$ .

Also, with a thinner film than in the previous samples and with the same method, periodic arrays of disordered nanospheres were synthesized from the thin film. The luminous intensity of the interference pattern on the film induced the formation of gold nanospheres. The average diameter of the spheres is 99 nm.

These samples were not subjected to optical tests since the dimensions obtained are large compared to wavelengths of the visible electromagnetic spectrum. Although the dimensions are not as desired, some elements were identified that must be improved to obtain periodic structures of smaller sizes.

By a different method, nanospheres lithography, three types of samples were manufactured: nanotextures, nanoholes arrays and nanoprisms array on a thin gold film. To these three types of samples were measured their optical properties in transmission, extinction and internal reflection, the latter under the Kretschmann-Raether configuration.

When measuring the reflectance of the nanoprisms arrays, a shift was found in the angle at which the excitation occurs. From the above, it is inferred that the excitation angle decreased due to the nanoprisms on the thin film. This hypothesis still needs to be demonstrated.

Although the results are preliminary, they open a panorama in the direction in which work should be continued, such as in the synthesis of periodic nanostructures as in the excitation and detection techniques of Surface Plasmon Polaritons.

# Capítulo 1

## Aspectos introductorios

### 1.1. Introducción

Las nanociencias han tomado mucha relevancia en distintas áreas de investigación en décadas recientes. Uno de los principales motivos del crecimiento de la investigación en nanociencias son las potenciales aplicaciones tecnológicas que ofrecen los dispositivos nanométricos; se ha observado que sus propiedades físicas son drásticamente distintas a los dispositivos macroscópicos. Pero no sólo son las aplicaciones tecnológicas lo que hace tan atrayente a las nanociencias, desde el punto de vista físico, esta rama de de investigación es muy rica y vasta.

La luz es uno de los fenómenos naturales más interesantes y es bien conocido cómo interacciona con objetos de dimensiones macroscópicas. No es sorprendente ver la reflexión y la refracción de la luz cuando se transmite de un medio a otro, o bien, los colores observados es una mancha de aceite en el asfalto, ya que son fenómenos cotidianamente observados. Sin embargo, muchas de las propiedades de la luz cambian cuando interacciona con objetos cuyas dimensiones son equiparables a las longitudes de onda del espectro visible.

Pero dichas propiedades no dependen sólo el tamaño, también son muy importantes los efectos debidos al material o materiales de los que se compone, y la forma del objeto. Aquí es donde la plasmónica comienza a tomar relevancia, ya que se encarga de estudiar los fenómenos que surgen en interfases formadas entre un conductor y un dieléctrico.

La plasmónica es una rama de la fotónica que estudia la interacción de la luz con estructuras metálicas con dimensiones, típicamente, del orden de nanómetros. El producto más importante de esta interacción son los «plasmones de superficie». Éstos son excitaciones electromagnéticas que se propagan a lo largo de la interfase formada entre un metal y un dieléctrico o que se encuentran localizadas en la nanoestructura metálica [5]. En el primer caso se tienen «Plasmones Polaritones de Superficie» (PPSs) y en el segundo «Plasmones Localizados de Superficie» (PLSs).

Aprovechar las propiedades ópticas, por ejemplo, de nanoestructuras metálicas es uno de los retos de la plasmónica, ya que el entendimiento y el control los fenómenos físicos que surgen de la interacción de la luz con dichas nanoestructuras conllevaría al desarrollo una diversidad muy amplia de dispositivos para diferentes aplicaciones.

Sin embargo, aunque la plasmónica estudia fenómenos físicos, es un área de investigación multidisciplinaria. En ella convergen la física, la química, la ingeniería e incluso la biología y la medicina. Todo esto ha abierto la posibilidad de crear dispositivos que potencialmente representan una solución para muchos problemas tecnológicos,

biológicos, médicos entre otros.

Todas estas disciplinas convergen en la plasmónica para sintetizar, ya sea por métodos físicos o químicos, nanoestructuras para dispositivos nanofotónicos y optoelectrónicos. O bien, para crear biosensores que permitan detectar moléculas, y así establecer un diagnóstico médico preliminar [5]. Estos son tan sólo unos pocos ejemplos de los alcances que se pueden lograr con el trabajo multidisciplinario en esta disciplina.

Un aspecto que es importante resaltar es que el tipo de estructuras en las que se pueden excitar PPSs es muy variado. Éstas pueden ser desde películas delgadas lisas hasta arreglos muy complejos de nanopartículas, por ejemplo. Los también muy variados métodos para sintetizar estructuras plasmónicas abren un mundo enorme de posibilidades para explorar las propiedades físicas de este tipo de estructuras.

Recientemente, las nanoestructuras que se utilizan para excitar y propagar PPSs son sintetizadas por litografía de haz de iones o litografía de haz de electrones, ya que es posible obtener estructuras con formas muy complejas, en muchos tamaños distintos y en una cantidad muy variada de materiales. Pero existen otros métodos que permiten obtener superficies nanoestructuradas y que son más accesibles.

A continuación se mencionan algunos trabajos en los que se sintetizaron nanoestructuras periódicas por otros métodos distintos a los de litografía de haz de iones y haz de electrones.

## 1.2. Antecedentes

Sintetizar partículas por métodos químicos es muy común hoy en día. Por ejemplo, Link y su equipo de trabajo han sintetizado nanoesferas por un método de solución de fase [6, 12]. Así, se ha podido sintonizar la resonancia del PLS al cambiar el tamaño y forma de la nanopartícula [12]. Además, es factible producir nanopartículas de dos o más materiales, cuya respuesta óptica es diferente de aquellas que sólo están compuestas de un material.

En otras investigaciones se ha demostrado que, a partir de una nanopartícula con una forma determinada, se puede obtener otra con una forma totalmente distinta. A partir de nanoesferas de plata, R. C. Jin y sus colaboradores han obtenido nanoprismas por fotoinducción [7]. Estos nanoprismas dan lugar a una respuesta óptica totalmente distinta de la que resulta de las nanoesferas. En los resultados de Jin *et al.* no sólo muestra el corrimiento del pico de resonancia, sino que aparece un segundo pico en la extinción óptica.

En estos ejemplos hay una característica que en algunos casos es una limitación, las nanopartículas sintetizadas están desordenadas. En algunas ocasiones se requiere que exista un orden en la configuración de las nanopartículas. En 1994 John C. Hulteen y Richard P. Van Duyne describieron un método para producir arreglos de nanopartículas con separaciones espaciales controladas. Esta técnica se conoce como litografía de nanoesferas [10, 12]. Consiste en depositar sobre un sustrato una monocapa de nanoesferas que se autoensamblan en paquetes hexagonales, formando de esta manera una mascarilla. Posteriormente, se deposita una película delgada metálica sobre la monocapa de nanoesferas, que se depositará en los espacios entre las partículas. Al extraer la monocapa de nanoesferas el resultado son arreglos hexagonales de nanoprismas [8–11].

Otro método que es muy útil y en muchos casos muy accesible es la litografía de interferencia láser. El principio básico es la interferencia de dos haces coherentes provenientes de la misma fuente. El patrón de interferencia es grabado, típicamente, en una

fotoreistencia [13, 14]. El periodo de las nanoestructuras sintetizadas por este método es controlado con la longitud de onda y con el ángulo formado entre los haces que interfieren [13, 14]. También es posible sintetizar estructuras bidimensionales simplemente girando la muestra.

Las configuraciones experimentales para realizar la litografía de interferencia láser es tan variada como la cantidad de interferómetros que se puedan construir. Una forma muy conocida de hacerlo es producir un patrón de interferencia con un espejo de Lloyd. Esta técnica permite fabricar rejillas con periodos menores que la longitud de onda, que son producidos simplemente girando el espejo [15, 16].

Este arreglo experimental es muy útil porque espacialmente es compacto, además sólo se necesita un espejo para producir interferencia. Korre *et al.* describen una forma muy sencilla de grabar el patrón de difracción en una fotoreistencia utilizando un haz continuo de longitud de onda de 405 nm y 5 mW de potencia. En el trabajo citado indican el tiempo al que debe ser expuesta la fotoreistencia, que depende de ciertas características de la fotoreistencia y del haz que produce la interferencia. Las rejillas obtenidas por estos investigadores son unidimensionales y bidimensionales, con periodos menores a 500 nm.

Con un arreglo casi idéntico al de Korre y colaboradores, Abhijeet Bagal y Chih-Hao Chang reportaron la síntesis de rejillas con periodos de 112 nm utilizando un láser de 325 nm de longitud de onda. La diferencia entre ambos interferómetros es que en el segundo, el espejo de Lloyd se encontraba sumergido en un medio con un índice de refracción  $n_i > 1$ . Esta variación es la que provoca que el periodo se reduzca [17].

Otra configuración experimental muy utilizada para producir patrones de interferencia es el arreglo holográfico. A diferencia de la interferencia con el espejo de Lloyd, el arreglo holográfico requiere de más elementos ópticos. En el caso más sencillo consta de un divisor de haz y dos espejos [18, 19].

El periodo es controlado con el ángulo formado por los dos haces que interfieren, que a su vez se ajusta con el divisor de haz y los espejos [18–20]. Una ventaja de este arreglo experimental es que es muy preciso y permite tener periodos de media longitud de onda. Una desventaja es que no es trivial alinearlos y, sobre todo, encontrar el plano de interferencia.

Hasta ahora se han mencionado algunos métodos haciendo interferir dos haces. Pero es posible realizar configuraciones que incluyan la interferencia de múltiples haces. Guy M. Burrow y Thomas K. Gaylord, hacen una descripción de las nanoestructuras logradas con la interferencia de múltiples haces. Con estos arreglos experimentales se pueden lograr estructuras bidimensionales muy complejas [20].

También es posible modificar los arreglos para producir interferencia mencionados antes. Por ejemplo, M. Vala y J. Homola, agregando un segundo espejo de Lloyd reportan haber obtenido estructuras periódicas bidimensionales en áreas extensas. Por otra parte, incluyendo un segundo divisor de haz y algunos espejos al arreglo holográfico, el haz principal puede dividirse en más haces y hacerlos interferir.

En la mayoría de los trabajos referentes a la litografía de interferencia láser, el patrón de interferencia es grabado en una fotoreistencia. Sin embargo, el patrón de interferencia puede grabarse en cualquier material que lo permita. Se ha reportado que la irradiación con láser de películas metálicas provoca el rompimiento de la película o la transformación de nanopartículas irregulares en nanopartículas esféricas [24, 25].

Al exponer las películas al patrón de interferencia, las regiones más calientes del patrón causan la fundición del metal y el transporte de masa a región más frías [21].

Peláez y colaboradores han reportado la síntesis de nanoestructuras con un periodo cercano a 655 nm al exponerlas a la interferencia de tres haces de intensidades diferentes. Los resultados obtenidos muestran zonas en donde los máximos del patrón de interferencia produjeron la formación de nanopartículas y los mínimos dejaron la película sin transformar.

Este mismo autor, en otros trabajos ha reportado la formación de superficies nanoestructuradas utilizando la difracción provocada por una máscara de fase [22,23]. En los trabajos mencionados aquí, la impresión del patrón de interferencia la hace sobre películas metálicas con grosores aproximadamente de 10 nm.

En la bibliografía revisada no se encontró el grabado de patrones de interferencia producidos con un interferómetro de Michelson, lo que hace diferente a este trabajo de los mencionados.

## 1.3. Justificación

La litografía de haz de iones es una manera muy conveniente de sintetizar estructuras plasmónicas, ya que permite grabar de forma muy precisa casi cualquier tipo de estructura. Sin embargo, en muchas ocasiones es un método poco accesible, por lo que se recurre a otros tipos de estructuración de películas delgadas para formar patrones periódicos. La principal motivación al realizar este trabajo es sintetizar de manera accesible estructuras que permitan la excitación y propagación de PPSs.

Si bien estas técnicas, litografía de nanoesferas y litografía de interferencia láser, tienen algunas desventajas y limitaciones respecto a la litografía por haz de iones y haz de electrones, también tienen muchas ventajas sobre ella. Por ejemplo, su costo es mucho menor, es posible nanoestructurar áreas grandes y la síntesis es relativamente rápida, sólo por mencionar algunas.

El objetivo principal del trabajo es sintetizar nanoestructuras que permitan la excitación y propagación de PPSs. A partir de lo anterior se trazan dos objetivos particulares: la síntesis de materiales nanoestructurados por litografía de nanoesferas y por litografía de interferencia láser; y la excitación de PPSs por métodos ópticos. Estos objetivos son parte de un trabajo a mediano plazo que contempla la excitación y propagación guiada de PPSs en nanoestructuras metálicas.

Para cumplir con los objetivos es importante conocer las propiedades ópticas de las muestras fabricadas, ya que a partir de ellas se obtiene las propiedades plasmónicas. Es por ello que se realizaron pruebas ópticas, incluida la reflectancia interna de las muestras con un arreglo experimental que se utiliza para excitar PPSs en superficies lisas o con poca rugosidad.

Los resultados obtenidos ofrecen un amplio panorama de perspectivas. Además de mejorar los métodos realizados en este trabajo, se exploraran nuevas técnicas y materiales para sintetizar, bajo los objetivos trazados, nanoestructuras para la excitación de PPSs y PLSs. Por otra parte, los resultados incentivan a realizar diferentes pruebas ópticas y con métodos alternativos y más novedosos para excitar PPSs y PLSs.

### 1.3.1. Objetivos

Objetivo principal:

- Sintetizar nanoestructuras periódicas sobre películas delgadas de oro que permitan la excitación y propagación de PPSs.

Objetivos particulares

- Sintetizar materiales periódicamente nanoestructurados por litografía de nanoesferas y por litografía de interferencia láser.
- Excitar PPSs por métodos ópticos.

# Capítulo 2

## Fundamentos teóricos

En este capítulo se presentan los fundamentos teóricos detrás de los PPSs. En la primera sección se describen las bases necesarias de la teoría electromagnética para la descripción teórica de los PPSs en películas delgadas. Posteriormente se describe la propagación de PPSs en una interfase formada entre un metal y un dieléctrico. Por último se hace un análisis breve sobre interferencia óptica que será de gran utilidad en el capítulo concerniente al experimento.

### 2.1. Fundamentos de teoría electromagnética

#### 2.1.1. Ecuaciones básicas del electromagnetismo

Los fenómenos electromagnéticos están regidos por las ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_l \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_l + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

donde  $\rho_l$  y  $\mathbf{J}_l$  son la densidad de carga libre y la densidad corriente libre.

El vector de desplazamiento eléctrico  $\mathbf{D}$  está definido por

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.5)$$

donde  $\mathbf{P}$  es el vector de polarización y  $\epsilon_0$  es una constante universal llamada «permitividad eléctrica del vacío», cuyo valor es  $8.854187817 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$  [32]. En la mayoría de los casos la relación entre el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y el vector de desplazamiento  $\mathbf{D}$  se puede asumir lineal, lo cual corresponde a primera aproximación de la expansión de  $\mathbf{D}$  en potencias de  $\mathbf{E}$  [29]. Si el medio es isotrópico la polarización inducida  $\mathbf{P}$  es paralela a  $\mathbf{E}$  con un coeficiente de proporcionalidad independiente de la dirección [28]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad (2.6)$$

Sustituyendo en la ecuación (2.5) se obtiene

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.7)$$

donde  $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e) = \epsilon_0\epsilon_r$  y  $\chi_e$  son conocidas como «permitividad» y «susceptibilidad eléctrica» del medio, respectivamente [28, 29]. La cantidad restante,  $\epsilon_r$ , se conoce como «permitividad relativa» o «constante dieléctrica» del medio [31].

Por otra parte, el campo magnético  $\mathbf{H}$  y el campo de inducción magnética  $\mathbf{B}$  están ligados mediante el vector de magnetización  $\mathbf{M}$  por la ecuación

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.8)$$

Análogo al campo eléctrico, para medios diamagnéticos y paramagnéticos isotrópicos existe una relación lineal entre los campos  $\mathbf{H}$  y  $\mathbf{B}$  [28]. En este caso, la magnetización  $\mathbf{M}$  y el campo magnético están relacionados por

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (2.9)$$

Sustituyendo en la ecuación 2.8 se obtiene

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) = \mu \mathbf{H} \quad (2.10)$$

donde  $\mu = \mu_0(1 + \chi_m) = \mu_0\mu_r$  es una constante característica del medio llamada «permeabilidad»,  $\chi_m$  es conocida como «susceptibilidad magnética» [28, 29] y  $\mu_r$  recibe el nombre de «permeabilidad relativa» del medio.

Cabe mencionar que en muchos medios la permeabilidad tiene un valor muy aproximado a la permeabilidad del vacío. Por ejemplo, para oro la susceptibilidad magnética tiene un valor de  $-3.4 \times 10^{-5}$ , para plata su valor es de  $-2.4 \times 10^{-5}$  y para cobre su valor es de  $-9.7 \times 10^{-6}$  [32]. En materiales paramagnéticos el orden de magnitud de la susceptibilidad magnética es aproximadamente de  $10^{-5}$  [31], por lo cual puede asumirse que  $\mu \approx \mu_0$ .

Las ecuaciones (2.7) y (2.10) son llamadas las «relaciones constitutivas» y son de suma importancia en la electrodinámica, particularmente cuando se estudian medios lineales isotrópicos.

### 2.1.2. Ecuación de onda

La ecuación de onda es fundamental en electrodinámica y óptica, ya que describe la propagación de ondas electromagnéticas tanto en el vacío como en medios materiales. Se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell aplicando operadores diferenciales. Aquí se describe el procedimiento utilizado para obtener la ecuación de onda para el campo eléctrico  $\mathbf{E}$ .

Aplicando el operador  $\nabla \times$  a la ecuación (2.3) se tiene que

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.11)$$

ya que  $t$  y  $\mathbf{x}$  son variables independientes entre sí. De la ecuaciones (2.7), (2.10) y (2.4) se tiene que

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J}_l + \epsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.12)$$

Sustituyendo esta última expresión en la ecuación (2.11) resulta

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \frac{\partial \mathbf{J}_l}{\partial t} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$



Por otra parte, del cálculo vectorial se sabe que

$$\nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.14)$$

entonces se tiene

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{J}_l}{\partial t} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

o bien

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho + \mu \frac{\partial \mathbf{J}_l}{\partial t} \quad (2.16)$$

donde se usó que

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.17)$$

siendo  $\rho$  la densidad de carga total del sistema

Asumiendo que  $\rho = 0$  y  $\mathbf{J}_l = 0$  y teniendo en cuenta que  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$  [28,31] se obtiene

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.18)$$

que es la ecuación de onda para el campo eléctrico. Siguiendo un procedimiento análogo se obtiene la ecuación de onda para el campo magnético, que es

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

Las ondas electromagnéticas más simples y fundamentales son las ondas planas transversas [28]. Las ecuaciones (2.18) y (2.19) son ecuaciones correspondientes a ondas armónicas planas

$$\nabla^2 u - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (2.20)$$

donde

$$v \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.21)$$

es una constante con dimensiones de velocidad característica del medio [28]<sup>1</sup>. La solución de la ecuación (2.20) es de la forma

$$u = u_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.22)$$

donde  $u_0$  es un vector constante que representa la amplitud de la onda,  $\omega$  es la frecuencia y  $\mathbf{k}$  es el vector de onda. La frecuencia y la magnitud del vector de onda están relacionadas por [28]

$$k = \frac{\omega}{v} = \sqrt{\epsilon_r} \frac{\omega}{c} \quad (2.23)$$

Teniendo en cuenta lo anterior, las soluciones de las ecuaciones (2.18) y (2.19) son

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.25)$$

<sup>1</sup>Aquí se tomó en cuenta que  $\mu_r \approx 1$

Suponiendo que la densidad de carga libre y la densidad de corriente libre son nulas, las ecuaciones de Maxwell se escriben de la siguiente manera

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.27)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.28)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.29)$$

Para ondas armónicas planas, la dependencia temporal es de la forma  $e^{-i\omega t}$  por lo cual se puede hacer la sustitución

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$$

Las ecuaciones (2.28) y (2.29) quedan como

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (2.30)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} \quad (2.31)$$

y las ecuaciones de onda para  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.32)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H} = 0 \quad (2.33)$$

Las ecuaciones de la forma (2.32) y (2.33) son conocidas como ecuación de onda de Helmholtz [28, 31].

