



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

**POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
CENTRO DE NANOCIENCIA Y NANOTECNOLOGÍA**

PROPIEDADES ÓPTICAS DE SUPERFICIES NANOESTRUCUTRADAS DE ALTO ÍNDICE DE REFRACCIÓN

**TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)**

**PRESENTA:
FIS. EMMANUEL DE LA CRUZ PIÑA**

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
ELENA TCHAIKINA KOLESNIKOVA
CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA**

**MANUEL HERRERA ZALDÍVAR
CENTRO DE NANOCIENCIA Y NANOTECNOLOGÍA**

**EUGENIO RAFAEL MÉNDEZ MÉNDEZ
CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA**

ENSENADA, B.C., SEPTIEMBRE 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 mis asesores, gracias a los cuales este trabajo alcanzó su calidad. A Elena por su continua guía, presencia y discusión de ideas. A Manuel por su apoyo motivador y entusiasta. A Eugenio por su consejo profundo y experto

A mi familia, A mi madre, hermano y tíos, por su apoyo incondicional

A mis amigos, en especial a Rodrigo, sin los cuales esta tesis habría sido terminada en menos tiempo, pero con muchas menos alegrías

A la coordinación del Posgrado en Ciencias Físicas (PCF-UNAM) por darme la posibilidad de realizar un posgrado de semejante nivel y calidad el cual es una pieza clave para mi futuro

A los técnicos Humberto Fabián Alonso Cordero Y David Domínguez por su trabajo en la caracterización de muestras

Al CONACYT por su apoyo económico completo en el periodo semestral UNAM 2016-1 a 2018-1

Al proyecto PAPIIT #IN101917 por otorgarme una beca para la conclusión de mis estudios de maestría

Contenido

Lista de Figuras	V
Resumen	IX
Abstract	X
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Superficies Nanoestructuradas	1
1.2 Hipótesis	7
1.3 Objetivos Generales	7
1.4 Objetivos Específicos	7
Capítulo 2. Marco Teórico	8
2.1 Ec. de Maxwell y Ondas	8
2.2 Radiación y Multipolos	12
2.3 Esparcimiento	14
2.4 Solución de Mie	15
Capítulo 3. Antecedentes	21
3.1 Esparcimiento de Nanopartículas	22
3.2 Superficies Nanoestructuradas	29
Capítulo 4. Metodología	34
4.1 Fabricación de Nanoestructuras de Si	34
4.2 Caracterización	38
4.3 Arreglo Óptico	44
4.4 Métodos Numéricos	49
Capítulo 5. Resultados de Reflectividad y Difracción de Nanoestructuras de Si	51
5.1 Nanobarras de Si	52
5.2 Nanopilares de Si	59
Capítulo 6. Resultados Numéricos de Esparcimiento	64
6.1 Esparcimiento de Nanocilindros de Si	65
6.2 Esparcimiento de Nanobarras de Si	72
Capítulo 7. Conclusiones	77
Bibliografía	80

Lista de Figuras

No.	Figura	Pag.
1.1	a) Reflectividad del silicio en bulto. Espectro de esparcimiento de nanopartícula de silicio con diámetro de b) 100 nm y c) 150 nm.	2
1.2	a) La demanda mundial de velocidad de procesamiento de información es abastecida por nuevos materiales, los cuales generan dispositivos de menor escala a los que se generaban en el pasado. b) Un metamaterial hecho de inclusiones metal-dieléctrico de dimensiones menores a la longitud de onda incidente exhibiendo una permeabilidad y permitividad que un material normal no podría exhibir.	3
1.3	a) Oblea de 4 pulgadas liza de Si (izquierda) y oblea de Si completamente impresa con arreglo de nanopilares de Si (250 nm diámetro, 150 nm alto y 450 nm de tono – escala a una pulgada) (derecha). b) Imagen de escaneo de microscopía electrónica a ángulo de 40° (escalas 500 nm). c) Arreglo de nanopartículas de Si (escala a 1 μ m). d) Fotografía de obleas de celda fotovoltaicas; la oblea oscura de baja reflectividad, con revestimiento de nanopartículas de Si, y oblea azul de alta reflectividad, sin revestimiento.	4
1.4	Ilustración de tercer armónico generado por un nanodisco individual de Silicio por una respuesta magnética bipolar en frecuencias ópticas. Cada muestra comprende una secuencia de arreglos de Si-nanodiscos sobre SiO ₂ de 2 μ m de ancho sobre un sustrato de Silicio (no mostrado). Dos conjuntos de arreglos son considerados: uno con un disco de diámetro de $d=360$ nm, una altura de $h=260$ nm y un periodo de $p=2.85\mu$ m y otra con $d=500$ nm, $h=220$ nm y $p=0.8$ μ m.	5
1.5	(a) Impresión artística e (b) imagen SEM de metasuperficie de Huygens de nanodiscos de Silicio con diferentes radios elegidos como bloques constructores de meta-átomos para generar modulación de fase. Los nanodiscos tienen la misma altura de 120 nm y son rodeados por un entorno dieléctrico simétrico para mejorar la eficiencia de transmisión.	5
1.6	a) Imágenes de SEM de nanobloques de silicio capaces de producir una diferencia de fase. b) Perfil de fase espiral generada por nanobloques.	6
1.7	Figura 3.2 primeras soluciones en coordenadas esféricas de la ecuación de valores propios de onda. (a) Distribución de la componente z del campo magnético de un dipolo magnético, (b) de un dipolo eléctrico y (c) de un cuadrupolo eléctrico. En el plano inferior se compara con la distribución de la solución del orden respectivo para el problema bidimensional.	6
2,1	Líneas del campo eléctrico para un dipolo eléctrico orientado verticalmente. Los tiempos indicados están en fracción del periodo de oscilación T.	12
2.2	Figura 2.2. Distribución angular de la potencia radiada desde un dipolo localizado en el centro del diagrama.	13
2.3	Cuadrupolos puntuales formados por dos dipolos opuestos, que se desplazan el uno hacia el otro. Izquierda: Dipolos alineados en el eje z, desplazándose en el eje z. Derecha: dipolos alineados en cruz en el plano x-y, desplazándose en el mismo plano. Paneles inferiores: distribuciones angulares respectivas.	13
2.4	Una onda plana polarizada en dirección \mathbf{e}_0 propagada en la dirección \mathbf{k}_0 induce corrientes en un material. Se produce una amplitud de esparcimiento $f(\mathbf{k})$ transversal a la onda plana que se propaga en dirección \mathbf{k} .	14
2.5	Esquema de un cilindro infinito iluminado por una onda plana en el sistema de	15

	<i>coordenadas cartesianas y cilíndricas.</i>	
2.6	<i>.Diagrama de la descomposición del campo esparcido en términos de vectores armónicos.</i>	17
2.7	<i>Diagrama de onda esparcida por el cilindro de radio a incidiendo en una superficie A de largo L y radio R.</i>	19
2.8	<i>Distribución de los campos magnético de las funciones propias de la ecuación de onda en cilíndricas y comparación con la distribución de multipolos, mostrada en gris. La función propia del orden $m=0$ es asociada a un dipolo magnético (a); $m=1$, corresponde a un dipolo eléctrico (b) y $m=2$, cuadrupolos (c).</i>	20
2.9	<i>Primeras soluciones en coordenadas esféricas de la ecuación de Hankel. (a) Distribución de la componente z del campo magnético de un dipolo magnético, (b) de un dipolo eléctrico y (c) de un cuadrupolo eléctrico. En plano inferior se compara con la distribución de la solución del orden respectivo para el problema bidimensional.</i>	20
3.1	<i>Representación esquemática del campo eléctrico y magnético de una nanopartícula de un dieléctrico de alto índice de refracción en longitud de onda de resonancia magnética.</i>	22
3.2	<i>(i) Imagen de campo oscuro e (ii) imagen SEM de una partícula aislada de silicio. (iii) Espectro de esparcimiento experimental de la partícula. (iv) Esparcimiento y extinción teórico.</i>	23
3.3	<i>. Esquemas de la medición del campo esparcido hacia atrás (a) y hacia adelante (b). Imágenes a campo oscuro de una partícula de silicio de 150 nm de radio del esparcimiento hacia adelante (c) y hacia atrás (d).</i>	24
3.4	<i>a) SCS del campo esparcido hacia adelante y hacia atrás de una partícula de silicio de 150 nm de diámetro. b) Patrones de esparcimiento del campo lejano para distintas longitudes de la luz incidente.</i>	25
3.5	<i>a) Representación esquemática de una partícula cilíndrica de silicio con diámetro D sobre silica. b) Imagen de campo oscuro de Si nanocilindros con diámetro de 109, 143, 203 nm (de izquierda a derecha) c) Imágenes SEM correspondientes (barra de escala a 150 nm). d) Espectro de esparcimiento de los cilindros.</i>	26
3.6	<i>Sección transversal de extinción (I) de nanocilindro de Si (diámetro de 100 y altura de 220 nm) calculada como función del ángulo incidente y de la longitud de onda. a) Polarización TM y b) TE.</i>	27
3.7	<i>a) Cálculo dependencia espectral de la eficiencia de esparcimiento (curva azul) a incidencia normal (polarización TE) por un cilindro ($R=80$ nm) de semiconductor de alto índice ($n=3.5$) con largo $L=600$ nm y cálculo por teoría de Mie de un cilindro de mismo radio y extensión infinita (curva punteada verde); b) Cálculos para cilindro de mismo radio con largo $L=500$ nm (curva azul) y extensión infinita (curva punteada verde) a incidencia normal (polarización TM).</i>	28
3.8	<i>a) Imágenes de campo claro de área con nanopilares de Si con 630 nm de separación, altura de 600 nm (diámetros: 1.1, 250 nm; 1.2, 235 nm; 1.3, 216; 2.1, 207 nm; 2.2, 190 nm; 2.3, 173 nm; 3.1, 164 nm; 3.2, 160 nm y 3.3, 152 nm. b) Imagen a campo claro de área compuesta por nanopilares de silicio de 400 nm de separación y 360 nm de altura (diámetro de 140 nm). c) Imagen SEM de nanopilares de Si.</i>	29
3.9	<i>a) Esquema del arreglo de nanobloques sobre sustrato de cuarzo y luz incidente polarizada. b) Imagen SEM de arreglo de nanobloques de 150 nm de espesor con 200 nm de ancho en X y Y nm. c) Imagen de microscopio óptico de aéreas con nanobloques de parejas de anchos (W_x, W_y) que varían desde 60 a 200 nm, iluminadas por luz blanca polarizada E_x.</i>	30
3.10	<i>Propiedades reflectivas de superficies con arreglo de nanobloques de silicio con ancho igual a 150 nm en a) dirección X y b) dirección Y. Mapeo de la magnitud y dirección del campo</i>	31

	<i>magnético y eléctrico producido en un nanobloque de 150 nm de ancho en eje X y 100 nm de ancho eje Y al ser iluminado por ondas planas con incidencia normal y longitud de onda de (c, d) $\lambda=620$ y (e, f) $\lambda=545$.</i>	
3.11	<i>a) Representación artística de metasuperficie b) Imagen SEM de superficie conformada por nanodiscos de silicio de diferentes radios. c) Desfase y d) transmitancia de un nanodisco con determinada altura (eje Y) y radio (eje X), calculada por simulaciones numéricas.</i>	32
3.12	<i>a) Meta-holograma acromático producido la proyectar la misma imagen por luz azul, verde y roja. b) Meta-holograma proyectando una imagen a tres colores. Las imágenes SEM muestran una porción de la muestra fabricada.</i>	33
4.1	<i>Microscopio Electrónico y Haz de Iones Enfocados, JEOL JIB-4500 (SEM+FIB).</i>	35
4.2	<i>Sustratos de Si/Al₂O₃.</i>	35
4.3	<i>Esquema de la fabricación de nanobarras de silicio sobre zafiro.</i>	36
4.4	<i>Interfaz del sistema SEM+FIB para la fabricación de Si-nanoestructuras sobre Si/Al₂O₃.</i>	37
4.5	<i>Esquema de la la fabricación de nanopilares de silicio.</i>	37
4.6	<i>Figura 2.6. Fotografía de Microscopio SEM del laboratorio de Óptica Estadística y Electromagnética.</i>	38
4.7	<i>Fotografía de microscopio AFM Park XE7.</i>	39
4.8	<i>Observación general de muestra M01 de nueve patrones locales (blanco) conformados por nanobarras de Si.</i>	40
4.9	<i>Patrón local de muestra M01 constituido por 30 nanobarras de Si.</i>	40
4.10	<i>Muestra con nanobarras de Si</i>	41
4.11	<i>Figura 4.11. Imagen topográfica AFM de las nanobarras de Si de la muestra M01</i>	41
4.12	<i>Vista general de la muestra M02 (nanopilares de Si) fabricada por por SEM+FIB.</i>	42
4.13	<i>Imagen SEM de superficie nanoestructurada con nanopilares de Si. b) Esquema de periodos en la muestra de nanopilares de Si.</i>	43
4.14	<i>Espectro emitido por lámpara EQ-99X LDLS.</i>	44
4.15	<i>a) Espectro de reflexión especular generado por sustrato de Al₂O₃. b) Reflectividad de sustrato dependiente de la polarización de la luz.</i>	45
4.16	<i>Esquema del montaje experimental para la medición del espectro reflejado de forma especular por las muestras. Campo incidente con polarización b) p y c) s.</i>	46
4.17	<i>a) Esquema del montaje experimental para la medición del espectro difractado para un ángulo de incidencia del campo a 45°. Incidencia del campo con polarización p (b) y s (c).</i>	47
4.18	<i>Campo con polarización p incidente en a) nanopilares y b) nanopilares de Si rotados en su eje.</i>	48
4.19	<i>Espectro esparcido por nanopilares de Si en dos direcciones. Cada dirección es asociada a la un periodo de difracción de las superficie.</i>	48
4.20	<i>Interface de COMSOL</i>	49
4.21	<i>a) Corte transversal de cilindro de silicio suspendido en aire. b) Mapa del campo eléctrico incidente.</i>	50
5.1	<i>Reflexión especular generada por las Si-nanobarras para un campo incidente a 20° y polarizado p.</i>	52
5.2	<i>Reflexión especular generada por las Si-nanobarras para un campo incidente a 20° sobrepuesta con suavización.</i>	53
5.3	<i>a) Reflectividad de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado s y reflectividad de sustrato a 20 y 40°. b) Reflectividad por Si-nanobarras debido a un campo</i>	54

	<i>incidente a 20, 30, 40° polarizado p y reflectividad de sustrato.</i>	
5.4	a) Reflectividad neta de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado s b) polarizado s.	54
5.5	Espectro difractado por Si nanobarras de 35° a -15°, con luz incidente a 45° y polarizada a) s y b) p.	55
5.6	a) Espectro esparcido por Si-nanobarras normalizado, ordenes de difracción de rejilla con periodo de 950 nm. b) Amplificación del rango de medición.	56
5.7	Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si nanobarras con polarizado p (rojo) y s (azul).	57
5.8	a) Reflectividad de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado p y reflectividad de sustrato a 20 y 40°. b) Reflectividad por Si-nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado s y reflectividad de sustrato.	58
5.9	a) Reflectividad neta de Si nanobarras debido a luz incidente a 20, 30, 40° polarizada p b) polarizada s.	59
5.10	Campo esparcido por Si nanopilares de -15° a 35° con a) polarización p y b) polarización s por campo incidente a 45°. Periodo asociado $T=850$ nm.	60
5.11	Espectro esparcido por Si nanopilares normalizado, ordenes de difracción de rejilla con periodo de 850 nm.	61
5.12	Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si-nanopilares con polarizado p (rojo) y s (azul).	61
5.13	Campo esparcido por Si nanopilares de -5° a 35° con a) polarización s y b) p por campo incidente a 45°. Periodo asociado $T=670$ nm.	62
5.14	Espectro esparcido por Si-nanobarras normalizado, ordenes de difracción de rejilla con periodo de 670 nm.	62
5.15	Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si-nanopilares rotados con polarizado S (rojo) y p (azul).	63
6.1	SCS de un cilindro de silicio con diámetro de 200 nm y campo incidente polarizado p y s generada por la solución de Mie analítica.	65
6.2	SCS de un cilindro de silicio con 200 nm de diámetro con campo polarizado (a) s y (b) p generada con COMSOL.	65
6.3	Eficiencia de esparcimiento de cilindro de silicio de 200 nm con campo incidente polarizado s y contribución de los primeros términos de la serie de la solución de Mie.	67
6.4	Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado s y longitud de onda de (E1) 482, (E2) 652 y (E3) 950 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).	67
6.5	Eficiencia de esparcimiento de cilindro de silicio de 200 nm con campo incidente polarizado p y contribución de los primeros término de la serie de la solución de Mie.	68
6.6	Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado p y longitud de onda de (E1) 444, (E2) 532 y (E3) 670 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).	68
6.7	SCS de cilindro de silicio de 470 nm con campo incidente polarizado (a) s y (b) p contribución de los primeros término de la serie de la solución de Mie.	69

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio numérico y experimental del campo esparcido por nanobarras y nanopilares de silicio al ser iluminados por un haz blanco polarizado p y s . El análisis numérico fue realizado con ayuda del software COMSOL Multiphysics, con el cual se obtuvo la sección transversal de esparcimiento (llamada en inglés Scattering Cross Section) generada por nanocilindros y nanobarras de silicio. El estudio de la sección transversal de esparcimiento se comparó con la solución analítica de Mie para cilindros de extensión infinita y de diámetro entre 200 y 500 nm concordando con los resultados obtenidos en COMSOL.

Posteriormente se fabricaron nanobarras y nanopilares de silicio por el método de erosión con iones enfocados de Galio, sobre una película de 470 nm de silicio crecido sobre un sustrato de Zafiro (Al_2O_3). La caracterización por microscopía SEM y AFM indicó que las nanobarras fueron de 500 nm de espesor y 470 nm de alto con una separación entre barras de 500 nm; y los nanopilares de una base rectangular, considerando la superficie del sustrato un plano xy , de 700 nm de ancho con una separación de 150 nm en la dirección x , de 400 nm con una separación de 250 nm en la dirección y y 500 nm de alto.

Por último, se empleó una fuente de luz blanca con polarización s y p y un sistema de detección (400 a 950 nm de longitud de onda) para medir el espectro esparcido por las nanobarras y los nanopilares. El análisis de las mediciones indicó que la eficiencia de difracción cambió con la polarización del campo incidente, particularmente, las nanobarras de silicio con un campo incidente con polarización p generaron un máximo en 575 nm, en contraste con la eficiencia de difracción obtenida para luz incidente con polarización s , mostrando un mínimo en 595 nm.

Palabras clave: Materiales de alto índice de refracción, Nanoestructuras de silicio, Metamateriales

Abstract

In this work, we present a numerical and experimental study of the scattered field from silicon nanobars and nanopillars illuminated with light p and s polarized. The numerical analysis was done with the software COMSOL Multiphysics obtaining the Scattering Cross Section (SCS) generated from infinite silicon nanocylinders and nanopillars. The SCS study was compared with the Mie analytical solution for cylinders with diameter between 200 and 500 nm.

In order to comparing the theoretical with experimental results, we fabricated nanobars and nanopillars of silicon milling by focused ion beam technique on film of silicon of 500 nm in thickness grown on sapphire (Al_2O_3) substrate. The morphology was characterized by SEM and AFM microscopes, showing that the nanobars were dimensions of 470 nm of width, and spaced 500 nm; while and the nanopillars show a rectangular base of $400 \times 700 \text{ nm}^2$ and 480 nm of high.

Finally, to measure the optical properties of the fabricated Si nanostructures was used a white light s and p polarized with a detection system (400 a 950 nm wavelength). The scattered spectrum were collected and the analysis indicated that the diffraction efficiency from Si nanostructure was clearly related to the polarization of the incident light, for example, the silicon nanobars shown a maximum in 575 nm wavelength with polarization s , contrasting with the diffraction efficiency of p polarization with a minimum in 595 nm.

Keywords: High refractive index materials, Silicon nanostructures, Metamaterials

Capítulo 1.

Introducción

En este capítulo se exponen las motivaciones que dieron pie al trabajo realizado. Se describen las propiedades de los metamateriales y la necesidad de usar estos para el desarrollo de diversos y novedosos dispositivos ópticos para cubrir la demanda tecnológica actual. Se termina mostrando los avances y promesas más recientes de las superficies nanoestructuradas de alto índice.

1.1 Superficies Nanoestructuradas

Con el avance y desarrollo de la ciencia se han logrado significativos avances tecnológicos que son empleados en todas las actividades realizadas hoy en día por el hombre. Un claro ejemplo de esto es la creación del transistor, con el cual se generaron circuitos eléctricos que dieron pie a la microelectrónica y a la computadora, con los cuales la humanidad entró a una nueva era: a base de microprocesadores y computadoras, mediante los que es posible simular la dinámica del universo [1.1 - 1.3].

Esta nueva era ha generado una continua demanda global de aumento en la velocidad de procesamiento y reducción del tamaño de los dispositivos electrónicos, así como nuevas tecnologías que permitan el estudio y solución de grandes problemas mundiales, tales como el cambio climático, el procesamiento de contaminantes y el desarrollo en el uso las energías renovables [1.4-1.6]. Uno de los avances que se ha dado es la generación de nuevos materiales cuyas propiedades van más allá de las actualmente conocidas en los materiales convencionales. Entre estos materiales, se tienen los llamados metamateriales, que son constituidos por "meta-átomos", que conocidos como unidades de dimensiones micro o nanométricas de materiales dieléctricos, semiconductores o metálicos, que presentan propiedades físicas distintas a las del material en bulto [1.7]. De esta forma, las propiedades físicas de un metamaterial pueden ser controladas a partir de modificar en sus "meta-átomos" la forma geométrica, el tamaño, medio que lo rodea, etc. [1.8-1.10].

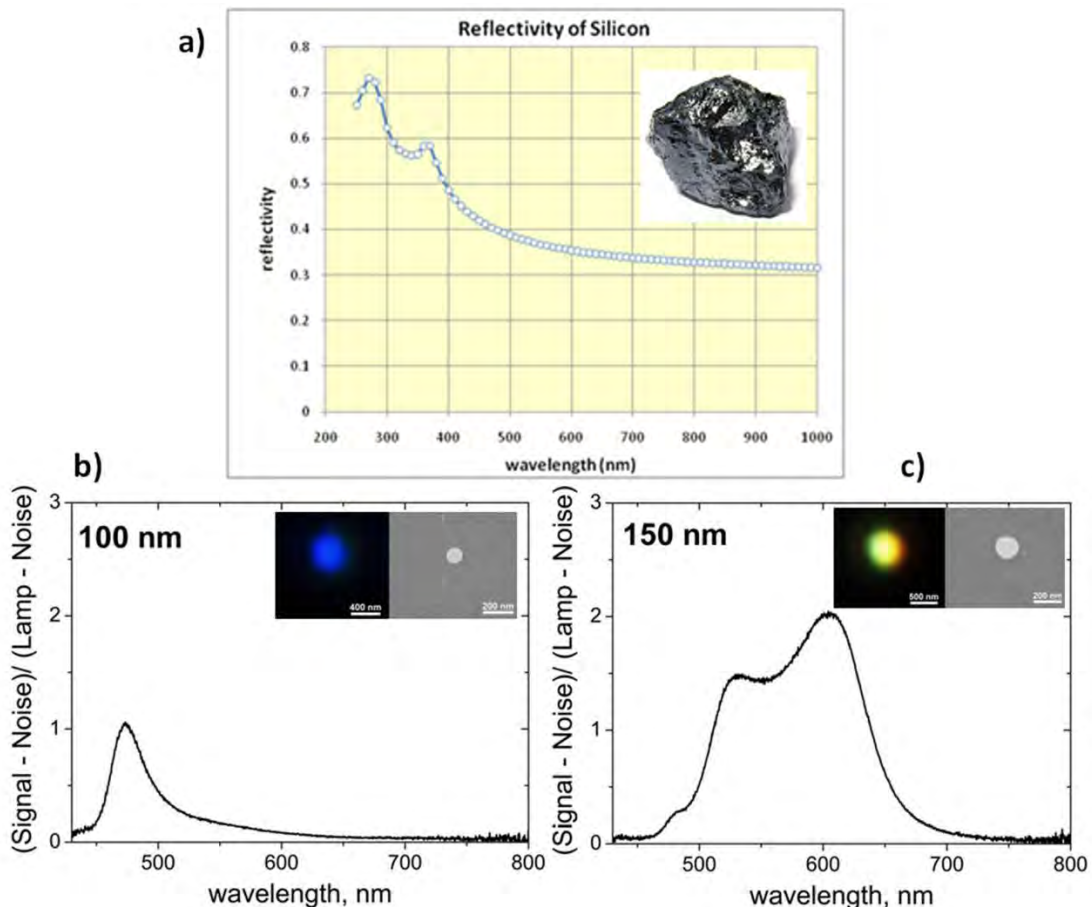


Figura 1.1. Reflectividad del silicio en bulto [1.12] **a)**. Espectro de esparcimiento de nanopartícula de silicio con diámetro de **b)** 100 nm y **c)** 150 nm (adaptada de [1.7]).

En la continua demanda mundial de una mayor velocidad de procesamiento de información, los metamateriales han jugado un papel muy importante en los últimos años (ver Figura 1.2.a) [1.14-1.16], aunque los metamateriales de alto índice de refracción no son los primeros en explorar la interacción de la luz con la materia a escala micro o nanométrica estos presentan ventajas o complementan las propiedades de otros materiales. Tal es el caso de los materiales plasmónicos convencionales, los cuales, aunque han generado novedosos dispositivos ópticos, muestran desventajas en su funcionamiento debido a las altas pérdidas, por transiciones intrabandas inherentes a los metales, que presentan al ser usados en frecuencias del espectro visible [1.17].

Los metamateriales de interés en esta tesis son los metamateriales ópticos de alto índice de refracción, que permiten controlar las propiedades del campo electromagnético esparcido a partir de resonancias multipolares, las cuales se forman debido al tamaño, forma y como consecuencia de su alto índice de refracción [1.11]. Los metamateriales más sobresalientes son los formados a base de silicio, el cual tiene una reflectividad cercana a 0.3 y un índice de refracción de 3.6 en el rango visible (Figura 1.1). Al fabricar estructuras de dimensiones inferiores a un milímetro las propiedades ópticas del silicio se modifican, en especial su reflectividad y esparcimiento, las cuales se han demostrado cambian que drásticamente a escala nanométrica [1.12, 1.13].

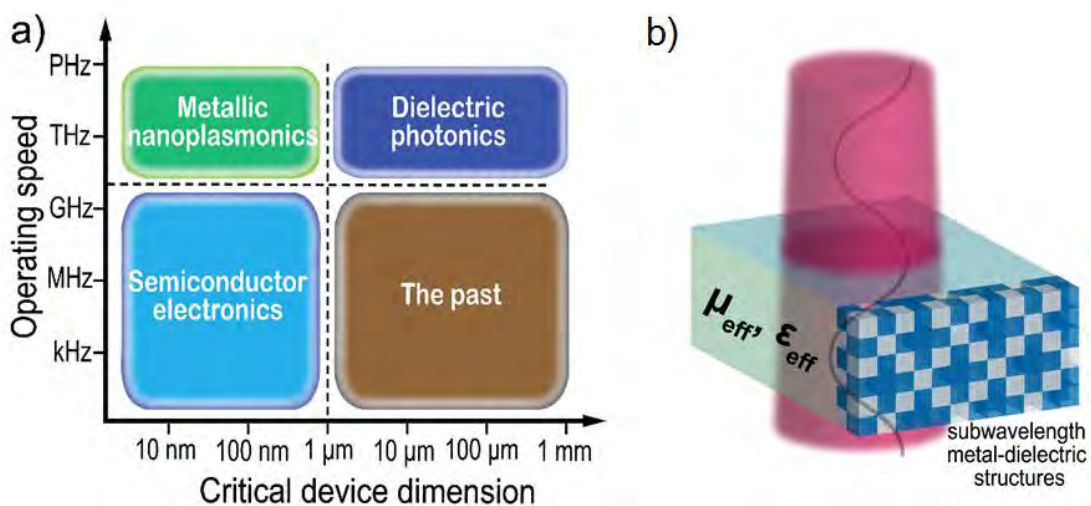


Figura 1.2. a) La demanda mundial de velocidad de procesamiento de información es abastecida por nuevos materiales, los cuales generan dispositivos de menor escala a los que se generaban en el pasado. b) Un metamaterial hecho de inclusiones metal-dieléctrico de dimensiones menores a la longitud de onda incidente exhibiendo una permeabilidad y permitividad que un material normal no podría exhibir. (adaptadas de [1.17]).

Así mismo, es bien sabido que en el desarrollo de foto detectores y celdas solares la reflexión de la luz es una pérdida no deseada. Para resolver este problema se han diseñado revestimientos de nanoestructuras de silicio, en los cuales la interfaz entre la celda solar y las nanoestructuras reduce casi a cero las pérdidas por reflexión en el rango del ultravioleta al infrarrojo cercano [1.18, 1.19] (ver Figura 1.3).

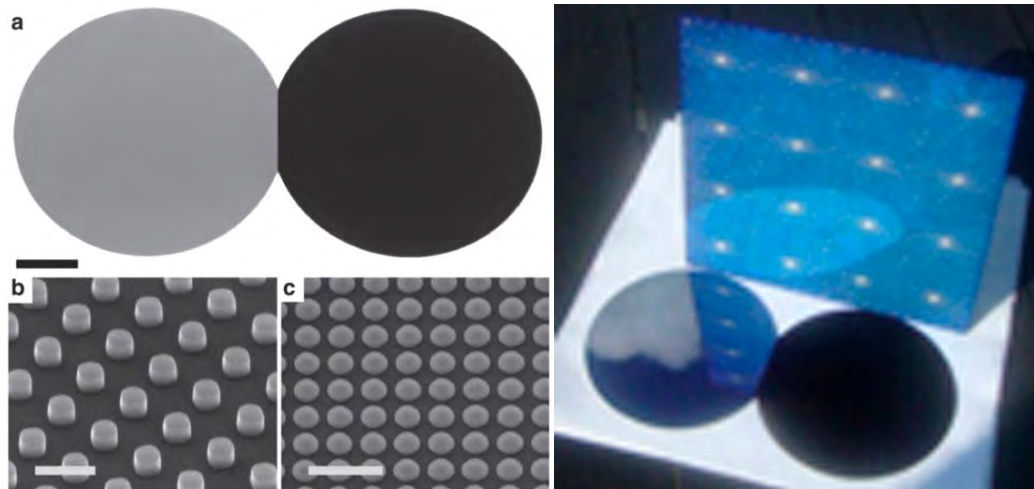


Figura 1.3. a) Oblea de 4 pulgadas liza de Si (izquierda) y oblea de Si completamente impresa con arreglo de nanopilares de Si (250 nm diámetro, 150 nm alto y 450 nm de tono – escala a una pulgada) (derecha). b) Imagen de escaneo de microscopía electrónica a ángulo de 40° (escalas 500 nm). c) Arreglo de nanopartículas de Si (escala a 1 μ m). d) Fotografía de obleas de celda fotovoltaicas; la oblea oscura de baja reflectividad, con revestimiento de nanopartículas de Si, y oblea azul de alta reflectividad, sin revestimiento (Tomadas de [1.18]).

Una de las promesas más sobresalientes del uso de superficies de alto índice es el surgimiento de una nueva era en la óptica no-lineal. Así, por ejemplo, se ha observado que nanopartículas de silicio presentan una respuesta óptica no-lineal 100 veces más intensa que la observada por el silicio en bulto, además, de que presenta un potencial control de la polarización y distribución espacial del campo generado (Figura 1.4) [1.20 - 1.21].

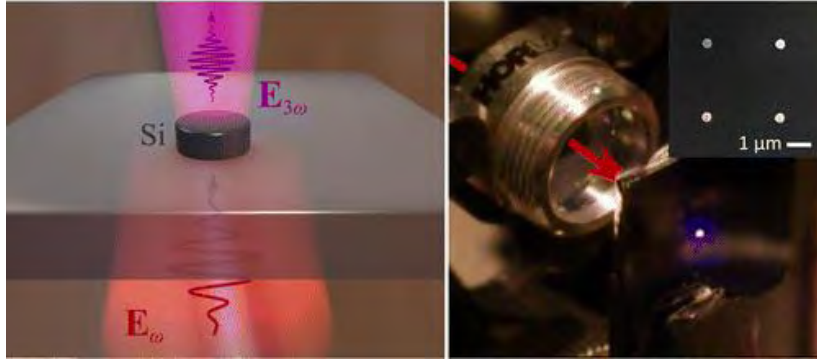


Figura 1.4. Ilustración de tercer armónico generado por un nanodisco individual de Silicio por una respuesta magnética bipolar en frecuencias ópticas. Cada muestra comprende una secuencia de arreglos de Si-nanodiscos sobre SiO₂ de 2 μm de ancho sobre un sustrato de Silicio (no mostrado). Dos conjuntos de arreglos son considerados: uno con un disco de diámetro de $d=360\text{ nm}$, una altura de $h=260\text{ nm}$ y un periodo de $p=2.85\text{ }\mu\text{m}$ y otra con $d=500\text{ nm}$, $h=220\text{ nm}$ y $p=0.8\text{ }\mu\text{m}$ (tomada de [1.20]).

En contraste con los materiales ópticos convencionales, las superficies de alto índice con propiedades físicas manipulables han dado nuevos grados de libertad para el control de la fase, amplitud y polarización de la luz a escala nanométrica, lo que ha producido dispositivos ópticos ultra pequeños y fotónicos. Tal es el caso de la fabricación de metasuperficies de Huygens, en las cuales cada nanopartícula de la superficie es empleada como un punto de Huygens para la manipulación de la fase de onda. Esto permite la creación de dispositivos ópticos planos como hologramas, retardadores y polarizadores con una eficiencia de transmisión muy alta, entre 0.4 y 0.8 (ver Figura 1.5) [1.22, 1.23]. Así mismo, se han propuesto superficies capaces de generar hologramas detallados a color completo, esto como una mera demostración de la alta resolución del control de frente de onda [1.24].