Asumiendo que el vector de propagación  $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{n}}$  (con  $\hat{\mathbf{n}}$  un vector unitario), las funciones de onda para  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} = \mathbf{E}_0 e^{i(k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.34)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} = \mathbf{H}_0 e^{i(k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.35)$$

y de las ecuaciones (2.32) y (2.33) se obtiene

$$\left( k^2 - \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.36)$$

$$\left( k^2 - \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{H} = 0 \quad (2.37)$$

Ambas ecuaciones se satisfacen si

$$k^2 = \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \approx \epsilon \mu \omega^2 \quad (2.38)$$

Sustituyendo (2.34) y (2.35) en (2.26), (2.27), (2.28) y (2.29) se obtiene

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \quad \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.39)$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mathbf{B}_0 \quad \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B}_0 = -\epsilon \mu \omega \mathbf{E}_0 \quad (2.40)$$

Tales ecuaciones sugieren que los vectores  $\hat{\mathbf{n}}$ ,  $\mathbf{E}_0$  y  $\mathbf{H}_0$  forman una triada ortogonal tal como se muestra en la figura 2.1 [28, 30].

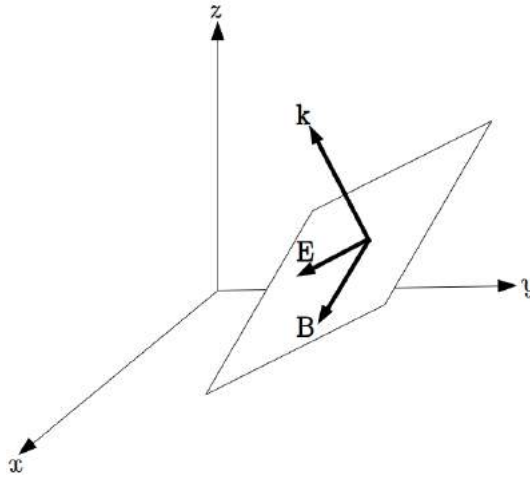


Figura 2.1: Vectores unitarios de una onda electromagnética.

### 2.1.3. Propagación de ondas electromagnéticas en una interfase

Los PPSs son excitaciones electromagnéticas que viajan en la interfase formada entre un metal y un dieléctrico [2]. En esta subsección se estudiara una interfase formada entre dos medios como una guía de onda. De esta manera es posible analizar la propagación de PPSs en un sistema sencillo pero fundamental utilizando la teoría electromagnética de Maxwell.

Los dos modos fundamentales son el modo *transverso magnético* (TM) o *polarización-p* en el cual la polarización de la onda incidente es paralela al plano de incidencia, y el modo *transverso eléctrico* (TE) o *polarización-s*, en el cual la polarización de la onda incidente es perpendicular al plano de incidencia.

Assumiendo un comportamiento armónico en el tiempo de los campos eléctrico y magnético, las expresiones matemáticas más generales de éstos son:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x})e^{-i\omega t} \quad (2.41)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}(\mathbf{x})e^{-i\omega t} \quad (2.42)$$

Las ecuaciones de Helmholtz para  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0 \quad (2.43)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k_0^2 \epsilon_r \mathbf{H} = 0 \quad (2.44)$$

donde  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  es la magnitud del vector de onda de la onda que se propaga en el vacío [2].

Suponiendo, por simplicidad, que las ondas se propagan en la dirección  $x$  del plano y que no varían espacialmente en la dirección  $y$ , la parte espacial del campo  $\mathbf{E}$  se puede escribir como  $\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$  [2], donde  $k_x = \beta$  es la componente del vector  $\mathbf{k}$  en la dirección  $x$ . De esta manera la ecuación de Helmholtz para  $\mathbf{E}$  queda como

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon_r - \beta^2) \mathbf{E}(z) = 0 \quad (2.45)$$

Por otra parte, de las ecuaciones (2.28) y (2.29)

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \hat{x} + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \hat{y} + \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \hat{z} \\ &= i\omega\mu(H_x\hat{x} + H_y\hat{y} + H_z\hat{z})e^{i(kz-\omega t)}\end{aligned}\quad (2.46)$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \hat{x} + \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \hat{y} + \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \hat{z} \\ &= -i\omega\epsilon(E_x\hat{x} + E_y\hat{y} + E_z\hat{z})e^{i(kz-\omega t)}\end{aligned}\quad (2.47)$$

donde  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  y  $\hat{z}$  son vectores unitarios dirigidos en las direcciones de los ejes  $x$ ,  $y$  y  $z$  respectivamente. Comparando componente a componente las igualdades en (2.47) se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones

$$\begin{aligned}\text{a) } \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega\mu H_x \quad , \quad \text{d) } \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\epsilon E_x \\ \text{b) } \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\omega\mu H_y \quad , \quad \text{e) } \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\epsilon E_y \\ \text{c) } \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= i\omega\mu H_z \quad , \quad \text{f) } \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\epsilon E_z\end{aligned}\quad (2.48)$$

Teniendo en cuenta que  $\frac{\partial}{\partial x} = i\beta$  y que  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  las ecuaciones (2.48) se reduce a

$$\begin{aligned}\text{a) } \frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega\mu H_x \quad , \quad \text{d) } \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\epsilon E_x \\ \text{b) } \frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z &= i\omega\mu H_y \quad , \quad \text{e) } \frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\epsilon E_y \\ \text{c) } i\beta E_y &= i\omega\mu H_z \quad , \quad \text{f) } i\beta H_y = -i\omega\epsilon E_z\end{aligned}\quad (2.49)$$

Las ecuaciones (2.49a)), (2.49b)) y (2.49c)) son las ondas «transverso magnético» (TM o p) donde sólo las componentes  $E_x$ ,  $E_z$  y  $H_y$  son distintas de cero. El segundo conjunto de ecuaciones, (2.49d)), (2.49e)) y (2.49f)) se conoce con las ondas «transverso eléctrico» (TE o s) y sólo las componentes  $H_x$ ,  $H_z$  y  $E_y$  son distintas de cero [2].

Para el modo TM, de la ecuación (2.49d)) se obtiene

$$E_x = -\frac{i}{\omega\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}\quad (2.50)$$

De la ecuación (2.49f)) se tiene

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega\epsilon} H_y\quad (2.51)$$

Combinando estas dos ecuaciones con (2.49b)) se obtiene la ecuación de onda para el modo TM

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (\omega^2\epsilon\mu - \beta^2)H_y = 0\quad (2.52)$$

o bien

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (\epsilon_r k_0^2 - \beta^2)H_y = 0\quad (2.53)$$

Para el conjunto de ondas TE, de las ecuaciones (2.49a)) y (2.49c)) se obtienen las componentes  $H_x$  y  $H_z$

$$H_x = -\frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.54)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega\mu} E_y \quad (2.55)$$

Combinándolas con (2.49e)) se obtiene la ecuación de onda para el modo TE

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.56)$$

o bien

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (\epsilon_r k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.57)$$

Las ecuaciones de onda para los modos TM y TE serán de gran importancia en la descripción de los PPSS en una interfase formada entre un metal y un dieléctrico, que se analiza en la siguiente sección.

## 2.2. Propagación de PPSS en una interfase metal-dieléctrico

La estructura más sencilla sobre la cual se propagan PPSS es una interfase plana formada por un dieléctrico y un metal. Este sistema es muy importante porque es sencillo de estudiar teóricamente y es muy accesible de obtener en la práctica. La geometría del problema consiste en un material dieléctrico (caracterizado por  $\epsilon_d$ ) en la parte positiva del eje  $z$  y un material conductor (caracterizado por  $\epsilon_m(\omega)$ ) en la parte negativa de dicho eje (Fig.2.2). Es importante mencionar que el carácter metálico está dado por  $\text{Re}\{\epsilon_m\} < 0$  [2].

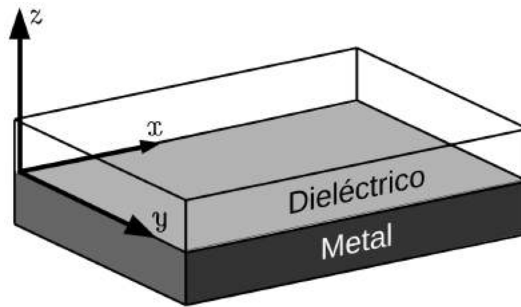


Figura 2.2: Geometría de la interfase metal-dieléctrico. El dieléctrico en la región  $z > 0$  y el metal en la región  $z < 0$ .

En general, la solución de la ecuación (2.53) [4] es

$$H_y(x, z, t) = A e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.58)$$

Entonces el campo  $\mathbf{H}$  es

$$\mathbf{H}(x, z, t) = A e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \hat{y} \quad (2.59)$$

y consecuentemente

$$E_x(x, z, t) = \frac{k_z}{\omega\epsilon} A e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.60)$$

$$E_z(x, z, t) = -\frac{\beta}{\omega\epsilon} A e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.61)$$

$$\mathbf{E}(x, z, t) = \frac{1}{\omega\epsilon} A e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} (k_z \hat{x} - \beta \hat{z}) \quad (2.62)$$

De manera análoga, para el modo TE la solución de la ecuación de onda (2.57) es

$$E_y(x, z, t) = B e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.63)$$

entonces

$$\mathbf{E}(x, z, t) = B e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \hat{y} \quad (2.64)$$

Las componentes del campo  $\mathbf{H}$  son

$$H_x(x, z, t) = \frac{k_z}{\omega\mu} B e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.65)$$

$$H_z(x, z, t) = \frac{\beta}{\omega\mu} B e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (2.66)$$

por lo que

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\omega\mu} B e^{i\beta x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} (k_z \hat{x} + \beta \hat{z}) \quad (2.67)$$

Retomando el problema de la interfase dieléctrico/metal, para el modo TM las componentes de los campos para  $z > 0$  son:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad H_{yd}(x, z) &= A_d e^{i\beta x} e^{ik_{zd}z} \\ \text{b)} \quad E_{xd}(x, z) &= \frac{k_{zd}}{\omega\epsilon_d} A_d e^{i\beta x} e^{ik_{zd}z} \\ \text{c)} \quad E_{zd}(x, z) &= -\frac{\beta}{\omega\epsilon_d} A_d e^{i\beta x} e^{ik_{zd}z} \end{aligned} \quad (2.68)$$

y para  $z < 0$  son:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad H_{ym}(x, z) &= A_m e^{i\beta x} e^{-ik_{zm}z} \\ \text{b)} \quad E_{xm}(x, z) &= -\frac{k_{zm}}{\omega\epsilon_m} A_m e^{i\beta x} e^{-ik_{zm}z} \\ \text{c)} \quad E_{zm}(x, z) &= -\frac{\beta}{\omega\epsilon_m} A_m e^{i\beta x} e^{-ik_{zm}z} \end{aligned} \quad (2.69)$$

Los parámetros  $k_{zd}$  y  $k_{zm}$  son las componentes perpendiculares a la interfase de los vectores de onda en el medio dieléctrico y en el medio conductor respectivamente. Las cantidades  $A_d$  y  $A_m$  representan las amplitudes de las ondas en el medio dieléctrico y en el medio conductor.

Las condiciones de frontera que deben cumplir los campos en la interfase, es decir, en  $z = 0$  son

$$H_{yd}(x, 0) = H_{ym}(x, 0) \quad (2.70)$$

$$E_{xd}(x, 0) = E_{xm}(x, 0) \quad (2.71)$$

para las componentes tangenciales y

$$\epsilon_d E_{zd}(x, 0) = \epsilon_m E_{zm}(x, 0) \quad (2.72)$$

para las componentes normales. De (2.70) se obtiene que

$$A_m = A_d \quad (2.73)$$

y de De (2.71)

$$\frac{k_{zd}}{\epsilon_d} A_d = -\frac{k_{zm}}{\epsilon_m} A_m \quad (2.74)$$

Los signos tomados los exponentes de las ecuaciones de (2.68) y (2.69) requieren que  $\text{Re}\{\epsilon_m\} < 0$  y que  $\epsilon_d > 0$ , lo cual significa que estas ondas superficiales sólo existen entre un conductor y un dieléctrico [2]. Sustituyendo (2.68a)) y (2.69a)) en (2.53) se obtiene

$$-k_{zd}^2 + \epsilon_{rd} k_0^2 - \beta^2 = 0 \Rightarrow k_{zd} = \pm \sqrt{\epsilon_{rd} k_0^2 - \beta^2} \quad (2.75)$$

$$-k_{zm}^2 + \epsilon_{rm} k_0^2 - \beta^2 = 0 \Rightarrow k_{zm} = \pm \sqrt{\epsilon_{rm} k_0^2 - \beta^2} \quad (2.76)$$

o bien, en general

$$k_{zj} = \sqrt{\epsilon_{rj} \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2} \quad (2.77)$$

con  $j = d$  para el medio dieléctrico y  $j = m$  para el medio conductor.

Sustituyendo la última ecuación en (2.74)

$$\begin{aligned} \pm \frac{1}{\epsilon_{rd}} \sqrt{\epsilon_{rd} \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2} &= \mp \frac{1}{\epsilon_{rm}} \sqrt{\epsilon_{rm} \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2} \\ \Rightarrow \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{\epsilon_{rd}} - \frac{\beta^2}{\epsilon_{rd}^2} &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{\epsilon_{rm}} - \frac{\beta^2}{\epsilon_{rm}^2} \\ \Rightarrow \beta^2 \left( \frac{1}{\epsilon_{rm}^2} - \frac{1}{\epsilon_{rd}^2} \right) &= \frac{\omega^2}{c^2} \left( \frac{1}{\epsilon_{rm}} - \frac{1}{\epsilon_{rd}} \right) \\ \Rightarrow \beta^2 \left( \frac{1}{\epsilon_{rm}} + \frac{1}{\epsilon_{rd}} \right) &= \frac{\omega^2}{c^2} \end{aligned}$$

Por lo tanto

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{rm} \epsilon_{rd}}{\epsilon_{rm} + \epsilon_{rd}}} \quad (2.78)$$

que es la relación de dispersión de los PPSS en la interfase metal/dieléctrico.

La figura 2.3 muestra las curvas de la parte real de la relación de dispersión (2.78) para dos interfaces distintas. La primera formada por aire y oro (línea azul discontinua con punto) y la segunda formada por vidrio BK7 y oro (línea roja discontinua). Para obtener dichas curvas se utilizaron los datos de la permitividad eléctrica del oro de la referencia [26].

Asimismo, en la misma figura se muestra la relación de dispersión de la luz en aire (línea amarilla continua) y la relación de dispersión de la luz en vidrio BK7 (línea morada continua). Es notorio que la magnitud del vector de onda de los PPSS es mayor que la magnitud del vector de onda de la luz, por lo que no es posible excitar PPSS

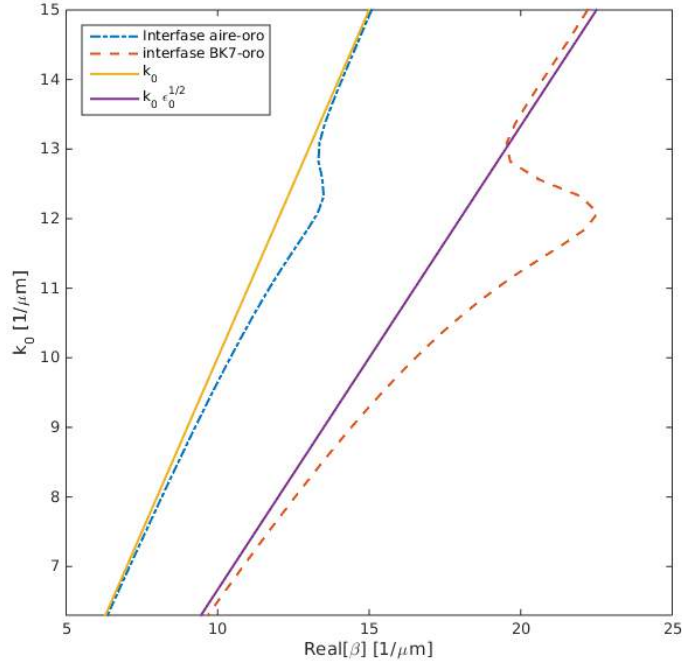


Figura 2.3: Relación de dispersión de los PPSs en la interfase aire-oro y BK7-oro.

iluminado directamente la película [3]; es necesario incrementar la magnitud del vector de onda por métodos ópticos.

Las ondas que describen a los PPSs decaen exponencialmente debido a pérdidas ohmicas. La distancia de propagación de los PPSs se define como la distancia a la cual la energía decae a  $e^{-1}$ , que está dada por

$$L_{PPS} = \frac{1}{2\text{Im}\{\beta(\omega)\}} \quad (2.79)$$

La distancia de propagación  $L_{PPS}$  depende de la longitud de onda y de la función dieléctrica del metal y del dieléctrico [2]. Por ejemplo, para una interfase aire/oro a longitudes de onda del espectro visible, esta distancia de propagación se encuentra entre 10 y 100  $\mu\text{m}$ .

En la figura 2.4 se presenta una gráfica de la distancia de propagación para una interfase aire/oro (línea discontinua con puntos) y una interfase BK7/oro (línea discontinua). La escala es logarítmica. En tal imagen se puede observar que la distancia de propagación en la interfase aire-oro es mayor que la distancia de propagación en la interfase BK7-oro. Además, para el caso del oro, salvo la banda de resonancia alrededor de  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ , la distancia de propagación aumenta al incrementar la longitud de onda.

## 2.3. Interferencia óptica

La interferencia óptica es un fenómeno que se observa cotidianamente. Ocurre cuando dos o más ondas se traslapan parcial o totalmente; hay algunas regiones en donde las ondas se cancelan y otras en las cuales la intensidad luminosa incrementa notablemente. Al conjunto de estas regiones se le llama «patrón de interferencia».



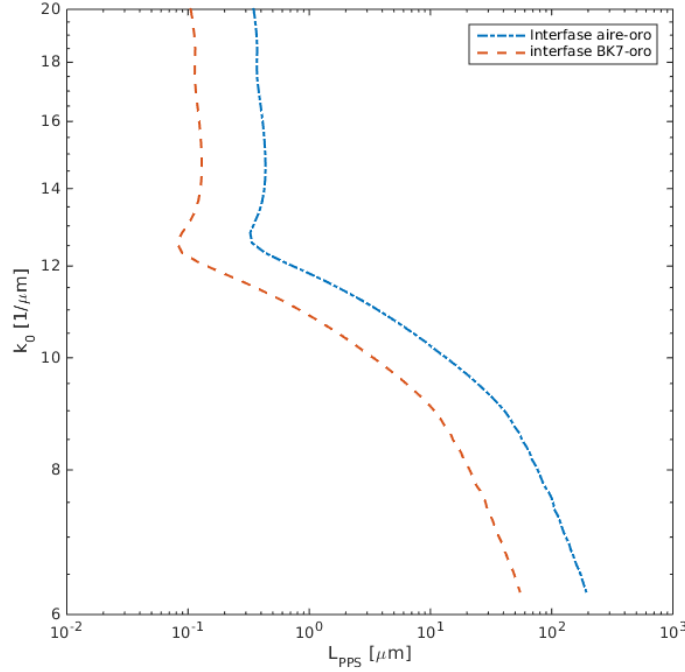


Figura 2.4: Número de onda vs distancia de propagación.

La interferencia óptica es más fácil de interpretar desde la teoría ondulatoria de la naturaleza electromagnética de la luz. Ya que los campos electromagnéticos cumplen con el principio de superposición, el campo eléctrico resultante será la suma vectorial de los campos individuales [34]. Por lo anterior, “...se le puede llamar interferencia óptica a una interacción de dos o más ondas luminosas que producen una irradiancia resultante que se desvía de la suma de las irradiancias componentes” [34].

Del principio de superposición del electromagnetismo, la intensidad  $\mathbf{E}$  del campo eléctrico compuesto de varios campos  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2 \dots$  en un punto en el espacio es la suma de los campos

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \dots \quad (2.80)$$

Supóngase dos fuentes luminosas que emiten ondas monocromáticas de la misma frecuencia en un medio homogéneo y que el punto de observación se encuentra lo suficientemente lejos tal que los frentes de onda son planos. Entonces las ondas se expresan matemáticamente por

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1)} \quad (2.81)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2)} \quad (2.82)$$

En general, la irradiancia se define como

$$I = \langle |\mathbf{S}| \rangle \quad (2.83)$$

donde  $\mathbf{S}$  es el vector de Poynting. Para ondas planas la irradiancia se reduce a

$$I = \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle \quad (2.84)$$

Entonces la intensidad está dada por

$$\begin{aligned}
 I &= \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \rangle = \langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^* \rangle \\
 I &= \langle |\mathbf{E}_1|^2 + |\mathbf{E}_2|^2 + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \\
 I &= I_1 + I_2 + I_{12}
 \end{aligned} \tag{2.85}$$

donde  $I_1 = \langle |\mathbf{E}_1|^2 \rangle$  e  $I_2 = \langle |\mathbf{E}_2|^2 \rangle$  son las intensidades de las ondas y la cantidad  $I_{12} = 2\text{Re}\{\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* \rangle\}$  se conoce como el “término de interferencia” [34].

Para el término de interferencia se tiene

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* &= \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1)} e^{-i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2)} \\
 &= \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2)}
 \end{aligned} \tag{2.86}$$

Entonces el término de interferencia queda como

$$I_{12} = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2) \tag{2.87}$$

Si ambas ondas son paralelas el término de interferencia se reduce a

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2) \tag{2.88}$$

Las intensidades  $I_1$  e  $I_2$  se pueden escribir como

$$I_1 = \langle |\mathbf{E}_1|^2 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2} \tag{2.89}$$

$$I_2 = \langle |\mathbf{E}_2|^2 \rangle = \frac{E_{02}^2}{2} \tag{2.90}$$

a partir de lo cual se obtiene que

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \tag{2.91}$$

con  $\delta = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2$  y de donde se concluye que

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \tag{2.92}$$

La intensidad en el punto de observación puede ser mayor, menor o igual a  $I_1 + I_2$ , lo cual depende del valor de  $\delta$  [34]. El máximo de intensidad ocurre cuando  $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$  cuyo valor es

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \tag{2.93}$$

Cuando se cumple esta condición la diferencia de fase entre las ondas es un múltiplo entero de  $2\pi$  y se dice que éstas se “encuentran en fase” y la interferencia es «total constructiva». Por otra parte, cuando  $\delta = \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots$   $\cos \delta = -1$  y el término de interferencia toma su valor mínimo, que es

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \tag{2.94}$$

Para este caso la interferencia es «total destructiva».

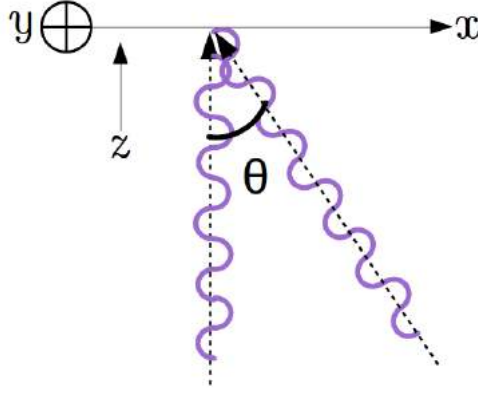


Figura 2.5: Interferencia de dos ondas planas oblicuas que forman un ángulo  $\theta$  entre sí.

### 2.3.1. Interferencia de dos ondas planas oblicuas

Considérese dos ondas planas monocromáticas de la misma frecuencia pero de distintas intensidades. Una se propaga en el eje  $z$  con intensidad  $I_1$  y la otra se propaga formando un ángulo  $\theta$  con dicho eje en el plano  $xy$  y cuya intensidad es  $I_2$ , tal como se muestra en la figura 2.5. Matemáticamente, estas ondas están expresadas por

$$E_1 = \sqrt{I_1} e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.95)$$

$$E_2 = \sqrt{I_2} e^{i(kz \cos\theta + kx \sin\theta - \omega t)} \quad (2.96)$$

De acuerdo a la ecuación (2.91) el término de interferencia en este caso es

$$I_{12} = \sqrt{I_1 I_2} \cos(kz - kz \cos\theta - kx \sin\theta) \quad (2.97)$$

La distancia entre dos máximos de intensidad está dada por una diferencia en la función  $\cos$  del término de interferencia igual a  $2\pi$ , es decir

$$kz(1 - \cos\theta) - kx_i \sin\theta - kz(1 - \cos\theta) + kx_j \sin\theta = 2\pi \quad (2.98)$$

$$k \sin\theta (x_j - x_i) = \Delta x k \sin\theta = 2\pi \quad (2.99)$$

por lo tanto, el periodo  $\Lambda = \Delta x$  es

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin\theta} \quad (2.100)$$

Lo anterior sugiere un método para imprimir patrones de interferencia modulando el ángulo formado entre las ondas en el plano de interferencia, lo que se traduce en la síntesis de rejillas de difracción de alta resolución [36].

### 2.3.2. Interferómetro de Michelson

El interferómetro de Michelson es un dispositivo que divide un haz en dos por medio de un divisor de haz. En él, una fracción de la onda entrante se refleja y la fracción restante se transmite en el divisor de haz. Cada uno de los haces resultantes se dirigen hacia un espejo que los refleja hacia el divisor, el cual los recombina en un plano, formándose de esta manera el patrón de interferencia. En la figura 2.6 se muestra un diagrama del interferómetro de Michelson.

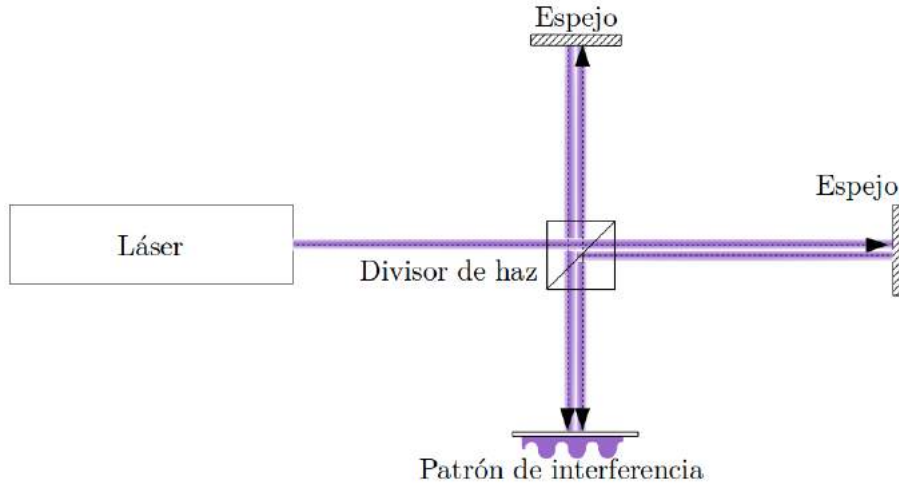


Figura 2.6: Esquema del interferómetro de Michelson.

La versatilidad del interferómetro de Michelson permite obtener franjas de interferencia rectas, curvas o circulares [37]. Típicamente este interferómetro se utiliza para realizar mediciones muy precisas de índices de refracción o distancia. Sin embargo, también puede utilizarse para imprimir patrones de interferencia en materiales que así lo permitan.

Supóngase que se tiene un interferómetro de Michelson con los espejos separados del divisor de haz por distancias  $d_1$  y  $d_2$ , con  $d = |d_1 - d_2|$ . En la pantalla se observan

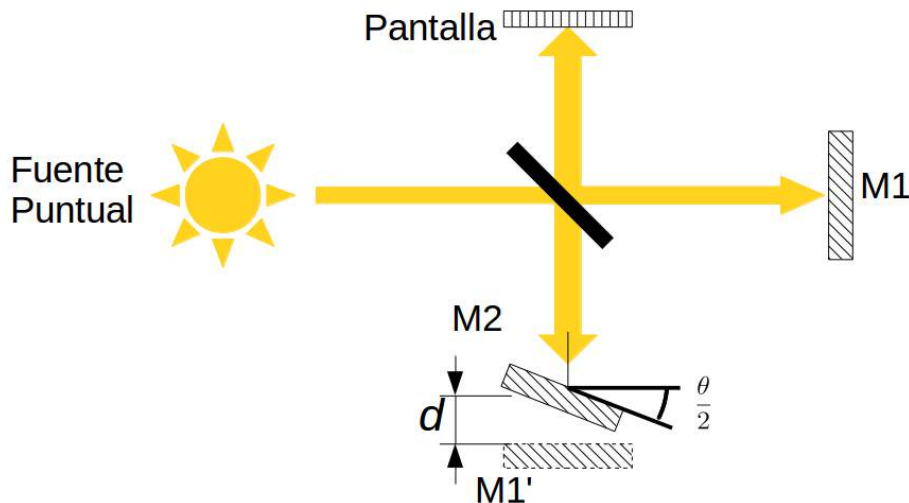


Figura 2.7: Esquema del interferómetro de Michelson.

dos imágenes virtuales de la fuente puntual formadas por los espejos, una en  $M1'$  y la otra en  $M2$  [37], como se muestra en la figura 2.7.

Las ondas provenientes de las imágenes virtuales están descritas por

$$E_1 = \sqrt{I_1} e^{i(kz+kd-\omega t)} \tag{2.101}$$

$$E_2 = \sqrt{I_2} e^{i(kz \cos\theta+kx \operatorname{sen}\theta-\omega t)} \tag{2.102}$$

Entonces de acuerdo a la ecuación (2.97) el termino de interferencia es

$$I_{12} = \sqrt{I_1 I_2} \cos(kz + d - kz \cos\theta - kx \operatorname{sen}\theta) \quad (2.103)$$

De esta manera el periodo es

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\operatorname{sen}\theta} \quad (2.104)$$

# Capítulo 3

## Excitación óptica de PPSs

Como se vio en la sección anterior, la relación de dispersión de los PPSs no se empata con la relación de dispersión de la luz que se propaga en el espacio libre. Para excitar PPSs en una interfase dieléctrico/metal es necesario empatar la relación de dispersión de la luz con la relación de dispersión de los PPSs. Esto se logra incrementando la magnitud del vector de onda de la luz para que se empate con la magnitud de el vector de onda de los PPSs. Existen varias maneras de hacerlo pero aquí se describe el «acoplador de prisma» que incrementa el vector de onda de la luz y el «acoplador de rejilla» que utiliza efectos de difracción para lograr la excitación. El segundo sólo se mencionará de forma muy breve.

### 3.1. Acoplador de prisma

Supóngase que se tiene una película delgada metálica entre dos dieléctricos, uno con función dieléctrica  $\epsilon_0$  (medio 0) y el segundo con función dieléctrica  $\epsilon_2$  (medio 2). Además, supóngase que una onda electromagnética plana incide en la película delgada desde el medio dieléctrico 0. La magnitud del vector de onda de la luz propagándose en el medio con constante dieléctrica  $\epsilon_0$  es [1–3, 33]

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

Si la onda luminosa incide oblicuamente sobre una superficie plana a un ángulo  $\theta$ , como se muestra en la figura 3.1, la componente paralela a la superficie del vector de onda está dada por

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta \quad (3.2)$$

En la práctica el sistema descrito puede realizarse con un prisma el cual tiene en una de sus caras la película delgada de grosor  $D$  y caracterizada por una función dieléctrica  $\epsilon_1(\omega) = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$ . En este caso el medio 0 es el prisma y el medio 2 es el aire, cuya constante dieléctrica es  $\epsilon_2 = 1$ .

Para que se lleve a cabo la excitación de PPSs es suficiente que se empaten las magnitudes del vector de onda, es decir, que se cumpla la condición

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta \quad (3.3)$$

La excitación de PPSs se da en la interfase formada entre la película delgada y el dieléctrico de menor índice de refracción, que en este caso es la interfase metal/aire [2].

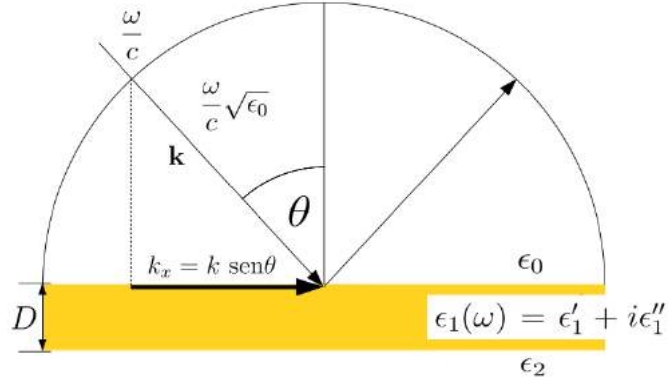


Figura 3.1: Diagrama del acoplador de prisma.

Así, los PPSs con constante de propagación  $\beta$  entre la línea de luz en aire y la línea de luz en el prisma pueden ser excitados [2].

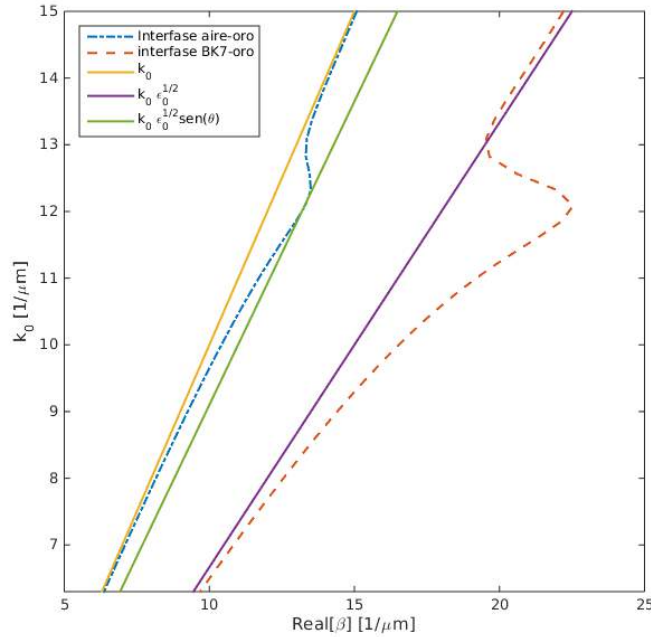


Figura 3.2: Empatamiento de las magnitudes de los números de onda de los PPSs y luz.

En la figura 3.2 se presentan las relaciones de dispersión de los PPSs en la interfase metal/aire (línea azul discontinua con punto) y en la interfase metal/vidrio BK7 (línea roja discontinua). Asimismo se encuentran las líneas de luz en el aire (línea amarilla continua), en vidrio BK7 (línea morada continua) y vidrio BK7 incidiendo a un ángulo de  $46.5^\circ$  sobre la interfase plana (línea verde continua).

En la misma figura se puede observar el empatación de la magnitud del vector de onda de la luz que incide oblicuamente desde el prisma con la relación de dispersión de los PPSs que se propagan en la interfase metal/aire. La excitación se logra a un ángulo mayor que el crítico para la reflexión total interna y es indicada por un decremento en la

intensidad del haz reflejado [1–3]. Si la excitación no se da, la luz se refleja totalmente.

Cabe mencionar que en la interfase prisma/metal no hay excitación de PPSs ya que la relación de dispersión de los PPSs en esa interfase queda fuera del cono de luz [2]. Esto también se puede observar en la figura 3.2.

Existen dos configuraciones distintas para excitar PPSs con el acoplador de prisma: la configuración de Otto y la configuración de Kretschmann-Raether [1–3]. Ambas se muestran en la figura 3.3. En la primera de ellas la película delgada está separada del prisma por un dieléctrico, típicamente aire, una distancia aproximada de una longitud de onda. Como ya se mencionó, la excitación se da en la interfase formada entre el metal y el dieléctrico con menor índice de refracción.

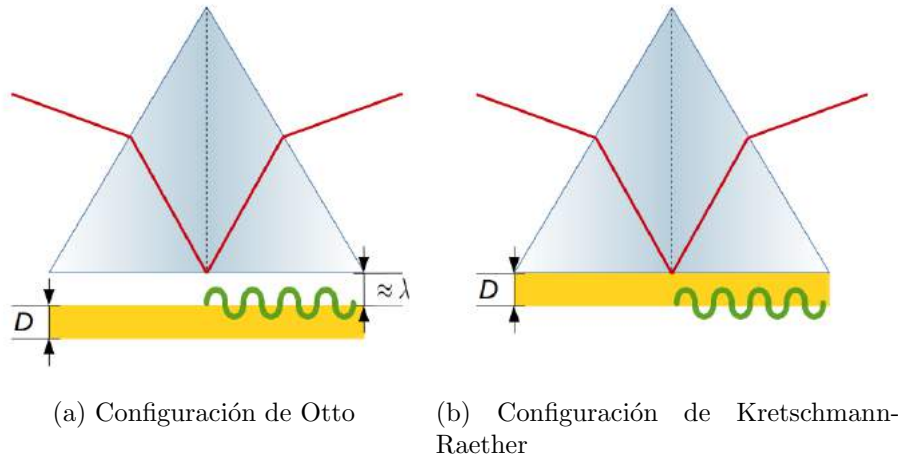


Figura 3.3: Dos configuraciones para el acoplador de prisma

La segunda configuración, la de Kretschmann-Raether, es la más utilizada. En ella la película metálica es depositada en una de sus caras. El campo electromagnético decrece exponencialmente en la película y excita los PPSs en la interfase metal/aire [1]. Los fotones que inciden desde el prisma a un ángulo mayor que el de reflexión total interna “tunelean” a través de la película y excitan a los PPSs en la interfase metal/aire [1–3].