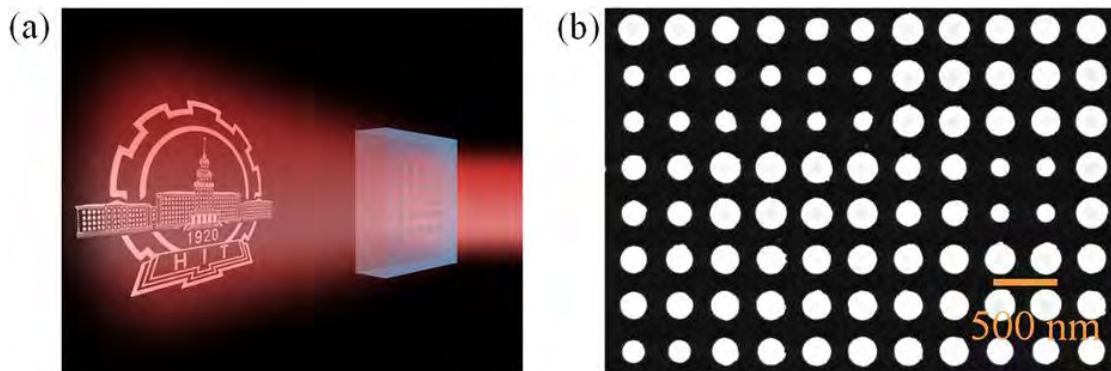


Figura 1.5 (a) Impresión artística e (b) imagen SEM de superficies nanoestructuradas de Huygens con nanodiscos de Silicio de diferentes radios empleados como modulación de fase. Los nanodiscos tienen la misma altura de 120 nm y son rodeados por un entorno dieléctrico para mejorar la eficiencia de transmisión (tomada de [1.22]).

Otro tipo de nanoestructuras que ha recibido un gran interés son aquellas que generan vórtices ópticos, ya que prometen aplicaciones en la microscopía de alta resolución, pinzas ópticas y en tecnología de la comunicación clásica y cuántica. Estos vórtices ópticos son perfiles de fase con forma de espiral, logrados al dar forma a la geometría de las nanopartículas que componen la superficie [1.25]. Así, se ha conseguido la fabricación de superficies con nanobloques de Si (Figura 1.6) de 1500 nm con una transmitancia del 45%-70% a longitudes de onda para el rango espectral usado en las telecomunicaciones (1250-1650 nm) [1.26].

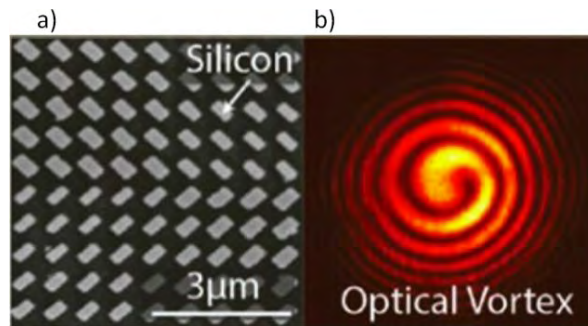


Figura 1.6. a) Imágenes de SEM de nanobloques de silicio capaces de producir una diferencia de fase. b) Perfil de fase espiral generada por nanobloques (tomada de [1.26]).

Son muchas y diversas las aplicaciones prometidas a partir de superficies nanoestructuradas de alto índice (Figura 1.7) es por ello que se requieren amplios y detallados estudios que sean la base para una nueva era tecnológica de nano-dispositivos ópticos, fotónicos y electro-ópticos [1.27-31].

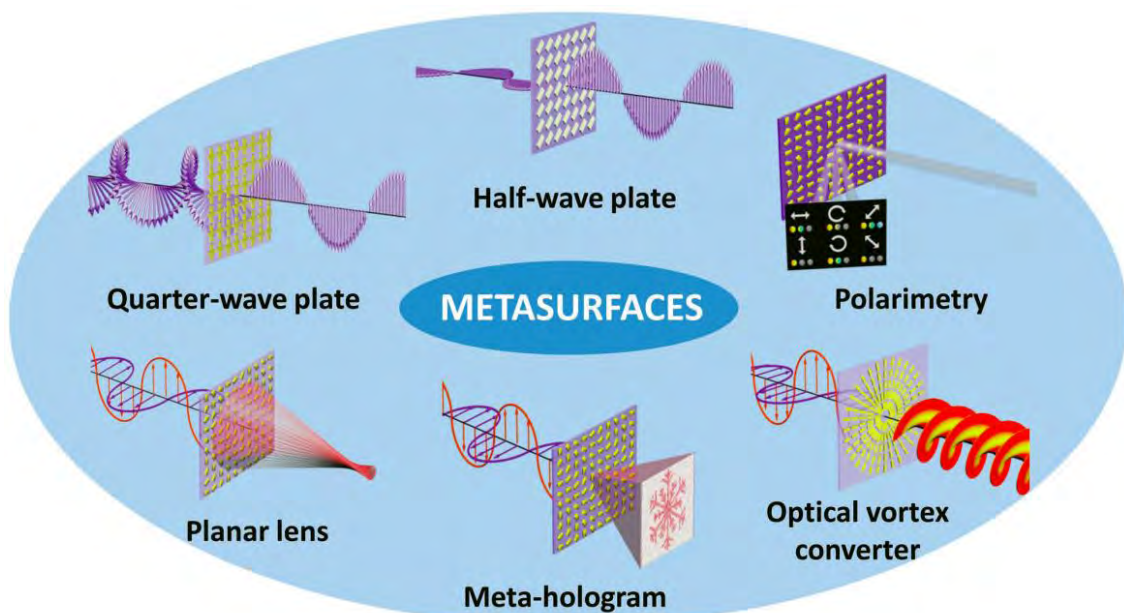


Figura 1.7. Aplicaciones basadas en metasuperficies (tomada de [1.27]).

1.2 Hipótesis

Los antecedentes a este trabajo indican que nanoestructuras de materiales de alto índice generan resonancias multipolares de alto orden, que se ven reflejadas en propiedades ópticas únicas. De acuerdo a lo anterior, se propone la siguiente hipótesis:

- Los arreglos ordenados de nanobarras y nanobloques de silicio generan una reflectividad y eficiencia de difracción únicas, que dependen de la forma geométrica y sus dimensiones. Así mismo, producen máximos de esparcimiento, asociados a resonancias multipolares, que cambian con las dimensiones de la sección transversal geométrica.

1.3 Objetivo General

El objetivo principal de esta tesis es investigar de forma numérica y experimental las propiedades ópticas de nanoestructuras alargadas de silicio con diferentes geometrías

1.4 Objetivos Específicos

- Fabricar y caracterizar nanoestructuras de silicio mediante erosión por un haz focalizado de iones de Galio (FIB).
- Medir la respuesta óptica de las nanoestructuras de Si al iluminarlas con luz blanca polarizada.
- Modelar la respuesta electromagnética analítica y numéricamente que generan nanoestructuras de silicio, tipo nanocilindros y nanobarras.

Capítulo 2.

Marco Teórico

En este capítulo se exponen la teoría y conceptos base para comprender fundamentales de los que se parte para desarrollar el trabajo de tesis. Se comienza con las ecuaciones de Maxwell y la deducción de la ecuación de onda; se sigue con los campos eléctricos y magnéticos generados por multipolos, así como la distribución angular del campo radiado por estos y se termina con la solución analítica de Mie de la eficiencia de esparcimiento de un cilindro de extensión infinita. De esta forma, se conecta la teoría básica de la electrodinámica con la óptica de las superficies nanoestructuradas estudiadas en esta tesis.

2.1 Ecuaciones de Maxwell y Ondas

En la teoría electrodinámica se correlaciona el campo eléctrico (\mathbf{E}) y el magnético (\mathbf{H}), así como las fuentes que los generan, ρ densidad de carga eléctrica y \mathbf{J} densidad de corriente. Estas correlaciones son descritas por las ecuaciones de Maxwell, que en unidades SI se escriben

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\
 \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{J} \\
 \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

donde el campo \mathbf{D} es llamado flujo eléctrico o campo de desplazamiento y \mathbf{B} la inducción magnética [21]. Para una completa determinación de los campos se recurre a ecuaciones que los relacionen directamente entre sí, $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ y $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{E}, \mathbf{H})$, conocidas como relaciones constitutivas. Para campos de baja intensidad basta con considerar una aproximación lineal a primer orden

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}
 \tag{2.2}$$

De esta forma, las primeras dos ecuaciones en (1.1) se reescriben como

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho/\epsilon \\
 \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu \mathbf{J}
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

con ϵ como la función dieléctrica o permitividad dieléctrica, μ la permeabilidad magnética del medio en el que se extienden los campos y v la velocidad de la luz en el medio. Particularmente, cuando ondas electromagnéticas se propagan en el vacío, estas se desplazan a una velocidad $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} \approx 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$ [2.2].

Es en los valores de ϵ y μ en donde residen las propiedades electrodinámicas y ópticas de un material, pues estos permiten que los campos en un punto del espacio influyan en los campos de

otro punto cercano. Así se tiene por ejemplo que el índice de refracción se escribe en términos de estos parámetros, como $n = c/v = \sqrt{\epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0} = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}$.

Un valor alto de la función dieléctrica ϵ de un material es debido a una alta susceptibilidad eléctrica χ_e en este. Esta es descrita en términos de la polarización eléctrica \mathbf{P} (momento dipolar eléctrico por unidad de volumen) en el material $\mathbf{P} = \epsilon_0\chi_e\mathbf{E}$, es por ello que

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} = \epsilon_0(1 + \chi_e)\mathbf{E} = \epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.4)$$

De forma análoga, el valor de la permeabilidad magnética del material se relaciona con la magnetización de este $\mathbf{M} = \mu_0\chi_m\mathbf{H}$, como

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H} = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.5)$$

De las ecuaciones de Maxwell se predicen oscilaciones del campo eléctrico y magnético, ondas electromagnéticas. Así considerando que no hay fuentes, $\rho=0$ y $\mathbf{J}=0$, se tiene que

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.6) \\ \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \end{aligned}$$

Debido a que cualquier oscilación puede ser compuesta por una combinación de oscilaciones armónicas (descomposición de Fourier) [2.3], se puede considerar como una solución armónica de (2.6) $e^{-i\omega t}$ de frecuencia de oscilación ω , obteniendo

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.7) \\ \nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\mathbf{D} \quad \nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mathbf{B} \end{aligned}$$

De (2.2), para ϵ y μ real y positivo, sin pérdidas, se consigue que

$$\nabla \times \mathbf{B} = -i\omega\epsilon\mu \mathbf{E} \quad \nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mathbf{B} \quad (2.8)$$

Al calcular la divergencia de ambas ecuaciones en (1.8) y despejando cada campo se tiene

$$(\nabla^2 + \epsilon\mu \omega^2) \mathbf{E} = 0 \quad (2.9)$$

$$(\nabla^2 + \epsilon\mu \omega^2) \mathbf{B} = 0$$

Estas son Ec. de onda de Helmholtz que tienen velocidad de fase $v = \omega / k = 1 / \sqrt{\epsilon\mu} = c/n$, con $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ el número de onda y ω la frecuencia de onda. De un desarrollo similar, desde las Ecs. de Maxwell se obtienen las ecuaciones generales de onda con fuentes en el vacío (Ec. No-homogéneas)

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.10)$$

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{B} = -\mu_0 \nabla \times \mathbf{J}$$

De la misma forma, un medio compuesto por un material polarizado o magnetizado puede producir ondas electromagnéticas siempre que la polarización $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ y la magnetización $\mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ del material se comporten exactamente como cargas y densidades de corriente [2.2]. Este hecho es de gran importancia en esta tesis ya que se considera que la fuente de las ondas electromagnéticas es precisamente un material de alta polarización, y no cargas libres ni densidades de corriente aisladas.

2.2 Radiación y Multipolos

Radiación es como se le denomina al campo electromagnético que transporta energía a puntos alejados infinitamente de las fuentes. Esto ocurre sólo si los campos se “despegan” de sus fuentes y se propagan en forma de ondas (Figura 2.1), las cuales también son llamadas campos libres. Este “despegue” es debido al retardo y desfase de los campos, producido al transmitirse a la velocidad de la luz y no de forma instantánea en el espacio. Para entrar en detalle se sugiere revisar el libro de Andrew Zangwill, Cap. 20.

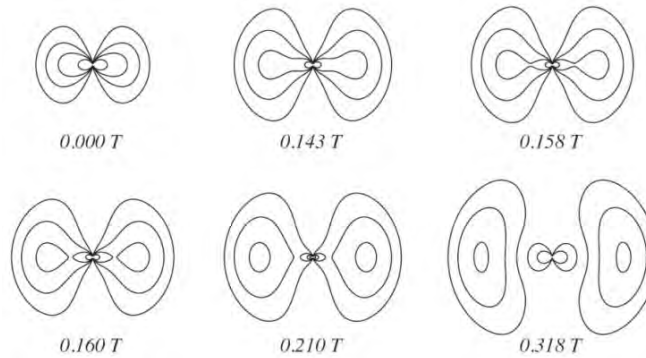


Figura 2.1. Líneas del campo eléctrico para un dipolo eléctrico orientado verticalmente. Los tiempos indicados están en fracción del periodo de oscilación T (Tomada de [2.2]).

Así mismo, se define la distribución angular de la potencia radiada, \mathbf{W} , en términos del vector de Poynting \mathbf{S}

$$\frac{dW}{d\Omega} = r^2 \hat{\mathbf{r}} \cdot (\mathbf{E}_{\text{rad}} \times \mathbf{H}_{\text{rad}}) = r^2 \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{S}_{\text{rad}} \quad (2.11)$$

Particularmente, un dipolo eléctrico puntual con momento dipolar eléctrico \mathbf{p} , que oscila verticalmente con una frecuencia ω , tiene una distribución angular (ver Figura 2.2) dada por

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{\omega^4}{c^2} \frac{1}{32 \pi^2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |\mathbf{p}|^2 \sin^2 \theta \quad (2.12)$$

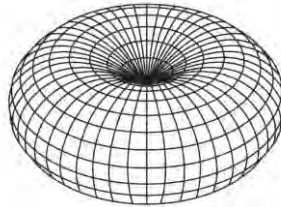


Figura 2.2. Distribución angular de la potencia radiada desde un dipolo localizado en el centro del diagrama.

Esta distribución también se tiene para un dipolo magnético, con momento dipolar magnético \mathbf{m} , pero con una diferencia en la magnitud: $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{m}/c$.

Otra distribución angular radiada de interés es la distribución angular de un cuadrupolo eléctrico. La distribución en este caso no es única y depende de la dirección de oscilación y de las entradas del tensor del cuadrupolo (Figura 2.3). Para un dipolo compuesto por dos dipolos, colocados en el plano x-y, que rotan en la misma dirección dentro del plano x-y y que cumplen $Q_{xy}=Q_{yx} \neq 0$ y $Q_{zz}=0$, se tiene la distribución

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{\omega^6}{c^4} \frac{1}{512 \pi^2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} Q_{xy}^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \quad (2.13)$$

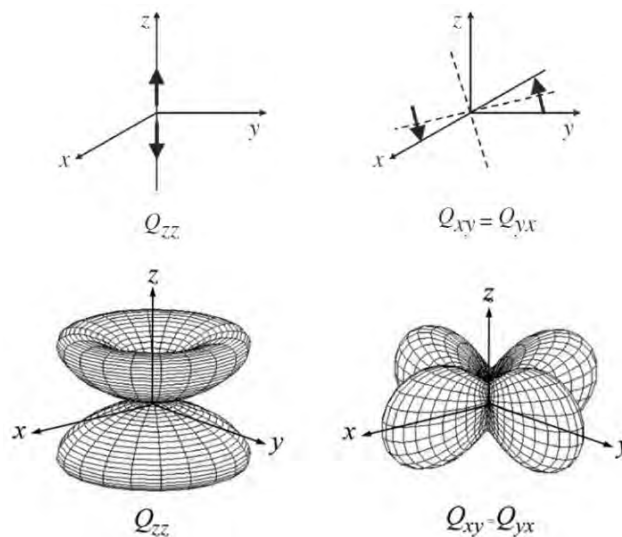


Figura 2.3. Cuadrupolos puntuales formados por dos dipolos opuestos, que se desplazan el uno hacia el otro. Izquierda: Dipolos alineados en el eje z, desplazándose en el eje z. Derecha: dipolos alineados en cruz en el plano x-y, desplazándose en el mismo plano. Paneles inferiores: distribuciones angulares respectivas [2.2].

2.3 Esparcimiento

Al incidir una onda electromagnética en un medio se inducen corrientes, lo que a la vez produce otros campos electromagnéticos (Figura 2.4). La suma de los campos producidos es llamada "campo esparcido" (Scattered field, en inglés) (\mathbf{E}_{es}), que junto con el campo incidente (\mathbf{E}_{in}) suman el campo total (\mathbf{E}_{tot}) en todo punto: $\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_{es}(\mathbf{r})$. Son las corrientes inducidas precisamente las que aseguran la continuidad de los campos en la frontera, reduciéndose así la complejidad del problema a la forma del espesor.

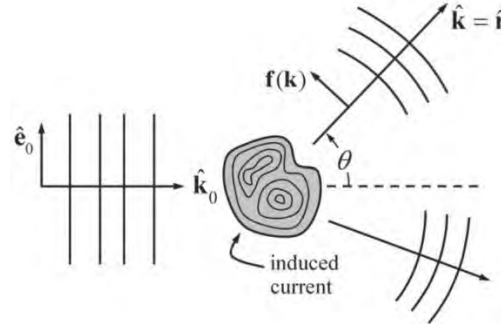


Figura 2.4. Una onda plana polarizada en dirección \mathbf{e}_0 propagada en la dirección \mathbf{k}_0 induce corrientes en un material. Se produce una amplitud de esparcimiento $f(\mathbf{k})$ transversal a la onda plana que se propaga dirección \mathbf{k} [2.2].

Una forma de cuantificar la radiación del campo esparcido es calculando la *Sección transversal de esparcimiento diferencial* (differential cross section for scattering, en inglés). Ésta es la componente radial del promedio temporal del vector de Poynting del campo radiado $\langle \mathbf{S}_{rad} \rangle = \langle \mathbf{E}_{rad} \times \mathbf{H}_{rad} \rangle$ (con \mathbf{E}_{rad} componente de campo lejano de \mathbf{E}_{es}) dividido entre la magnitud del promedio temporal del vector de Poynting del campo incidente \mathbf{S}_{in} en una sección de ángulo sólido $d\Omega$

$$\frac{d\sigma_{es}}{d\Omega} = \frac{\text{Poder radiado esparcido por unidad de ángulo sólido}}{\text{Poder incidente per unidad de área}} = \frac{r^2 \hat{r} \cdot \langle \mathbf{S}_{rad} \rangle}{|\langle \mathbf{S}_{in} \rangle|} \quad (2.14)$$

Existen muchos métodos para calcular y caracterizar el campo esparcido y la sección transversal de esparcimiento diferencial, de entre los cuales sobresale la teoría de Mie. Esto debido a que la teoría de Mie permite asociar el esparcimiento con los multipolos formados en el material.

2.4 Solución de Mie

La solución de Mie consiste en descomponer el campo incidente y el esparcido en términos de un desarrollo de vectores armónicos que cumplen la ecuación de onda. Para partículas o estructuras macroscópicas, el campo esparcido es descrito por los primeros términos del desarrollo (asociados dipolos eléctricos). Para partículas cuyas dimensiones son menores a la longitud de onda del campo incidente, se observa que es necesaria una descripción con términos de mayores ordenes [2.4, S. A. Mialer] (Figura 2.5). Para nuestro caso de interés, *el campo de una onda es esparcido por un cilindro infinito de radio arbitrario*, por lo que es descrito por vectores armónicos que cumplen la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas [2.5, C. F. Bohren] (Figura 2.5).

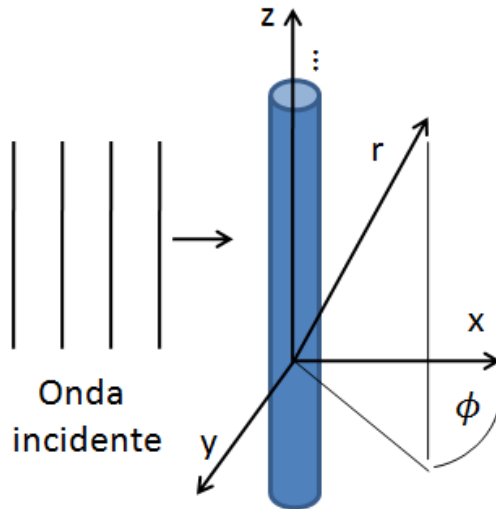


Figura 2.5. Esquema de un cilindro infinito iluminado por una onda plana en el sistema de coordenadas cartesianas y cilíndricas.

Siendo la ecuación de onda escalar

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi = 0 \quad (2.15)$$

Para ondas armónicas se tiene que $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi = (i\omega)^2 \psi$, por lo que la ecuación de onda se reescribe como

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad (2.16)$$

con k como el número de onda. Esta ecuación en coordenadas cilíndricas se expresa como

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0 \quad (2.17)$$

Las soluciones de esta ecuación son de la forma

$$\psi_n(r, \phi, z) = Z_n(\rho) e^{in\phi} e^{ihz} \quad (2.18)$$

Donde Z_n son las soluciones a la ecuación de Bessel que se obtiene al hacer una separación de variables en (4.3), con n como la constante con la que se igualan las ecuaciones en el método y h es una constante de separación a determinar más adelante usando condiciones a la frontera [2.3].

Los vectores armónicos son generados por la solución escalar

$$\mathbf{M}_n = \nabla \times (\hat{\mathbf{z}}\psi_n), \quad \mathbf{N}_n = \nabla \times \frac{\mathbf{M}_n}{k} \quad (2.19)$$

Debido a que estos vectores son una base para el conjunto de vectores solución de la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas, es posible descomponer el campo eléctrico incidente (\mathbf{E}_i) y el esparcido (\mathbf{E}_{es}) en términos de estos vectores armónicos:

$$\mathbf{E}_i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n \mathbf{M}_n + B_n \mathbf{N}_n] \quad (2.20)$$

con $\mathbf{H} = \frac{1}{i\omega\mu} \nabla \times \mathbf{E}$.

- Ondas planas polarizadas s

Si se considera que una onda plana viaja formando un ángulo γ con el eje $\hat{\mathbf{z}}$ con campo eléctrico polarizado s , paralelo al eje xz (ver Figura 2.6); el campo de la onda se escribe:

$\mathbf{E}_i = E_0(\sin(\gamma)\hat{\mathbf{z}} - \cos(\gamma)\hat{\mathbf{x}}) e^{ik(r\sin(\gamma)\cos(\phi)+z\cos(\gamma))}$, con coeficientes en la expansión (2.20)

$$A_n = 0, \quad B_n = E_0 \frac{(-i)^n}{k \sin(\gamma)} = E_n \quad (2.21)$$

Debido a esto, el campo esparcido ($\mathbf{E}_{es}, \mathbf{H}_{es}$) y el campo dentro del cilindro ($\mathbf{E}_I, \mathbf{H}_I$) tienen un desarrollo

$$\mathbf{E}_{es,s} = -\sum E_n [b_{n,s} \mathbf{N}_n + ia_{n,s} \mathbf{M}_n] \quad (2.22)$$

$$\mathbf{H}_{es,s} = \frac{k}{-i\omega\mu} \sum E_n [a_{n,s} \mathbf{N}_n + ib_{n,s} \mathbf{M}_n]$$

$$\mathbf{E}_{I,s} = -\sum E_n [b_{n,s} \mathbf{N}_n + ia_{n,s} \mathbf{M}_n] \quad (2.23)$$

$$\mathbf{H}_{I,s} = \frac{k}{-i\omega\mu} \sum E_n [g_{n,s} \mathbf{N}_n + f_{n,s} \mathbf{M}_n]$$

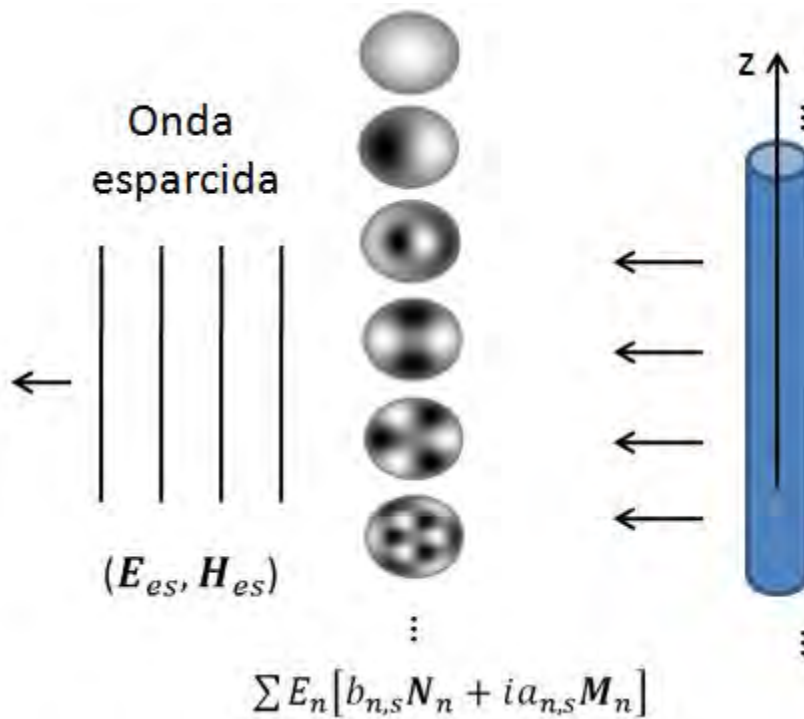


Figura 2.6. Diagrama de la descomposición del campo esparcido en términos de vectores armónicos.

Los coeficientes $a_{n,s}$ y $b_{n,s}$ están dados por las condiciones de frontera en $r = a$

$$[\mathbf{E}_{es} - \mathbf{E}_I] \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad , \quad [\mathbf{H}_{es} - \mathbf{H}_I] \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.24)$$

con $\hat{\mathbf{n}}$ como vector en la dirección normal. Particularmente, para una incidencia normal al cilindro ($\gamma=90^\circ$) los valores de $a_{n,s}$ se anulan, $b_{n,s} = b_{-n,s}$ y $b_{n,s}$ se obtienen con la expresión

$$b_{n,s}(\gamma = 90^\circ) = b_n = \frac{J_n(mx) J'_n(x) - m J'_n(mx) J_n(x)}{J_n(mx) H_n^1(x) - m J'_n(mx) H_n^1(x)} \quad (2.25)$$

con m como el índice de refracción del cilindro, J_n las funciones de Bessel y H_n^1 las funciones de Hankel de primer orden.

- Ondas planas polarizadas p

Si se considera que la onda plana que incide en el cilindro está polarizada p , perpendicular al plano xz , los coeficientes del campo incidente son

$$A_n = E_0 \frac{(-i)^{n+1}}{k \operatorname{sen}(\gamma)} = E_n, \quad B_n = 0 \quad (2.26)$$

El campo eléctrico ahora se descompone como

$$\mathbf{E}_{es,p} = \sum E_n [b_{n,p} \mathbf{N}_n + i a_{n,p} \mathbf{M}_n] \quad (2.27)$$

y al considerar las condiciones de frontera (2.24) a incidencia normal ($\gamma=90^\circ$) resulta la anulación de los coeficientes $b_{n,p}$, además que $a_{n,p} = a_{-n,p}$ y en la expresión de $a_{n,p}$:

$$a_{n,p}(\gamma = 90^\circ) = a_n = \frac{m J_n(mx) J'_n(x) - J'_n(mx) J_n(x)}{m J_n(mx) H_n^1(x) - J'_n(mx) H_n^1(x)} \quad (2.28)$$

- Sección Transversal de Esparcimiento por Mie

La Sección Transversal de Esparcimiento (SCS, por sus siglas en inglés) nos indica la razón entre la energía del campo incidente y la energía del campo esparcido. Para nuestro caso, se considera una superficie A de un cilindro de radio R que encierra al cilindro original de radio a (Figura 2.7). La tasa de energía que atraviesa al cilindro es $W = - \int \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA$, con \mathbf{S} el vector de Poynting del campo total. De esta forma, siendo $(\mathbf{S}_{es})_r$ la parte radial del vector de Poynting del campo esparcido, la potencia esparcida está en el cilindro de radio R está dada por

(2.29)

$$W_{es} = - \int_0^{2\pi} RL (\mathbf{S}_{es})_r d\phi$$

Considerando que $\mathbf{S} = \frac{1}{2}\text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]$, al hacer un desarrollo de los campos para los casos de las ecuaciones (2.25) y (2.28) en la expresión (2.29) para un campo incidente con intensidad I_i se encuentra que la Eficiencia de Esparcimiento es

(2.30)

$$Q_{es} := \frac{W_{es}}{2aL I_i} = \frac{2}{x} \left[|c_0|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|c_n|^2) \right]$$

donde $c_n = a_n$ para un campo polarizado s y $c_n = b_n$ para un campo polarizado p y $\chi = a \cdot k$ el factor de tamaño.

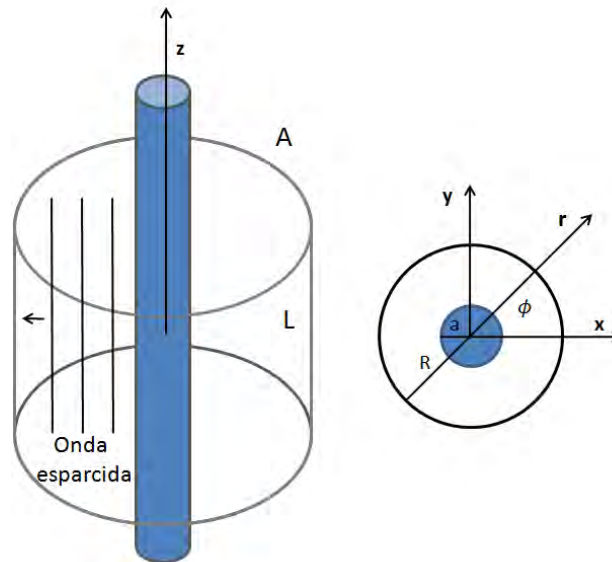


Figura 2.7. Diagrama de onda esparcida por el cilindro de radio a incidiendo en una superficie A de largo L y radio R .

La eficiencia de Esparcimiento se relaciona con la SCS en un análisis bidimensional por la expresión

$$\sigma_{es} = 2a Q_{es} \tag{2.31}$$

Las soluciones a la ecuación de onda ψ_n (2.18) son asociadas a multipolos eléctricos y magnéticos: Se considera que la primera solución, con coeficiente asociado C_0 , corresponde a un dipolo magnético; la segunda solución, con coeficiente C_1 , corresponde a un dipolo eléctrico y la tercera solución, con coeficiente asociado C_2 , corresponde a cuadrupolos (Figura 2.8) [2.5]. Sin embargo, el caso general de la distribución de un campo esparcido es la combinación lineal de multipolos.

Las distribuciones de los campos generados por las funciones armónicas y de los multipolos coinciden cuando se lleva la teoría de Mie a tres dimensiones y se considera una partícula esférica (Figura 2.9) [2.6]. Así mismo, sus proyecciones coinciden con las distribuciones de las soluciones al problema bidimensional, conectando los multipolos con los términos de la ecuación (2.30).

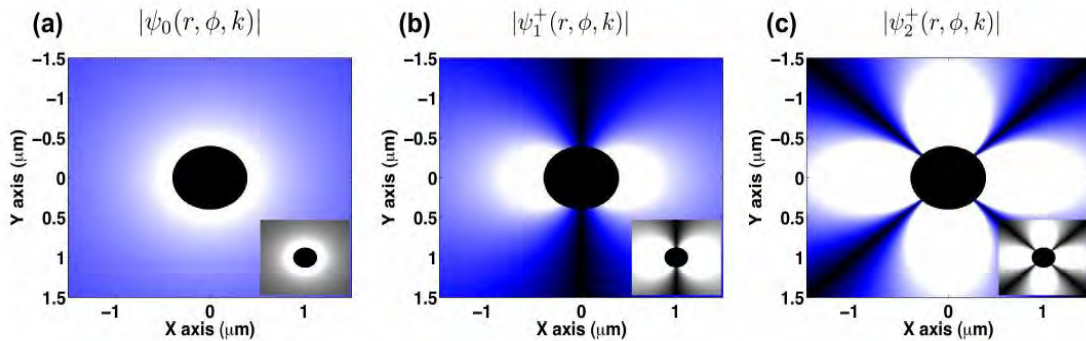


Figura 2.8. Distribución de los campos magnético de las funciones propias de la ecuación de onda en cilíndricas y comparación con la distribución de multipolos, mostrada en gris. La función propia del orden $m=0$ es asociada a un dipolo magnético (a); $m=1$, corresponde a un dipolo eléctrico (b) y $m=2$, cuadrupolos(c) (tomada de [2.6]).

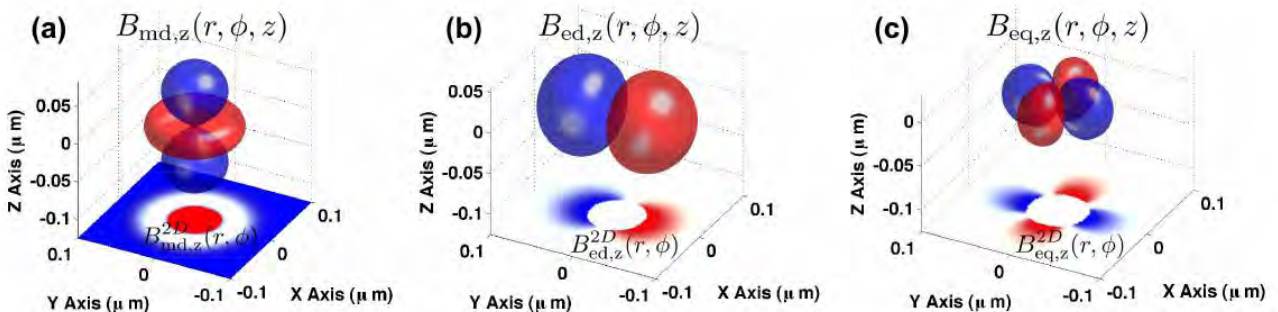


Figura 2.9. Primeras soluciones en coordenadas esféricas de la ecuación de Hankel. (a) Distribución de la componente z del campo magnético de un dipolo magnético, (b) de un dipolo eléctrico y (c) de un cuadrupolo eléctrico. En plano inferior se compara con la distribución de la solución del orden respectivo para el problema bidimensional (tomada de [2.6]).

Capítulo 3.

Antecedentes

En este capítulo se presentan los estudios más recientes en partículas y superficies de alto índice de refracción, los cuales son las bases para el trabajo realizados en esta tesis. Inicialmente, se muestran los estudios del esparcimiento y resonancias dipolares de nanopartículas aisladas de silicio con forma esférica de diámetros menores a la longitud de onda incidente, así como el patrón del espectro esparcido. También, se presentan estudios que resaltan la dependencia de la polarización y del ángulo de la luz incidente en la generación de multipolos electromagnéticos y el espectro esparcido.