El coeficiente de Fresnel para la reflectividad de una onda polarizada en el modo TM para un sistema con dos interfaces está dado por [1, 4, 28]

$$r_{0,1,2}^p = \frac{r_{0,1}^p + r_{1,2}^p e^{2ik_1 D}}{1 + r_{0,1}^p r_{1,2}^p e^{2ik_1 D}} \quad (3.4)$$

donde

$$r_{j,l}^p = \frac{k_j/\epsilon_j - k_l/\epsilon_l}{k_j/\epsilon_j + k_l/\epsilon_l} \quad (3.5)$$

es el coeficiente de Fresnel para la reflexión en la interfase  $j/l$  de una onda polarizada en el modo TM.

Es de suma importancia mencionar que los PPSs no sólo pierden energía debido a la absorción del metal, sino también a la fuga de radiación dentro del prisma [2]. La luz que incide desde el prisma se refleja parcialmente en la interfase prisma/metal y se transmite parcialmente hacia la película metálica como una onda que decae exponencialmente. En la interfase metal/aire se induce la excitación de PPSs los cuales radían luz de



regreso hacia la película [1]. El mínimo en la intensidad del haz reflejado se debe a la interferencia destructiva entre la fuga de radiación y el haz reflejado [1, 2].

Si el grosor  $D$  de la película aumenta la fuga de radiación desaparece. Por otra parte, si el grosor disminuye el campo de la fuga de radiación aumenta [1]. Cuando el grosor de la película es óptimo, la interferencia destructiva es total y la reflectancia es cero [1, 2], de tal forma que no es posible detectar la fuga de radiación [2].

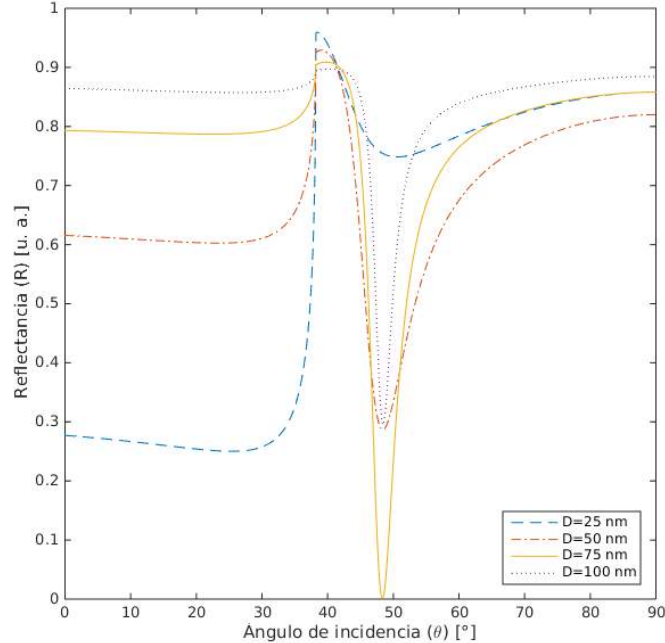


Figura 3.4: Reflectancia de una película de oro entre dos medios distintos para tres grosores diferentes.

Como ilustración, en la figura 3.4 se muestra la reflectancia como función del ángulo de incidencia para  $\lambda = 636$  nm, obtenida mediante la ecuación (3.4) para un sistema vidrio BK7/película de oro/aire. En tal figura hay tres curvas correspondientes a tres grosores distintos: 25 nm, 50 nm, 75 nm y 100 nm. La reflectancia, comparando los tres grosores, es mínima cuando  $D = 75$  nm. El mínimo en la intensidad del haz reflejado se hace más pronunciado al aumentar el grosor de la película, hasta llegar a cero que ocurre para grosores cercanos a 75 nm. Para grosores mayores a éste, el mínimo de intensidad es mayor a cero y cada vez es menos pronunciado al aumentar el grosor de la película.

## 3.2. Acoplador de rejilla

La componente paralela del vector de onda,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta$  también puede acoplarse con la constante de propagación  $\beta$  mediante efectos de difracción [1–3]. Supóngase que un haz de luz con número de onda  $k = \omega/c$  incide desde el aire sobre una rejilla a un ángulo  $\theta$  respecto a la normal de ésta, tal como se muestra en la figura 3.5.

La componente paralela a la superficie del vector de onda  $\mathbf{k}$  es

$$k_x = k \sin \theta \pm mg \quad (3.6)$$

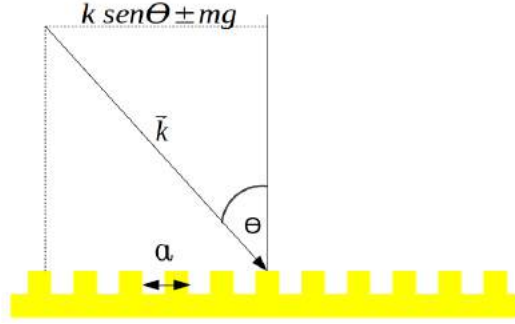


Figura 3.5: Diagrama de un haz de número de onda  $k$  incidiendo sobre una rejilla de constante  $a$ .

donde  $m$  es un entero y  $g = 2\pi/a$  [1–3]. Para que exista acoplamiento entre luz y PPSs se debe satisfacer la condición [1–3]

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{rm}}{\epsilon_{rm} + 1}} = k \sin\theta \pm mg \quad (3.7)$$

Las componentes de la luz difractada que cumplan con la condición (3.7) se acoplarán a PPSs [3]. Al igual que en el acoplador de prisma, la excitación de PPSs es indicada por un decremento en la intensidad del haz reflejado [1–3].

En forma más general, la ecuación (3.7) se escribe como

$$\beta = k_x = k \sin\theta \pm \Delta k_x \quad (3.8)$$

donde el término  $\Delta k_x$  se origina a partir de cualquier perturbación o defecto en la superficie de la película que origina esparcimiento de la luz incidente, tal que la condición 3.8 se satisface [1, 2].

De esta manera es posible excitar PPSs utilizando la rugosidad de la película, aunque tal rugosidad sea aleatoria [3]. En campo cercano, las componentes difractadas de luz con todos los vectores de onda están presentes, y aquellos que cumplen la condición (3.8) se acoplaran con los PPSs [3]. Sin embargo, la excitación de PPSs en superficies aleatorias presenta una baja eficiencia.

El proceso contrario también puede ocurrir, es decir, los PPSs que se propagan en una superficie con una rugosidad modulada, tales como las rejillas, pueden reducir su vector de onda  $\beta$  una cantidad  $\Delta k_x$ , y de esta manera pueden acoplarse con luz y radiar [1, 2]. Además, el diseño de la rejilla puede afectar el guiado de los PPSs y es posible controlar el guiado de éstos [2].

# Capítulo 4

## Experimento

El trabajo experimental realizado en este trabajo se divide principalmente en dos partes: la síntesis de muestras y la respuesta óptica de éstas, que permite inferir las propiedades plasmónicas. En la primera sección se describe el proceso que se siguió para obtener las micro y nanoestructuras, desde la deposición de las películas delgadas (con una muy breve descripción de la técnica *sputtering*), hasta la estructuración de las muestras por dos métodos distintos. En la segunda sección del capítulo se describen las técnicas utilizadas para estudiar la respuesta óptica.

### 4.1. Síntesis de muestras

#### 4.1.1. Deposición de películas delgadas

La técnica *sputtering* es un método que permite depositar películas delgadas sobre una superficie. Para ello se “lanzan” iones de algún gas, por ejemplo argón, sobre el material a depositar en el sustrato, al cual se le llama «blanco». A una cámara, en la que se colocan los sustratos, se le extrae el aire para hacer vacío; dentro de la cámara se encuentra un ánodo en la parte inferior y un cátodo en la parte superior que hace contacto con el blanco metálico.

Cuando se llega a determinada presión se introduce un gas inerte y se establece una diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo. Esta diferencia de potencial acelera los iones de argón que son disparados hacia el blanco. Los iones chocan con el blanco, transmitiéndoles energía suficiente a los átomos de éste para desprenderse y son dirigidos en la dirección contraria de los iones incidentes, depositándose en el sustrato y formando, de esta manera, la película delgada [43]. En la figura 4.1 se muestra de forma ilustrativa lo descrito anteriormente.

Para depositar las películas delgadas primero se prepararon los sustratos. Éstos se obtuvieron a partir de portaobjetos de la marca Corning ® que fueron cortados en forma de rectángulo de 1 cm×1.25 cm. Una vez cortados fueron lavados en un baño ultrasónico, primero durante 10 minutos sumergidos en acetona y después durante 10 minutos sumergidos en etanol. Por último fueron secados con nitrógeno.

Las películas de oro fueron depositadas en un sistema *sputtering* modelo SC7620 de la marca Quorum ®. En este sistema la tasa de depósito depende principalmente de la corriente. El tiempo de depósito para este sistema en particular, puede ser desde 15 s hasta 180 s en intervalos de 15 s. La corriente se ajusta controlando, con una válvula de aguja, el flujo de gas argón hacia la cámara de vacío.

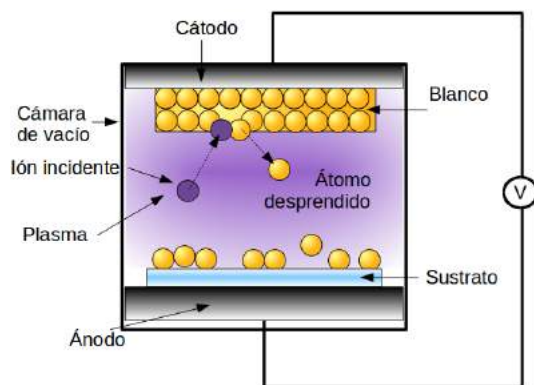


Figura 4.1: Diagrama del sistema *sputtering*.

Es importante mencionar que antes de echar a andar el sistema *sputtering* se debe verificar que la presión del gas que entra a la cámara no sea mayor a 20 mbar. Además, la válvula de ventilación y la de ingreso del gas deben estar cerradas para asegurar el funcionamiento adecuado de la bomba de vacío. Por último, se debe asegurar que no haya fugas en la cámara para evitar que entre aire que contamine el depósito.

El proceso de depósito se hizo de acuerdo a lo especificado en el manual de usuario del equipo. Una vez colocados el o los sustratos dentro de la cámara y sobre el ánodo, se inició el equipo encendiendo la bomba de vacío. La presión dentro de la cámara es monitorizada con el manómetro; cuando la presión baja a  $1 \times 10^{-1}$  mbar se abre la válvula del gas argón hasta que la presión suba aproximadamente a 5 mbar y se deja así de 10 a 15 s. Se cierra la válvula antes abierta y se deja que la presión baje hasta su mínimo, el cual es entre  $7 \times 10^{-2}$  y  $6 \times 10^{-2}$  mbar, dependiendo del sellado de la cámara. El tiempo que le toma a la bomba llegar a esta presión es de 20 a 30 minutos.

Una vez que se llegó a la mínima presión dentro de la cámara, se ajusta la corriente mediante la válvula que permite la entrada de gas. El equipo cuenta con un botón con la leyenda *set plasma* el cual, al presionarlo, provoca una diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo que indica una corriente en el amperímetro. Entonces, para ajustar la corriente se debe presionar intermitentemente dicho botón y abrir la válvula del gas hasta llegar a la corriente deseada. Para aumentar o disminuir esta última se abre o se cierra dicha válvula.

El problema al hacer lo anterior es que al presionar el botón *set plasma* se realiza depósito de material en los sustratos durante el tiempo que se mantiene presionado el botón. Para solucionar este problema se añadió al sistema un obturador metálico que se controla con un magneto y que cubre los sustratos. De esta manera, mientras se ajusta la corriente presionando el botón *set plasma*, el material removido del blanco es depositado en el obturador y no en los sustratos.

Realizado lo anterior, se ajusta el temporizador para que se deposite el material durante el tiempo deseado. Éste se ajusta girando una perilla que indica el tiempo en los intervalos mencionados arriba. Para comenzar con el depósito se presiona el botón *start process*, con lo cual desencadena la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo y la mantiene casi constante durante el tiempo indicado en el temporizador.

Una vez terminado el proceso se apaga la bomba de vacío (que se mantiene funcionando durante el proceso) y se abre la válvula de ventilación. En ocasiones es necesario introducir gas en la cámara para aumentar la presión dentro de ella y poder abrirla.

Las muestras son retiradas con pinzas teniendo los cuidados necesarios para no rayar la película depositada en el sustrato.

Para las muestras fabricadas en este experimento, antes de realizar el depósito se hizo un proceso llamado *pre-sputtering*. Ésto consiste en realizar el proceso de *sputtering* descrito arriba con el obturador cubriendo los sustratos. El objetivo de hacer el *pre-sputtering* es remover la capa más externa del blanco para quitar elementos que contaminen la película depositada. Ya realizado el *pre-sputtering* se mueve el obturador con el magneto y se vuelve a realizar el proceso de *sputtering* para, ahora sí, depositar la película delgada.

Cabe mencionar que la importancia del obturador no es exagerada, ya que disminuye la probabilidad de que se deposite material no deseado, permite que el tiempo de depósito sea prácticamente el mismo para cada depósito y logra un mejor ajuste en la corriente seleccionada. Todo lo anterior se traduce en una mayor reproducibilidad de las películas delgadas.

Para depositar las película delgadas, la presión bajó entre  $7 \times 10^{-2}$  y  $6 \times 10^{-2}$  mbar. A esta presión, mientras se presionó el botón *set plasma* se ajusto la corriente a 25 mA. Se realizo el proceso de *pre-sputtering* durante 60 s. Una vez terminado el *pre-sputtering* se realizaron los depósitos durante 60 y 180 s. La elección de estos parámetros se hizo considerando que, según el manual del fabricante, a una corriente de 25 mA la tasa de depósito es aproximadamente de 9 nm/min. Como se quería obtener películas de 10 y 30 nm de grosor se eligieron estos tiempos.

#### 4.1.2. Estructuración de películas delgadas por litografía de interferencia láser

Para irradiar las películas se utilizó un láser pulsado de la marca Ekspla (®). El láser es de Nd:YAG y emite a una longitud de onda de 1064 nm pero se usó el tercer armónico que es 355 nm. La duración del pulso es de 3 a 6 ns y tiene una tasa de repetición de 10 Hz. La irradiación se realizó en el laboratorio de Fotofísica en el CCADET, a cargo de la Dra. Citlali Sánchez Aké.

Antes de irradiar las muestras, se irradiaron películas fotográficas para determinar el diámetro del *spot* y el área de éste. Posteriormente se midió la energía del pulso con un medidor de energía. Sobre el sensor del medidor de energía se dispararon cien pulsos para obtener la energía promedio y la desviación estándar. Con estos datos se calculó la fluencia con la que se irradiaron las muestras, que se determina por

$$f = \frac{\text{energía[mJ]}}{\text{área[cm}^2\text{]}} \quad (4.1)$$

Para irradiar las películas se produjo un patrón de interferencia con un interferómetro de Michelson. Un espejo se coló a una distancia de 40 cm desde el divisor de haz y el otro espejo se colocó a la misma distancia pero en otra cara del divisor, de forma que los “brazos” del interferómetro formaran un ángulo de  $90^\circ$ . Uno de los espejos se giró un ángulo de  $(0.58333 \pm 0.04167)^\circ$  para, de acuerdo a la ecuación (2.100), obtener un periodo de  $17.43544 \mu\text{m}$  en la rejilla. Este fue el mayor ángulo que se pudo girar el espejo sin perder el patrón de interferencia. La irradiación se hizo con tres pulsos a una energía de  $(0.324 \pm 0.092)$  mJ sobre un área de  $0.00654 \text{ cm}^2$  para obtener una fluencia igual a  $49.54128 \text{ mJ/cm}^2$ .

Para obtener nanoestructuras bidimensionales, las muestras irradiadas se giraron. Las películas depositadas durante 60 s se giraron  $45^\circ$  para obtener arreglos ordenados de microrombos. Las películas delgadas depositadas durante 180 s se giraron  $90^\circ$  para obtener arreglos ordenados de micricuadrados.

La irradiación provoca la remoción de material, por lo que se logra una estructuración de la película, sin embargo esto dejó zonas del sustrato sin cubrir, las zonas en donde la intensidad luminosa es máxima. Como se buscó un medio continuo por el cual se propaguen los PPS, se depositó una película delgada sobre la muestra irradiada. El tiempo de depósito fue de 120 s por lo cual se logró una película delgada de aproximadamente 20 nm.

Las películas sintetizadas se caracterizaron por microscopía electrónica de barrido (MEB) en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México. Las micrografías fueron analizadas con el *software* ImageJ para determinar el periodo del patrón de interferencia grabado en la película. En la sección de resultados se muestran las micrografías obtenidas.

### 4.1.3. Arreglos periódicos sintetizados por litografía de nanoesferas

La litografía de nanoesferas es una técnica que permite la síntesis de arreglos periódicos bidimensionales de nanoestructuras sobre una superficie. Con esta técnica se obtuvieron tres tipos de muestras: nanoprismas sobre una película delgada de oro de 50 nm de grosor; arreglos hexagonales periódicos de nanoorificios en una película delgada de oro; por último, una nanotextura formada por arreglos hexagonales de nanopartículas.

En general, el proceso de síntesis consiste de tres etapas. En la primera, una capa coloidal de nanoesferas de poliestireno es depositada sobre la superficie, las cuales se autoensamblan para formar una monocapa ordenada [8,9]. Posteriormente se deposita el material que formará las nanoestructuras. Por último, las nanoesferas de poliestireno son removidas, dejando de esta forma, los arreglos periódicos nanoestructurados.

Para los nanoprismas primero se depositó, por evaporación, una película delgada de oro (Au) de 50 nm de grosor. Ya con la película de oro sobre el sustrato, se formó,

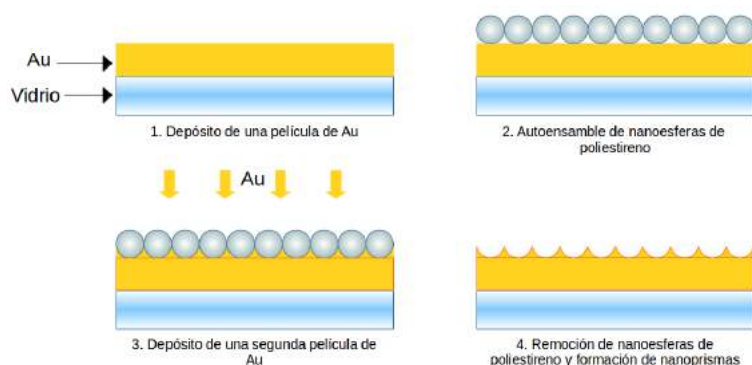


Figura 4.2: Diagrama del proceso de síntesis de nanoprismas de Au sobre una película delgada de Au por el método de litografía de nanoesferas.

sobre la primera, la monocapa de nanoesferas de poliestireno de 340 nm de diámetro y

se volvió a depositar una segunda capa de oro. Por último, la monocapa de nanoesferas de poliestireno fue removida mecánicamente con cinta adhesiva [8, 9]. En la figura 4.2 se muestra esquemáticamente la síntesis de nanoprismas sobre una película delgada de oro.

En el caso del arreglo de nanoorificios, primero, sobre el sustrato de vidrio, se formó la monocapa de nanoesferas de poliestireno. Éstas se sometieron a *Reactive-ion etching* (RIE por sus siglas en inglés) durante siete minutos para reducir su tamaño. Posteriormente se depositó una película delgada de cromo (Cr) de 3 nm y una de oro de 50 nm. Por último, se removieron las nanoesferas de poliestireno con cinta adhesiva. Lo descrito anteriormente se muestra en el esquema de la figura 4.3

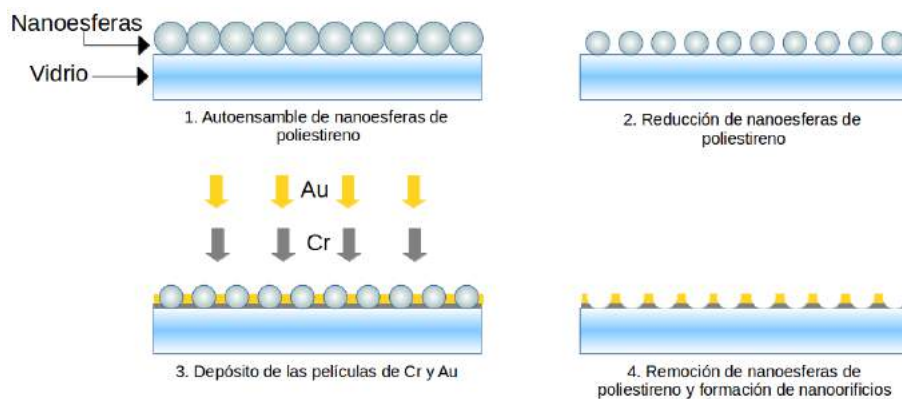


Figura 4.3: Diagrama del proceso de síntesis de nanoorificios en una Au por el método de litografía de nanoesferas.

Por último se sintetizó una nanotextura de oro con una superficie modulada. Para ello se formó la monocapa de nanoesferas de poliestireno sobre el sustrato de vidrio. El diámetro de las nanoesferas es de 340 nm. Sobre la monocapa se depositó una

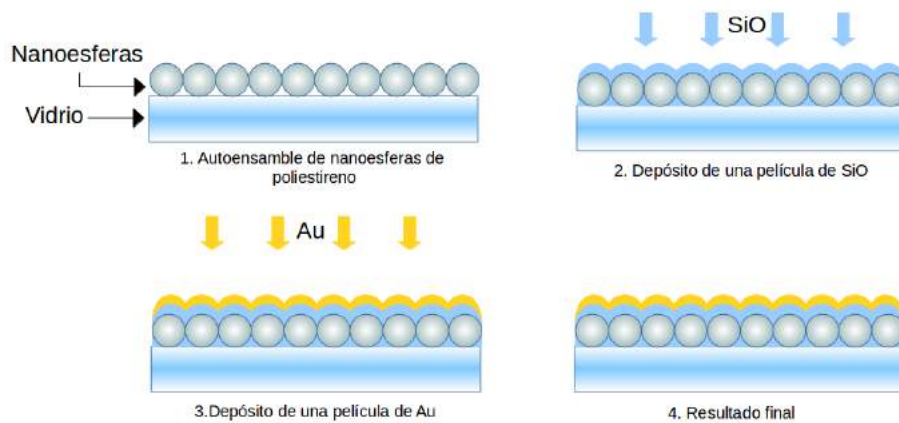


Figura 4.4: Diagrama del proceso de síntesis de una nanotextura de Au por el método de litografía de nanoesferas.

película delgada de dióxido de silicio (SiO<sub>2</sub>) de 50 nm de grosor y sobre esta película se depositó una de oro también de 50 nm de grosor, tal como se muestra en la figura 4.4.

Estos tres tipos de muestras fueron sintetizados por el Grupo de NanoEstructuras (NanoStructures Group, NSG) del departamento de Física y Astronomía 'Galileo Galilei', de la universidad de Padova, Italia. El grupo está encabezado por la Dra. Tiziana Cesca y el Dr. Giovanni Mattei.

## 4.2. Estudio experimental de la respuesta óptica

La respuesta óptica se caracterizó en transmisión, extinción y reflexión. A continuación se describen los procesos de medición.

### 4.2.1. Transmisión y extinción óptica

Para obtener la transmitancia y la extinción óptica en función de la longitud de onda se iluminaron las muestras con luz blanca y se analizó esta luz una vez que interaccionó con la muestra. Se armó un dispositivo como el que se muestra en la figura 4.5. Este arreglo experimental permite determinar tanto la cantidad de luz que

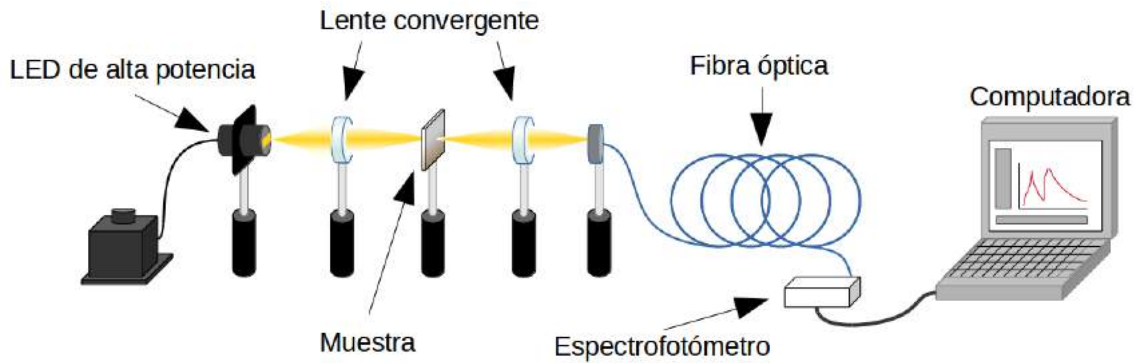


Figura 4.5: Dispositivo experimental para medir extinción óptica

incide sobre la muestra así como la cantidad de luz que se transmite a través de ella.

Para iluminar las muestras se usó un LED de luz blanca de alta potencia que emite en un rango de longitud de onda de 450 a 750 nm, de la marca Thorlabs®. Como la luz proveniente del LED diverge, ésta se enfocó sobre la muestra con una lente convergente con una distancia focal de 100 mm. En seguida de la muestra se colocó una segunda lente también convergente pero con una distancia focal de 50.2 mm, para enfocar la luz transmitida en la fibra óptica. Esta luz se colectó con una fibra óptica con un núcleo de 100  $\mu\text{m}$  de diámetro hacia un espectrofotómetro modelo USB2000+. Tanto la fibra como el espectrofotómetro son de la marca Ocean Optics®. Por último, el espectrofotómetro se conectó a una computadora para analizar los datos.

El *software* con el que se analizaron es Overture, de Ocean Optics®. A partir de la luz transmitida el *software* calcula la transmitancia y la extinción óptica. Para la transmitancia se tiene que es

$$T = \frac{I_T}{I_0} \times 100\% \quad (4.2)$$

donde  $I_T$  es la intensidad de la luz de transmitida e  $I_0$  es la intensidad de la luz incidente la cual es registrada antes de colocar la muestra. El *software* da como resultado el porcentaje de luz transmitida.



La extinción óptica se obtiene de la transmitancia mediante la siguiente ecuación

$$Q_{ext} = -\log_{10} \left( \frac{I_0}{I_T} \right) \quad (4.3)$$

Tanto la transmitancia como la extinción se midieron a incidencia normal. Para ambas medidas se tomó como referencia la luz transmitida a través de un sustrato limpio de vidrio. Los parámetros escogidos en el *software* fueron los siguientes: tiempo de integración: 10 ms; promedio de escaneos: 50; *boxcar width*: 5. Con estos parámetros se evitó la saturación de la señal en el espectrofotómetro y se obtuvo una curva suavizada. En el capítulo de resultados se presentan los espectros logrados.

### 4.2.2. Reflectancia de las muestras

La reflectancia de las muestras se midió para determinar la excitación de PPSs en la interfase de acuerdo a la configuración de Kretschmann-Raether. Como se mencionó en el capítulo anterior, utilizando el acoplador de prisma para excitar PPSs, a un ángulo mayor al ángulo crítico para la reflexión total interna, la excitación de PPSs es indicada por un decremento en la intensidad del haz reflejado [1–3].

Para medir la reflexión interna de las muestras se utilizó la configuración de Kretschmann-Raether, tal como se muestra en la figura 4.6. El elemento fundamental de esta con-

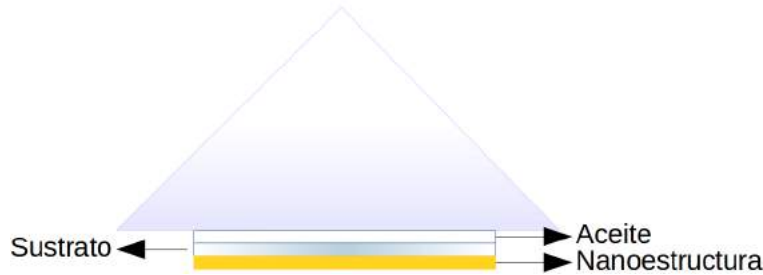


Figura 4.6: Acoplador de prisma para excitar PPSs

figuración es un prisma, que en este caso es de vidrio BK7 con índice de refracción  $n_0 = 1.5150$  para  $\lambda = 636$  nm. A él se le adhirieron, usando un líquido de inmersión de la marca Cargille®), los sustratos de vidrio (soda lime) sobre los cuales se encuentran depositadas las nanoestructuras. El líquido de inmersión ayuda a que el haz incidente llegue al sustrato sin desviarse en la interfase formada entre la cara del prisma y el sustrato. El índice de refracción del líquido de inmersión, de acuerdo al fabricante, es  $n_l = 1.5167$  para  $\lambda = 589.3$  nm.

El prisma, con la muestra adherida a una de sus caras, se colocó sobre una platina gírica graduada para cambiar el ángulo de incidencia. Con esta platina se puede controlar el ángulo con el cual el haz incide sobre una de las caras del prisma, sin embargo este ángulo no es el ángulo con el que incide sobre la muestra debido a que el haz se refracta al entrar desde el aire hacia el prisma y desde el prisma al sustrato.

Para conocer el ángulo incidente en el sustrato se obtuvo, utilizando la ley de Snell, una relación entre el ángulo de incidencia y el ángulo medido en la platina; a este último se le llamó «ángulo externo» y será denotado por  $\theta_{ext}$ . Entonces, el ángulo de

incidencia  $\theta_I$  está dado por

$$\theta_I = \arcsen \left[ \frac{\text{sen}(\theta_{ext} - \alpha)}{n_0} \right] + \alpha \quad (4.4)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción del prisma y  $\alpha$  es el ángulo mostrado en la figura 4.7.

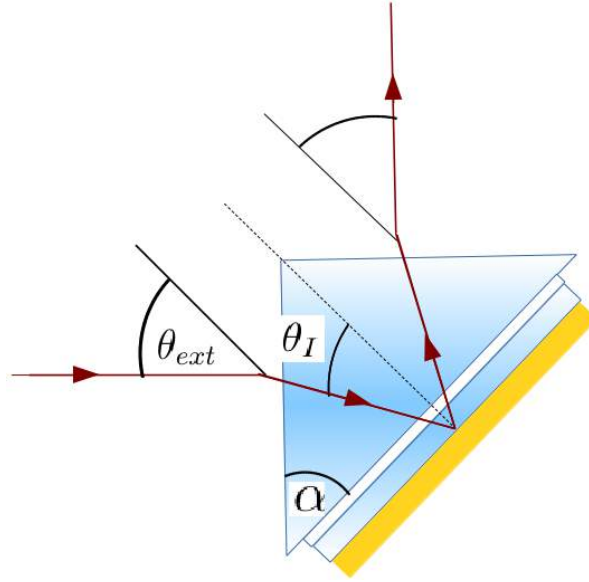


Figura 4.7: Relación entre el ángulo de incidencia, ángulo externo y uno de los ángulos del prisma.

Entre el índice de refracción del prisma y el índice de refracción del sustrato hay una pequeña diferencia. El índice de refracción del sustrato para  $\lambda = 636 \text{ nm}$  es 1.5215 [38], por lo que hay una ligera refracción en la interfase formada entre el prisma y el sustrato. Entonces el ángulo efectivo  $\theta$  con el que el haz incide sobre la nanoestructura desde el sustrato está dado por la ley de Snell y es

$$\theta = \arcsen \left( \frac{n_0}{n_s} \text{sen} \theta_I \right) \quad (4.5)$$

o bien

$$\theta = \arcsen \left[ \frac{n_0}{n_s} \text{sen} \left[ \arcsen \left( \frac{\text{sen}(\theta_{ext} - \alpha)}{n_0} \right) + \alpha \right] \right] \quad (4.6)$$

donde  $n_s$  es el índice de refracción del sustrato.

En la figura 4.8 se muestra el dispositivo experimental que se armó para medir la respuesta óptica de las muestras en reflexión interna. La fuente de excitación de PPSs fue un diodo láser de longitud de onda centrada en  $\lambda = 636 \text{ nm}$ . El haz del láser se pasó a través de un polarizador para tener un haz linealmente polarizado en el modo TM o en el modo TE.

Posterior al polarizador se colocó un conjunto de densidades ópticas para atenuar el haz que se hizo incidir en la configuración del prisma. El ángulo de incidencia se controló con la platina giratoria y se corrigió de acuerdo a la ecuación (4.6). El barrido angular se hizo desde  $\theta_{ext}=30^\circ$ , que corresponde a un ángulo efectivo igual a

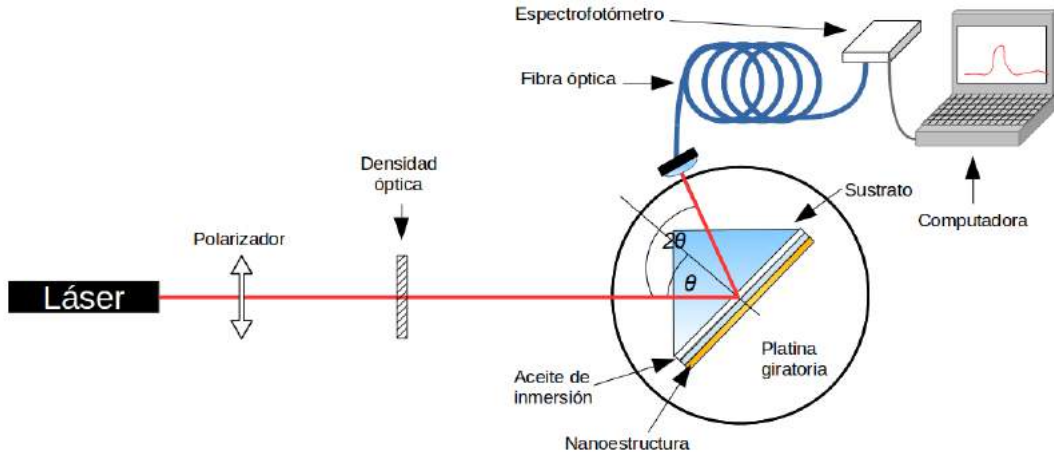


Figura 4.8: Dispositivo experimental para medir la reflexión interna.

$\theta = 34.99122^\circ$ , hasta  $\theta_{ext} = 70^\circ$  que corresponde a un ángulo efectivo igual a  $\theta = 60.75580^\circ$ ; tal rango se cubrió en intervalos de  $1^\circ$  en ángulo externo que corresponde a aproximadamente  $0.644^\circ$  en ángulo efectivo.

La elección de este intervalo angular se debe a que la región de interés, es decir, la región donde se da la excitación, se encuentra poco después del ángulo crítico para la reflexión total interna. Asimismo, el ángulo efectivo como función del ángulo externo tiene como rango el intervalo  $[17.1016^\circ, 72.0478^\circ]$  en el dominio  $[0^\circ, 90^\circ]$ .

Para detectar la intensidad reflejada se usó una fibra óptica con un núcleo de  $100 \mu\text{m}$  conectada a un espectrofotómetro modelo QE3600 de la marca Ocean Optics <sup>®</sup>. Se eligió esta forma de detección por dos razones: la primera para determinar la longitud de onda de emisión del diodo láser y la segunda para medir la intensidad de la luz reflejada. El programa es capaz de ofrecer tal información.

El espectro y la intensidad luminosa fueron analizados con el *software* Overture. Para adquirir los datos primero se registró la intensidad del haz proveniente del diodo láser. Posteriormente se hizo incidir el haz sobre la muestra bajo la configuración de Kretschmann-Raether y se hizo capturar el haz reflejado con la fibra óptica para registrar la intensidad detectada. La reflectancia se define como

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (4.7)$$

donde  $I_R$  es la intensidad del haz reflejado e  $I_0$  es la intensidad del haz incidente.

Entonces, para determinar la reflectancia de las muestras se dividió la intensidad del haz reflejado entre la intensidad del haz incidente. Estos datos fueron analizados y graficados con el *software* QtiPlot. Los datos obtenidos de esta forma se compararon con el modelo teórico de la reflectancia de una película delgada de oro y ambas curvas se graficaron en MATLAB. Se presentan en la siguiente sección.

# Capítulo 5

## Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos. En la primera sección se exhiben las micrografías obtenidas por Microscopía Electrónica de Barrido (MEB) de las muestras sintetizadas por ambos métodos descritos. En la segunda sección se presenta la respuesta óptica de las muestras sintetizadas por litografía de nanoesferas.

Cabe mencionar que estos resultados son preliminares y están ligados a un proyecto más completo que se terminará durante los estudios de doctorado. Este proyecto tiene como objetivo excitar PPSs por métodos ópticos en películas delgadas utilizando nanoestructuras con formas geométricas arbitrarias y sintetizadas sobre las mismas películas. Además, se busca controlar la dirección de propagación de los PPSs con la polarización del haz utilizado para excitar.

En este proyecto se contempla establecer una colaboración con el Dr. Víctor Coello y su equipo de trabajo, que tienen mucha experiencia en la excitación de PPSs utilizando nanoestructuras. En esta dirección se ha comenzado a implementar otra técnica de excitación de PPSs que permite obtener la imagen directa e información de la propagación de éstos en películas delgadas metálicas.