Se sigue con los estudios más sobresalientes en el área de superficies conformadas por nanoestructuras de alto índice. Estas superficies presentan propiedades ópticas únicas que depende del tamaño y forma de las nanopartículas que las componen, así como de las condiciones de la luz incidente. Se expone como el espectro esparcido de un área compuesta por nanobloques rectangulares de silicio es modificado drásticamente al cambiar la polarización de la luz incidente. Así mismo, se presenta el potencial control de la fase de onda al variar el tamaño de las partículas para la generación de un efecto en conjunto de alta eficiencia, como es la proyección de hologramas de alta resolución.

3.1 Esparcimiento de Nanopartículas

Es bien sabido que las partículas de dimensiones nanométricas (nanopartículas) de alto índice pueden alcanzar fuertes resonancias magnéticas, a frecuencias ópticas, al ser iluminadas por luz con longitud de onda igual a su diámetro ($D \approx \lambda/n_{par}$). En estas condiciones el campo eléctrico completa oscilaciones en la partícula incrementando considerablemente la circulación de la corriente de desplazamiento en ésta mientras, el campo magnético oscila perpendicularmente de arriba hacia abajo, entrando y saliendo, en medio como se muestra en la Figura 3.1 [1.7].

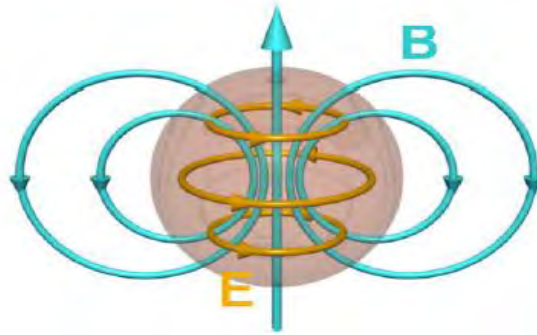


Figura 3.1. Representación esquemática del campo eléctrico y magnético de una nanopartícula de un dieléctrico de alto índice de refracción en longitud de onda de resonancia magnética (tomada de [1.7]).

Las fuertes corrientes de desplazamiento que se forman al iluminar una partícula de alto índice producen resonancias electromagnéticas multipolares de distintos órdenes que dependen del tamaño y longitud de onda del campo incidente [3.1]. Es de esta forma que una nanopartícula de alto índice presenta, para algunas longitudes de onda, un alto esparcimiento y una distribución angular específica, asociados a la resonancia de los multipolos que se forman.

El trabajo realizado por Kurznetsov y Miroshnichenko en 2012 [1.7] fue uno de los primeros estudios en demostrar experimentalmente resonancias magnéticas en partículas de alto índice y ha sido base para la investigación en nanopartículas de silicio con propiedades ópticas únicas, que dan pie a la gran diversidad de aplicaciones que se han desarrollado en los últimos años. En este

trabajo se demuestra que partículas esferoidales generan un espectro de esparcimiento único que cambia con sus dimensiones. En la Figura 3.2 se presentan algunos de sus resultados en los cuales el espectro de esparcimiento de las partículas se refleja en el color de estas, por ejemplo, una partícula de silicio de 100 nm de diámetro tiene un máximo de esparcimiento en 470 nm de longitud de onda observándose azul y una de 150 nm de diámetro tiene máximos de esparcimiento en 500 y 600 nm reflejando un color amarillo. Así mismo, se ha observado un corrimiento que el máximo de esparcimiento tiene un corrimiento al infrarrojo cuando se mide el espectro esparcido de partículas de mayor tamaño.

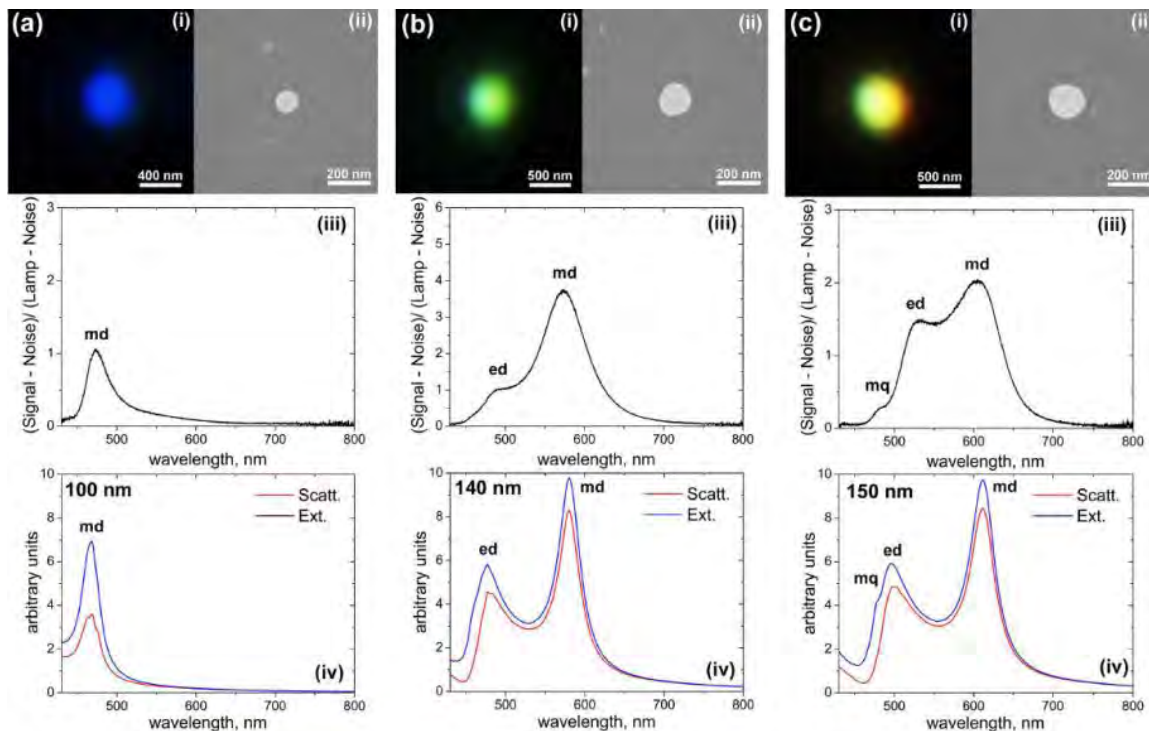


Figura 3.2. (i) Imagen de campo oscuro e (ii) imagen SEM de una partícula aislada de silicio. (iii) Espectro de esparcimiento experimental de la partícula. (iv) Esparcimiento y extinción teórico [1.7].

En la Figura 3.2 los máximos principales en el espectro de esparcimiento de las nanopartículas de silicio (nanopartículas de Si) han sido atribuidos a resonancias dipolares eléctricas y magnéticas principalmente, pero se ha observado que con el aumento del tamaño de la partícula se producen resonancias multipolares de mayor orden.

También se ha demostrado experimentalmente que el patrón de radiación o la distribución angular del campo radiado dependen fuertemente de la longitud de onda de la luz y del tamaño de la partícula [3.2,3.3]. Una partícula de silicio de 150 nm de diámetro iluminada con luz blanca tiene un espectro radiado hacia delante (forward scattering) con máximos cerca de 500 y 600 nm de longitud de onda generando un color verde en esta dirección. El campo esparcido hacia atrás (backward scattering) tiene máximos de esparcimiento dominante cerca de 600 nm de longitud de onda (Figura 3.3 y 3.4.a).

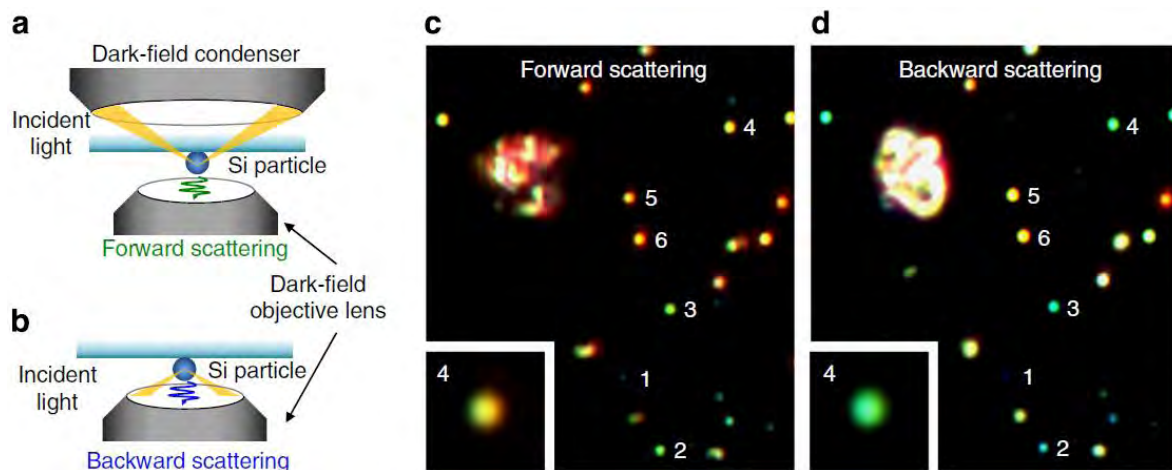


Figura 3.3. Esquemas de la medición del campo esparcido hacia atrás (a) y hacia adelante (b). Imágenes a campo oscuro de una partícula de silicio de 150 nm de radio del esparcimiento hacia adelante (c) y hacia atrás (d) (adaptada de [3.2]).

El estudio teórico del campo esparcido de una partícula de silicio de 150 nm de diámetro ha mostrado que los distintos multipolos electromagnéticos son los que generan el color en cada dirección y, por lo tanto, el patrón de esparcimiento. Siendo el eje Z el eje la dirección de iluminación, incidir luz con longitud de onda de 500 nm se produce una resonancia dipolar eléctrica en el eje X, mientras que iluminar la partícula con una longitud de onda cerca de 600 nm se genera una resonancia de dipolar magnética en el eje Y, lo que dio lugar a una distribución angular de este tipo, con alta intensidad hacia atrás y hacia adelante (Figura 3.4). En esta misma partícula, al iluminar la con una longitud de onda de 660 nm, se ha dado el caso en el que el patrón de esparcimiento tiene una fuerte contribución hacia atrás, y casi nula hacia a delante; el efecto se atribuye *la sobreposición de resonancias multipolares de distintos órdenes, con un campo total que*

solo radia en una dirección. Por otro lado, al incidir luz de 564 nm el esparcimiento hacia a delante es máximo, y se vé reducido el esparcimiento en la dirección -Z [3.4, 3.5].

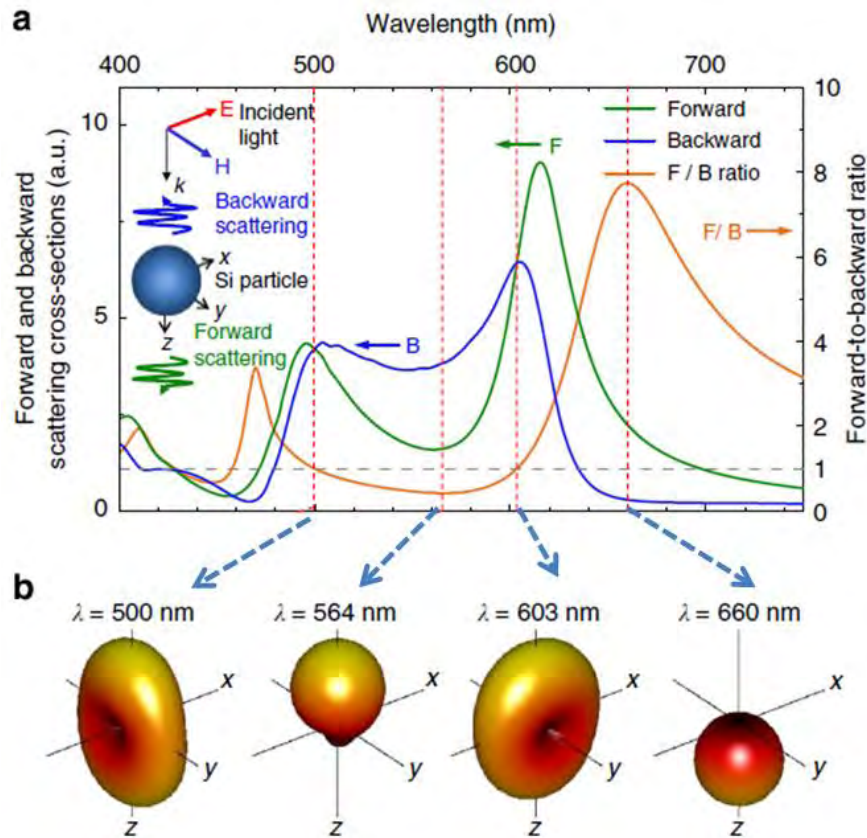


Figura 3.4. **a)** SCS del campo esparcido hacia adelante y hacia atrás de una partícula de silicio de 150 nm de diámetro. **b)** Patrones de esparcimiento del campo lejano para distintas longitudes de la luz incidente (tomada de [3.4]).

Se ha demostrado que las resonancias dipolares eléctricas (ED) y magnéticas (MD) no son únicas en partículas con formas esféricas, y que también se presentan en partículas cilíndricas [3.6, 3.7]. Se ha observado que al iluminar una única partícula cilíndrica de silicio (Si nanocilindro), con diámetros entre 109 y altura de 220 nm sobre una base de sílica (SO₂), se produce un máximo en la intensidad de esparcimiento para luz incidente con longitud de onda cerca de 540 nm (Figura 3.5). De la misma forma, al analizar el espectro de esparcimiento de partículas con la misma altura se ha producido un corrimiento al infrarrojo en el máximo de esparcimiento al aumentar el diámetro de estas.

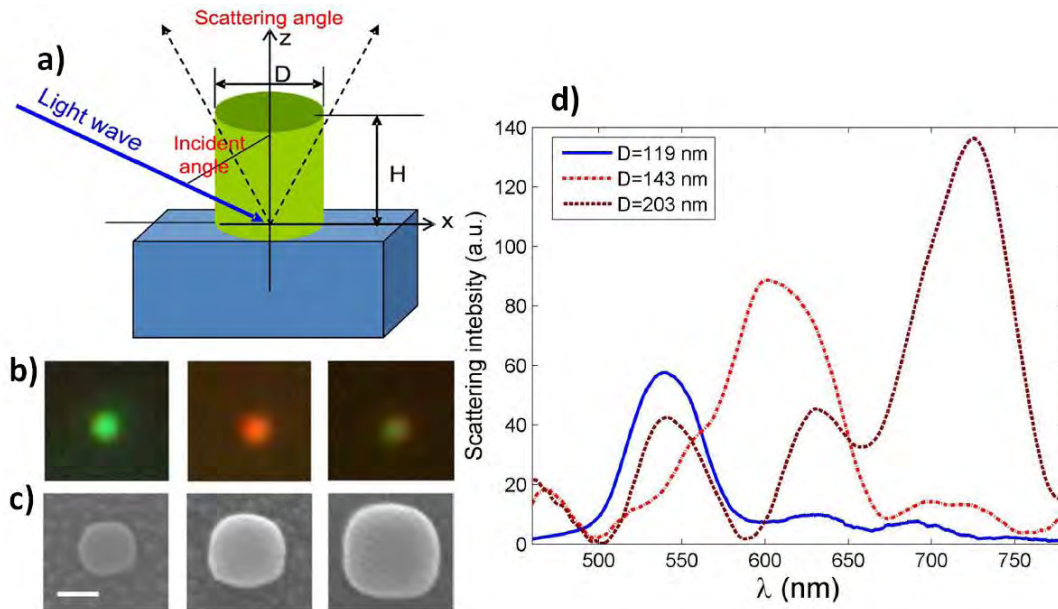


Figura 3.5. **a)** Representación esquemática de una partícula cilíndrica de silicio con diámetro D sobre silica. **b)** Imagen de campo oscuro de Si nanocilindros con diámetro de 109, 143, 203 nm (de izquierda a derecha) **c)** Imágenes SEM correspondientes (barra de escala a 150 nm). **d)** Espectro de esparcimiento de los cilindros (tomada de [3.6]).

En otros estudios experimentales [3.6], se ha calculado la sección transversal de extinción de una nanopartícula cilíndrica de 100 nm de diámetro y 220 nm de altura, y se ha mostrado una fuerte dependencia del ángulo de incidencia y de la polarización de la luz (Figura 3.6). Para un ángulo de incidencia menor a 30° la sección transversal de extinción no mostró un cambio significativo al cambiar la polarización de la luz TE (campo eléctrico oscila tangencialmente) a TM (campo magnético tangencial) para el rango de longitudes de onda entre 400 y 800 nm. Para este mismo rango de longitud de onda y ángulo incidente mayor a 40° se calculó que la sección transversal de extinción depende fuertemente de la polarización generando un máximo de en 590 nm de longitud de onda para un ángulo de incidencia de 60° y polarización TM, el cual no se observó para las mismas condiciones y polarización TE.

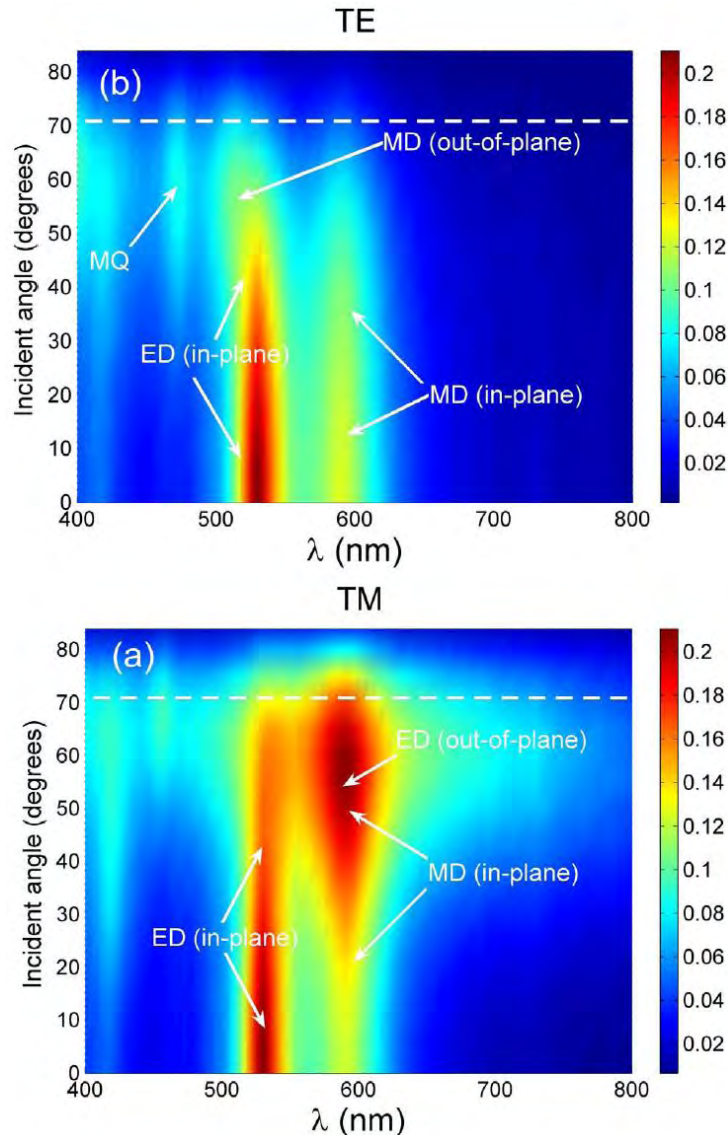


Figura 3.6. Sección transversal de extinción (μm^2) de nanocilindro de Si (diámetro de 100 y altura de 220 nm) calculada como función del ángulo incidente y de la longitud de onda. **a)** Polarización TM y **b)** TE (tomada de [3.6]).

El máximo en la sección transversal de extinción con campo polarizado TM se ha asociado a la sobre posición de dipolos eléctricos y magnéticos oscilando fuera y dentro del plano del cilindro, los cuales no se generaron para polarización TE.

Trabajos teóricos realizado por el grupo de Eugenio R. Méndez Méndez [3.10] han revelado que formas alargadas (cilindros, barras) de alto índice con sección transversal nanométrica también presentan fuertes resonancias en el espectro visible e infrarrojo (IR) [3.8, 3.9]. Se ha calculado que un cilindro de 80 nm de radio con 600 nm de largo, suspendido en el vacío, e iluminado por ondas

planas polarizadas TE, genera máximos en la eficiencia de esparcimiento para longitudes de onda del visible: 490, 525, 635, 740 nm (Figura 3.7). Estos estudios también consideran un cilindro del mismo radio, pero de extensión infinita, demostrando que la eficiencia de esparcimiento se ve modificada, pero que algunos máximos persisten incluso variando la extensión del cilindro. Esto último se ha predicho por la teoría de Mie.

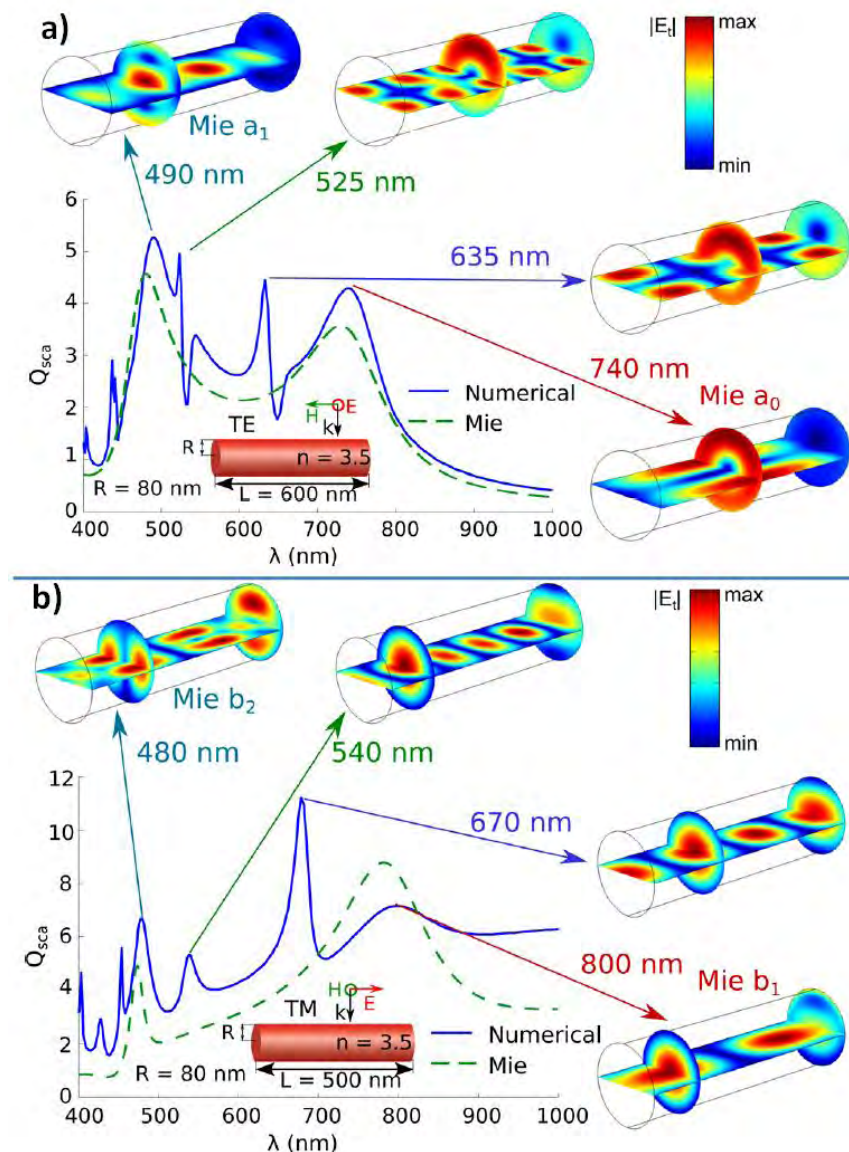


Figura 3.7. **a)** Cálculo dependencia espectral de la eficiencia de esparcimiento (curva azul) a incidencia normal (polarización TE) por un cilindro ($R=80$ nm) de semiconductor de alto índice ($n=3.5$) con largo $L=600$ nm y cálculo por teoría de Mie de un cilindro de mismo radio y extensión infinita (curva punteada verde); **b)** Cálculos para cilindro de mismo radio con largo $L=500$ nm (curva azul) y extensión infinita (curva punteada verde) a incidencia normal (polarización TM) (adaptada de [3.10]).

3.2 Superficies Nanoestructuradas

En los últimos años (2014-2018) se ha logrado extender el estudio de partículas de alto índice a superficies nanoestructuradas con propiedades ópticas únicas y moldeables (metasuperficies de alto índice). Estas superficies son el puente entre las nanopartículas individuales de alto índice y la variedad de aplicaciones que se prometen, ya que las diversas propiedades ópticas que se predicen para partículas individuales pueden ser implementadas en un área, para generar efectos ópticos únicos [3.11, 3.12].

A partir del método de litografía con el haz de electrones, se ha logrado erosionar obleas de silicio para obtener superficies nanoestructuradas conformadas por nanopilares de silicio, las cuales reflejaron un determinado color de acuerdo a las dimensiones de los pilares [3.13]. En particular, una superficie de nanopilares con diámetro de 140 nm, con altura igual a 360 nm y una separación entre pilares de 400 nm generó un máximo en la reflectividad en 510 nm (Figura 3.8.b). El color y el espectro de esta superficie fueron asociados a las resonancias de Mie que se formaron en cada pilar de silicio.

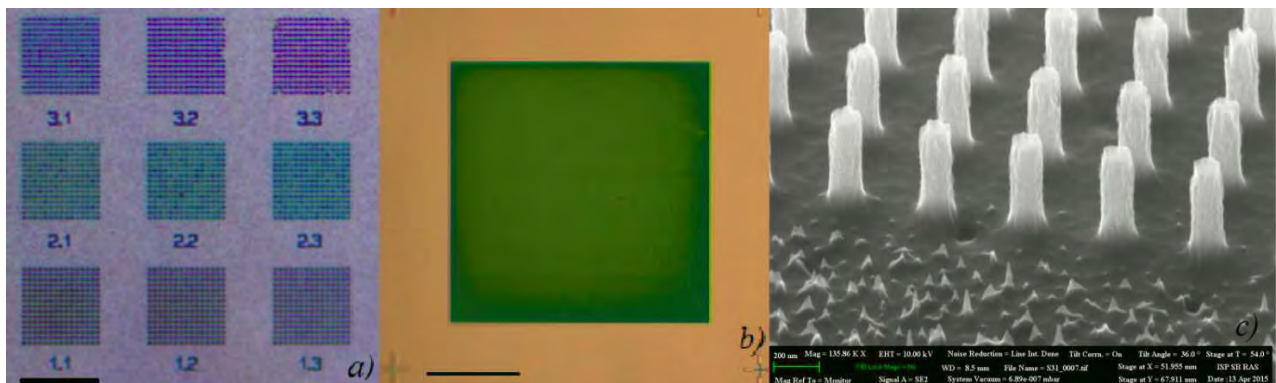
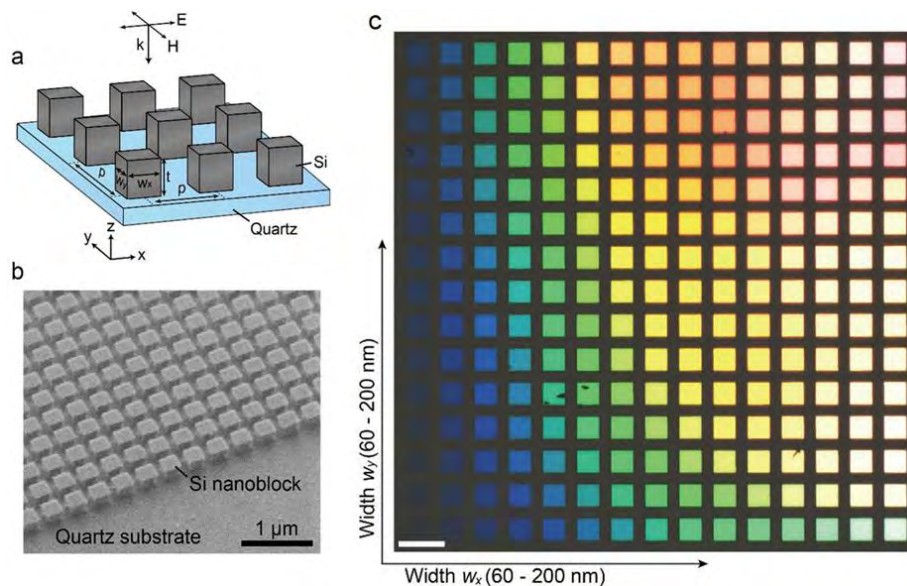
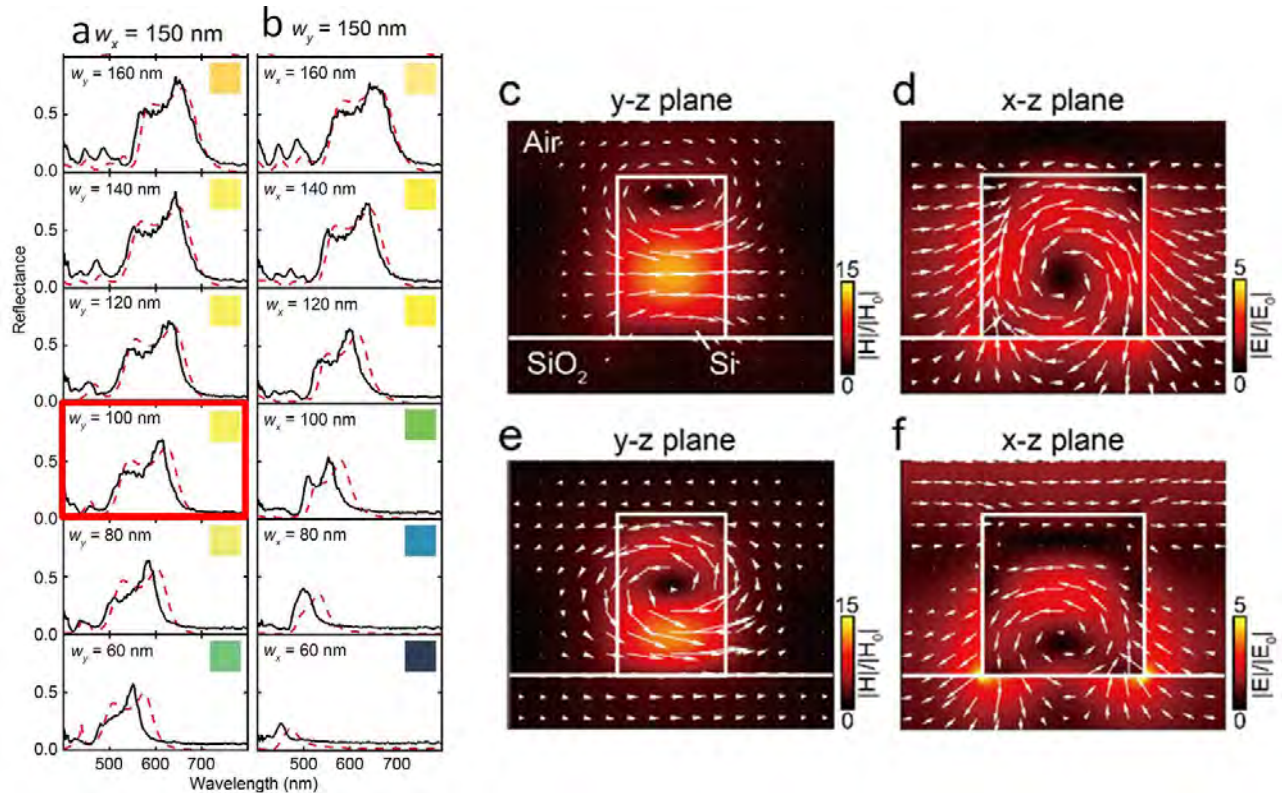


Figura 3.8. a) Imágenes de campo claro de área con nanopilares de Si con 630 nm de separación, altura de 600 nm (diámetros: 1.1, 250 nm; 1.2, 235 nm; 1.3, 216; 2.1, 207 nm; 2.2, 190 nm; 2.3, 173 nm; 3.1, 164 nm; 3.2, 160 nm y 3.3, 152 nm. b) Imagen a campo claro de área compuesta por nanopilares de silicio de 400 nm de separación y 360 nm de altura (diámetro de 140 nm). c) Imagen SEM de nanopilares de Si [3.13].

Las propiedades ópticas de superficies conformadas por nanopartículas idénticas con geometría cuadrada o rectangulares (nanobloques) también han mostrado presentar una fuerte dependencia entre su tamaño y la polarización de la luz incidente [3.14]. En el trabajo de Y. Nagasaki et al. (2017) se han reportado los resultados de la reflectividad de superficies nanoestructuradas con bloques de silicio, fabricados sobre una base de cuarzo, en donde cada superficie se conformó por bloques idéntico (Figura 3.9). Considerando la base de cuarzo el plano XY, los nanobloques entre cada superficie fueron de menor a mayor anchura a lo largo del eje X; en las superficies de la primera columna los bloques fueron de 60 nm de ancho mientras que los de la última columna fueron de 200 nm; de forma análoga en las superficies a lo largo de Y el largo de los nanobloques incrementó entre los renglones del arreglo matricial de superficies (Figura 3.9). Se observó que al iluminar los bloques de silicio con ondas planas polarizadas en el eje X y vector de onda normal a la superficie (eje Z) la reflectividad (el color reflejado) por cada superficie dependió fuertemente de las dimensiones de los nanobloques en cada dirección, además de la polarización, ya que una superficie conformada por bloques de 80 nm de ancho en el eje X y 150 nm en Y produjeron un máximo en la reflectividad en una longitud de onda menor a 500 nm; y para el caso inverso (ancho de 150 en el eje X y 80 en Y) la longitud de onda de máxima reflectividad superó los 600 nm (Figura 3.10).



3.9. a) Esquema del arreglo de nanobloques sobre substrato de cuarzo y luz incidente polarizada. b) Imagen SEM de arreglo de nanobloques de 150 nm de espesor con 200 nm de ancho en X y Y nm. c) Imagen de microscopio óptico de aéreas con nanobloques de parejas de anchos (w_x , w_y) que varían desde 60 a 200 nm, iluminadas por luz blanca polarizada E_x (tomada de [3.14]).