Asimismo se ha planteado la posibilidad de estudiar la excitación de PPSs utilizando fotones individuales. Este tipo de estudios ya comenzaron a realizarse con resultados muy importantes, particularmente sobre tecnologías potenciales para transmisión y procesamiento de información [47], además de estudiar los fundamentos cuánticos de los PPSs [48, 49]

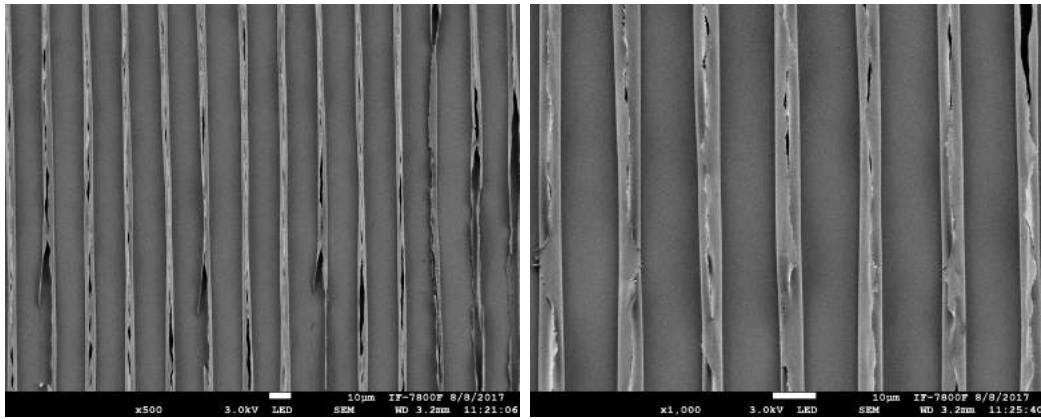
### 5.1. Microscopía electrónica de barrido

Todas las muestras sintetizadas se analizaron por MEB en el Laboratorio Central de Microscopía en el IFUNAM. Así se pudo conocer su morfología y el periodo de las micro y nanoestructuras.

#### 5.1.1. Síntesis por litografía de interferencia

En la figura 5.1 se presenta la micrografía de una muestra microestructurada en una dimensión típica.

Es evidente la estructura periódica de las franjas grabadas en la superficie. El análisis realizado con el *software* ImageJ da como resultado un periodo de  $\Lambda = (17.848 \pm 0.067) \mu\text{m}$ . Además es posible observar que las franjas no son uniformes, sino que presentan algunas roturas. De acuerdo a los parámetros que se utilizaron en el experimento y a la

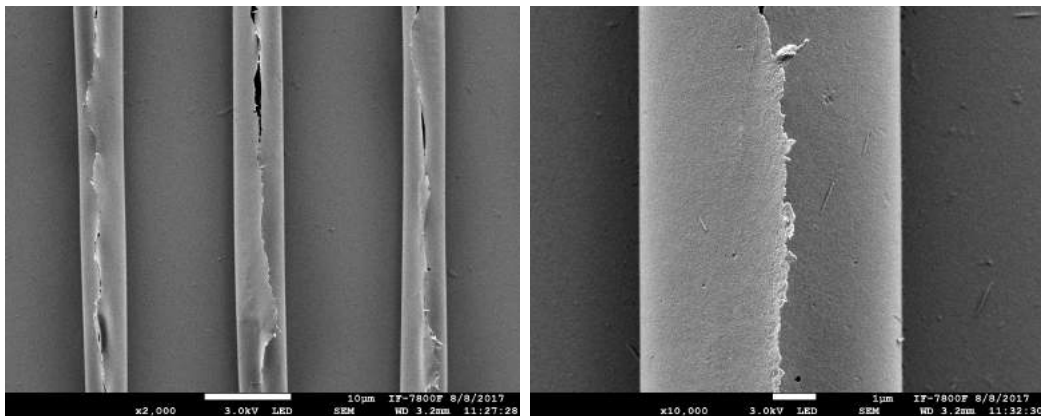


(a) Patrón de interferencia unidimensional a 500 ampliaciones. (b) Patrón de interferencia unidimensional a 1000 ampliaciones.

Figura 5.1: Micrografías del patrón de interferencia grabado en una película delgada a dos ampliaciones distintas

ecuación (2.100), el periodo debe ser de  $\Lambda = 17.435 \mu\text{m}$ . Por lo que hay una discrepancia de  $0.413 \mu\text{m}$ .

En la figura 5.2 se presenta la misma muestra a 2000 y 10000 aumentos. Aquí se

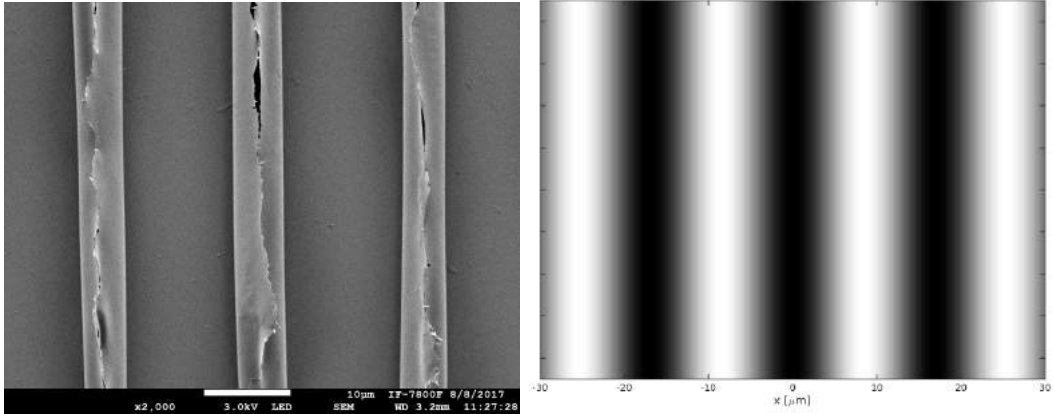


(a) Patrón de interferencia unidimensional a 2000 ampliaciones. (b) Patrón de interferencia unidimensional a 10000 ampliaciones.

Figura 5.2: Micrografías del patrón de interferencia grabado en una película delgada a 2000 y 5000 ampliaciones.

puede observar cómo la película se rompió y presenta una especie de doblez. El ancho de la franja donde el patrón de interferencia tiene un mínimo de intensidad es de  $a = (6.079 \pm 0.022) \mu\text{m}$ . En estas micrografías se nota que la película delgada depositada después de la irradiación constituye un medio continuo, que es lo que se buscaba lograr para la propagación de los PPSs.

Utilizando la ecuación 2.97 se simuló el patrón de interferencia producido por dos ondas oblicuas, ambas de intensidad unitaria y que forman un ángulo  $\theta = 1.17^\circ$ , lo que equivale a girar uno de los espejos un ángulo de  $0.58^\circ$ , o bien, girarlo  $0^\circ 35'$ . En la comparación de la simulación con la micrografía, se observa la correspondencia entre los mínimos de intensidad y las franjas de la micrografía.

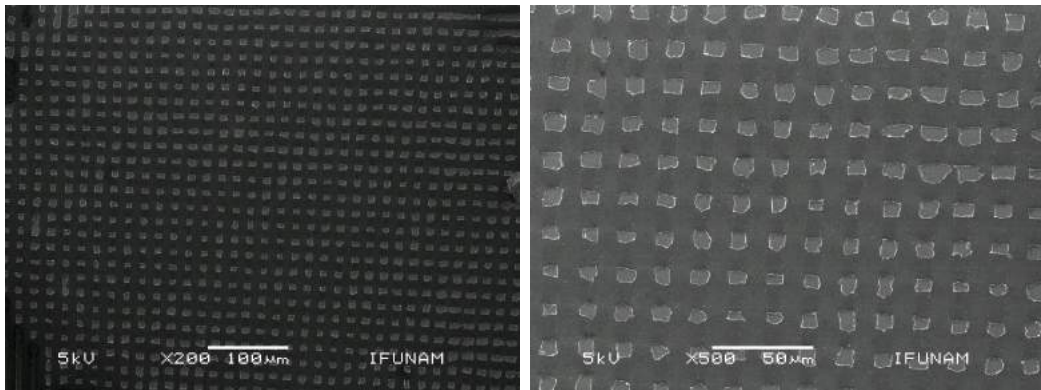


(a) Patrón de interferencia unidimensional a 2000 ampliificaciones. (b) Simulación de un patrón de interferencia

Figura 5.3: Micrografía del patrón de interferencia grabado en una película delgada y simulación realizada con los parámetros experimentales.

El perfil de la intensidad luminosa en dirección de la posición  $x$  se comporta como la función coseno. Sin embargo, en las micrografías no se observa tal modulación.

Las micrografías de las muestras bidimensionales se presentan a continuación. El pe-



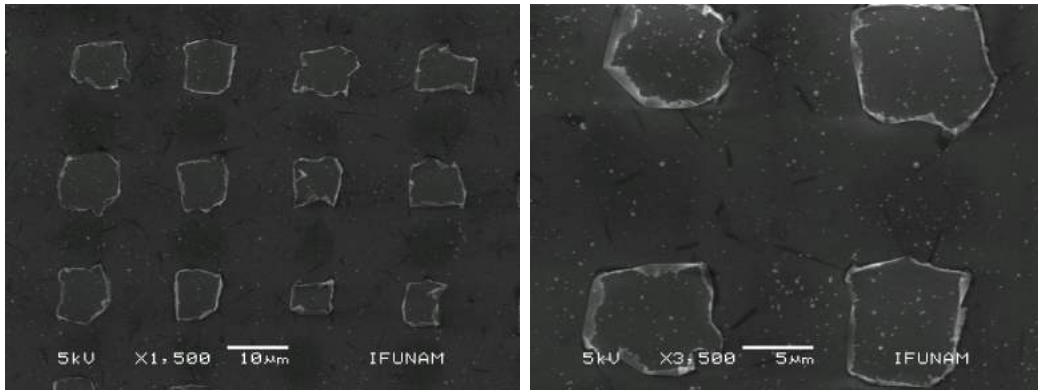
(a) Patrón de interferencia bidimensional a 200 ampliificaciones. (b) Patrón de interferencia bidimensional a 500 ampliificaciones.

Figura 5.4: Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos ampliificaciones distintas

riodo en dirección horizontal es de  $\Lambda_x = (18.839 \pm 0.484) \mu\text{m}$  y en la dirección vertical es  $\Lambda_y = (18.693 \pm 0.758) \mu\text{m}$ . Ambos periodos corresponden al del patrón de interferencia.

Para estas muestras se lograron microrectángulos de  $a \times b = (8.185 \pm 1.289) \times (7.817 \pm 1.080) \mu\text{m}^2$ . Al igual que en la muestra unidimensional, se observan dobleces en la película provocados por la irradiación. Además es posible ver algunas nanopartículas en los espacios entre los microrectángulos, como las que se observan en las micrografías de la figura 5.5.

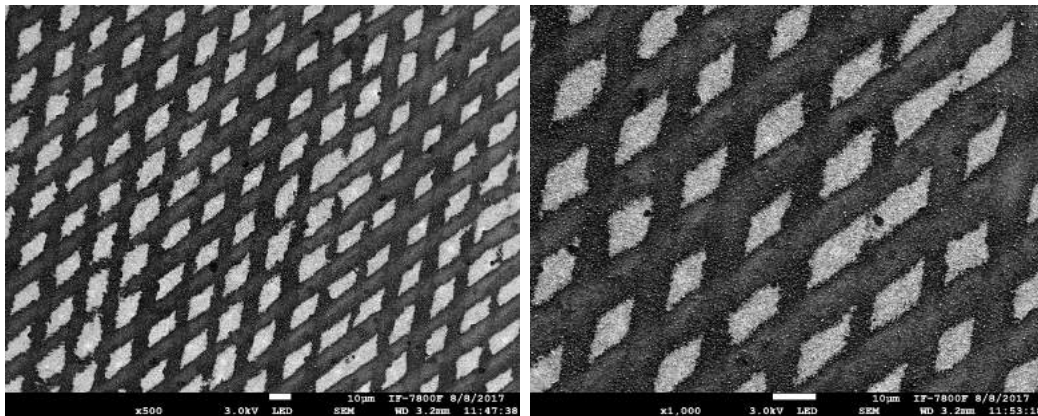
En películas con un grosor menor, cuyo tiempo de depósito fue de 60 s, no se observaron este tipo de roturas, como se observa en la figura 5.6. Esto se debe a que, para películas depositadas durante 60 s, no se logró una película continua y en las zonas irradiadas con los máximos de intensidad del patrón de interferencia, el oro se fundió y



(a) Patrón de interferencia unidimensional a 1500 ampliaciones.

(b) Patrón de interferencia unidimensional a 3500 ampliaciones.

Figura 5.5: Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos ampliaciones distintas



(a) Patrón de interferencia bidimensional a 500 ampliaciones.

(b) Patrón de interferencia bidimensional a 1000 ampliaciones.

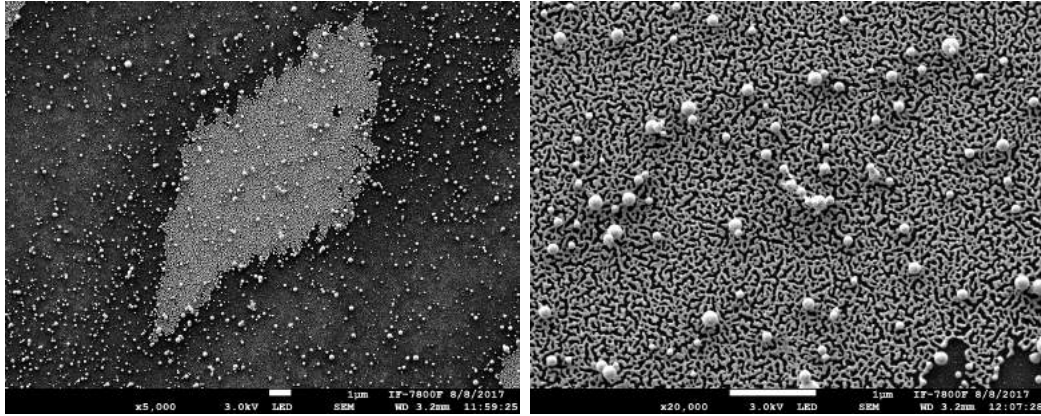
Figura 5.6: Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos ampliaciones distintas

aglomeró para formar nanoesferas. Por otra parte, en las películas depositadas durante 180 s, se formó una película continua, por lo cual, la irradiación rompió la película pero ésta no se logró separar y se “doblo” para formar las franjas.

Los espacios que demarcan a los rombos están llenos de nanoesferas, como puede observarse en las micrografías de la figura 5.7.

A diferencia de la micrografía mostrada en la 5.4, las películas depositadas a 60 s y con un grosor aproximado de 10 nm, al irradiarlas se transformaron en nanoesferas. Se contaron 280 nanoesferas en la zona irradiada y se midió el diámetro de cada una de ellas. El diámetro promedio es de  $r = 99$  nm, la desviación estándar es de  $\sigma = 40$  nm y la mediana tiene un valor de 93 nm. En la figura 5.8 se presenta el histograma de las nanoesferas en la zona irradiada. El intervalo de diámetros es de 25 nm. La moda de la distribución es el intervalo de 75 a 100 nm, lo que significa que es más frecuente encontrar partículas con diámetros en este rango.

Algo que llama la atención es que en las zonas no irradiadas se observan nanoesferas. En la micrografía de la figura 5.7b es posible observar, de forma muy evidente, las



(a) Patrón de interferencia bidimensional a 5000 ampliaciones. (b) Patrón de interferencia bidimensional a 20000 ampliaciones.

Figura 5.7: Micrografías del patrón de interferencia grabado en dos dimensiones en película delgada a dos ampliaciones distintas

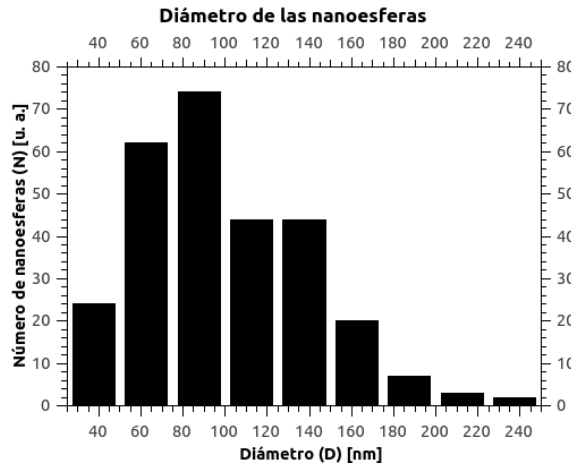


Figura 5.8: Histograma del diámetro de las nanoesferas en las zonas irradiadas.

nanoesferas mencionadas. En este caso se contaron 173 nanoesferas y se midieron los diámetros, dando como resultado un promedio de  $r = 123$  nm, con una desviación estándar de  $\sigma = 36$  y una mediana con un valor de 114.

La mayoría de las nanoesferas sobre la película no irradiada tiene un diámetro comprendido entre 100 y 120 nm. En la figura 5.9 se muestra el histograma que resultó de las medidas del diámetro de las 173 nanoesferas. El intervalo de diámetros es de 20 nm y va desde 60 hasta 253 nm.

Aún falta determinar la influencia de la duración del pulso. Para ello se repetirá el experimento pero con pulsos de duración de ps.

### 5.1.2. Síntesis por litografía de nanoesferas

El arreglo de nanoorificios se muestra en la figura (5.10) En las micrografías se observan los nanoorificios organizados en arreglos hexagonales. El diámetro de los nanoorificios es de  $d = (266 \pm 14)$  nm. La separación entre dos nanoorificios es, en promedio, de  $(355 \pm 23)$  nm.



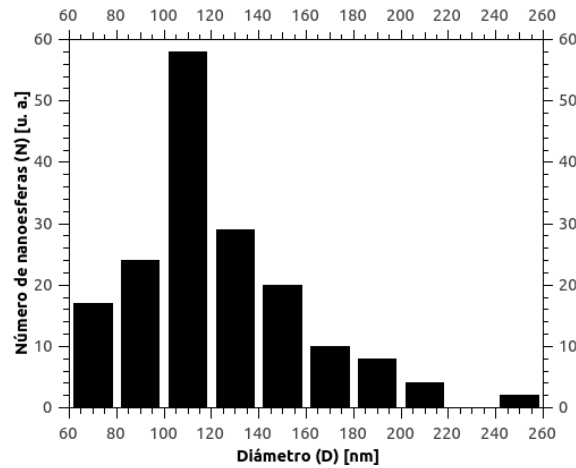
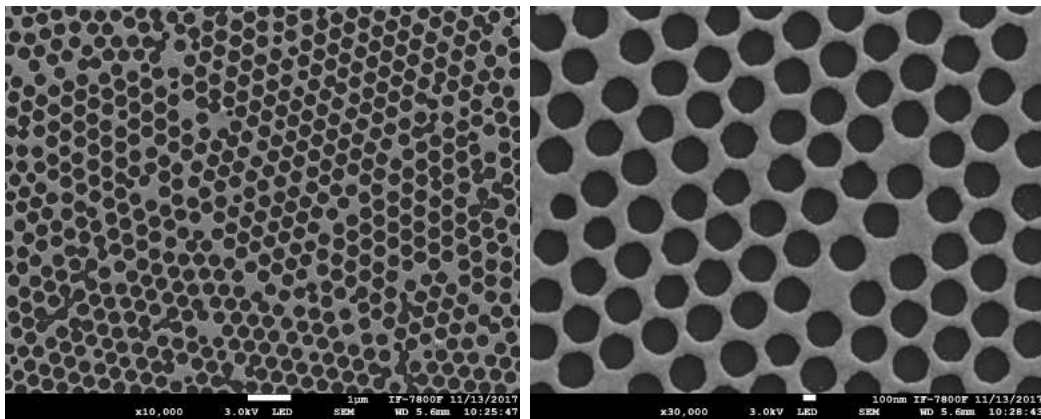


Figura 5.9: Histograma del diámetro de las nanoesferas en las zonas no irradiadas.



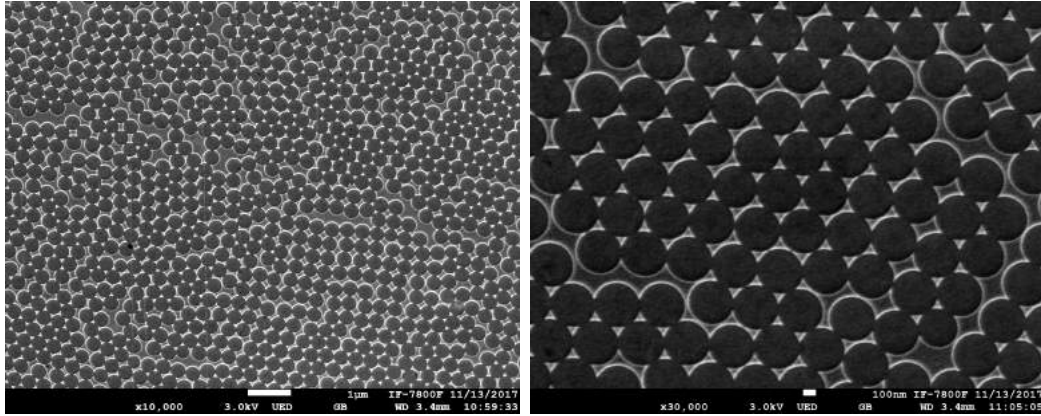
(a) Arreglo de nanoorificios a 10000 ampli-  
ficaciones. (b) Arreglo de nanoorificios a 30000 ampli-  
ficaciones.

Figura 5.10: Micrografías del arreglo de nanoorificios en película delgada a dos ampli-  
ficaciones distintas

El arreglo de nanoprismas se presenta en la figura 5.11. En la figura 5.11a se obser-  
van los nanoprismas sobre la película delgada de oro. En algunas zonas las nanoesferas  
de poliestireno formaron arreglos hexagonales y en otras zonas formaron arreglos cua-  
drados, sin embargo predominan las configuraciones hexagonales.

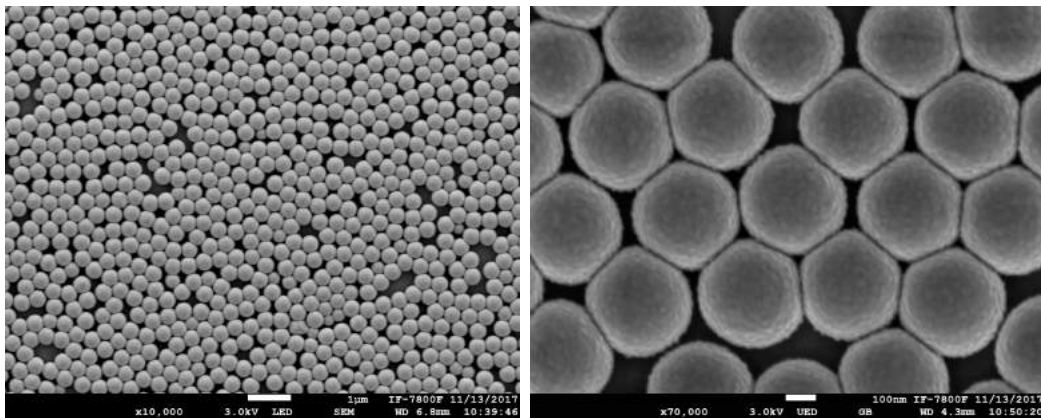
En la figura 5.11b, el arreglo de nanoprismas a 30000 ampli-  
ficaciones, se nota la película sobre la cual están depositados éstos. Los nanoprismas en promedio miden  
 $a = (93 \pm 8)$  nm de lado, si se considera la sección transversal como un triángulo equiláte-  
ro. La altura es de  $h = (42 \pm 2)$  nm.

Por último, se presenta la nanotextura sintetizada. En la figura 5.12a se observa  
la superficie de la nanotextura sintetizada, la cual no forma un medio continuo, sino  
que hay muchos espacios libres entre las nanoesferas. En la micrografía a 70000, figura  
5.12b, es posible observar el oro depositado en cada una de las nanoesferas. El diámetro  
de las nanoesferas es de  $d = (365 \pm 6)$  nm.



(a) Arreglo de nanoprismas a 10000 aumentos (b) Arreglo de nanoprismas a 30000 aumentos

Figura 5.11: Micrografías del arreglo de nanoprismas sobre una película delgada a dos ampliaciones distintas



(a) Nanotextura a 10000 aumentos

(b) Nanotextura a 70000 aumentos

Figura 5.12: Micrografías de la nanotextura a dos ampliaciones distintas

## 5.2. Transmitancia

La transmitancia se midió sólo para las muestras sintetizadas por litografía de nanoesferas, ya que las nanoestructuras se obtuvieron con este método. Para litografía de interferencia láser se obtuvieron microestructuras y las dimensiones son demasiado grandes para los intereses de este trabajo. En la gráfica correspondiente a la figura 5.13 se muestra la transmitancia de la nanotextura. Con un ajuste lorentziano, en  $\lambda = 539.0211 \pm 0.3763$  nm se obtiene un máximo en la transmitancia. El ancho de la lorentziana es de  $111.9495 \pm 1.8633$  nm. También es notable que este máximo en la transmitancia es menor al 10%. La luz transmitida en el rango visible del espectro electromagnético es muy poca. La mayor parte de la luz que le llega a la muestra desde el aire es reflejada y extinguida.

La transmitancia se midió a incidencia normal. Sin embargo se observó que el espectro de la luz reflejada depende del ángulo de incidencia, aunque todavía no se cuantifica esta observación.

Para el arreglo de nanoprismas se presenta la siguiente gráfica en la figura 5.14. El máximo en transmitancia se encuentra en  $\lambda = 500.3$  nm. Al igual que en la muestra

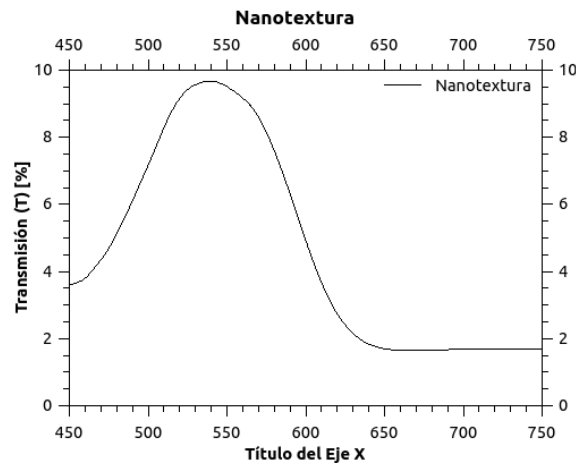


Figura 5.13: Transmitancia de la nanotextura.

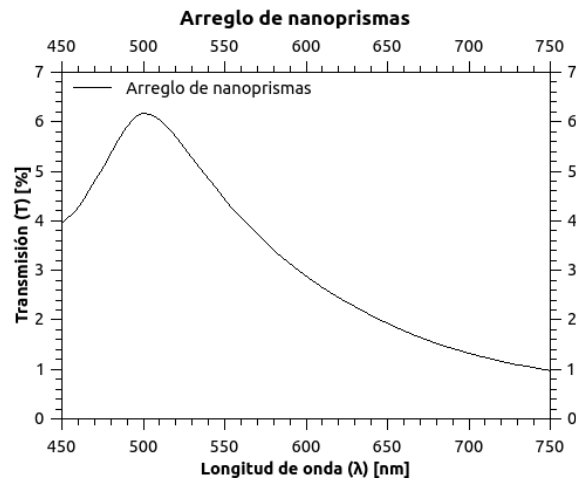


Figura 5.14: Transmitancia del arreglo de nanoprismas sobre una película delgada de oro.

anterior, la transmitancia es muy baja, en este caso menor al 7%. Además, la transmitancia corresponde a la transmitancia de una película delgada de 50 nm, por lo que los nanoprismas no tienen una influencia significativa en la transmitancia de la muestra.

Por último, el espectro de transmitancia del arreglo de nanoorificios se exhibe en la figura 5.15. A diferencia de las dos muestras anteriores, en el arreglo de nanoorificios la transmitancia es notable. La transmitancia máxima es aproximadamente del 57% y se encuentra en 660 nm.

La transmitancia mínima se encuentra en 550 nm y es el 37% de la luz incidente. El diámetro de los nanoorificios es en promedio de  $278 \pm 8$ , es decir, el mínimo donde se encuentra la transmitancia es aproximadamente el doble del diámetro de los nanoorificios. Por lo que existe evidencia de una posible relación entre el diámetro de los nanoorificios y la longitud de onda en donde se encuentra el mínimo en transmitancia.

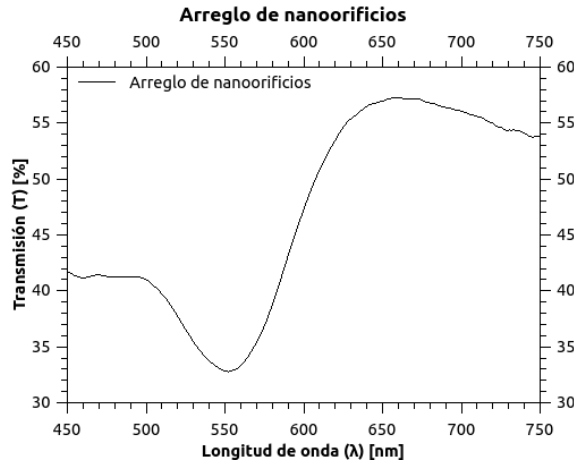


Figura 5.15: Transmitancia del arreglo de nanoorificios en una película delgada de oro.

### 5.3. Reflectancia

Como ya se mencionó, la reflectancia se midió utilizando la configuración de Kretschmann-Raether, es decir, en reflexión interna. En la figura 5.16 se muestra la reflectancia de la nanotextura.

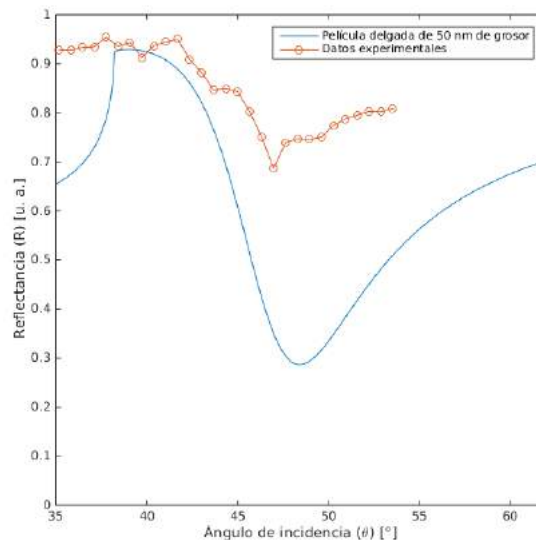


Figura 5.16: Reflectancia interna de la nanotextura.

En esta gráfica se compara la reflectancia de una película delgada de oro de 50 nm de grosor con la reflectancia de la nanotextura. Es notable que no hay una correspondencia exacta entre ambas curvas. Lo anterior es explicable ya que la nanotextura no está depositada directamente sobre el sustrato, sino que están las nanoesferas de poliestireno las cuales tienen una película de SiO<sub>2</sub>. Todo esto cambia el índice de refracción de la muestra, motivo principal por el cual no corresponden las curvas.

Algo que resalta en los datos experimentales de la reflectancia es el mínimo en la intensidad en  $\theta = 46.72^\circ$  y que tiene un valor de 0.6864. Sin embargo, este mínimo en la

intensidad no corresponde al mínimo que se presenta en la reflectancia de una película de oro de 50 nm, ni en intensidad ni en el mismo ángulo.

Es posible que este mínimo corresponda a una resonancia de PSLs, ya que no se tiene un medio continuo para excitar y propagar PPSs en esta muestra. Lo anterior invita a analizar la reflectancia externa de esta muestra para distintas longitudes de onda para conocer sus propiedades respecto a los PSLs.

Para el arreglo de nanoorificios se obtuvo la gráfica de reflectancia de la figura 5.17. En esta gráfica aparecen dos curvas de reflectancia, una correspondiente a una película

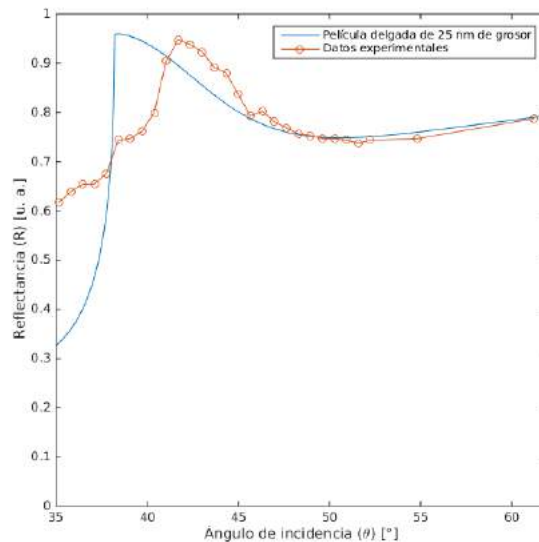


Figura 5.17: Reflectancia interna del arreglo de nanoorificios.

delgada de oro de 25 nm de grosor (línea continua) y otra correspondiente a los datos experimentales (línea continua con círculos). Los datos experimentales se comparan con la simulación teórica de la película de 25 nm de grosor porque es la que ofrece mejor ajuste.

Para ángulos menores a  $45^\circ$  la correspondencia de las curvas es poco clara. Para ángulos mayores a  $45^\circ$  el ajuste es evidente. De este resultado se puede inferir que para la longitud de onda utilizada en el experimento, la reflectancia del arreglo de nanoorificios se comporta como una película delgada de 25 nm.

Esto abre la posibilidad de estudiar esta muestra con otra longitud de onda para conocer cómo influye en la reflectancia tanto interna como externa. Además, no es tan factible la excitación de PPSs ya que no se tiene un medio continuo en el que se éstos se propaguen.

La reflectancia del arreglo de nanoprismas se muestra en la figura 5.18. Como los nanoprismas se sintetizaron sobre una película delgada de oro de 50 nm de grosor, su reflectancia se comparó con la curva teórica de una película con tales características. Es evidente que hay un comportamiento muy similar entre ambas curvas. Sin embargo, en los datos experimentales se observa un mínimo en  $46.0646^\circ$ , en donde la reflectancia tiene un valor de 0.2992. Respecto a la reflectancia de la película delgada de oro, teóricamente el mínimo en intensidad se encuentra aproximadamente en  $48.4^\circ$  con un valor aproximado de 0.287.

En la comparación hay una coincidencia en cuanto a la intensidad del haz reflejado

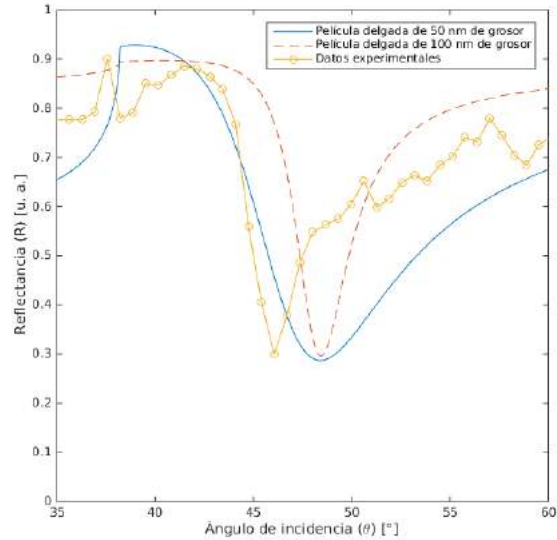


Figura 5.18: Reflectancia interna del arreglo de nanoprismas.

pero no en el ángulo en donde ocurre este mínimo. Además, el ancho del mínimo en los datos experimentales es menor que el ancho del mínimo en la curva teórica. Por otra parte, para esta muestra sí se obtuvo un medio continuo donde la propagación de PPSs es posible y de los cuales hay evidencia innegable de excitación. De lo anterior se infiere que es posible sintonizar el ángulo en el cual ocurre la excitación de PPSs, que se traduce en el control de ellos para potenciales aplicaciones.

Por otra parte, comparando los datos experimentales con la reflectancia de una película delgada de oro de 100 nm de grosor es notable el corrimiento del ángulo en donde se da la excitación en la reflectancia de los nanoprismas. En cuanto a la intensidad del haz reflejado, en ambas curvas es comparable. Para la película delgada de 100 nm de grosor la intensidad cae aproximadamente hasta 0.29.

De las muestras sintetizadas, el arreglo de nanoprismas dio resultados más prometedores para la excitación y control de PPSs en películas delgadas. Un aspecto que sería muy interesante conocer son los efectos que surgen de la interacción de PPSs con nanoestructuras, tales como en el caso de los nanoprismas. Si bien, aún no se determina completamente la interacción de los PPSs con los nanoprismas, sí se infiere que esta interacción es la causante de la sintonización de la excitación.

Este resultado abre muchas preguntas para resolver y mucho trabajo a futuro por hacer. Falta conocer la influencia que ejercen la forma geométrica, el material, la configuración, entre otras propiedades de las nanoestructuras sintetizadas, en la sintonización de la excitación.

Si bien los resultados aún no son concluyentes, sí abren un panorama del camino a seguir para el trabajo de investigación durante el doctorado que ya se está planeando. Se han identificado algunos aspectos que se deben mejorar en el proceso experimental, sobretodo en la etapa de síntesis de las muestras, que es en lo que ya se está trabajando.

A corto plazo se espera sintetizar estructuras metálicas mediante litografía de interferencia láser con periodos menores a las ya obtenidas. Para ello se está modificando el interferómetro de Michelson y se planea implementar el arreglo holográfico. Estas nanoestructuras de menores dimensiones serán estudiadas durante los primeros semes-

tres de los estudios de doctorado y con otra técnica de excitación de PPSs, por lo que serán sintetizadas en sustratos más delgados que los que se utilizaron en este trabajo.

La otra técnica para excitar PPSs que se ha mencionado es la «Microscopía de Fuga de Radiación». Esta técnica permite excitar PPSs y seguir su propagación tanto en el plano directo (plano imagen) como en el plano indirecto (plano de Fourier). Teniendo esto en cuenta, es necesario obtener nanoestructuras en películas delgadas sintetizadas por litografía de haz de electrones o iones.