3.10. Propiedades reflectivas de superficies con arreglo de nanobloques de silicio con ancho igual a 150 nm en **a)** dirección X y **b)** dirección Y. Mapeo de la magnitud y dirección del campo magnético y eléctrico producido en un nanobloque de 150 nm de ancho en eje X y 100 nm de ancho eje Y al ser iluminado por ondas planas con incidencia normal y longitud de onda de **(c, d)** $\lambda=620$ y **(e, f)** $\lambda=545$ [3.14].

En los mismos estudios de Y. Nagasaki [3.14] se modeló el campo eléctrico y magnético (Figura 3.10) inducido en un único nanobloque, de 150 nm de ancho en X y 100 nm, en Y, al iluminarlo con ondas planas polarizadas en dirección X y longitud de onda $\lambda=620$ y $\lambda=545$ nm, las longitudes de onda de mayor reflectividad (Figura 3.10.a). El cálculo a una longitud de $\lambda=620$ nm (Figura 3.10.d) indicó una clara circulación del campo eléctrico en el plano X-Z produciendo fuertes corrientes de desplazamiento lo que generó una fuerte resonancia de dipolos magnéticos. De la misma forma, para 545 nm de longitud de onda se generó circulación del campo magnético produciendo fuertes resonancias dipolares eléctricas.

Entre las propiedades investigadas de las superficies de alto índice destaca la modulación de fase de onda con alta transmitancia [3.15, 3.16]. La alta transmitancia se asocia a las fuertes resonancias que se generan en las nanoestructuras de superficie. La modulación de fase se da en cada elemento de la superficie al considerar las nanopartículas como fuentes de segunda radiación

(Puntos de Heuygens). Este control en la luz transmitida se ha investigado en nanoestructuras conformadas por discos de silicio de radio entre 60 y 160 nm, y altura en mismo intervalo, indicando que es factible controlar el desfase de la onda desde $-\pi$ a π , por nanodisco con altura fija a 120 nm y radio variable entre 100 y 150 nm, con una transmitancia mayor al 0.7 (Figura 3.11). Todo esto para una longitud de onda incidente de 785 nm a incidencia normal del arreglo de discos [3.17]. Un primer resultado directo de la modulación de la fase es la formación de hologramas (meta-hologramas) a escala nanométrica, los cuales son una mera demostración de la alta resolución con la que se ha logrado manipular el frente de onda a partir de metasuperficies de alto índice. Cada nanodisco de Si produce un desfase en la onda transmitida, el desfase en conjunto de todos los discos forma un patrón de interferencia, el holograma.

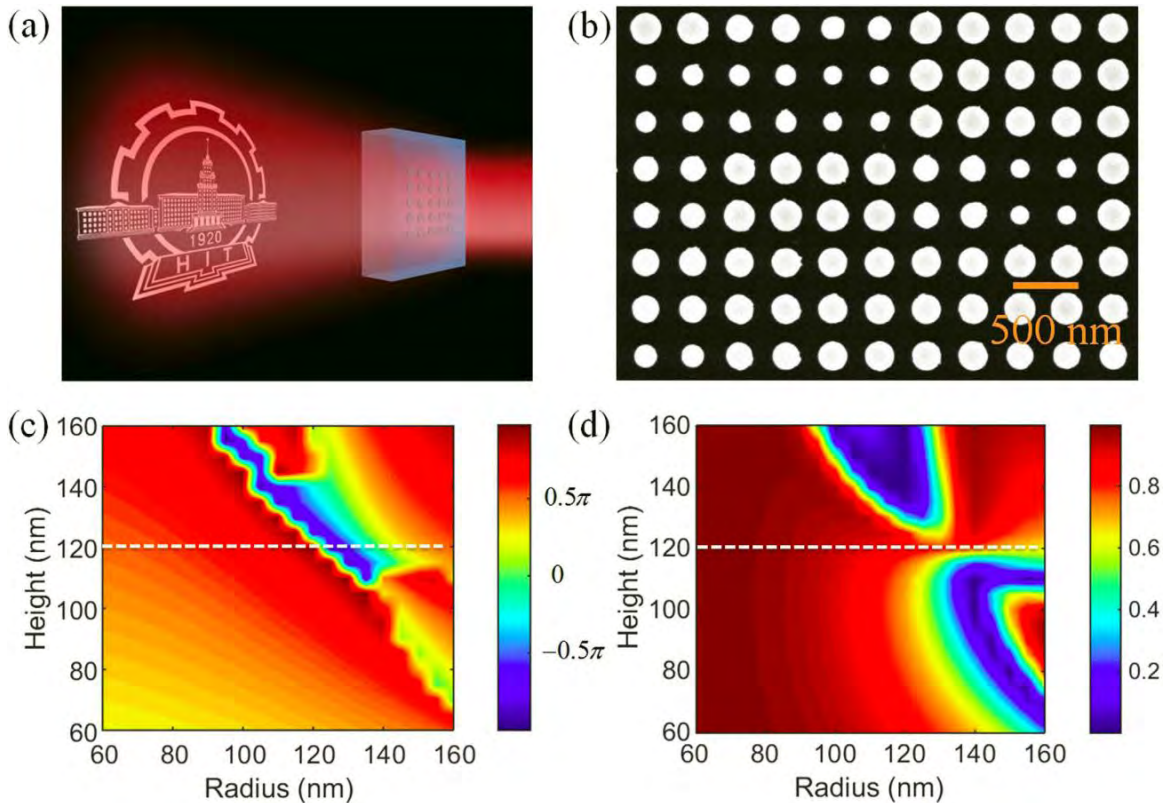


Figura 3.11. a) Representación artística de metasuperficie b) Imagen SEM de superficie conformada por nanodiscos de silicio de diferentes radios. c) Desfase y d) transmitancia de un nanodisco con determinada altura (eje Y) y radio (eje X), calculada por simulaciones numéricas (tomada de [3.17])

Otro aspecto recientemente desarrollado ha sido la manipulación de la fase a triple longitud de onda, con el fin de lograr distribuciones u hologramas de color completo [3.18]. Se ha mostrado que superficies nanoestructuradas de silicio de frecuencias ópticas conformada por nanobloques de tres distintos tamaños conforman una molécula (pixel) capaz de manipular el frente de onda para el rojo, verde y azul simultáneamente (Figura 3.12).

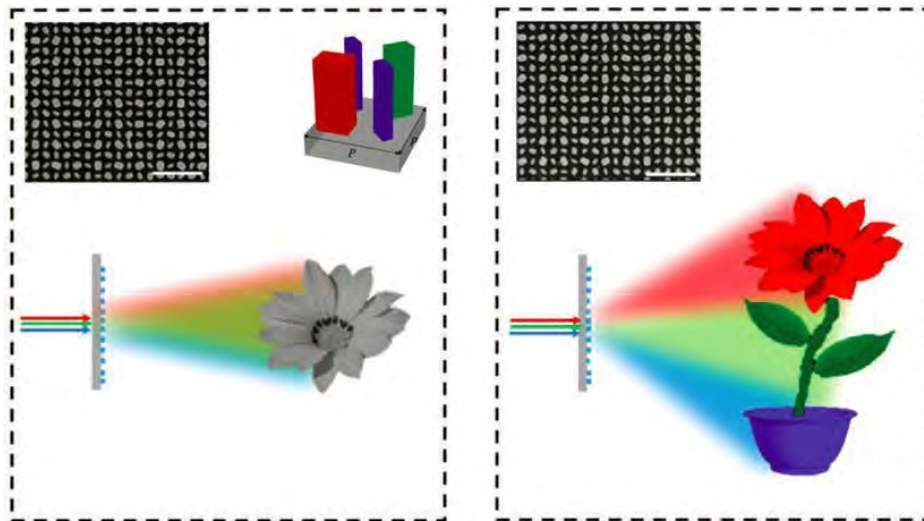


Figura 3.12. a) Meta-holograma acromático producido la proyectar la misma imagen por luz azul, verde y roja. b) Meta-holograma proyectando una imagen a tres colores. Las imágenes SEM muestran una porción de la muestra fabricada (tomada de [3.18])

Este último trabajo motiva el estudio de la eficiencia de transmitancia y difracción en todo el espectro visible para diversas nanoestructuras. Ya que de esta forma sería posible la fabricación de nano-dispositivos ópticos de alta eficiencia, funcionales a lo largo del espectro visible con amplios grados de libertad, como la polarización de la luz.

Capítulo 4.

Metodología

En este capítulo se presentan el método de erosión por un haz localizado de iones de Ga^{3+} para la fabricación de dos tipos de nanoestructuras de silicio: la primera formada por nanobarras con periodicidad de $1\ \mu\text{m}$ y la segunda, por nanopilares regularmente espaciados en la dirección x $850\ \text{nm}$ y en la dirección y $670\ \text{nm}$. Se presenta el estudio de morfología por SEM y AFM de las nanoestructuras, así como su forma geométrica. Se continúa con los esquemas del experimental óptico para medir la reflectividad y eficiencia de difracción de cada superficie. Por último, se presentan los parámetros empleados en COMSOL Multiphysics®, para analizar el esparcimiento de nanocilindros y nanobarras de silicio.

4.1 Fabricación de Nanoestructuras de Si

Las nanoestructuras de Si tipo nanobarras y nanopilares se fabricaron por la erosión de un haz enfocado de iones de Galio (Ga) usando sistema JEOL JIB-4500 Multi-Beam (SEM+FIB) (Figura 4.1).



Figura 4.1. Microscopio Electrónico y Haz de Iones Enfocados, JEOL JIB-4500 (SEM+FIB).

Se emplearon sustratos de Si/Al₂O₃ comprados a la empresa MTI Corporation, conformados por una película de silicio de 500.0 nm de espesor crecida sobre un sustrato Al₂O₃ de 0.46 mm de espesor, y un área total de 3.0x3.0 mm²; con un corte amplio en una esquina y otro menor en la opuesta para poder identificar la superficie de silicio (Figura 4.2).

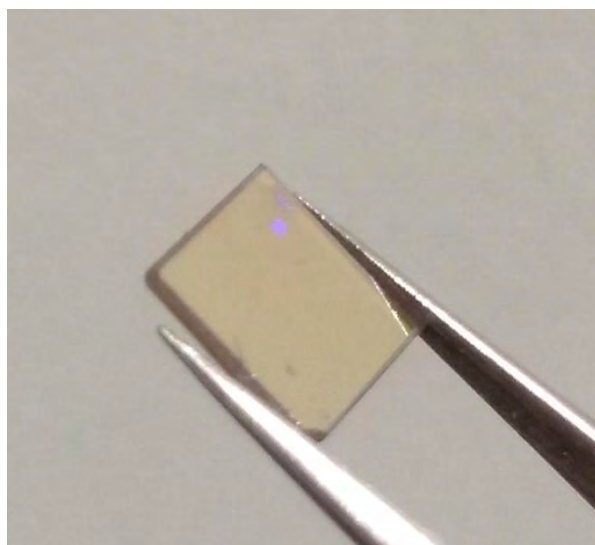


Figura 4.2. Sustratos de Si/Al₂O₃.

Se fabricaron dos diferentes muestras de nanoestructuras de Si, una se fabricaron barras a partir de enfocar el haz de iones con una corriente de $7 \text{ nC}/(\mu\text{m})^2$ (Para una corriente menor no se logró penetrar completamente la película de silicio) con una amplificación de x2,000, trazando líneas de $50 \mu\text{m}$ de longitud separadas 900 nm entre ellas (Archivo: Si 30 barras R1). Esta muestra se conformó por nueve regiones de 30 líneas cada una cubriendo un área efectiva de $0.26 \times 0.25 \text{ mm}^2$ (Figura 4.3) las nueve regiones. Para evitar efectos de acumulación de carga durante la erosión y poder hacer un rayado eficiente se fabricó un contacto eléctrico mediante pintura de Plata (High Purity Silver Paint, SPI [4.1]) colocada en la esquina del sustrato más próxima a la zona de erosión.

Para la segunda muestra se erosionó un segundo sustrato de Si/Al₂O₃ con el haz de iones de Galio enfocado a una corriente de $7 \text{ nC}/(\mu\text{m})^2$ y una amplificación de x3,000, esto para fabricar estructuras de menores dimensiones a las generadas en la primer muestra. Se trazó un patrón de líneas horizontales y verticales para la fabricación de pilares con una base rectangular. Las líneas horizontales fueron de $32 \mu\text{m}$ de largo con una separación entre sí de 670 nm y las líneas verticales de un largo de $42 \mu\text{m}$ separadas por 850 nm (ver Figuras 4.4 y 4.12). El patrón fue trazado 12 veces cubriendo un área de $0.17 \times 0.16 \text{ mm}^2$ de nanopilares en la cara de silicio. Durante este procedimiento se colocaron dos gotas de tinta de Plata en uno de los lados del sustrato, para evitar efectos de carga y poder hacer un rayado eficiente (Figura 4.5).

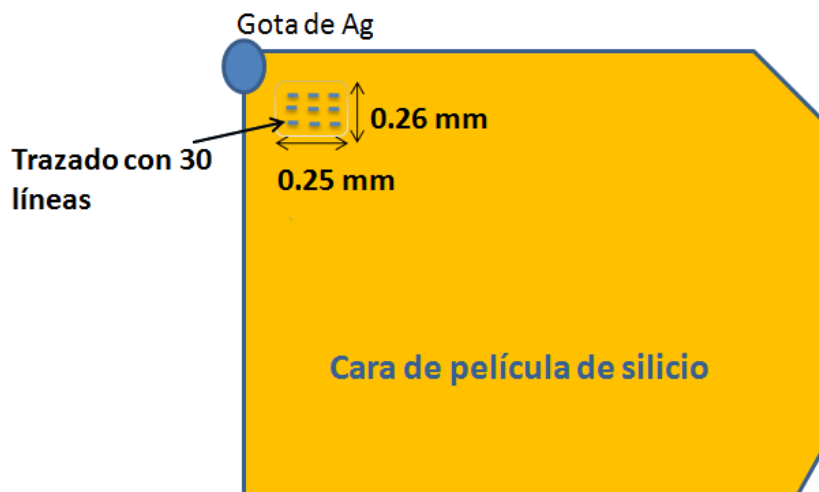


Figura 4.3. Esquema de las nanobarras de silicio sobre zafiro.

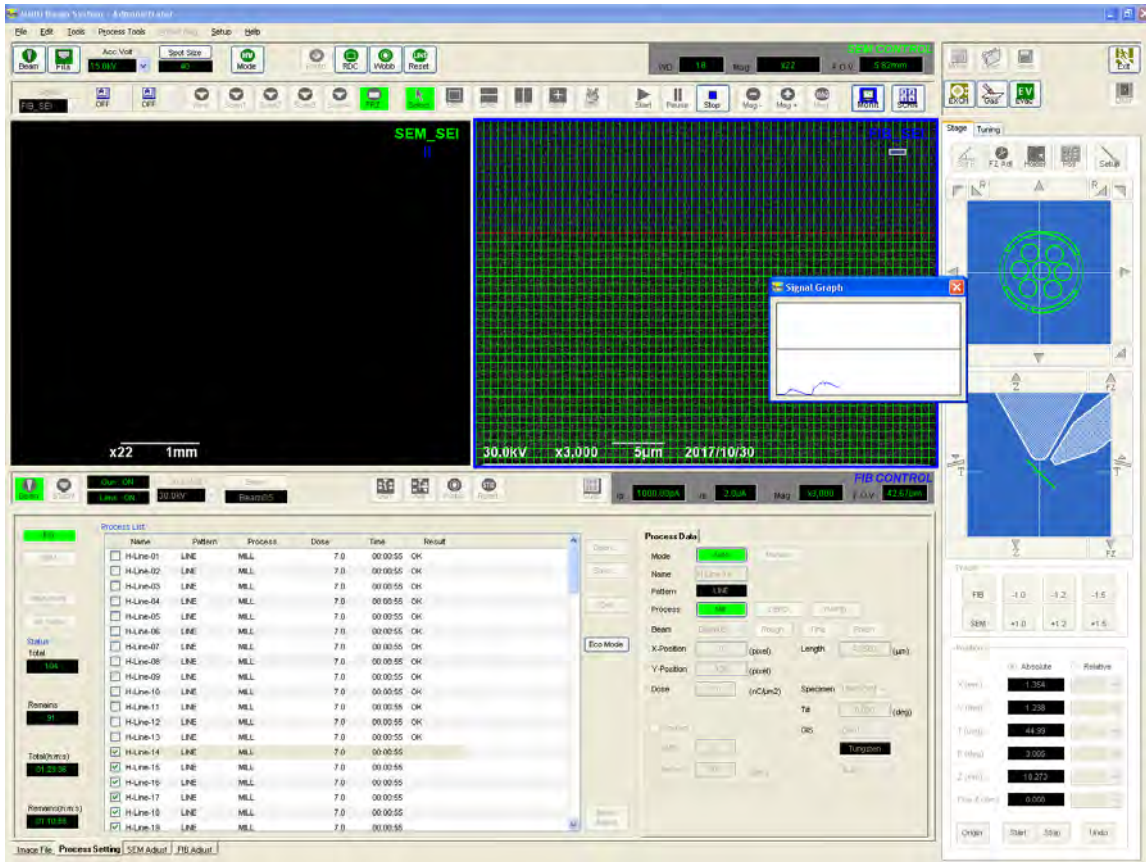


Figura 4.4. Interfaz del sistema SEM+FIB para la fabricación de Si-nanoestructuras sobre Si/Al₂O₃.

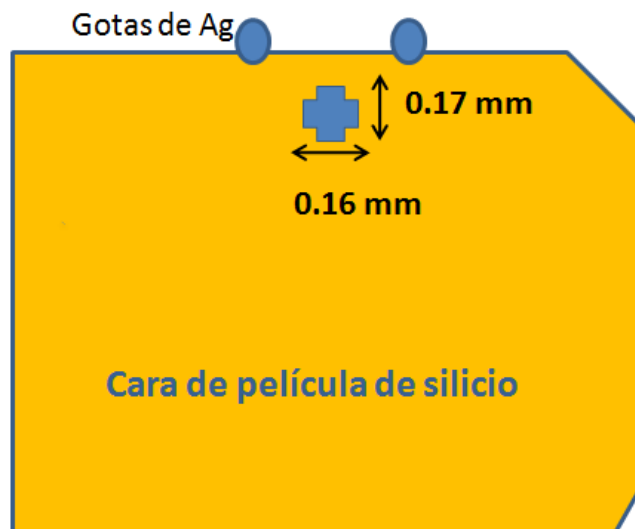


Figura 4.5. Esquema de la superficie con nanopilares de silicio.

4.2 Caracterización

La morfología de las nanoestructuras fue examinada por el mismo sistema SEM+FIB (Figura 2.1). Este sistema de microscopia permitió determinar el ancho y largo de las nanoestructuras de Si. Complementariamente se hicieron unas segundas mediciones se hicieron por el sistema SEM, Hitachi Scanning Electron Microscope SU3500 [4.2] (Figura 2.6), que se encuentra en el laboratorio de Óptica Estadística y Electromagnética, División de Física Aplicada, CICESE. Las mediciones en este equipo fueron realizadas por el técnico encargado.



Figura 2.6. Fotografía de Microscopio SEM del laboratorio de Óptica Estadística y Electromagnética.

Para determinar la profundidad, y arreglo superficial de las nanoestructuras de Si se usó un microscopio de fuerza atómica (AFM) Park Systems modelo XE7 [4.3] (Figura 4.7). Este sistema permitió una completa caracterización 3D de las nanoestructuras fabricadas.

Las mediciones en el microscopio de fuerza atómica (AFM), del microscopio electrónico (SEM) y del Sistema SEM+FIB mostraron que en la primera muestra se generaron exitosamente patrones con

barras de silicio (nanobarras de Si) con corte transversal rectangular suavizada en las esquinas y que en la segunda muestra (M02) se generaron pilares (nanopilares de Si) con forma piramidal de base rectangular.



Figura 4.7. Fotografía de microscopio AFM Park XE7.

- Nanobarras de Si

Las observaciones generales hechas con SEM de la muestra M01 mostraron una matriz de 3x3 patrones locales, en los que en cada patrón local se observaron 30 barras de Silicio (ver Figuras 4.8 - 4.10).

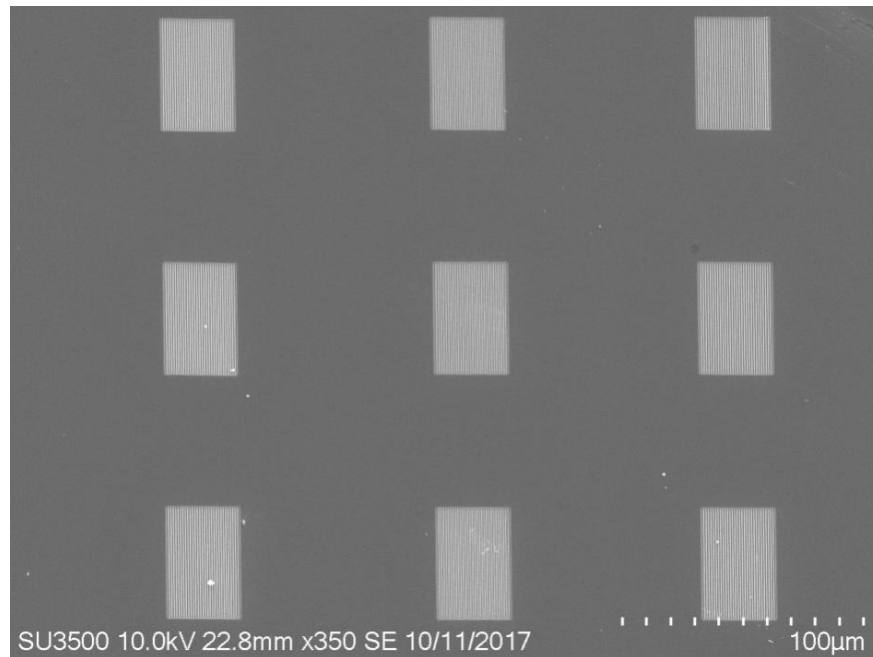


Figura 4.8. Observación general de muestra M01 de nueve patrones locales (blanco) conformados por nanobarras de Si.

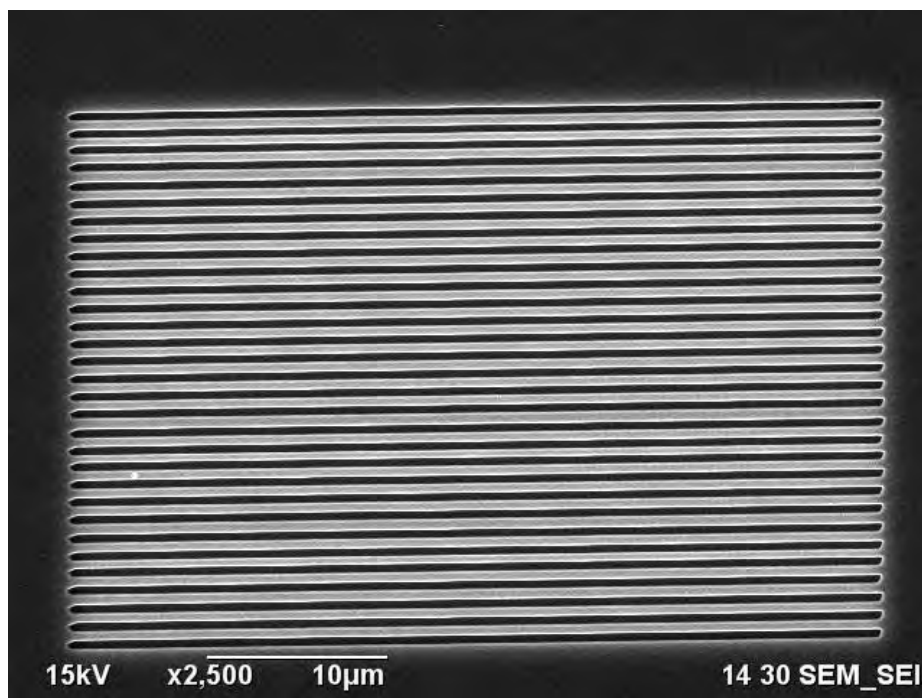


Figura 4.9. Patrón local de muestra M01 constituido por 30 nanobarras de Si.

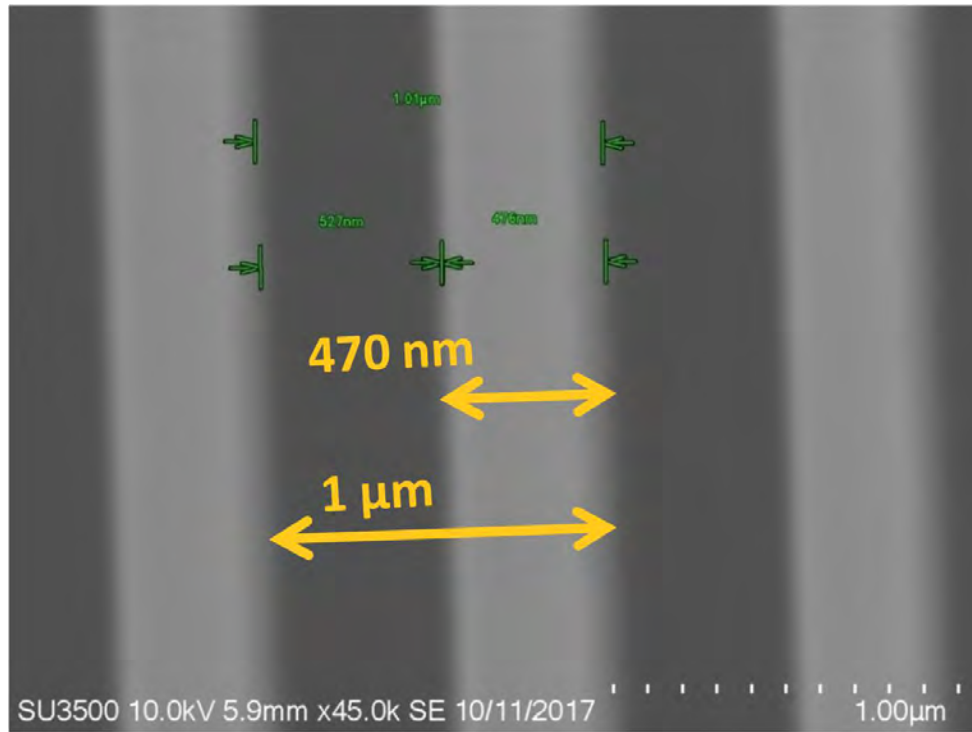


Figura 4.10. Muestra con nanobarras de Si

Las observaciones SEM indicaron que las barras fueron de $40\mu\text{m}$ de largo, 476 nm de ancho y una separación entre barras de 525 nm lo que indicó un periodo de $1\mu\text{m}$. Así mismo, en las mediciones AFM se apreció suavización en los bordes de las barras. Las mediciones AFM permitieron determinar la topografía de las barras que posteriormente fue usada para generar modelos computacionales de éstas y de sus propiedades ópticas. Se observó que las barras tenían un corte transversal similar a una función senoidal con máxima altura de 479 nm (Figura 4.11).

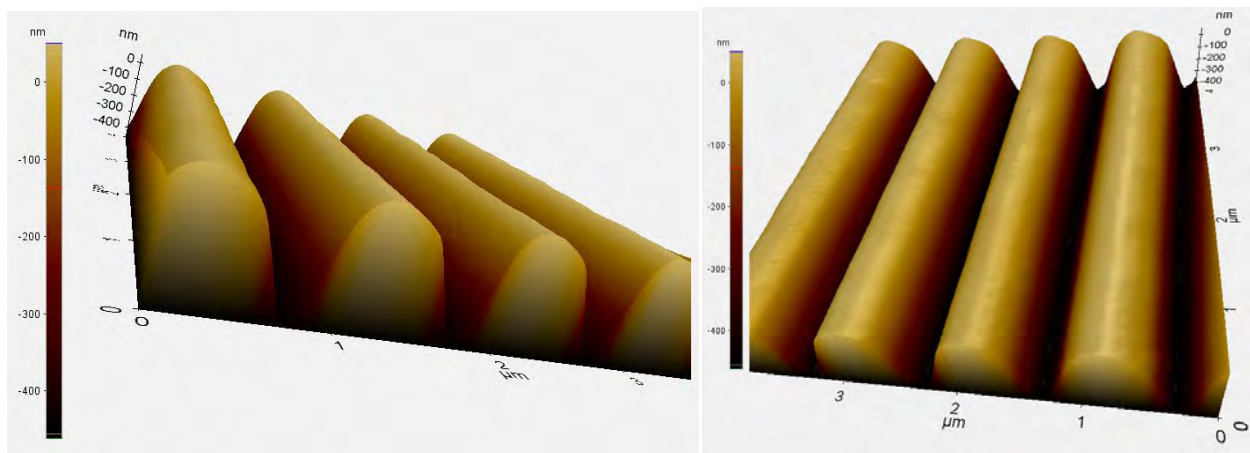


Figura 4.11. Imagen topográfica AFM de las nanobarras de Si de la muestra M01

- Nanopilares de Si

Las observaciones generales SEM de la muestra M02 exhibieron una zona de ablaciones en forma de cruz con una longitud mayor de $172\ \mu\text{m}$ y otra de $162\ \mu\text{m}$ (ver Figura 4.12). En la imagen se observaron rectángulos que fueron las regiones obtenidas por la erosión de líneas verticales y horizontales en el material hechas.

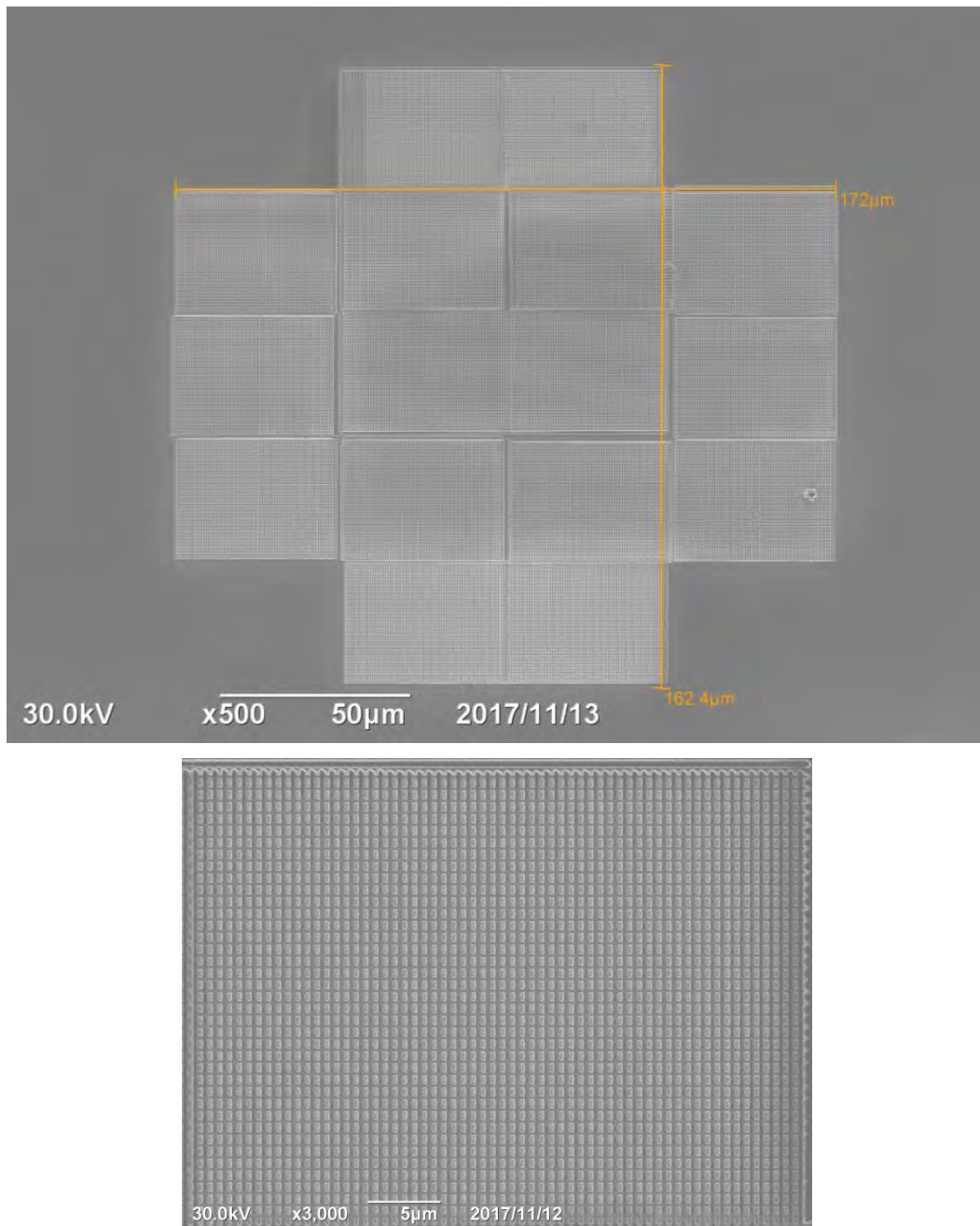


Figura 4.12. Vista general de la muestra M02 (nanopilares de Si) fabricada por SEM+FIB.

Así mismo, las observaciones de SEM indicaron una regularidad entre pilares mostrando un largo de 590 nm y separaciones de 160 nm, con un periodo de 850 nm en esta dirección del eje x; y en ancho 400 nm separados 270 nm, generando un periodo de 670 nm en dirección del eje y (ver Figura 4.13).

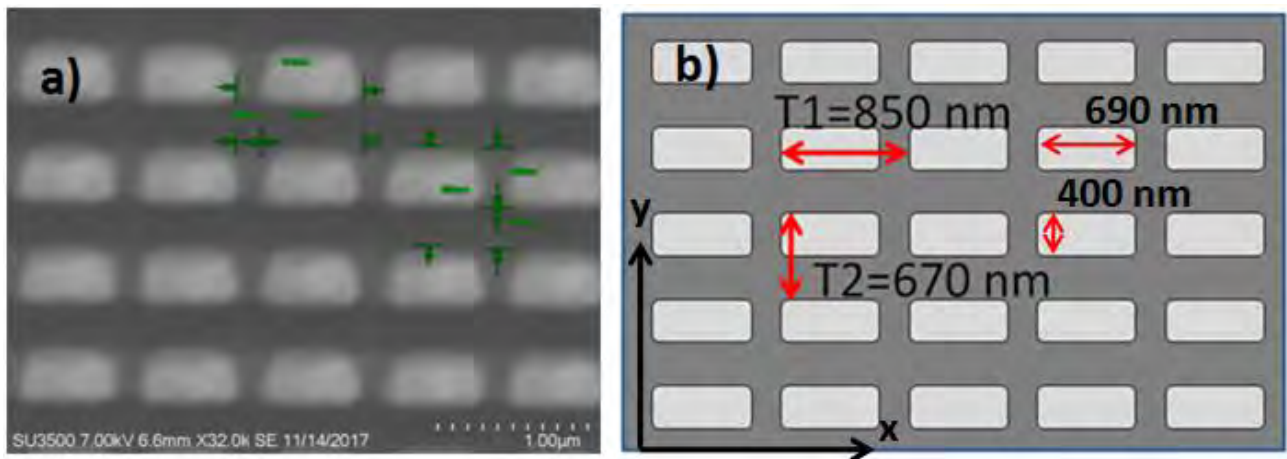


Figura 4.13. Imagen SEM de superficie nanoestructurada con nanopilares de Si. **b)** Esquema de periodos en la muestra de nanopilares de Si.

4.3 Arreglo Óptico

Las propiedades ópticas de las nanoestructuras tipo nanobarras y nanopilares fabricadas por FIB se midieron en el laboratorio de Óptica Estadística y Electromagnética, Departamento de Física Aplicada, CICESE. Estas mediciones fueron del campo reflejado especular, del primer orden de difracción ($m=+1$) generados por las nanoestructuras para polarizaciones s y p del campo incidente.

El espectro empleado para realizar las mediciones fue el de una fuente de luz blanca (lámpara) Inc. Energetiq Technology modelo EQ-99X LDLS con rango de alta emisión de 200 a 2000 nm y rango estable de 400 a 950 nm de longitud de onda [4.6] (Figura 4.14), así como un espectrómetro Ocean Optics USB4000VIS-NIR con detección de 350 a 1050 nm de longitud de onda.

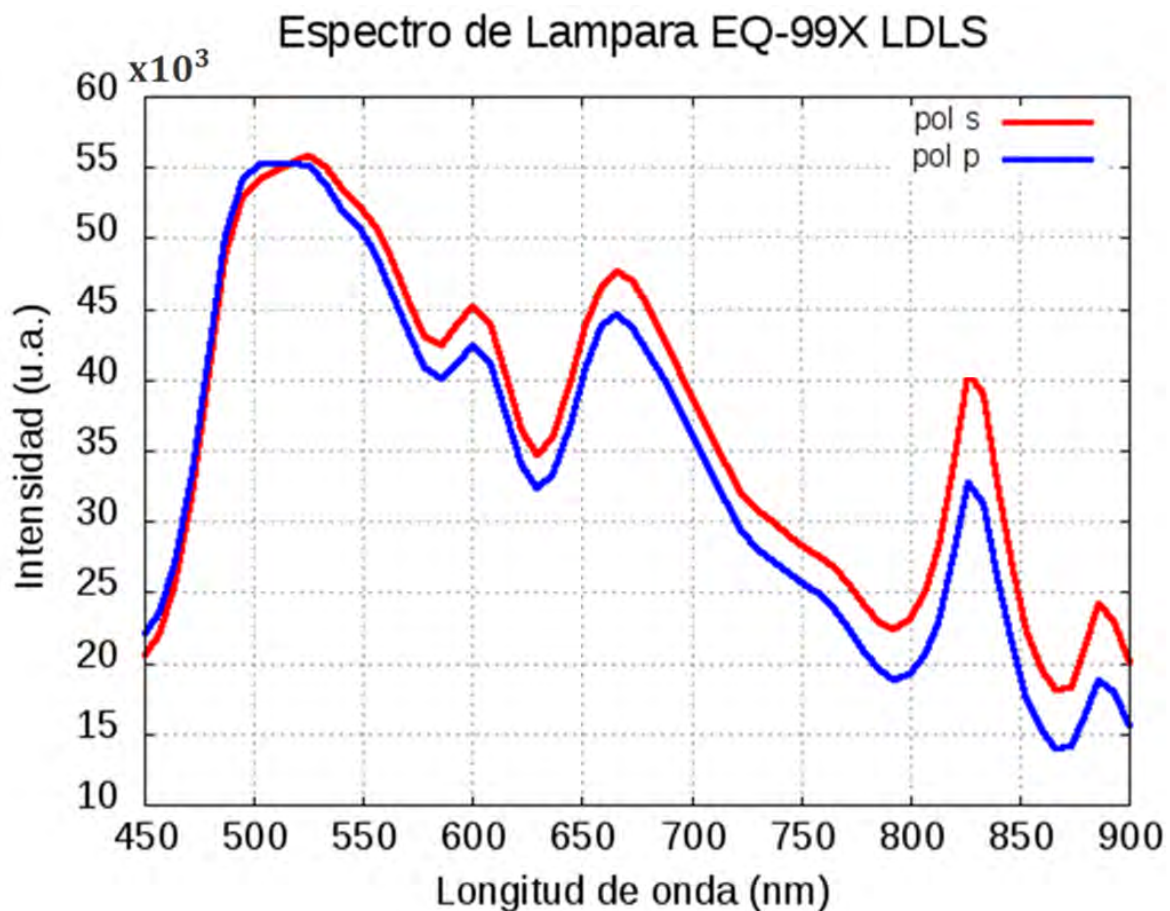


Figura 4.14 Espectro emitido por lámpara EQ-99X LDLS.

Se ilumina el sustrato de Si/Al₂O₃ liso (sin nanoestructuras) con el haz blanco de la lámpara generando un patrón de máximos y mínimos (ver Figura 4.15.a) el cual se repite al normalizar este silicio de 500 nm de espesor en el sustrato.

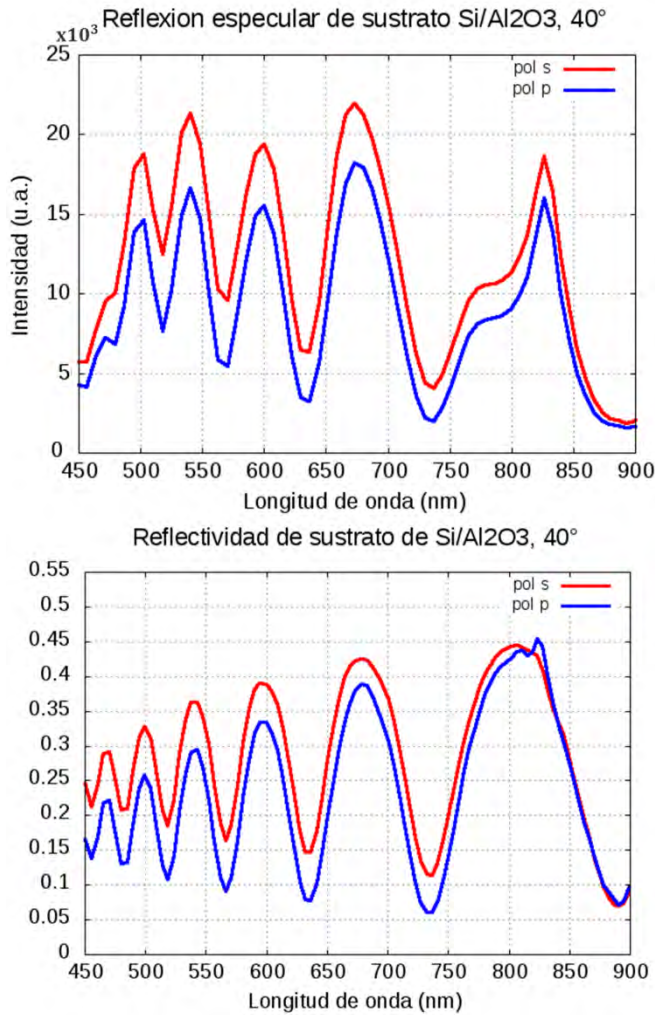


Figura 4.15. **a)** Espectro de reflexión espectral generado por sustrato de Al₂O₃. **b)** Reflectividad de sustrato dependiente de la polarización de la luz.

Primero se midió el campo reflejado de forma especular: Se alineó la lámpara, dos lentes de 100.0 y 7.5 cm de foco, para formar un telescopio que redujo el área de iluminación, un diafragma, un polarizador y un último lente de 7 cm hacia una de las muestras con nanoestructuras de Si a distancia focal (ver Figura 4.16). En conjunto el juego de lentes y diafragma permitió reducir el área de iluminación a una similar ocupada por las nanoestructuras. Las mediciones el campo reflejado

de forma especular por las nanobarras de Si se hicieron de 20° a 50° de incidencia, a pasos de 10° ; y para la muestra de Si-nanopilares de 10° a 50° , y pasos de 10° .

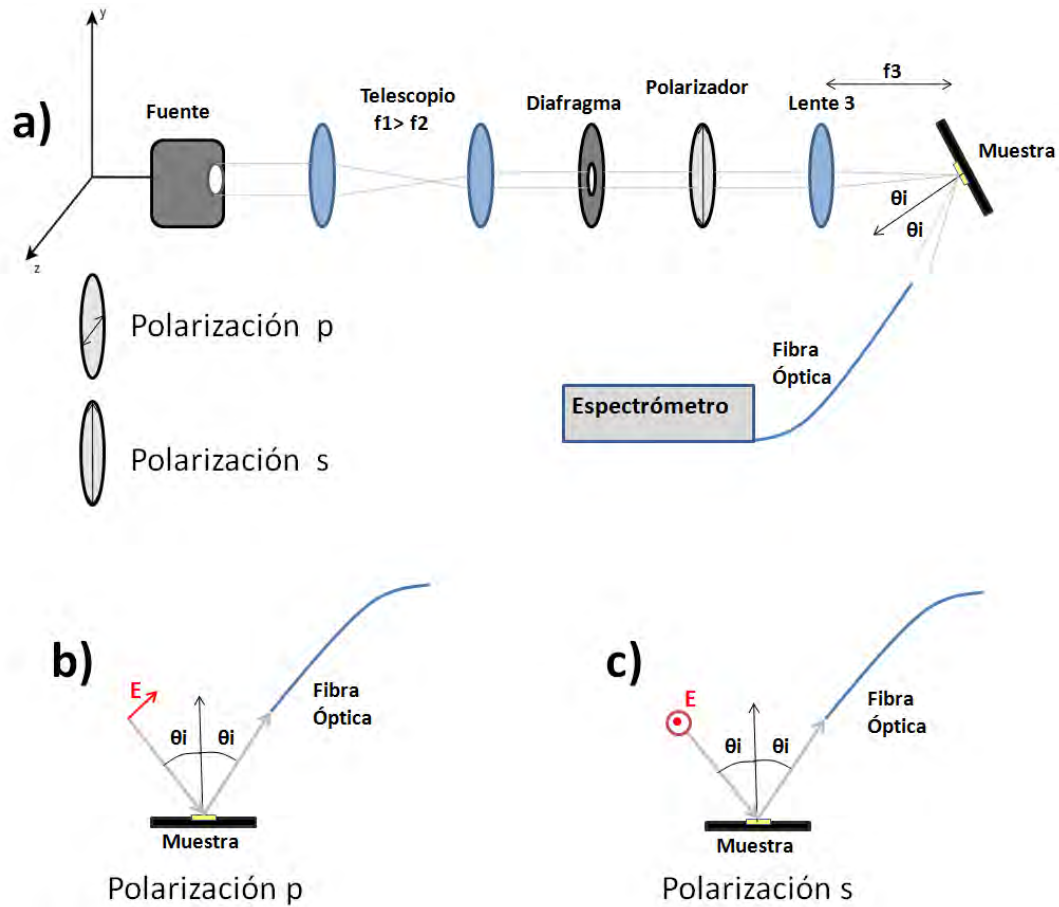


Figura 4.16. Esquema del montaje experimental para la medición del espectro reflejado de forma especular por las muestras. Campo incidente con polarización b) p y c) s.

Se hizo incidir el campo a 45° respecto el vector normal a la superficie de las nanobarras de Si para medir el campo esparcido asociado al orden de difracción +1 de 35° a -15° a pasos de 1° para ambas polarizaciones comenzando en -35° , debido a la obstrucción del último porta lente (ver Figura 4.16.a). La muestra se giró para hacer incidir el campo a 0° y medir el espectro difractado de -15° a -50° , asociado al orden de difracción -1, a pasos de 1° , empezando en -15° .

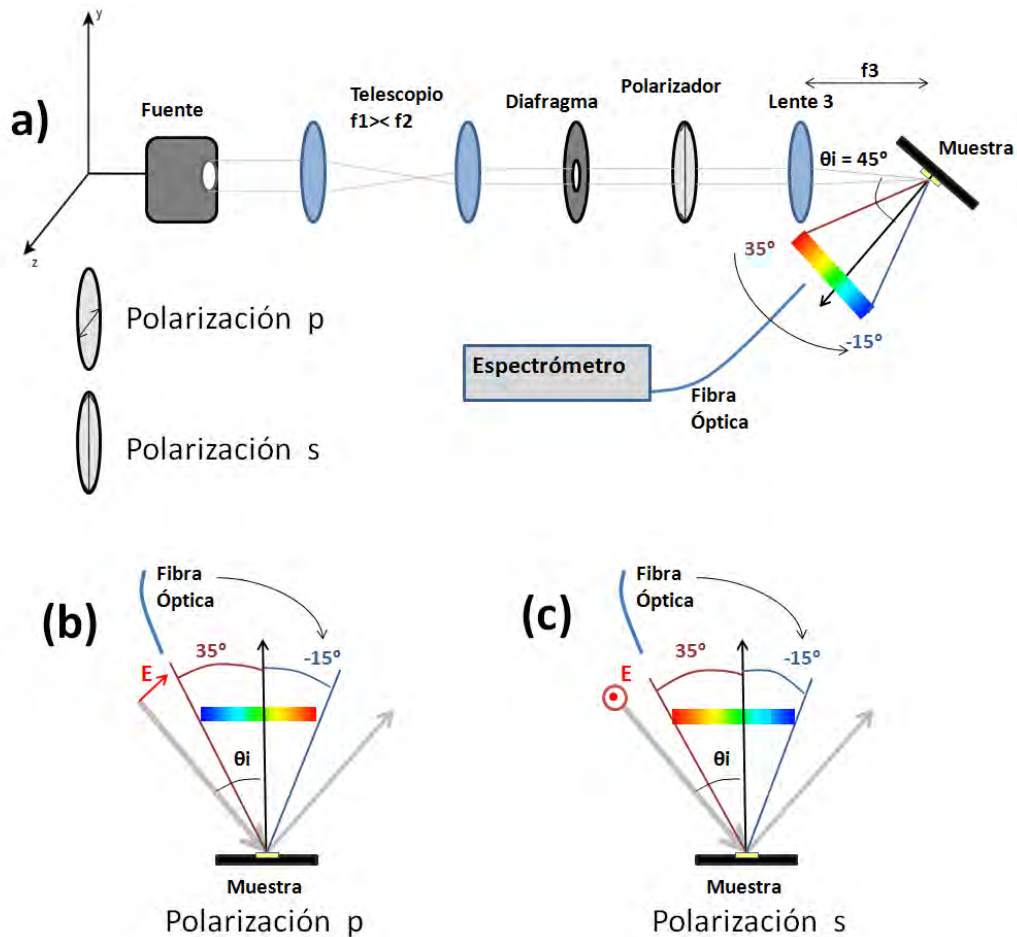


Figura 4.17. **a)** Esquema del montaje experimental para la medición del espectro difractado para un ángulo de incidencia del campo a 45° . Incidencia del campo con polarización *p* **(b)** y *s* **(c)**.

Debido a que los nanopilares de Si no presentaron un eje principal se tomaron las etiquetas para polarizado del campo incidente de las nanobarras de Si, *p* y *s*, dependiendo únicamente de la orientación del polarizador (ver Figura 4.17.b. Se hizo incidir el campo a 45° generando dos direcciones de difracción, una ortogonal a la otra, asociadas a los periodos en la nanoestructura. Se midió el espectro esparcido en una de las direcciones de 35° a -15° , asociado al primer orden de difracción, a pasos de 1° para ambas polarizaciones. Se rotó (ver Figura 4.17) la muestra de nanopilares de Si respecto su eje para tomar el espectro esparcido en la otra dirección de 35° a -5° a pasos de 1° para ambas polarizaciones *s* y *p*.

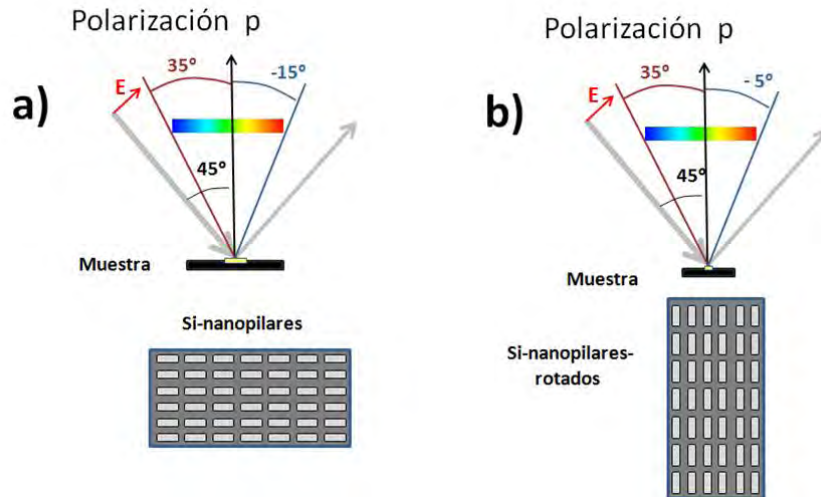


Figura 4.18. Campo con polarización p incidente en **a)** nanopilares y **b)** nanopilares de Si rotados en su eje.

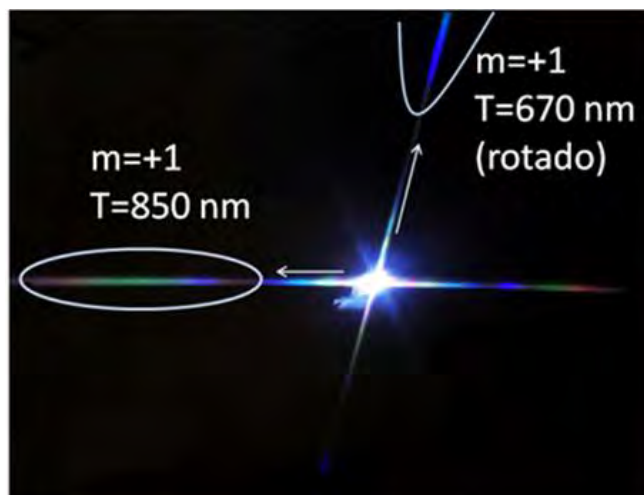


Figura 4.19. Espectro esparcido por nanopilares de Si en dos direcciones. Cada dirección de difracción es asociada a un periodo de la superficie nanoestructurada.

Debido a que los nanopilares de Si presentaron dos periodos principales, uno de 850 nm y otro de 670 nm, éstos difractaron en dos direcciones (Figura 4.19). Para medir la eficiencia de difracción del orden $m=+1$ de cada dirección se rotaron los nanopilares de Si. Es importante mencionar que la polarización de la luz incidente conservó las mismas etiquetas, p y s , independientemente a la rotación de los nanopilares.

4.4 Métodos Numéricos

Empleando la solución analítica de Mie (Sección 2.4) se calculan en Fortran90 los coeficientes a_n y b_n del campo esparcido para obtener la SCS de un cilindro de silicio con diámetro entre 200 y 500 nm y campo incidente de longitud de onda entre 400 y 950 nm con polarizaciones p y s . Los coeficientes y la SCS se obtienen directamente al computar la expresión (2.30) y (2.31) empleando las funciones de Bessel. El cálculo de la SCS también se realizó en el software COMSOL Multiphysics®, basado en la expresión (2.29) integración del vector de Poynting, por métodos numéricos a lo que se obtienen los mismos resultados y se extienden a barras cuadradas de silicio y a un modelado de las nanoestructuras de Si fabricadas. La función dieléctrica del silicio usada a lo largo del estudio es la obtenida por Aspnes [4.4].

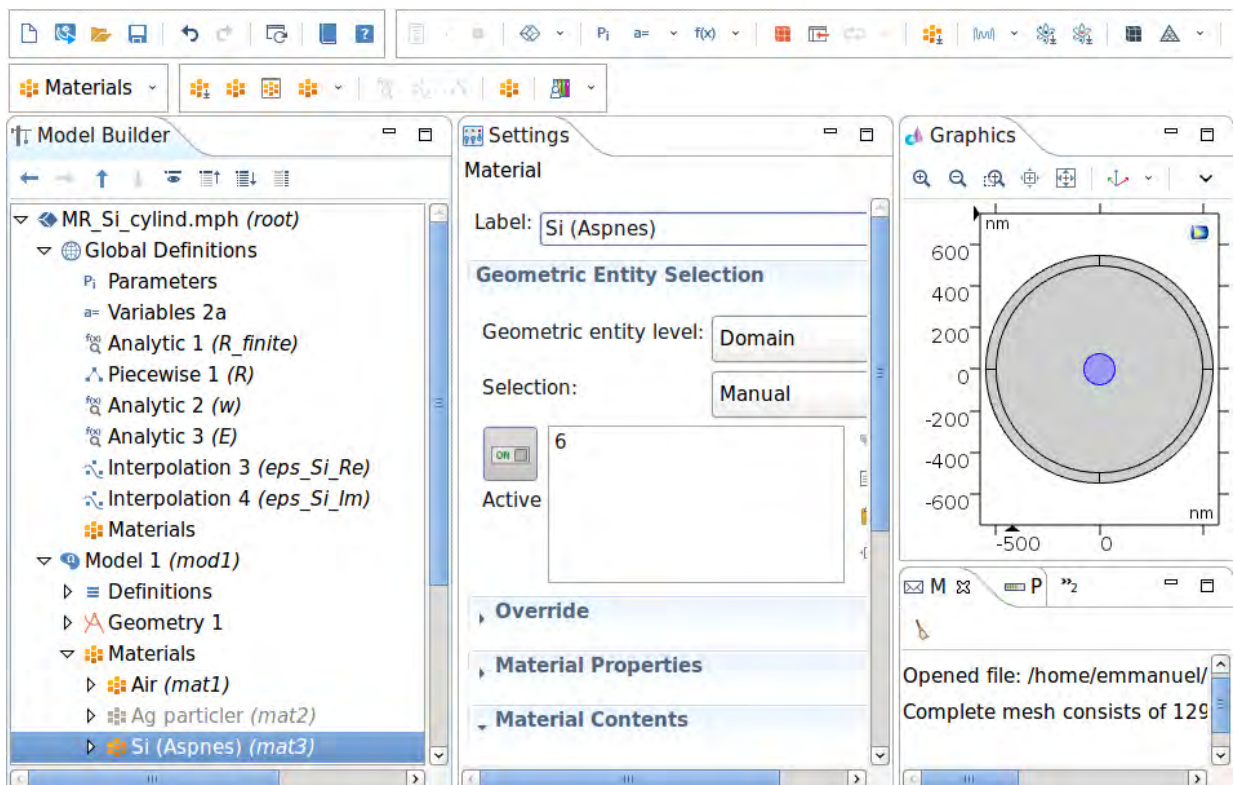


Figura 4.20. Interface de COMSOL

Siendo COMSOL un conjunto de paquetes y plataformas para la resolución, análisis y modelado de problemas en física e ingeniería a partir del método de elementos finitos, éste permite genera programas y aplicaciones con una interfaz adaptable que facilitan la variación de parámetros como la longitud de onda, dimensiones del modelo, entre otros, dentro del mismo programa (ver Figura 4.4). Así mismo, COMSOL cuenta con una extensa biblioteca de materiales con sus distintas propiedades físicas [4.5].

En este trabajo de tesis creó un programa en COMSOL para calcular la SCS de un cilindro de silicio de extensión infinita a partir del vector de Poynting, para lo cual, el mismo programa calcula el campo lejano e incidente (Figura 4.21). Además de la SCS, el programa genera el mapeo del campo magnético y eléctrico en la estructura de silicio lo que permite argumentar la contribución multipolar en la SCS.

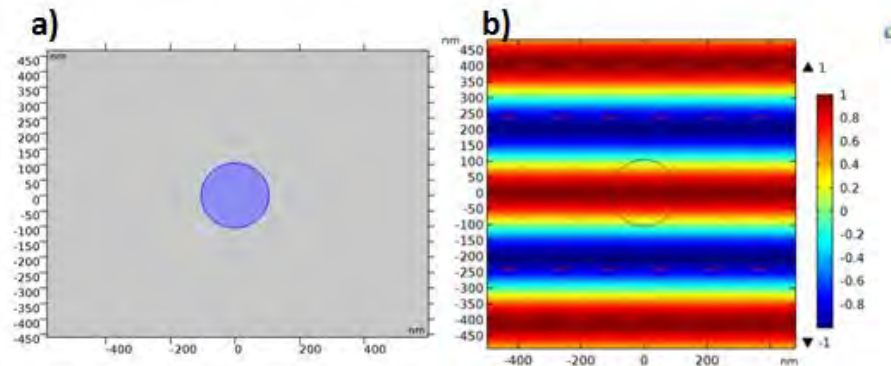


Figura 4.21. **a)** Corte transversal de cilindro de silicio suspendido en aire. **b)** Mapa del campo eléctrico incidente.

Capítulo 5.

Reflectividad y Difracción de Nanoestructuras de Si

En este capítulo se exponen los resultados de reflectividad y eficiencia de difracción que se generaron al iluminar con luz blanca (de 450 a 900 nm de longitud de onda) las nanobarras de Si y los nanopilares de Si. Los espectros reflejados y difractados han sido normalizados, con el espectro de la lámpara empleada, para obtener las eficiencias respectivas.

Cabe señalar que el espectro reflejado por las nanobarras de Si fue difícil de apreciar, ya que el área iluminada en el sustrato fue mayor que el área de las nanobarras. La eficiencia de difracción mostró notables resultados; Sin embargo, se pudieron apreciar cambios drásticos en la difracción al cambiar la polarización de la luz incidente, particularmente, se observó un máximo en 575 nm al iluminar con luz polarizada *s* y un mínimo en 595, con luz polarizada *p*.

La difracción de las nanoestructuras presentó resultados sobresalientes, mostrando una clara dependencia con la polarización de la luz incidente. Así, por ejemplo, se generó un máximo de eficiencia de difracción al iluminar los nanopilares Si con luz polarizada *s* de 486 nm de longitud de onda y un mínimo con luz polarizada *p*, para la misma longitud de onda.

5.2 Si Nanobarras

- Reflectividad

En la Figura 5.1 se muestra la reflexión especular de las nanobarras Si producida por luz incidente a 20° del vector normal a la superficie. Esta reflexión fue normalizada, dividiendo entre el espectro de la lámpara para cada longitud de onda, y es suavizada empleando el comando "bezier", de GNUplot. La Figura 5.2 muestra que, al suavizar, no se pierde la información del espectro reflejado. Este proceso, de normalización y suavización se hizo para todas las mediciones.

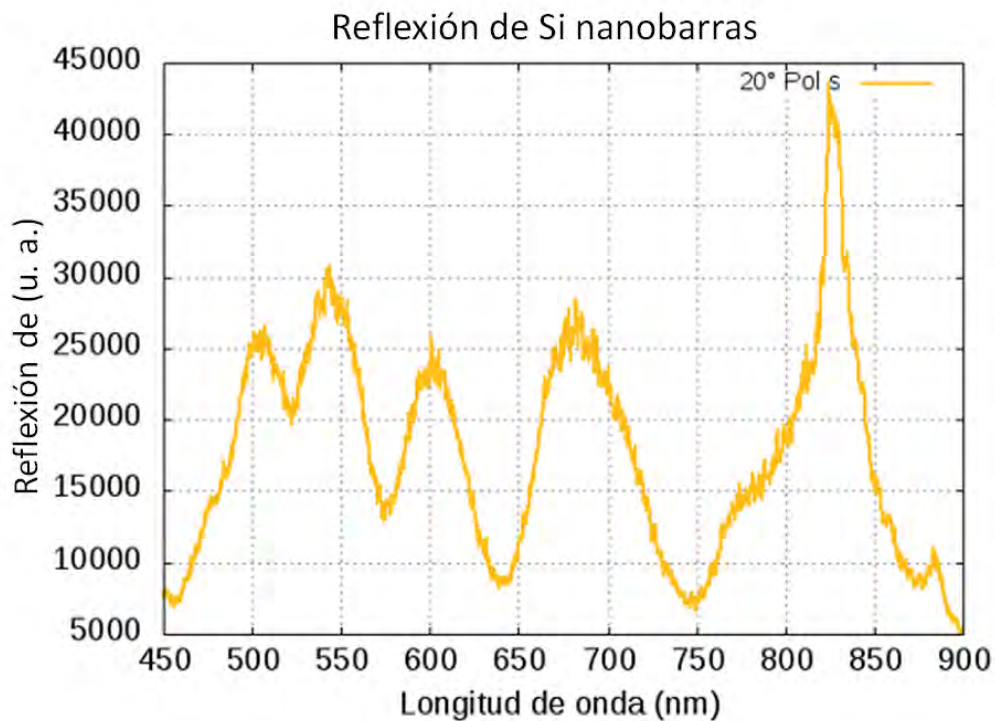


Figura 5.1. Reflexión especular generada por las Si-nanobarras para un campo incidente a 20° y polarizado p (graficada con GNUplot).

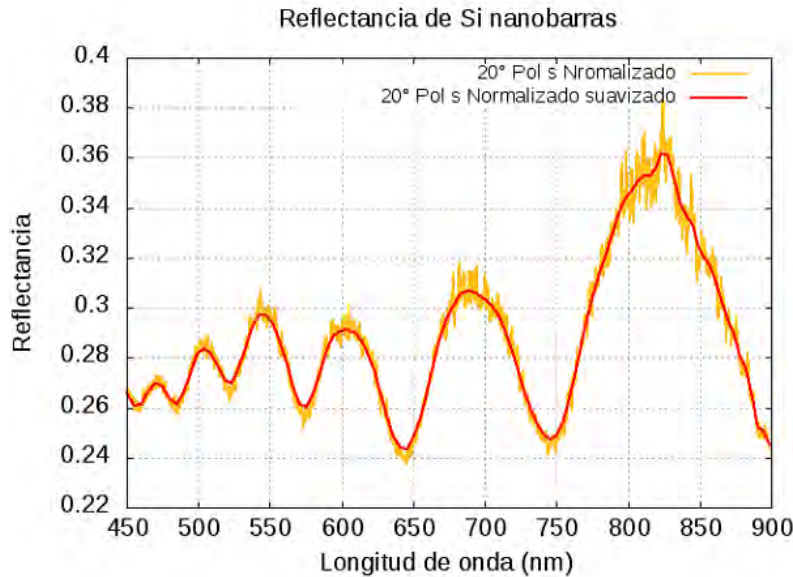


Figura 5.2. Reflexión especular generada por las Si-nanobarras para un campo incidente a 20° sobrepuesta con suavización.

En la Figura 5.3.a se presentan los espectros de reflectividad de las nanobarras de Si obtenidas al iluminar con luz a ángulos de 20, 30 y 40°, junto con la reflectividad del sustrato de Si/Al₂O₃. Se observa que los espectros presentan máximos periódicos y que estos coinciden con los máximos del sustrato, debido a que el área de iluminación sobre este último fue mayor al área que ocupan las nanoestructuras en las superficies. Para conseguir un valor más preciso de la reflectividad generada por las barras, se restó 0.8 veces el espectro reflejado del sustrato y el resultado fue multiplicado por $(1+0.8/0.2)$, para cada longitud de onda, y para cada ángulo de incidencia. El resultado observado fueron máximos en 488, 515, 565, 645, 735 nm para ambas polarizaciones (Fig 5.4), con desplazamientos de 10 nm hacia el azul al aumentar el ángulo de incidencia.

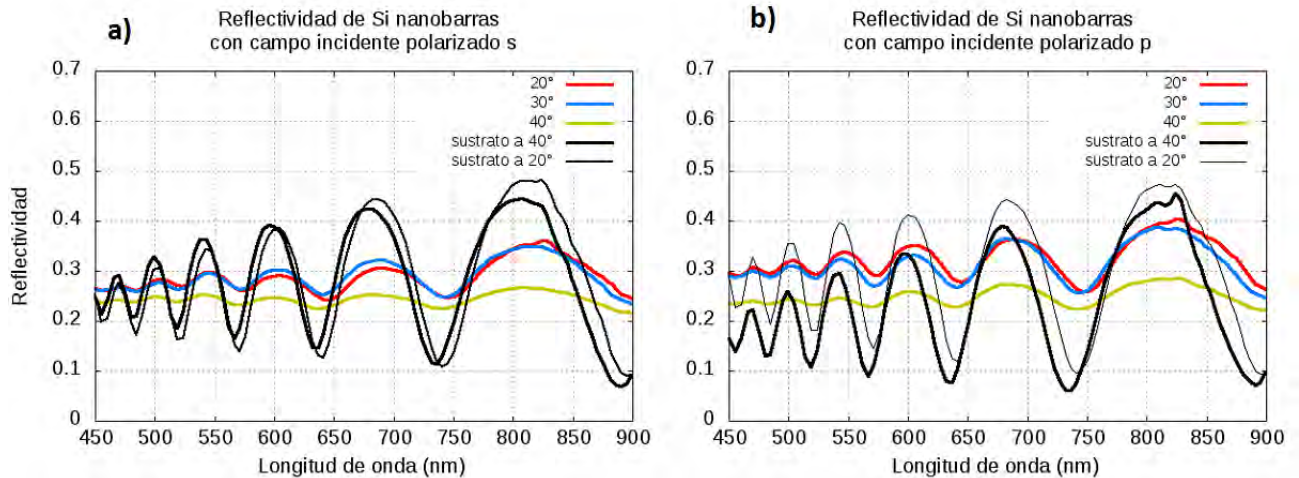


Figura 5.3. **a)** Reflectividad de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado s y reflectividad de sustrato a 20 y 40°. **b)** Reflectividad por Si-nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado p y reflectividad de sustrato.