# Capítulo 6

## Discusión y conclusiones

Los resultados obtenidos ofrecen perspectivas e información para realizar ajustes en los experimentos y mejorar los resultados. En este capítulo se discuten los resultados ofreciendo algunas alternativas en los experimentos. También se hacen las conclusiones. A partir de lo anterior surgen perspectivas para trabajo a realizar en el futuro inmediato.

### 6.1. Discusión

La caracterización morfológica obtenida por MEB muestra el rompimiento de las películas delgadas que se depositaron durante 180 s. El haz al interactuar con la película la rompió, pero ésta al ser un medio continuo no se separó y se dobló en algunas zonas. La irradiación se hizo con pulsos de ns, aún no se ha determinado la influencia que tiene la duración del pulso en la estructuración de la película.

Entre los planes de trabajo a futuro inmediato está realizar el experimento con pulsos de duración de ps, lo que permitirá comparar las diferencias en la morfología y poder determinar cómo afecta la duración del pulso en la síntesis.

Entre las complicaciones que se tuvieron al producir el patrón de interferencia, la principal fue que no se pudo reducir más el periodo de las franjas del patrón. Aunque en teoría el periodo puede llegar a ser del tamaño de  $\lambda$ , en la práctica no es trivial conseguirlo. El periodo se controla moviendo uno de los espejos, lo que hace que cambie el ángulo entre los haces. Sin embargo, este ángulo está limitado por el tamaño del divisor de haz, mientras más pequeño es, el ángulo es menor entre los haces.

Una forma de solucionar esta limitante es expandir los haces que interfieren, pero esto provoca que la intensidad sea menor. Otra opción, que es la que se piensa adoptar, es utilizar un divisor de haz más grande, lo que permitiría incrementar el ángulo entre los haces, y en consecuencia disminuir el periodo del patrón de interferencia.

Las dimensiones de las estructuras inducidas son comparables con las que reporta Peláez *et al.* en la referencia [23] pero utilizando un método distinto. Esto motiva a seguir realizando la síntesis de estructuras periódicas produciendo interferencia con el interferómetro de Michelson, sin embargo es fundamental hacer los ajustes necesarios para reducir el periodo hasta lograr el deseado.

Respecto a las muestras sintetizadas por litografía de nanoesferas, en la nanotextura se buscó una superficie continua modulada. En las micrografías es visible que no hay un medio continuo, hay espacios entre las nanoesferas, por lo que no es un medio adecuado para la propagación de PPSs. Es probable que estas muestras presenten



mejores resultados para resonancia de PLSs, ya que están compuestas por nanoesferas de diversos materiales, que en su conjunto cambian el índice de refracción.

Cualitativamente, es notable que refleja muy bien el color verde y el azul cuando se ilumina con luz blanca, dependiendo del ángulo de incidencia. Entre la perspectivas se encuentra estudiar la respuesta óptica con longitudes de onda correspondientes a colores azules y verdes.

Para el arreglo de nanoorificios, la micrografía a 10000 ampliaciones reveló que el orden de las nanopartículas de poliestireno no fue el esperado. Idealmente lo que se espera al depositarlas es que se agrupen en configuraciones hexagonales o cuadradas. En la micrografía no se ve una dirección preferencial de las nanoesferas, lo que ocasiona que la separación entre ellas, y en consecuencia entre nanoorificios, no sea constante.

Por otra parte, referente a la misma muestra, en la transmisión óptica se presenta un mínimo en  $\lambda = 550$  nm y un máximo en  $\lambda = 659$  nm. La reflectancia se midió con una longitud de onda cercana a la longitud de onda donde se encuentra el máximo. Esto abre una cuestión sobre el comportamiento de la respuesta óptica al analizarla con una longitud de onda igual o aproximadamente igual a aquella donde se encuentra el mínimo mencionado.

Al igual que en el arreglo de nanoorificios, las micrografías del arreglo de nanoprismas muestran que los grupos de nanoesferas no tomaron el orden deseado. Es muy evidente, incluso más que en el caso de los nanoorificios, que las esferas de poliestireno no toman una dirección preferencial. En zonas del área de síntesis se agrupan para formar configuraciones hexagonales y en otras zonas se agruparon en configuraciones rectangulares. Además no hay una separación constante entre los nanoprismas y en otras zonas la separación no es la adecuada para la formación de éstos.

En el arreglo de nanoorificios y el arreglo de nanoprismas, como ya se mencionó, las zonas en donde se encuentran las nanoestructuras no presentan la periodicidad deseada, pero existen zonas donde las nanoestructuras se agrupan de la forma esperada. Sin embargo, estas zonas son muy pequeñas comparadas con el diámetro del haz, que es aproximadamente de 1.5 mm, por lo que la respuesta óptica es la de todas las zonas. Lo ideal es que la respuesta óptica corresponda a una configuración hexagonal o bien a una configuración rectangular de nanoestructuras.

Respecto a los nanoprismas de oro sobre una película delgada de 50 nm, su respuesta óptica tiene algunas similitudes a la respuesta óptica de una película delgada. Sin embargo, el ángulo en el que se da la excitación se recorre a un ángulo menor. En un trabajo de Hai-Sheng Leong y sus colaboradores reportaron en la referencia [51] que en películas delgadas nanoestructuradas con periodos unidimensionales, el ángulo de resonancia se reduce, acercándose al ángulo crítico para la reflexión total interna.

Lo anterior sugiere que es posible sintonizar el ángulo de excitación modificando el periodo de la nanoestructura sintetizada sobre la película metálica. Sin embargo, no se tiene los datos suficientes para afirmar lo anterior.

Entre las perspectivas trazadas a partir de los resultados obtenidos, se encuentra sintetizar nanoprismas y rejillas unidimensionales y bidimensionales con diferentes periodos para determinar el efecto que tiene el periodo en el ángulo de excitación. También se está trabajando en un arreglo experimental en el que se logró la excitación óptica utilizando nanoestructuras y que además se pueda cuantificar la propagación de PPSs a sobre la película.

## 6.2. Conclusiones

De los resultados obtenidos se obtienen las siguientes conclusiones sobre las muestras y su respuesta óptica.

- La síntesis de micro y nanoestructuras metálicas mediante litografía por interferencia láser es una herramienta muy accesible para obtener superficies periódicas estructuras en una y dos dimensiones.
- Es posible producir arreglos periódicos de nanoesferas desordenadas mediante litografía de interferencia láser.
- En la síntesis de nanoesferas de oro a partir de una película delgada, el grosor de ésta juega un papel fundamental en el número de partículas sintetizadas .
- Con la configuración de Kretschmann-Raether se logró excitar PPSs en los nanoprismas depositados sobre la película delgada de 50 nm de grosor.
- En las muestras con nanoprismas sobre la película delgada, el ángulo de excitación se recorre hacia ángulos menores.

Retomando los objetivos particulares del trabajo, se logró fabricar microestructuras metálicas con litografía de interferencia láser. Además se sintetizaron arreglos periódicos de nanoesferas de oro desordenadas. Aunque no se logró obtener estructuras nanométricas sí se logró establecer un método para estructurar películas delgadas de forma sencilla.

Las estructuras sintetizadas por litografía láser no son candidatas para utilizarse como estructuras para la excitación óptica de PPSs en el régimen visible. Sin embargo, esto no es una imposibilidad. Se sigue mejorando las condiciones experimentales enfocadas en reducir el periodo de las franjas del patrón de interferencia y producir de forma sencilla, rápida y eficiente películas metálicas nanoestructuradas.

Por otra parte, las muestras sintetizadas por litografía de nanoesferas ofrecen resultados prometedores en la excitación y posiblemente en la sintonización del ángulo de excitación de PPSs bajo la configuración de Kretschmann-Raether.

Por último, es importante mencionar que a la brevedad se refinarán las condiciones experimentales para mejorar los resultados obtenidos, que, comparándolos con algunos de los trabajos citados en el texto, presentan cierto grado de similitud utilizando métodos y técnicas diferentes. Lo anterior motiva a seguir por este rumbo para obtener resultados publicables.

Con lo anterior se puede concluir que se cumplió el objetivo de la tesis. Pero lo más importante es que este trabajo abre nuevos caminos para cumplir el objetivo global que es obtener nanoestructuras en las que sea posible excitar y controlar la propagación de PPSs con métodos ópticos.

# Bibliografía

- [1] Raether, H. Surface Plasmons (Springer, Berlin, 1988).
- [2] Maier, S. A., Plasmonics: Fundamentals and Applications, (Springer, U.K., 2007).
- [3] Zayats, A. V., Smolyaninov, I. I., Maradudin, A. A., Nono-optics of surface plasmon polaritons, *Physics Reports* 408 (2005) 131-314.
- [4] A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F.R. Aussenegg, A. Leitner, J.R. Krenn, Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons, *Materials Science and Engineering: B*, Volume 149, Issue 3, 15 April 2008, Pages 220-229, ISSN 0921-5107, <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2007.10.010>.
- [5] Berini P., Bozhevolnyi S., Kim D.S., Plasmonics, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 104, No. 12, December 2016.
- [6] S. Link and M. A. El-Sayed, “Size and temperature dependence of the plasmon absorption of colloidal gold nanoparticles,” *J. Phys. Chem. B* 103(21), 4212–4217 (1999).
- [7] R. C. Jin, Y. W. Cao, C. A. Mirkin, K. L. Kelly, G. C. Schatz, and J. G. Zheng, “Photoinduced conversion of silver nanospheres to nanoprisms,” *Science* 294(5548), 1901–1903 (2001).
- [8] Héctor Sánchez-Esquivel, Karen Y. Raygoza-Sánchez, Raúl Rangel-Rojo, Emanuele Gemo, Niccolò Michieli, Boris Kalinic, Jorge Alejandro Reyes-Esqueda, Tiziana Cesca, Giovanni Mattei, *Scientific Reports*, 7: 5307.
- [9] Tiziana Cesca, Emma Vianey García-Ramírez, Héctor Sánchez-Esquivel, Niccolò Michieli, Boris Kalinic, Juan Manuel Gómez-Cervantes, Raúl Rangel-Rojo, Jorge Alejandro Reyes-Esqueda, *Giovanni Mattei, RSC Adv.*, 2017, 7, 17741.
- [10] J. C. Hulthen and R. P. Van Duyne, “Nanosphere lithography: A materials general fabrication process for periodic particle array surfaces,” *Journal of Vacuum Science Technology A* 13(3), 1553–1558 (1995).
- [11] J. C. Hulthen, D. A. Treichel, M. T. Smith, M. L. Duval, T. R. Jensen, and R. P. Van Duyne, “Nanosphere lithography: size-tunable silver nanoparticle and surface cluster arrays,” *J. Phys. Chem. B* 103(19), 3854–3863 (1999).
- [12] Zhang, J., Zhang, L., Nanostructures for surface plasmons, *Advances in Optics and Photonics* 4, 157-321 (2012).
- [13] Jung-Hun Seo, Jung Ho Park, Seong-Il Kim, Bang Ju Park, Zhenqiang Ma, Jinnil Choi 5, and Byeong-Kwon Ju, Nanopatterning by Laser Interference Lithography: Applications to Optical Devices, *Journal of Nanoscience Nanotechnology* 2014, Vol. 14, No. 2.

- 
- [14] Q. Xie, M.H. Hong, H.L. Tan, G.X. Chen, L.P. Shi, T.C. Chong, Fabrication of nanostructures with laser interference lithography, *Journal of Alloys and Compounds* 449 (2008) 261–264.
- [15] Johannes de Boor, Nadine Geyer, Jörg V Wittemann, Ulrich Gösele, Volker Schmidt, Sub-100 nm silicon nanowires by laser interference lithography and metal-assisted etching, *Nanotechnology* 21, 095302, 2010.
- [16] Hasan Korre, Corey P. Fucetola, Jeremy A. Johnson, Karl K. Berggren, Development of a simple, compact, low-cost interference lithography system, *Journal of Vacuum Science Technology B* 28(6), Nov/Dec 2010.
- [17] Abhijeet Bagal, Chih-Hao Chang, Fabrication of subwavelength periodic nanostructures using liquid immersion Lloyd’s mirror interference lithography, *Optics Letters*, Vol. 38, No. 14, 2013.
- [18] Henry I. Smith, Low cost nanolithography with nanoaccuracy, *Physica E* 11, 104–109, 2001.
- [19] Dapeng Wang, Zuobin Wang, Yong Yue, Juncai Yu, Chunlei Tan, Dayou Li, Renxi Qiu, Carsten Maple, Determination of beam incidence conditions based on the analysis of laser interference patterns, *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* Volume 126, Issue 21, November 2015, Pages 2902-2907.
- [20] Guy M. Burrow, Thomas K. Gaylord, Multi-Beam Interference Advances and Applications: Nano-Electronics, Photonic Crystals, Metamaterials, Subwavelength Structures, Optical Trapping, and Biomedical Structures, *Micromachines* 2011, 2, 221-257.
- [21] R.J. Peláez, G. Baraldi, C.N. Afonso, S. Riedel, J. Boneberg, P. Leiderer, Selective gold nanoparticles formation by pulsed laser interference, *Applied Surface Science* 258 (2012) 9223– 9227
- [22] R. J. Peláez, C. N. Afonso, J. Bulír, M. Novotný, J. Lancok, K. Piksová, 2D plasmonic and diffractive structures with sharp features by UV laser patterning, *Nanotechnology* 24 (2013) 095301.
- [23] R. J. Peláez, C. N. Afonso, M. Skeren, J. Bulir, Period dependence of laser induced patterns in metal films, *Nanotechnology* 26 (2015) 015302.
- [24] S.J. Henley, J.D. Carey, S.R.P. Silva, Pulsed-laser-induced nanoscale island formation in thin metal-on-oxide films, *Physical Review B* 72, 195408, 2005.
- [25] V. Resta, J. Siegel, J. Bonse, J. Gonzalo, C.N. Afonso, E. Piscopiello, G. Van Tendeloo, Sharpening the shape distribution of gold nanoparticles by laser irradiation, *Journal of Applied Physics* 100, 084311 (2006).
- [26] Kevin M. McPeak, Sriharsha V. Jayanti, Stephan J. P. Kress, Stefan Meyer, Stelio Iotti, Aurelio Rossinelli, and David J. Norris, Plasmonic Films Can Easily Be Better: Rules and Recipes, *ACS Photonics* 2015 2 (3), 326-333, DOI: 10.1021/ph5004237
- [27] Otto, A., Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift für Physik*, Vol. 216, No. 4, 398-410, 1968.
- [28] Jackson, J. D., *Classical electrodynamics*, Tercera edición, John Wiley & sons, 1999.

- 
- [29] Landau, Curso de física teórica Vol.8, Electrodinámica de los medios continuos, Primera edición, Reverté, 1981.
- [30] Zangwill, A., Modern Electrodynamics, Primera edición, Cambridge University Press, 2012.
- [31] Griffiths. D. J., Introduction to Electrodynamics, Tercera edición, Prentice Hall, 1999.
- [32] Lide, D. R., editor, Handbook of chemistry and physics, Octogésima cuarta edición, CRC Press, 2003-2004.
- [33] Fowles, G., R., Introduction to Modern Optics, Segunda edición, Dover publications, New York, 1975.
- [34] Hecht, E., Optics, Cuarta edición, Addison Wesley, San Francisco, 2002.
- [35] Born, M., Wolf, E. Principles of Optics, Cuarta edición, Pergamon Press, 1970.
- [36] Saleh, B. E. A., Teich, M. C., Fundamentals of Photonics, second edition, Wiley, 2007.
- [37] Lipson A., Lipson S., Optical Physics, Cuarta edición, Cambridge University Press, 2011.
- [38] M. N. Polyanskiy, Refractive index database,"<https://refractiveindex.info>. Accessed on 2017-09-08.
- [39] Horikoshi, S., Matsumoto, N., Omata, Y., Kato, T., Growth of Au nanoparticle films and the effect of nanoparticle shape on plasmon peak wavelength, Journal of Applied Physics 115, 193506 (2014).
- [40] Baird, D., C., Experimentación: una introducción a la teoría de mediciones y al diseño de experimentos Segunda edición, Prentice Hall.
- [41] Tenopala, C., F., Microestructuración de películas delgadas para sensores fotónicos, Tesis de maestría, Posgrado en ciencia e ingeniería de materiales, Universidad Nacional Autónoma de México, 2014.
- [42] Abella, M., J., M., (Editor), Láminas delgadas y recubrimientos: preparación, propiedades y aplicaciones, Volumen 11 de Biblioteca de ciencias, Editorial CSIC - CSIC Press, 2003, ISBN 8400081668, 9788400081669.
- [43] <http://www.ptolomeo.unam.mx:8080/xmlui/bitstream/handle/132.248.52.100/727/A6.pdf?sequence=6>
- [44] Yu, K., Devadas, M. S., Major, T. A., Lo, S. S., Hartland, G. V., Surface Plasmon Polariton propagation and coupling in gold nanostructures, The journal of physical chemistry C, 2014, 118, 8603-8609.
- [45] Farhang, A., Bigler, N., Martin, O. J. F., Coupling of multiple LSP and SPP resonances: interactions between an elongated nanoparticle and a thin metallic film, Optics Letters, Vol. 38, No. 22, 2013.
- [46] Barnes, W. L., Dereux, A., Ebbesen, T. W., Surface plasmon subwavelength optics, Nature Vol. 424, 2003.
- [47] Jacob, Z., Shalae, V. M., Plasmonics Goes Quantum, Science, Vol. 334, 2011.

- 
- [48] Kolesov, R., Grotz, B., Balasubramanian, G., Stöhr, R. J., Nicolet, A. A. L., Hemmer, P. R., Jelezko, F., Wrachtrup J., Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons, *Nature Physics*, Vol. 5, 2009.
- [49] Celebrano, M., Lettow, R., Kukura, P., Agio, M., Renn, A., Götzinger, S., Sandoghdar, V., Efficient coupling of single photons to single plasmons, *Optics Express*, Vol. 18, No. 13, 2010.
- [50] Wei, H., Xu, H., Nanowire-based plasmonic waveguides and devices for integrated nanophotonic circuits, *Nanophotonics* 1, 155–169, (2012).
- [51] Leong, H., Guo, J., Linquist, R., G., Liu, Q., H., Surface plasmon resonance in nanostructured metal film under the Kretschmann configuration, *Journal of Applied Physics*, Vol. 106, 124314, 2009.
- [52] Rasskazov, I. L., Karpov, S. V., Markel, V. A., Nondecaying surface plasmon polaritons in linear chains of silver nanospheroids, *Optics Letters*, Vol. 38, No. 22, 2013.
- [53] Apuzzo, A., Février, M., Salas-Montiel, R., Bruyant, A., Chelnokov, A., Léron del, G., Dagens, B., Blaize, S., Observation of Near-Field Dipolar Interactions Involved in a Metal Nanoparticle Chain Waveguide, *Nano Letters*, No.13, 2013.
- [54] Atwater, H., The promise of plasmonics, *Scientific American*, 2007.
- [55] Polman, A., Plasmonics Applied, *Science*, Vol. 322, 2008.