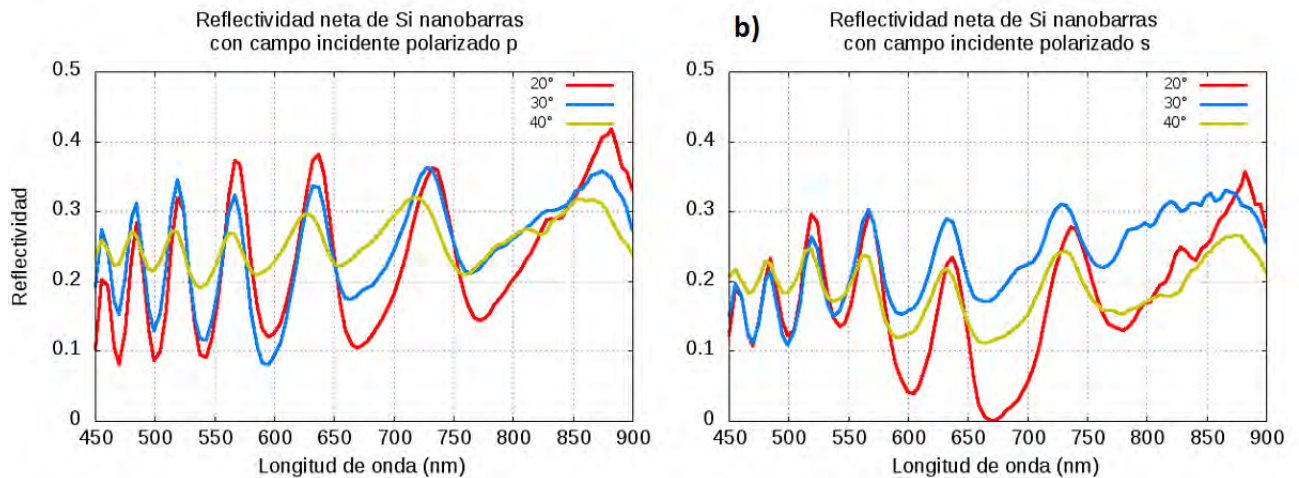


Figura 5.4. **a)** Reflectividad neta de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado s **b)** polarizado s.

- Eficiencia de Difracción de orden $m=+1$

A continuación, se presentan las mediciones y el análisis del campo difractado por las Si nanobarras con luz incidente a 45°, polarizaciones s y p. Se analizan los espectros difractados de 35° a -15°.

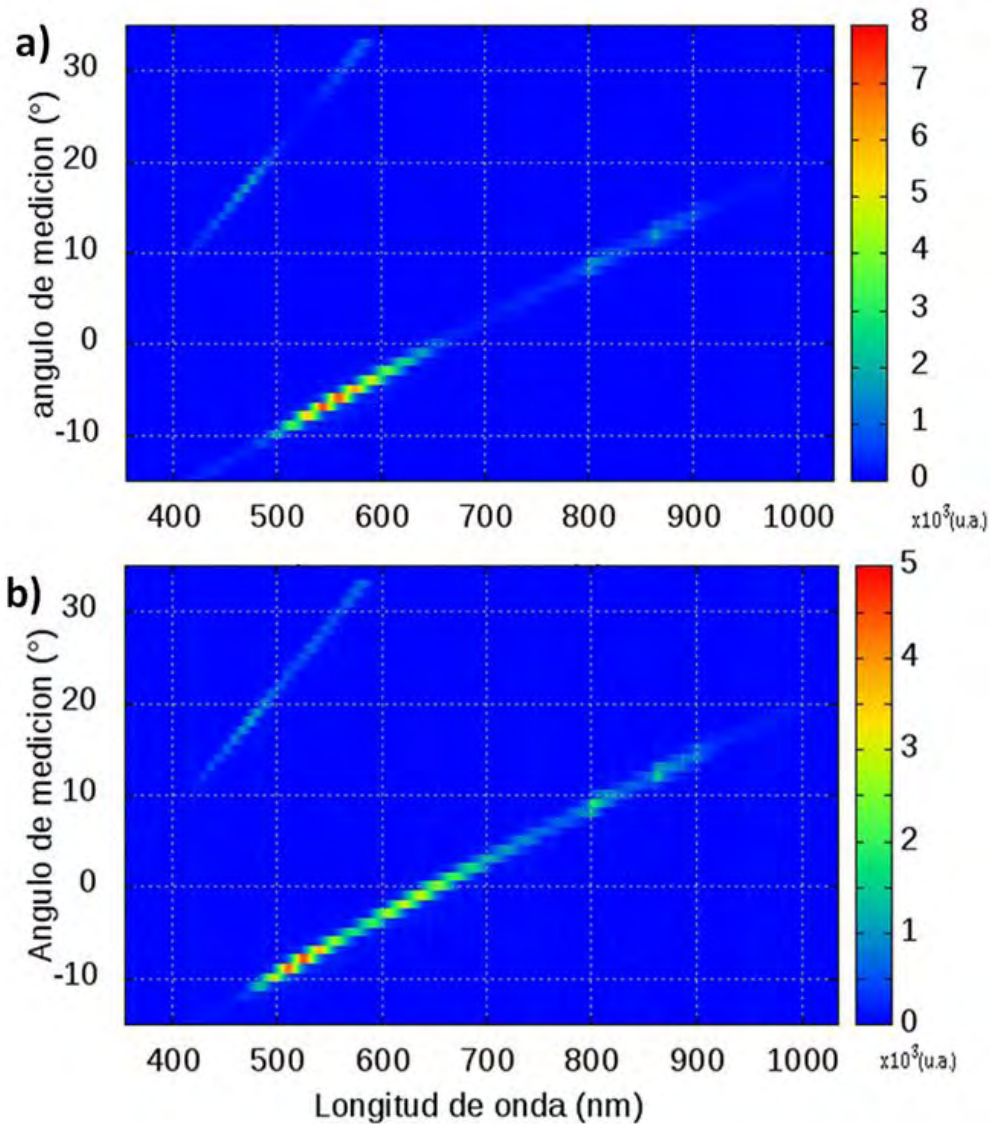


Figura 5.5. Espectro difractado de 35° a -15° por nanobarras de Si con luz incidente a 45° y polarizada **a)** s y **b)** p.

En la Figura 5.5 se presentan las mediciones del espectro radiado de -15 a 35°, al iluminar las nanobarras de Si con luz incidente a 45°. Para cada ángulo de medición se generó un espectro con longitudes de onda entre 450 y 900 nm, los cuales en conjunto forman la Figura 5.5. En esta se aprecian dos líneas, las cuales son asociadas con los órdenes de difracción formados por el periodo de las nanobarras.

En la Figura 5.6 se presenta la normalización de los espectros de la Figura 5.5. Los espectros difractados fueron comparado con las líneas de los primeros ordenes de difracción, $m=+1,+2,+3$, calculados usando la ecuación de la rejilla (5.1), para un periodo T de 950 nm. Se aprecia que los

espectros de difracción se alinean con los órdenes de difracción de la rejilla. Esto comprueba que el periodo de las de las Si nanobarras es aproximadamente de 950 nm como se muestra en la Figura 4.10, y que el campo esparcido de 35 a -15° corresponde con sus órdenes de difracción.

$$\theta_{diff,m} = \text{arc sen} \left(\text{sen}\theta_i + \frac{m\lambda}{T} \right) \quad (5.1)$$

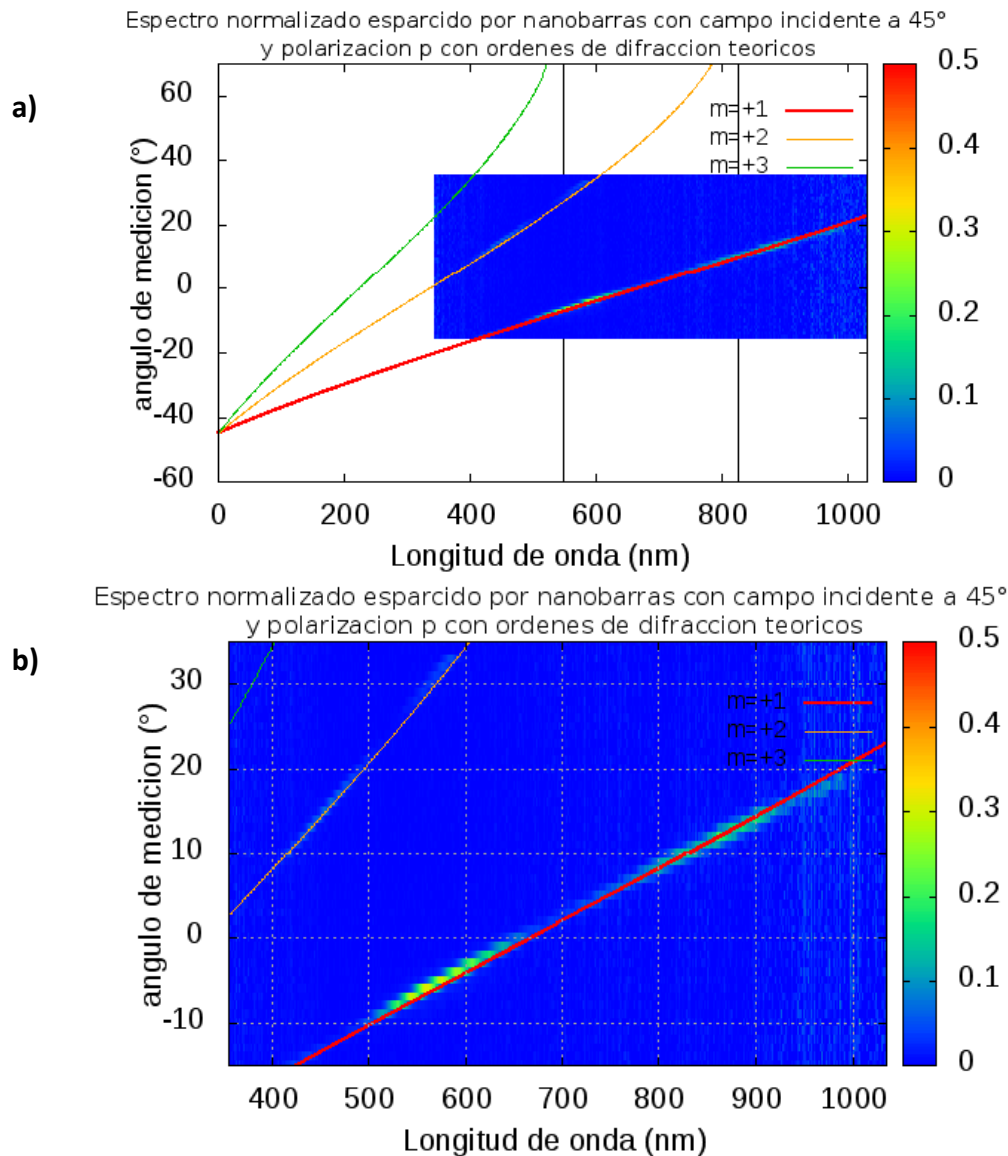


Figura 5.6. **a)** Espectro normalizado, esparcido por nanobarras, y órdenes de difracción de rejilla con periodo de 950 nm. **b)** Amplificación del rango de medición.

Para calcular la eficiencia de difracción del orden $m=+1$ se integró, en longitud de onda, el espectro medido para cada ángulo. La integral fue centrada en la longitud de onda que indica la Ec. de la rejilla para ese ángulo de difracción al evaluar con $m=+1$, $\theta_i=45^\circ$ y $T=950$ nm, integrando desde 50 longitudes de onda hacia atrás y hasta 50 hacia adelante.

La eficiencia de difracción del orden $m=+1$, obtenida del espectro de la Figura 5.6, se muestra en la Figura 5.7. Esta es la eficiencia de difracción generada por las nanobarras de Si al incidir luz con un ángulo de 45° , con polarizaciones s y p . La eficiencia de difracción que se obtiene con luz polarizada s es muy distinta al perfil que se obtiene con luz polarizada p , ya que los máximos y mínimos difieren entre sí. Así se tiene que con luz polarizada p , se generan máximos en 455 y 575 nm, y un mínimo en 490 nm; mientras que con luz polarizada s , se generaron máximos en 545 nm y 690 nm, y mínimos en 470 y 595 nm.

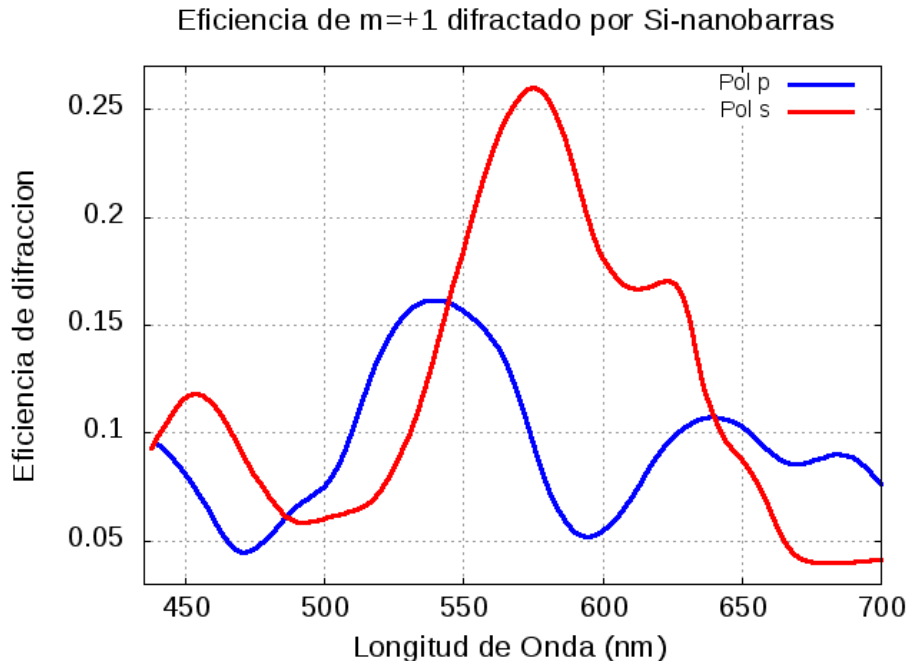


Figura 5.7. Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si nanobarras con polarizado p (rojo) y s (azul).

5.2 Nanopilares de Si

- Reflectividad

En la Figura 5.8(a) se presentan los espectros de reflectividad de los nanopilares de Si, obtenidos al iluminar con luz incidente a 20, 30, 40 y 50°, junto con la reflectividad del sustrato de Si/Al₂O₃. Se observa que los espectros tienen máximos periódicos y que estos coinciden, nuevamente, con los máximos del sustrato. En la Figura 5.9 se muestra la reflectividad neta de las nanobarras, obtenida al restar la contribución del sustrato, estimada en el 80% del total. Se observa que los espectros de reflectividad son idénticos entre polarizaciones *s* y *p* cuando la luz incide a 10, 20 y 30°. El cambio en el espectro se logra a partir de 40° de incidencia; particularmente, en 50° con luz polarizada *p*, se logran máximos de 0.25, 0.29 y 0.32 en 565, 635 y 722 nm, respectivamente. Estos máximos también son logrados con luz polarizada *s*, a la misma frecuencia, sin embargo, la reflectividad con esta polarización se duplicó.

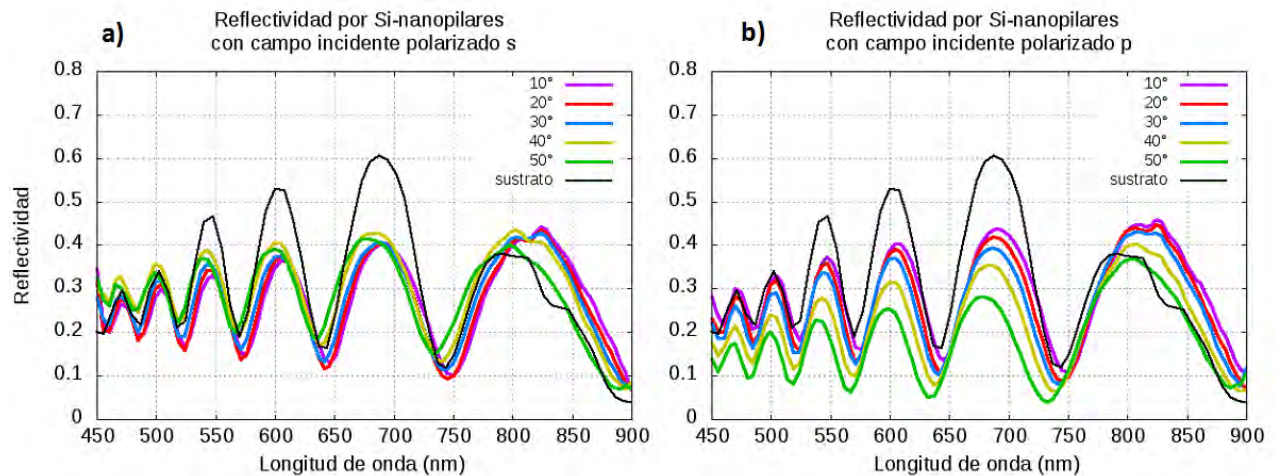


Figura 5.8. **a)** Reflectividad de Si nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado *p* y reflectividad de sustrato a 20 y 40°. **b)** Reflectividad por Si-nanobarras debido a un campo incidente a 20, 30, 40° polarizado *s* y reflectividad de sustrato.

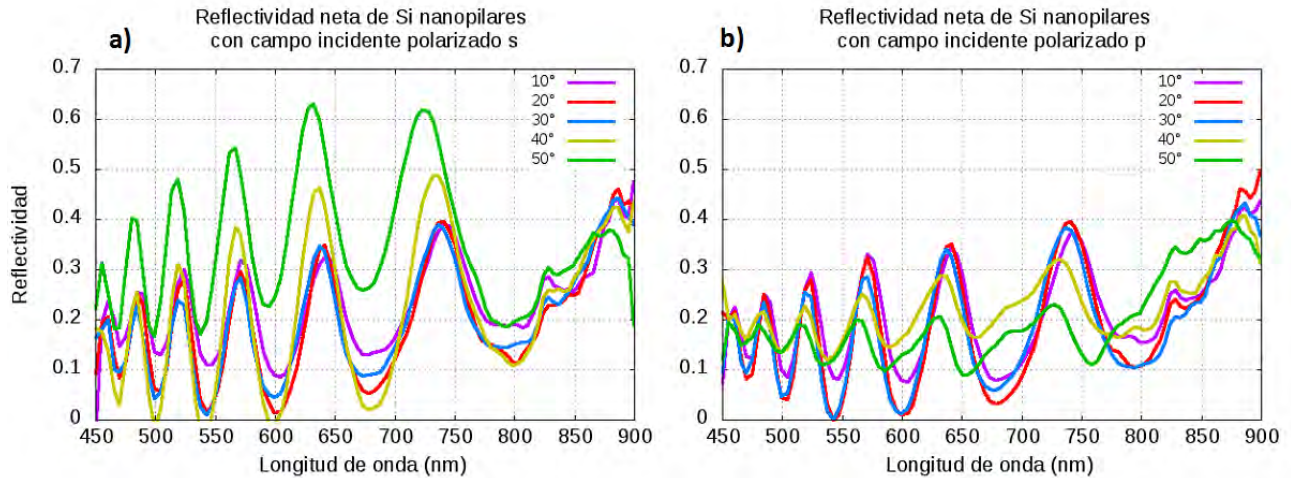


Figura 5.9. **a)** Reflectividad neta de Si nanobarras debido a una luz incidente a 20, 30, 40° polarizada p **b)** polarizada s.

Este resultado es acorde con las mediciones hechas por Evlyukhin et al. en 2014 [3.6], ya que ellos también reportan que el ángulo de incidencia y la polarización de la luz tienen el potencial de convertirse en variables de controlar para la reflectividad generada por nanoestructuras de Si.

- Eficiencia de Difracción orden $m=+1$, $T=850$ nm

En la Figura 5.10 se presentan las mediciones del espectro radiado de -15° a 35° , al iluminar los pilares de Si con luz incidente a 45° . A cada ángulo de medición se genera un espectro con longitudes de onda entre 350 y 1050 nm, los cuales se agrupan en conjunto para formar una gráfica. En esta figura se aprecian dos líneas, las cuales son asociadas con los órdenes de difracción formados por uno de los periodos de la nanoestructura.

En la Figura 5.11 se presenta el espectro normalizado del campo esparcido mostrado en la Figura 5.10 junto con las curvas de difracción de la ecuación (5.1) de una rejilla para los primeros ordenes de difracción, $m=+1, +2, +3$ y un periodo T de 850 nm. Se aprecia que los espectros radiados se alinean con los órdenes de difracción de la rejilla. Esto comprueba la periodicidad de 850 nm en los nanopilares, y que los espectros radiados de 35° a -15° corresponden con órdenes de difracción de la nanoestructura.

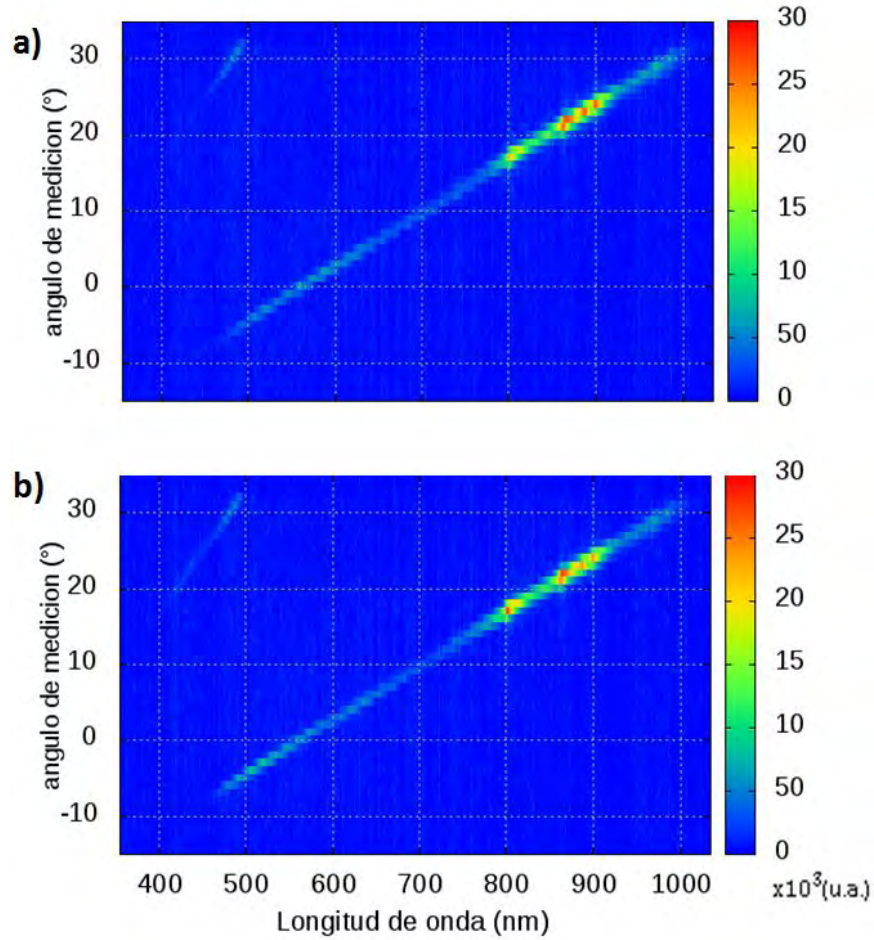


Figura 5.10. Campo esparcido por Si nanopilares de -15° a 35° con **a)** polarización *p* y **b)** polarización *s* por campo incidente a 45° . Periodo asociado $T=850$ nm.

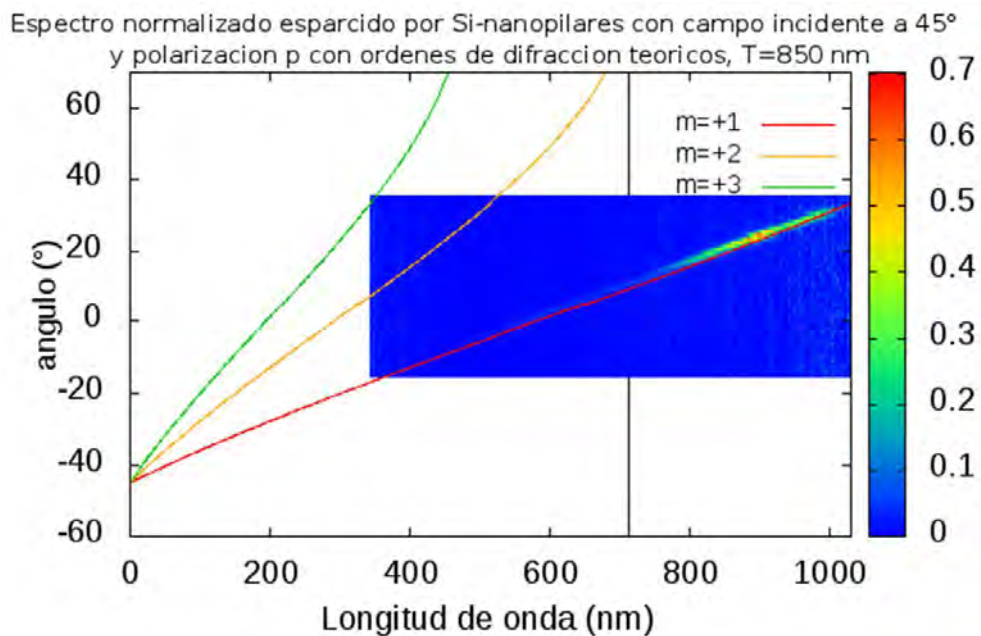


Figura 5.11. Espectro esparcido por Si nanopilares normalizado, ordenes de difracción de rejilla con periodo de 850 nm.

En la Figura 5.12 se presenta la eficiencia de difracción obtenida para la línea de difracción de orden $m=+1$, calculada al integrar la longitud de onda para cada ángulo de medición. Por complicaciones de ruido en longitudes de onda mayores a 750 nm, sólo fue posible calcular la eficiencia para el rango de 540 a 740 nm. En la Figura se aprecia que la eficiencia de difracción generada al iluminar con luz polarizada s tiene un mínimo en 565 y un máximo en 680 nm; mientras que la eficiencia de difracción con polarización p tiene máximo en 640 nm y un mínimo en 680 nm; además de una caída en la eficiencia de difracción para longitudes menores a 600 nm.

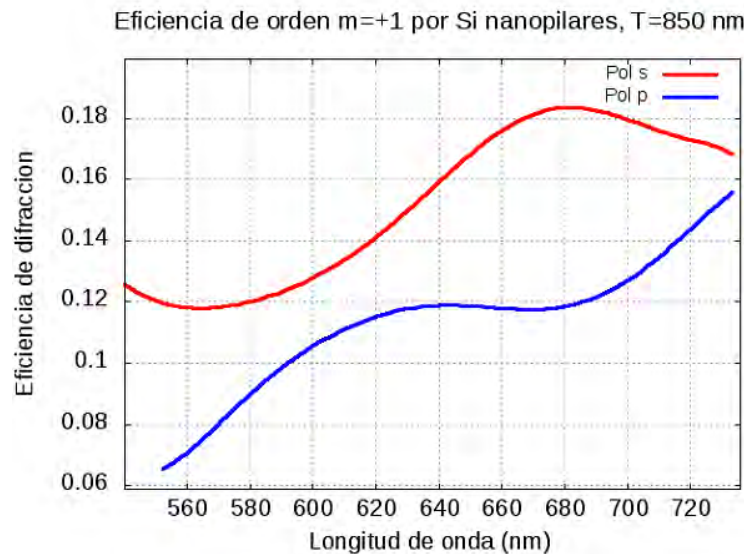


Figura 5.12. Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si-nanopilares con polarizado p (rojo) y s (azul).

● Eficiencia de Difracción orden $m=+1$, $T=670$ nm

En la Figura 5.13 se presentan los espectros radiados por los nanopilares de Si al rotar la superficie 90° e iluminar las nanoestructuras a un ángulo de 45° . Estos espectros son asociados al periodo $T=670$ nm de la nanoestructura, como se muestra en la figura 4.13. Se aprecia una dependencia de la polarización en el espectro radiado, ya que la luz con polarización s genera un máximo en 590 y la luz polarizada p , un mínimo en 495 nm. En la Figura 5.14 se comprueba que los espectros corresponden a la difracción del periodo $T=670$ nm de los nanopilares, ya que la curva del espectro radiado se alinea con la curva de la ecuación (5.13) la rejilla al evaluar la ecuación 5.1 con este periodo.

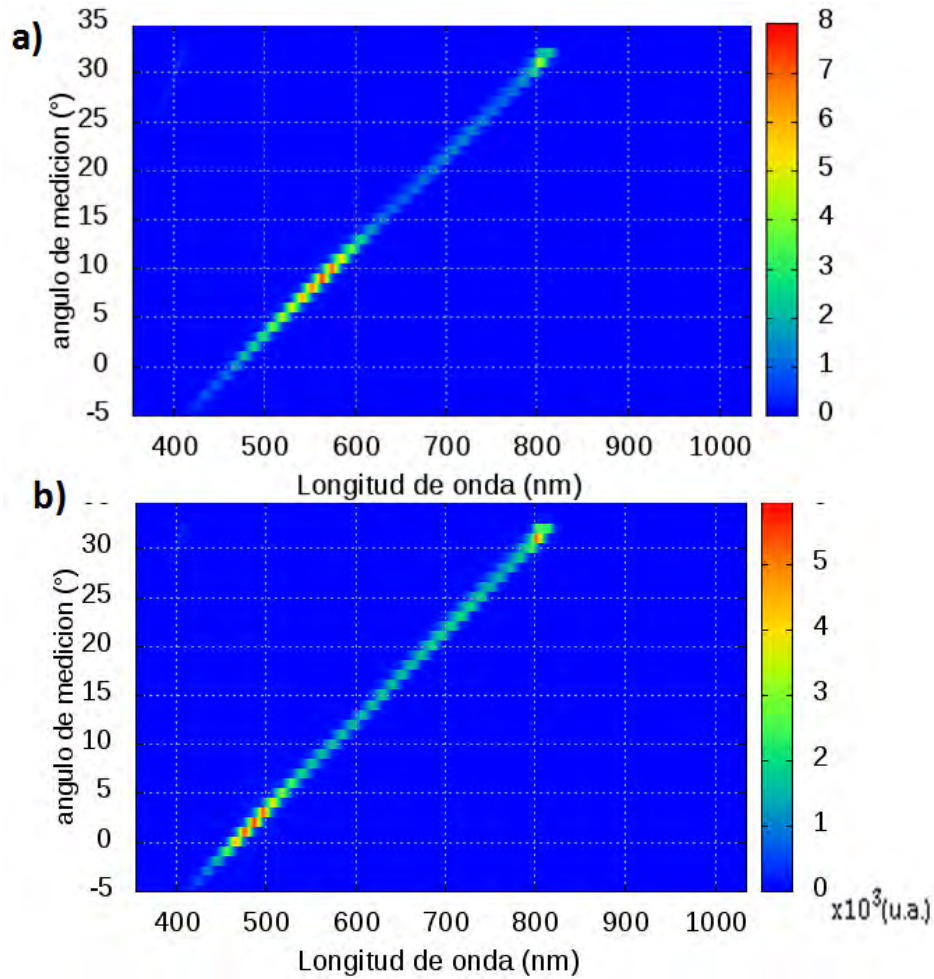


Figura 5.13. Campo esparcido por Si nanopilares de -5° a 35° con **a)** polarización *s* y **b)** *p* por campo incidente a 45° . Periodo asociado $T=670$ nm.

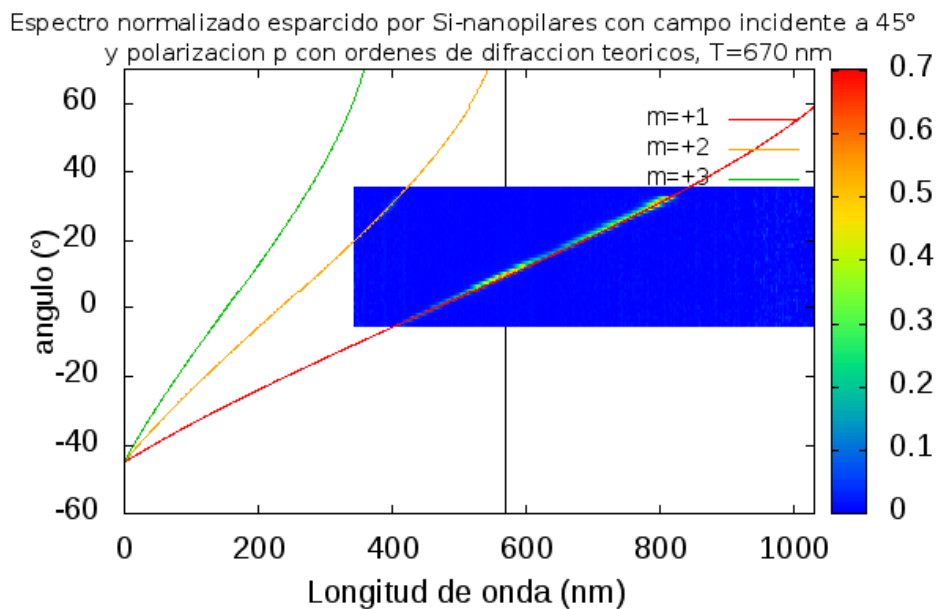


Figura 5.14. Espectro esparcido por Si-nanobarras normalizado, ordenes de difracción de rejilla con periodo de 670 nm.

Finalmente, se presenta la eficiencia de difracción en la Figura 5.15, obtenida de la curva del orden $m=+1$, al integrar en longitud de onda para cada ángulo de medición. Se observa que el espectro de difracción es distinto al espectro del periodo $T=850$ y que cambia con la polarización de la luz incidente; ya que con luz polarizada s , se genera un máximo en 685 y mínimos en 480 y 675 nm; mientras que luz polarizada p , se generan máximos en 480 y 700 nm y un mínimo en 600 nm. Es sumamente interesante observa que la eficiencia de difracción en 480 y 700 nm se triplica al cambiar la polarización de la luz de s a p . Esto nos lleva a concluir que existe una fuerte dependencia entre la polarización de la luz incidente con la eficiencia de difracción: Así se observa que a las longitudes de onda donde se logran máximos con polarización p , se alcanzan mínimos con polarización s , y viceversa.

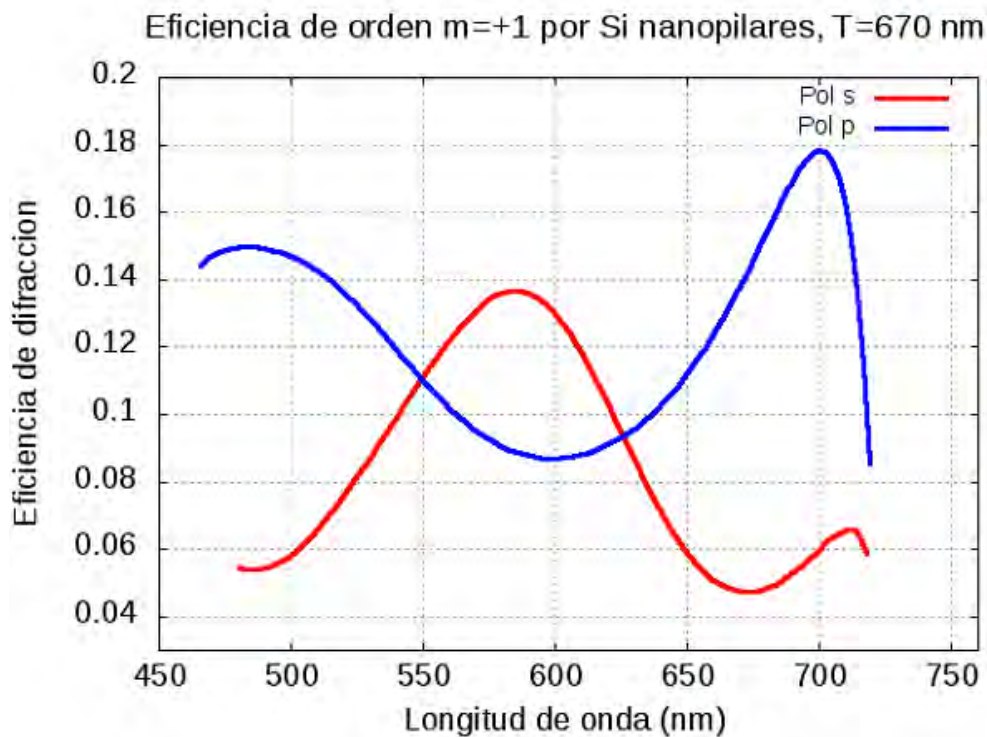


Figura 5.15. Eficiencia de difracción en $m=+1$ por campo incidente a 45° en Si-nanopilares rotados con polarizado s (rojo) y p (azul).

Capítulo 6.

Resultados Numérico de Esparcimiento

En este capítulo se presenta un análisis analítico y numérico del esparramiento que generan estructuras alargadas de formas cilíndricas, iniciando con la presentación de la solución de Mie para coordenadas cilíndricas que expresa la Sección Transversal de Esparramiento (SCS, por sus siglas en inglés) en términos de coeficientes de vectores armónicos. La solución de Mie es empleada para calcular la SCS de un cilindro de silicio con diámetro entre 200 y 500 nm iluminado con ondas polarizadas s y p , longitud de onda entre 400 y 950 nm. Este cálculo también se hizo en COMSOL Multiphysics® y se extendió a barras cuadradas con las mismas dimensiones. Por último, se presentan los cálculos numéricos hechos en COMSOL de la reflectividad y de la eficiencia de difracción del orden $m=+1$ de estructuras alargadas y periódicas de silicio sobre una base de zafiro (Al_2O_3).

6.1 Esparramiento de Nanocilindros de Si

Inicialmente, a partir de la solución analítica de Mie se calculó la SCS de un cilindro de silicio de 200 y 450 nm de diámetro con campo incidente polarizado p y s , en paralelo. Mediante COMSOL se obtuvo la SCS del mismo cilindro bajo las mismas condiciones. En la Figura 6.1 y 6.2 se observa que los resultados generados con COMSOL de la SCS de cilindros coinciden con los resultados basados en la solución analítica de Mie.

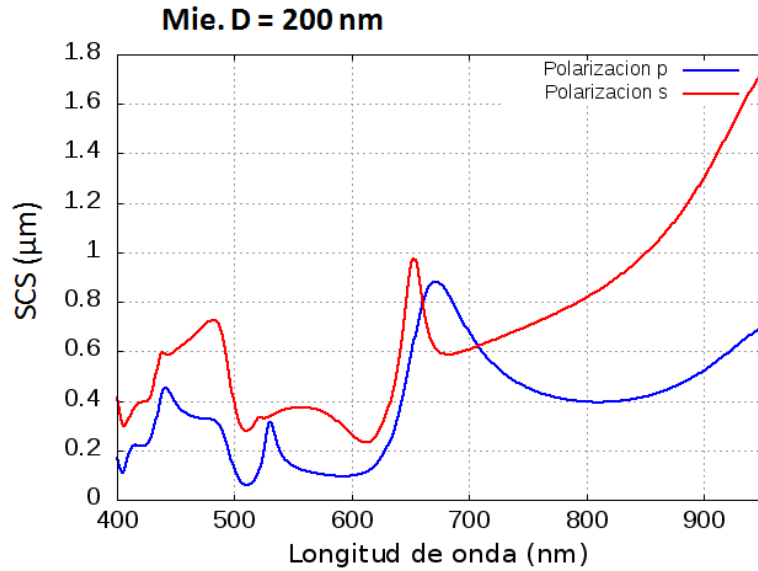


Figura 6.1. SCS de un cilindro de silicio con diámetro de 200 nm y campo incidente polarizado p y s generada por la solución de Mie analítica.

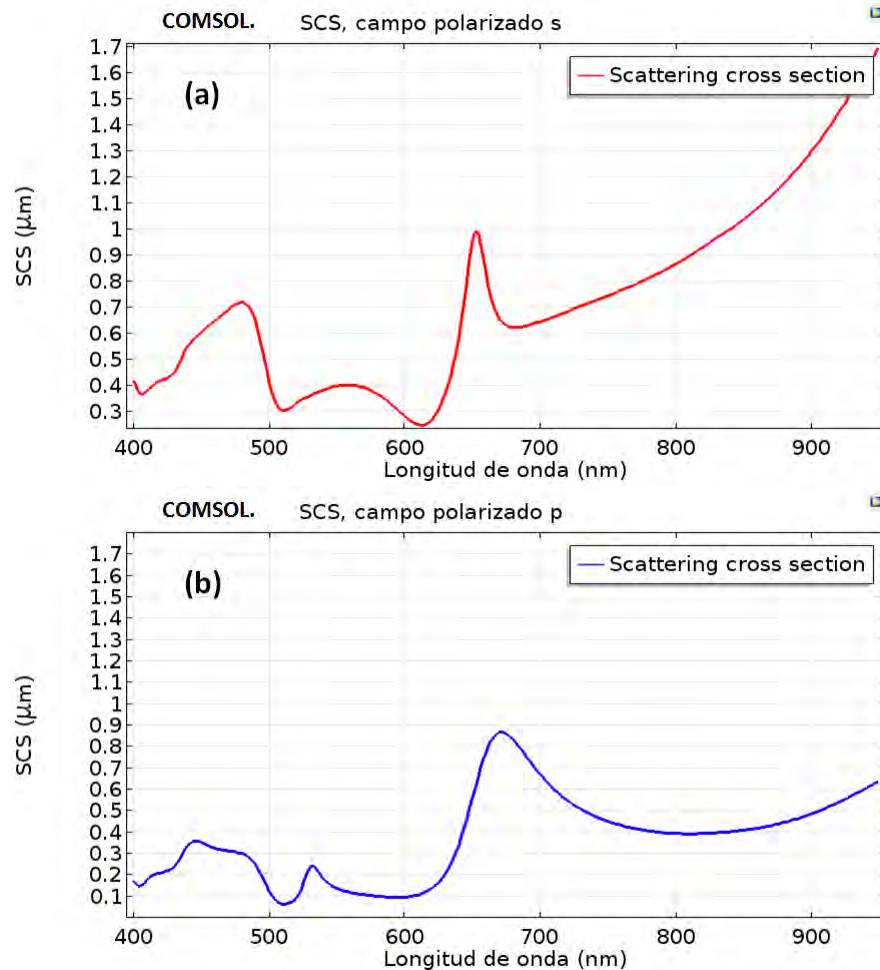


Figura 6.2. SCS de un cilindro de silicio con 200 nm de diámetro con campo polarizado (a) s y (b) p generada con COMSOL.

En la Figura 6.3 se expone la contribución de los primeros coeficientes obtenidos de la solución de Mie para el rango de longitudes de onda 400-950 nm, indicando que el máximo generado en 482 nm tiene mayor contribución por el primer y segundo término (b_0 y b_1); el segundo máximo en 652 nm por el tercer término (b_2) y el tercero máximo en 950 nm por el segundo y primer término (b_1 y b_0). En la Figura 6.4 se presenta la magnitud del campo eléctrico y magnético calculado con COMSOL en cada uno de estos máximos indicando que el término b_1 está asociado a dipolos eléctricos, mientras que el término b_2 a cuadrupolos eléctricos y magnéticos. Los mapeos de los campos y la descomposición de la SCS comprueban que el esparcimiento de un cilindro de 200 nm de diámetro iluminado por un campo polarizado s con longitud de onda de 482 y 950 nm genera la resonancia dipolos eléctricos y magnéticos con mayor intensidad en los dipolos eléctricos. Al observar la Figura 6.4(E2) y 6.4(H2) se aprecian distribuciones cuadrupolares, las cuales se generan al iluminar el cilindro con una longitud de onda de 652 nm, misma a la que la SCS alcanza un máximo debido a b_2 por lo que se concluye que este es asociado a la resonancia de cuadrupolos eléctricos y magnéticos.

En la Figura 6.5 se muestra la SCS para el campo incidente polarizado p , polarización ortogonal al eje de las barras. El máximo en la longitud de onda de 444 nm es debido al primer (a_0) y segundo término (a_1); el de 532 nm al tercero (a_2), y el de 670 nm, al segundo término (a_1). En la Figura 6.6 se presentan las magnitudes de los campos, indicando que el tercer término (a_2) nuevamente es generado por cuadrupolos y que el término a_1 es asociado a dipolos magnéticos. Las distribuciones de los campos en las Figuras 6.6 indican que se genera una resonancia cuadrupolar magnética al iluminar el campo con una longitud de onda de 532 nm, y que esta resonancia vuelve a estar asociada al tercer término (a_2). Análogamente, se comprueba que el primer término de la descomposición indica la intensidad de la resonancia de dipolos magnéticos ya que al iluminar un cilindro con una longitud onda de 670 nm la contribución en la SCS de este término incrementa drásticamente, y el mapeo del campo magnético (Figura 6.6 (H3)) es la de una distribución dipolar. Es interesante notar que las resonancias multipolares cambian con la polarización: Al iluminar con polarización s y 950 nm hay una fuerte resonancia dipolar eléctrica y magnética, pero al cambiar la polarización (Figura 6.5) la contribución eléctrica decae drásticamente mientras que la dipolar magnética perdura, por lo que se esperaran distribuciones diferentes de los campos radiados.

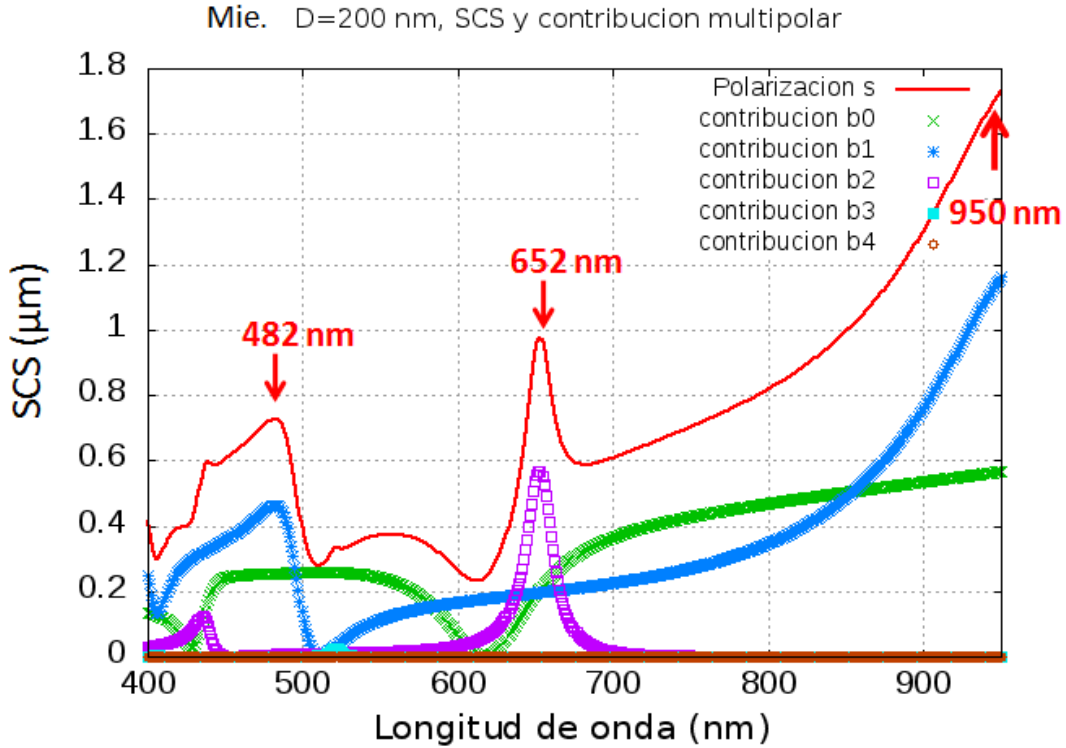


Figura 6.3. Eficiencia de esparcimiento de cilindro de silicio de 200 nm con campo incidente polarizado s y contribución de los primeros términos de la serie de la solución de Mie.

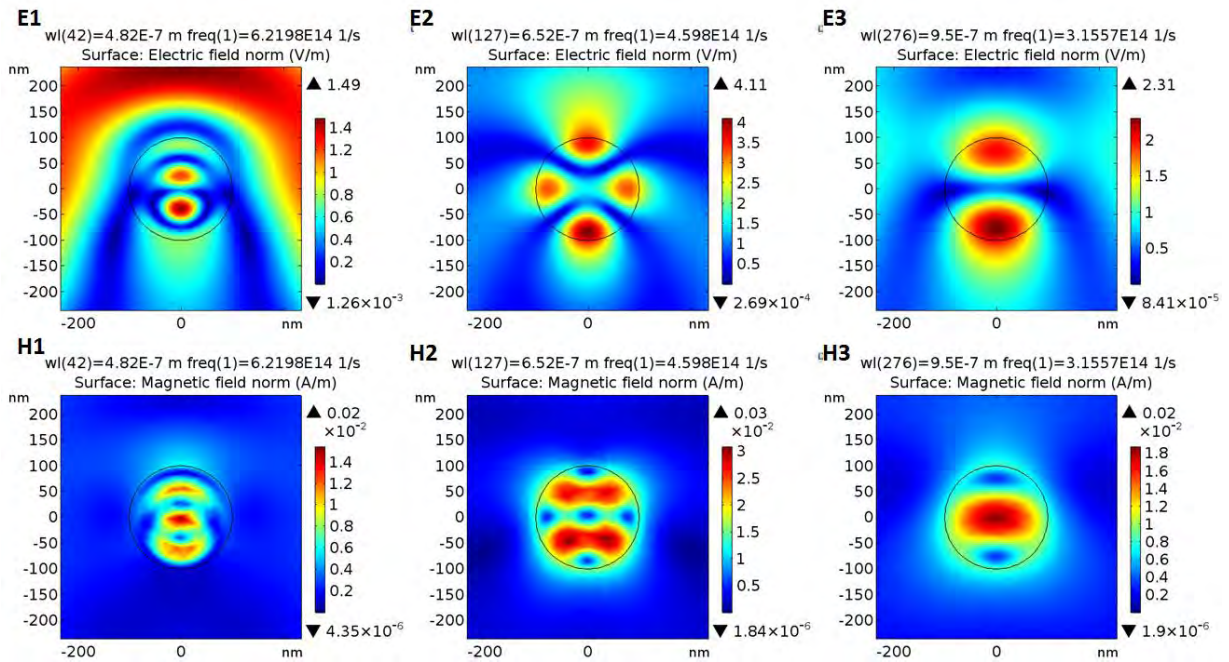


Figura 6.4. Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado s y longitud de onda de (E1) 482, (E2) 652 y (E3) 950 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).

Mie. $D=200$ nm, SCS y contribución multipolar

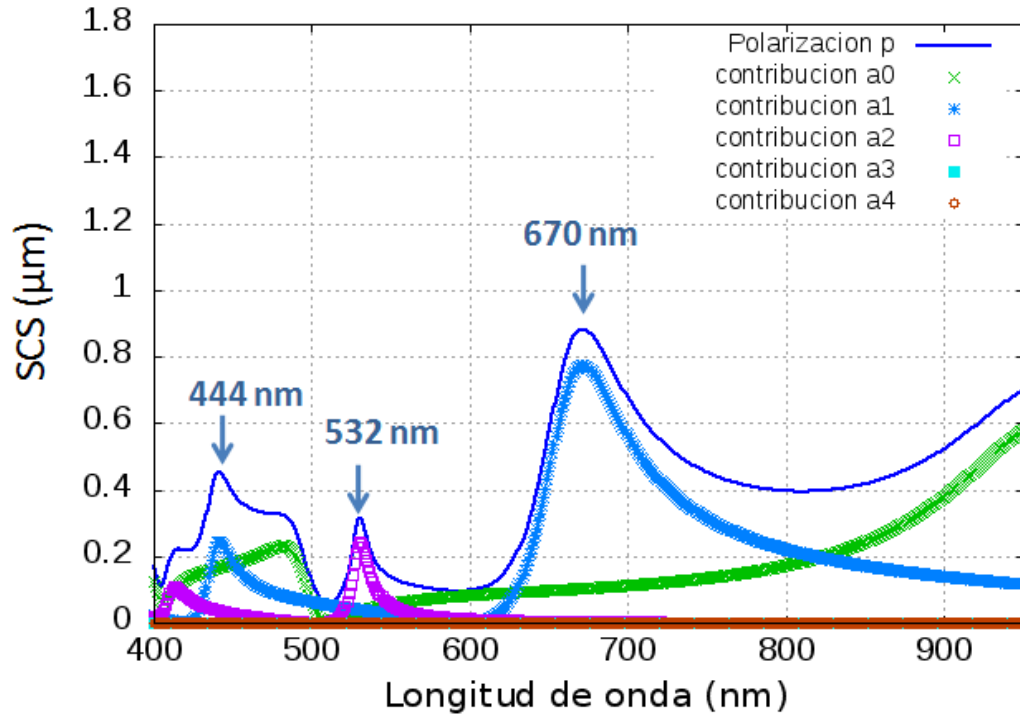


Figura 6.5. Eficiencia de esparcimiento de cilindro de silicio de 200 nm con campo incidente polarizado p y contribución de los primeros términos de la serie de la solución de Mie.

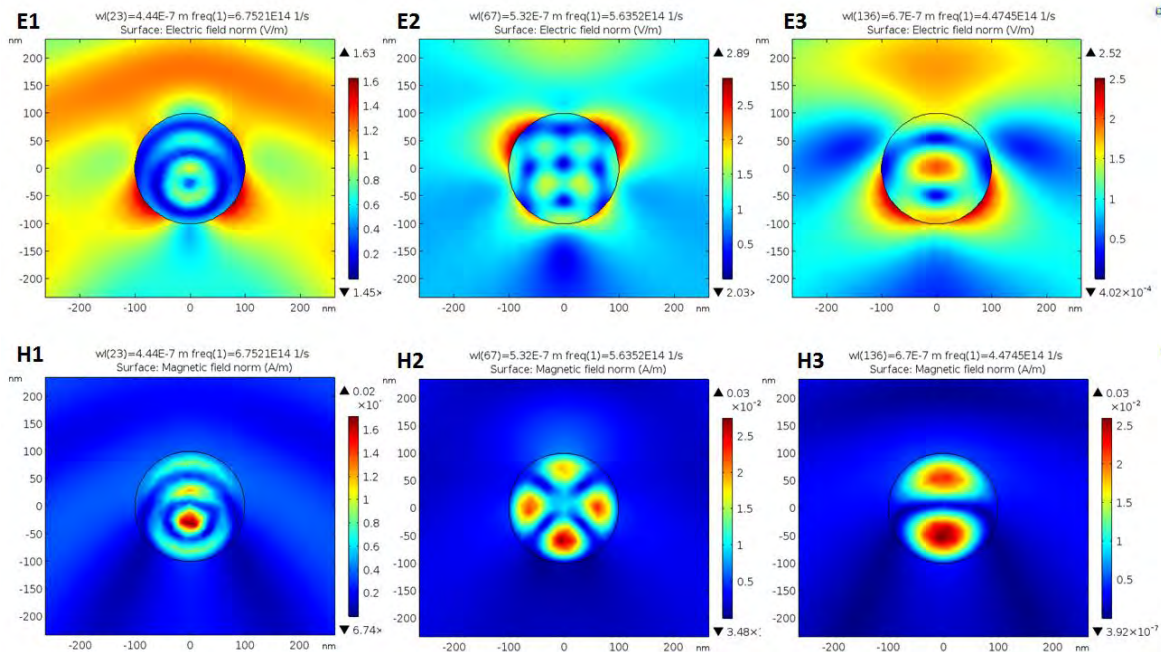


Figura 6.6. Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado p y longitud de onda de (E1) 444, (E2) 532 y (E3) 670 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).

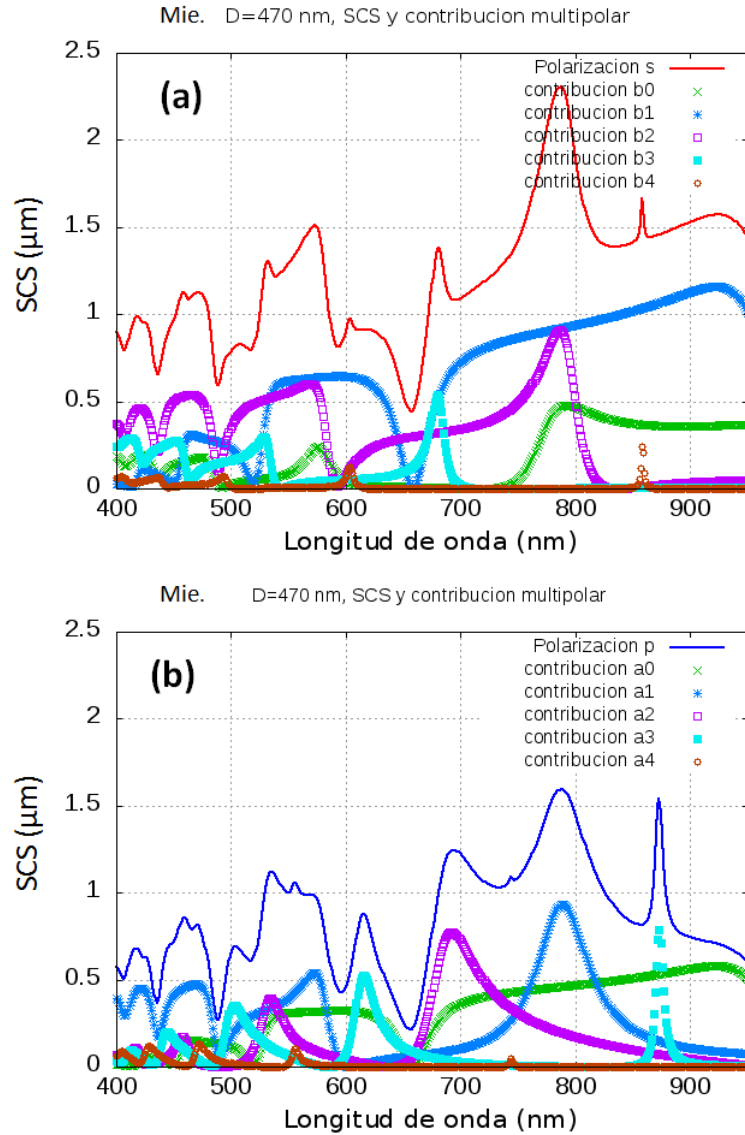


Figura 6.7. SCS de cilindro de silicio de 470 nm con campo incidente polarizado (a) s y (b) p contribución de los primeros términos de la serie de la solución de Mie.

La SCS y las contribuciones de los términos se calcularon para un cilindro de silicio de 470 nm de diámetro, indicando que la mayor contribución es debido a los primeros cuatro términos, para ambas polarizaciones (ver Figura 6.7). En paralelo, en la Figura 6.8 se presenta la SCS calculada con COMSOL para el mismo cilindro. Se aprecia que los cálculos hechos con COMSOL coinciden con los cálculos generados por la teoría de Mie. Estos resultados muestran que un mayor número de máximos se generan, particularmente cerca de 700 y 800 nm para ambas polarizaciones, pero los máximos entre cada polarización difieren en la contribución multipolar que los generan.

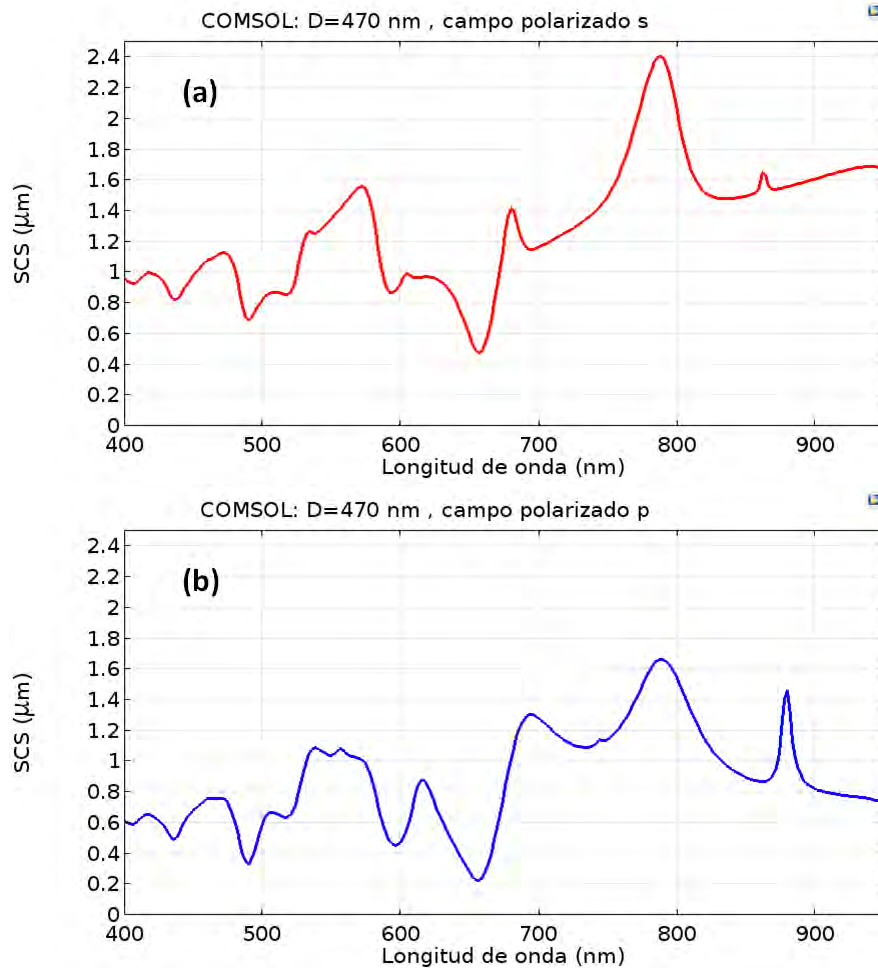


Figura 6.8. SCS de cilindros de silicio con 470 nm de diámetro con campo polarizado (a) s y (b) p generada con COMSOL.

En la Figura 6.9 se exponen los cálculos de la SCS de un cilindro de silicio con diámetro entre 200 y 500 nm que es iluminado por un campo electromagnético con longitud de onda entre 400 y 950 nm polarizado s y p. Lo primero a apreciar es la dependencia lineal de los máximos de SCS con el diámetro del cilindro y su incremento. Es decir, los máximos generados por los primeros términos del campo esparcido se incrementan y se recorren al rojo al aumentar el diámetro del cilindro. Esto indica el corrimiento al rojo del esparcimiento y reflectividad de las nanoestructuras. El resultado más sobresaliente en estos cálculos es que los máximos generados a distinta polarización son atribuidos a distintos órdenes del desarrollo multipolar y, además, a diferentes longitudes de onda.

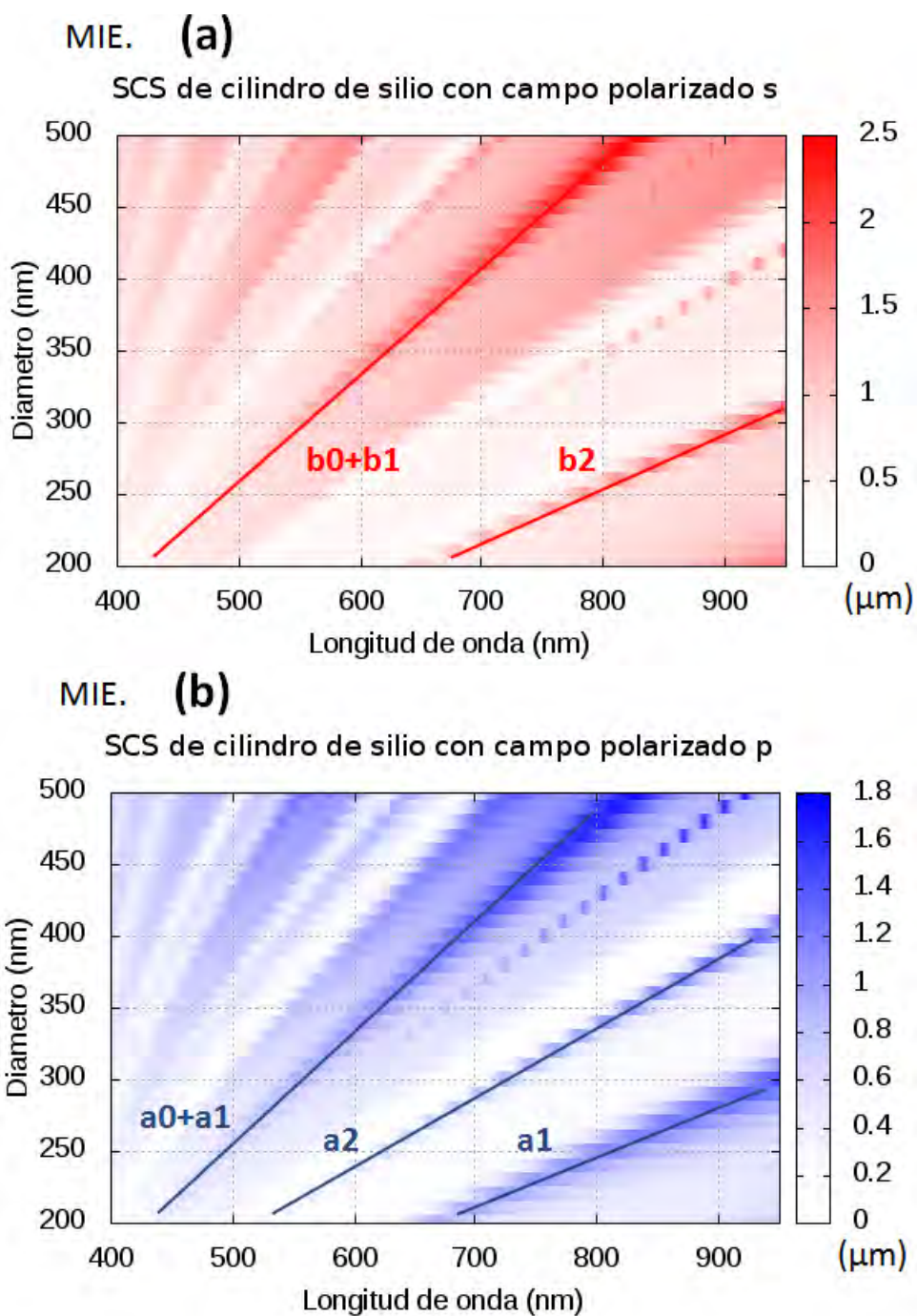


Figura 6.9. Perfiles de SCS generada por un cilindro con diámetro entre 200 y 500 nm e iluminado por un campo con longitud de onda entre 400 y 950 nm polarizado **(a)** s y **(b)** p.

6.2 Esparcimiento de Si Nanobarras

Demostrado que los cálculos de COMSOL corresponden con la solución analítica de Mie para cilindros, los cálculos en COMSOL se han extendido a una barra cuadrada de lado transversal de 200 nm y longitud infinita considerando el campo incidente normal a la cara superior de la barra (Figura 6.10). En este cálculo se observa que el campo polarizado s genera máximos más agudos que el campo polarizado p y que son generados a distintas longitudes de onda. Particularmente, para con polarización s se aprecia un máximo en 685 nm (Figura 6.11), el cual no aparece para polarización p , sino que se define hasta una longitud de onda de 730 nm (Figura 6.12).

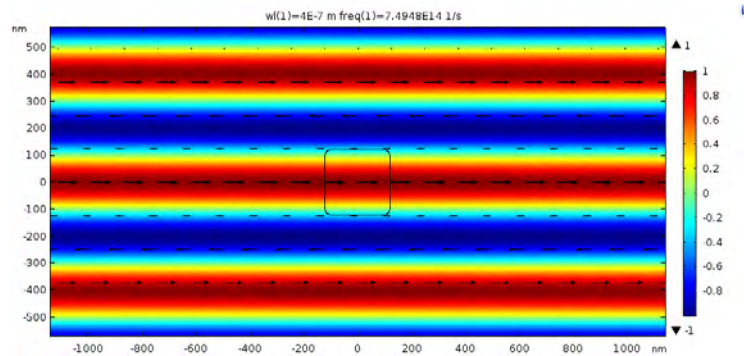


Figura 6.10. Mapa del campo eléctrico incidente con longitud de onda de 400 nm con intensidad del campo en la barra derecha en volts sobre metro. Dirección del campo eléctrico indicado por flechas negras.

En la Figura 6.11 se muestra la SCS de una barra calculada con tamaño de 200 nm de lado empleando COMSOL para ondas incidentes polarizadas s . Se aprecian tres máximos en longitudes de onda del espectro visible, 510, 570 y 685 nm. Estos máximos se generan a longitudes de onda similares a los que se generan en el cilindro de diámetro de 200 nm, pero se concentran y son más agudos que los del cilindro. Los mapas del campo eléctrico en la barra para las longitudes de onda de los máximos indican que estos son debidos a resonancias multipolares eléctricas. En la Figura 6.12 se repite el cálculo, pero para luz incidente polarizada p . En esta, se muestra que los máximos de esparcimiento son generados a distintas longitudes de onda que los que se generan al polarizar la luz s , 495, 555 y 730 nm. El cambio más sobresaliente se observa en el intervalo de 650 a 750 nm de longitud de onda, donde se tiene un alta o baja SCS dependiendo de la polarización de la luz.

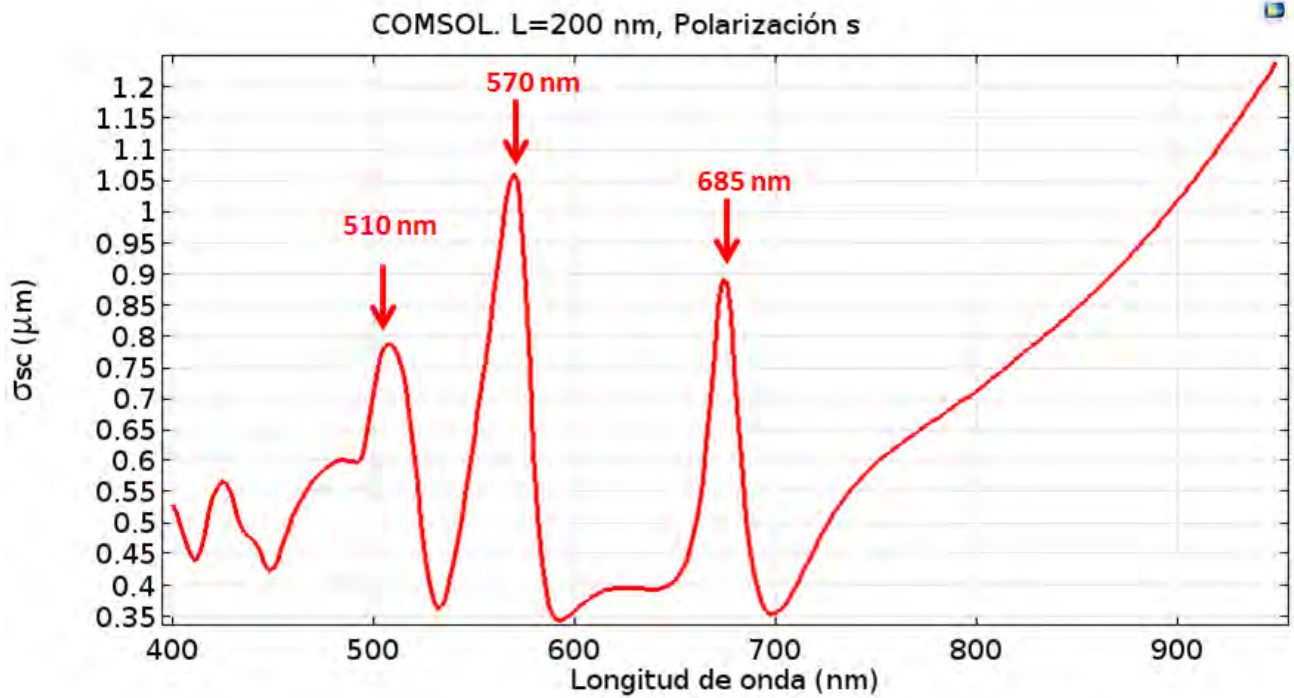


Figura 6.11. SCS calculada con COMSOL de una barra cuadrada de silicio con 200 nm de lado y campo incidente polarizado s.

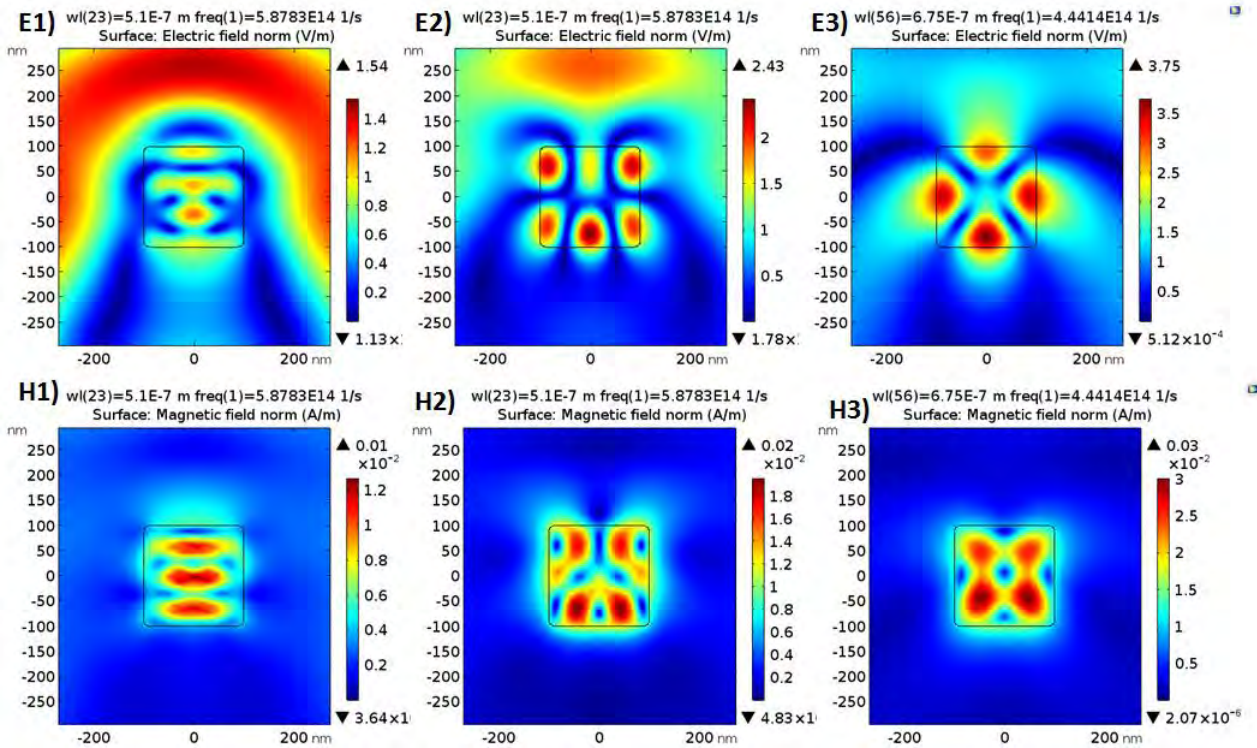


Figura 6.12. Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado s y longitud de onda de (E1) 510, (E2) 570 y (E3) 675 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).

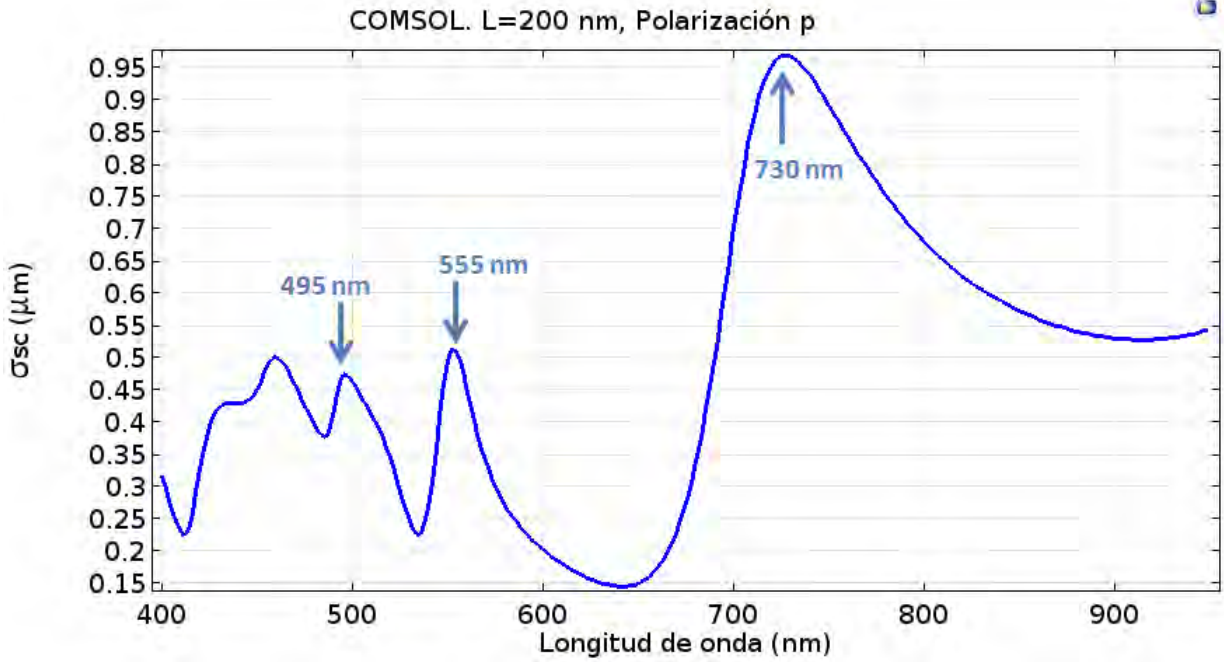


Figura 6.13. SCS calculada con COMSOL de una barra cuadrada de silicio con 200 nm de lado y campo incidente polarizado p.

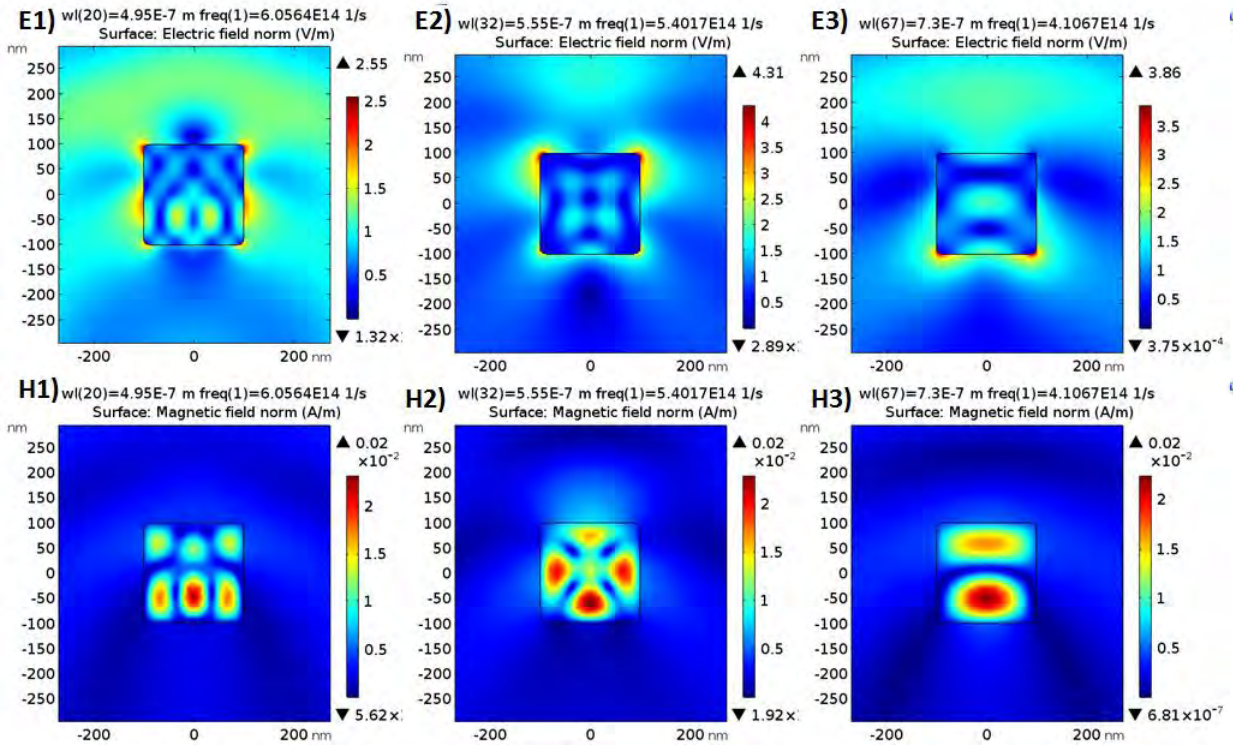


Figura 6.14. Mapa de la magnitud del campo eléctrico en el cilindro con campo polarizado p y longitud de onda de (E1) 510, (E2) 570 y (E3) 675 nm y mapas de la magnitud del campo magnético a estas longitudes de onda (H's).

Los cálculos fueron repetidos para una barra de silicio de 470 nm de lado (Figura 6.15). Se consideró esta longitud de lado debido a que sus dimensiones son similares a las nanoestructuras fabricadas por FIB (Sección 4.2). Para una longitud de onda del campo incidente menor a 600 nm no hay cambios relevantes en la SCS entre las dos polarizaciones, sin embargo, en 700 nm de longitud de onda se aprecia una fuerte dependencia de la polarización ya que para el campo polarizado *s* genera un máximo con una intensidad de $2.2 \mu\text{m}$ en 705 nm; y el campo polarizado *p* un mínimo en 700 nm con una intensidad de SCS de $0.82 \mu\text{m}$. Así mismo, para polarización *s* se presenta un mínimo en 785 nm seguido de otro máximo en 810 nm, y un último mínimo en 820 nm; mientras que para el campo polarizado *p* la SCS no presentó tal patrón.

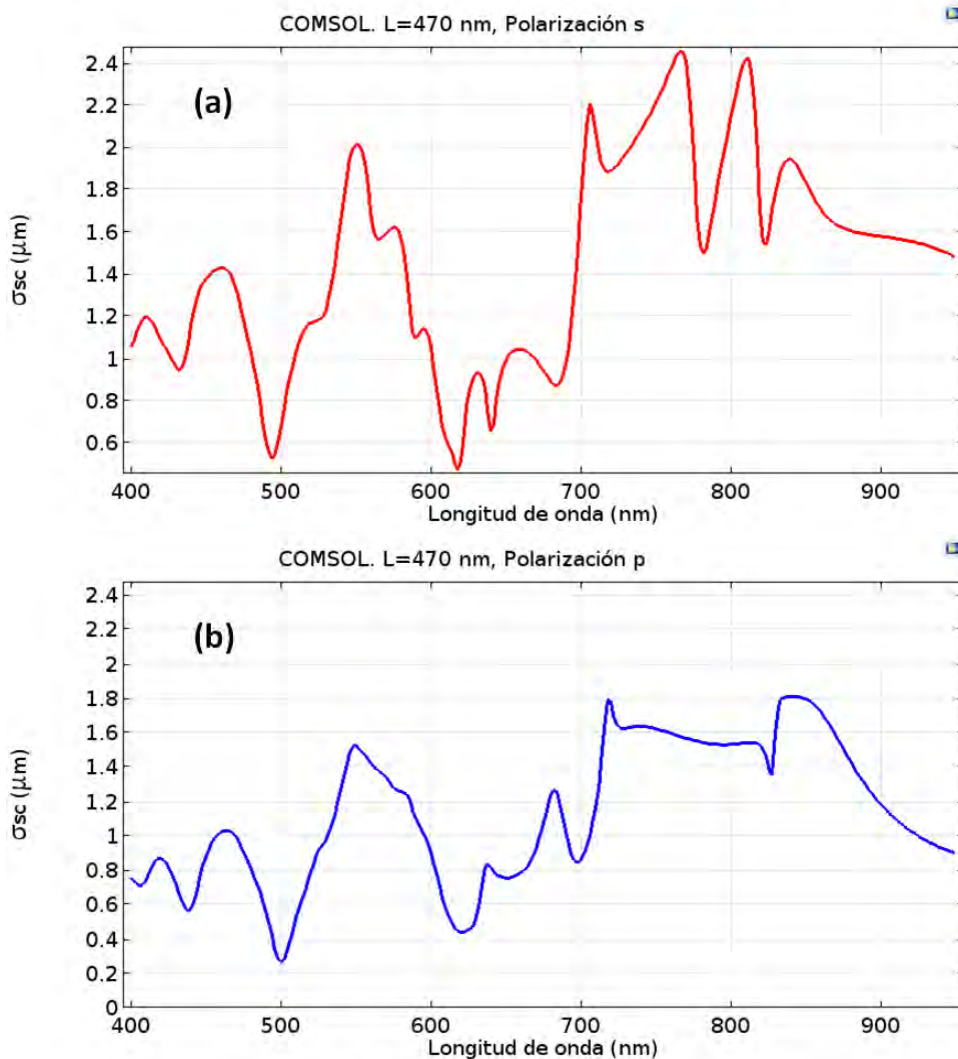


Figura 6.15. SCS calculada con COMSOL de una barra cuadrada de silicio de 470 nm de diámetro con campo polarizado (a) *s* y (b) *p*.

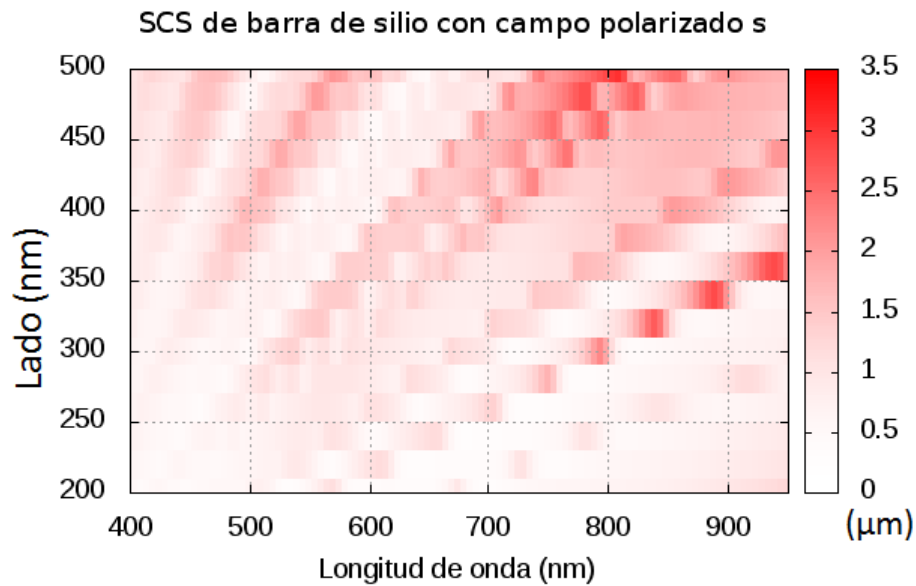
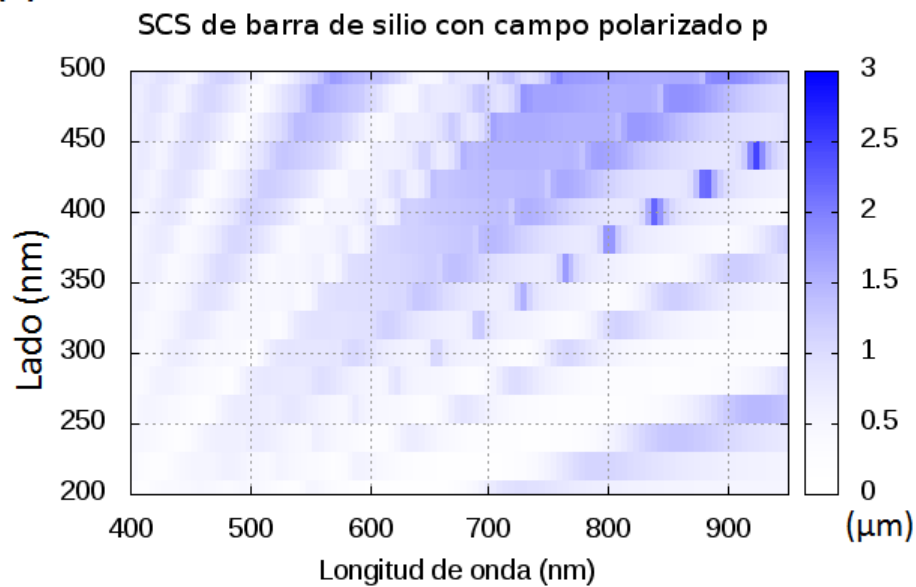
(a) COMSOL.**(b)** COMSOL.

Figura 6.16. Perfiles de SCS calculados con COMSOL de una barra cuadrada de silicio con lado entre 200 y 500 nm e iluminado por un campo con longitud de onda entre 400 y 950 nm polarizado **(a)** s y **(b)** p.

Finalmente, en la Figura 6.16 se muestra el cálculo en COMSOL de la SCS variando el tamaño del lado transversal de la barra cuadrada de silicio mostrando la dependencia de la SCS respecto el tamaño del lado de la barra, y a la longitud de onda del campo incidente. Se observa una clara dependencia de la polarización en los máximos de esparcimiento. As, por ejemplo, para una barra de 300 nm de lado iluminada con un campo de longitud de onda de 800 nm se aprecia un máximo para una polarización s, el cual no fue registrado para un campo con una polarización p.

Capítulo 7.

Conclusiones

En este trabajo se estudiaron numérica, analítica y experimentalmente las propiedades ópticas de superficies nanoestructuradas de silicio; particularmente la reflectividad, difracción y esparcimiento. Estas propiedades dependieron de las dimensiones y forma geométrica de los arreglos que conformaron las superficies, así como de la polarización de la luz con que se iluminaron.

Se empleó la técnica de erosión por haces de Ga^{3+} para fabricar nanoestructuras de silicio en una película de silicio de 500 nm crecida sobre un sustrato de zafiro (Al_2O_3) de 0.4 mm² de espesor. Se fabricaron dos muestras con diferente tipo de nanoestructuras en cada una de ellas. En la primera muestra se lograron fabricar barras de 470 nm de espesor, 470 nm de ancho, con un largo de 40 μm y 500 nm de separación entre barras; la segunda muestra fue conformada por nanopilares de silicio de 405 nm de ancho y 690 nm de largo con 480 nm de espesor.

Se analizó el espectro difractado por las nanobarras de Si para un orden $m=+1$, el cual indicó una fuerte dependencia de la polarización de la luz incidente. Al iluminar con luz polarizada *s* se produjeron máximos de eficiencia de difracción en 455 y 575 nm, con un mínimo en 500 nm de longitud de onda. Se excitó con luz polarizada *p* un máximo en 540 nm y dos mínimos en 470 y 590 nm. Es sobresaliente que a cada máximo producido con luz polarizada *s* se generó un mínimo con luz polarizada *p*, con una diferencia de pocos nanómetros de longitud de onda. Particularmente, el máximo en 575 nm mostró una eficiencia de difracción de 0.26 μm con polarización *s*, en contraste con el mínimo en 595 nm que mostró una eficiencia de 0.05 μm con polarización *p*.

El análisis para el orden de difracción $m=+1$ de difracción generado por los nanopilares de Si también mostró una fuerte dependencia de la polarización de la luz incidente, con los efectos más sobresalientes en torno a 600 y 700 nm de longitud de onda. La eficiencia de difracción alcanzó un mínimo en 597 nm, mostrando un valor de 0.09 con luz polarizada p , en contraste con la luz polarizada s la eficiencia alcanzó un máximo en 580 nm con un valor de 0.14 μm . Se observó un efecto similar en una longitud de onda de 700 nm, pero con un máximo en la de eficiencia de difracción con un valor de 0.18 logrado con luz polarizada s , en contraste con una eficiencia de difracción de 0.06 con luz polarizada p para esta misma longitud de onda.

El análisis del espectro difractado por las nanoestructuras de silicio demostró que la eficiencia de difracción depende fuertemente con las dimensiones de las estructuras que componen la superficie y con la polarización de la luz incidente. Es así que se demuestra la posibilidad de fabricar nanopolarizadores para cualquier longitud de onda del espectro visible, a partir de manipular la geometría de las nanoestructuras de Si. Estos filtros de polarización serían la base para novedosos nano-dispositivos ópticos.

Las diferencias de la eficiencia de difracción entre polarización s y p , tanto para nanobarras como para nanopilares de Si, es atribuida a resonancias electromagnéticas multipolares que se generaron a distintas longitudes de onda. Esto es apoyado por el estudio numérico de esta tesis, así como por [3.6, 3.10]; en los cuales se calculó que nanocilindros, nanobarras y nanopilares de Si generan resonancias multipolares, no solo a distinta frecuencia, sino también, de distinto orden. Son estas resonancias las que emiten una alta eficiencia de difracción y una alta reflectividad.

Por otro lado, se estudió de forma analítica y numérica la SCS de nanocilindros de silicio. Para esto, la solución analítica de Mie fue codificada en Fortran90 y se calculó la contribución multipolar de los vectores armónicos para un cilindro de diámetro entre 200 y 500 nm, iluminado por un campo con longitud de onda entre 400 y 950 nm polarizado p y s . Este estudio se realizó a su vez usando COMSOL Multiphysics, lo que generó la misma respuesta que la solución analítica de Mie. Se calculó que un cilindro de 200 nm de diámetro tiene un máximo SCS al ser iluminado por un campo

polarizado s con longitud de onda de 652 nm asociado a la resonancia de un cuadrupolo eléctrico, mientras que al ser iluminado por un campo polarizado p con longitud de onda de 670 nm se generó un máximo asociado a la resonancia de un dipolo eléctrico. Se calculó una alta SCS para ambas polarizaciones en 950 nm de longitud de onda; para polarización s se generó mayormente por resonancia dipolar eléctrica y para polarización p , por resonancia dipolar magnética.

El estudio de la SCS también se hizo para un cilindro de silicio de 470 nm de diámetro, de dimensiones semejantes a las barras fabricadas. Se observaron cambios sutiles entre el campo iluminado s y p , particularmente, se apreció que el campo de 695 nm de longitud de onda con polarización p mostró un máximo y el campo con polarización s , un mínimo.

El cálculo de la SCS de la nanobarra de Si de 200 nm indicó la formación de máximos de esparcimiento a longitudes de onda distintas a las que se formaron en el nanocilindro. Los máximos de SCS para la nanobarra de 200 nm de lado, con luz polarizada s fueron en 570 y 682 nm con mínimos en 593 y 697 nm; con luz polarizada p se generaron máximos en 555 y 718 nm de longitud de onda con un mínimo en 640 nm. Así mismo, se observa que los máximos para la nanobarra fueron más agudos que los máximos generados por el nanocilindro. El mapa del campo eléctrico y magnético sugirió que los máximos de SCS producidos por la nanobarra se debieron a la formación de multipolos, distintos a los formados en el nanocilindro. Estos resultados indican que a partir de manipular la forma geométrica de las barras es posible variar las longitudes de onda del máximo esparcimiento, además de la distribución angular de este. Así por ejemplo, el espectro difractado por un arreglo de nanobarras tendría una eficiencia de difracción que variaría con la forma geométrica de éstas.

Es importante recalcar que los resultados obtenidos con COMSOL de la SCS del cilindro de 200 y 470 nm de radio fueron acordes al resultado obtenido por la teoría Mie. Este hecho da veracidad a los resultados numéricos obtenidos con COMSOL, en especial a los cálculos de SCS de la nanobarra cuadrada de Si, para la cual no existe solución analítica.

Bibliografía

- [1.1] R. Silverstone and L. Haddon. Design and the domestication of information and communication technologies: technical change and everyday life. Oxford University Press, Oxford, UK, pp. 44-74 (1996)
- [1.2] S. Johnson. Interface Culture: How New Technology Transforms the Way We Create and Communicate. Basic Books, Inc. New York, NY, USA. pp. 1-15 (1999)
- [1.3] T. W. Baumgarte and S. L. Shapiro. *Numerical Relativity*. Editor: Cambridge University Press, Edición: 1er (junio 2010)
- [1.4] Ivan H. El-Sayed, et al. Surface Plasmon Resonance Scattering and Absorption of anti-EGFR Antibody Conjugated Gold Nanoparticles in Cancer Diagnostics: Applications in Oral Cancer. *Nano Lett.*, 5 (5), pp 829–834 (2005).
- [1.5] B. Karn et al. Nanotechnology and in Situ Remediation: A Review of the Benefits and Potential Risks. *Environ Health Perspect.* pp. 1813–1831, (2009 Dec)
- [1.6] Y. Lu and A. Lal. High-Efficiency Ordered Silicon Nano-Conical-Frustum Array Solar Cells by Self-Powered Parallel Electron Lithography. *Nano Lett.* 10, 11, pp. 4651-4656 (2010)
- [1.7] Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, et al. Magnetic light. *Scientific Reports*, volume 2, Article number: 492 (2012)
- [1.8] Cecilia Noguez. Surface Plasmons on Metal Nanoparticles: The Influence of Shape and Physical Environment. *J. Phys. Chem. C*, 111 (10), pp 3806–3819 (2007)
- [1.9] N. Yu, F. Capasso. Flat optics with designer metasurfaces. *Nature Materials* volume 13, pages 139–150 (2014)
- [1.10] Catalina López-Bastidas, et al. Plasmon Features of Coinage Metal Nanoparticles Supported on Zeolites. Volume 8, Issue 4, pp 1551–1558 (2013)
- [1.11] D. R. Smith¹, J. B. Pendry², M. C. K. Wiltshire. Metamaterials and Negative Refractive Index. *Science* Vol. 305, Issue 5685, pp. 788-792 (2004)
- [1.12] <https://www.pveducation.org/pvcdrom/materials/optical-properties-of-silicon> (junio 2018)
- [1.13] Yuan Hsing Fu, Arseniy I. Kuznetsov , Andrey E. Miroshnichenko. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles. *Nature Communications*, 4:1527 (2013).
- [1.14] G. V. Naik , V.M. Shalaev and A. Boltasseva, “Alternative Plasmonic Materials: Beyond Gold and Silver”. *Adv. Mater* 25, 3264-3294 (2013)

- [1.15] Gordon E. Moore. Cramming More Components onto Integrated Circuits. PROCEEDINGS OF THE IEEE, VOL. 86, NO. 1, (1998)
- [1.16] M. Lundstrom. Moore's Law Forever?. Science Vol. 299, Issue 5604, pp. 210-211 (2003)
- [1.17] Nikolay I. Zheludev. A Road map for Metamaterials. Vol. 22, Issue 3, pp. 30-35 (2011)
- [1.18] P. Spinelli, M.A. Verschuuren and A. Polman, Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators. Nature Commun., 3, 692 (2012).
- [1.19] M. L. Brongersma, Y. C. et al. Light management for photovoltaics using high-index nanostructures. Nature Materials volume 13, pp 451–460 (2014)
- [1.20] M.Halbwxaxa, T.Sarneta, et al. *Micro and nano-structuration of silicon by femtosecond laser: Application to silicon photovoltaic cells fabrication*. Thin Solid Films 516 6791–6795 (2008)
- [1.21] M. R. Sccherbakov, D. N. Neshev, B. Hopkins, *Enhanced Third-Harmonic Generation in Silicon Nanoparticles Driven by Magnetic Response*. Nano Letters, 14, 6488-6492 (2014).
- [1.22] Yuri Kivshar, Andrey Miroshnichenko. Meta-Optics with Mie Resonances. Vol. 28, Issue 1, pp. 24-31 (2017)
- [1.23] S. Kruk et al. Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control. APL Photonics 1, 030801 (2016).
- [1.24] W. Zhao, H. Jiang, B. Liu, J. Song, Dielectric Huygens Metasurface for High-Efficiency Hologram Operating in Transmission Mode. Scientific Reports, 6, 30613, (2016).
- [1.26] Yuanmu Yang, et al. Dielectric Meta-Reflectarray for Broadband Linear Polarization Conversion and Optical Vortex Generation. Nano Lett., 2014, 14 (3), pp 1394–1399
- [1.27] Hui-Hsin Hsiao, Cheng Hung Chu, and Din Ping Tsai. Fundamentals and Applications of Metasurfaces. Small Methods 2017, 1600064
- [1.28] JY Kim, et al. Highly tunable refractive index visible-light metasurface from block copolymer self-assembly. Nat Commun. Sep 29;7:12911 (2016)
- [1.29] Dacheng Wang, Lingchao Zhang, et al. Switchable Ultrathin Quarter-wave Plate in Terahertz Using Active Phase-change Metasurface. Scientific Reports Vol 5, Article number: 15020 (2015)
- [1.30] Dandan Wen, Fuyong Yue, et al. Metasurface for characterization of the polarization state of light. Vol. 23, Issue 8, pp. 10272-10281 (2015)
- [1.31] Y. Liu, X. Ling, X. Yi. Photonic spin Hall effect in dielectric metasurfaces with rotational symmetry breaking. Vol. 40, Issue 5, pp. 756-759 (2015)

- [2.1] John David Jackson. *CLASSICAL ELECTRODYNAMICS*. John Wiley and Sons Ltd, 3er Edición (julio de **1998**)
- [2.2] A. Zangwill. *Modern Electrodynamics Hardback*. Cambridge University Press (7 de febrero de **2013**)
- [2.3] M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Editor: OUP Oxford; Edición: 2da pp. 18-40 (mayo **2010**).
- [2.4] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer; 1er edition (mayo de **2007**), pp. 73.
- [2.5] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light*. Wiley VCH; Edición: New Ed . pp. 194-205, 491-497. (**2012**)
- [2.6] J. Petschulat, J. Yang, C. Menzel, et al. Understanding the electric and magnetic response of isolated metaatoms by means of a multipolar field decomposition. Vol. 18, Issue 14, pp. 14454-14466 (**2010**)
- [3.1] Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, et al. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science* Vol. 354 (**2016**)
- [3.2] Videen, G. & Bickel, W. S. Light scattering resonances in small spheres. *Phys. Rev. A* 45, 6008–6012 (**1992**).
- [3.3] Fu, Y. H. et al. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles. *Nat. Commun.* 4:1527 doi: 10.1038/ncomms 2538 (**2013**).
- [3.4] Nieto-Vesperinas, M., Gomez-Medina, R. & Saenz, J. J. Angle-suppressed scattering and optical forces on submicrometer dielectric particles. *J. Opt. Soc. Am. A* 28, 54–60 (**2011**).
- [3.5] Gomez-Medina, R. et al. Electric and magnetic dipolar response of germanium nanospheres: interference effects, scattering anisotropy, and optical forces. *J. Nanophoton.* 5, 053512 (**2011**)
- [3.6] Evlyukhin, A.B. et al. Optical spectroscopy of single Si nanocylinders with magnetic and electric resonances. *Sci. Rep.* 4, 4126; DOI:10.1038/ srep04126 (**2014**).
- [3.7] T. G. Habteyes, et al. Near-Field Mapping of Optical Modes on All-Dielectric Silicon Nanodisks. *ACS Photonics*, 1 (9), pp 794–798 (**2014**)
- [3.8] P. Fan, Z. Yu, S. Fan & M. L. Brongersma. Optical Fano resonance of an individual semiconductor nanostructure. *Nature Materials* volume 13, pages 471–475 (**2014**)
- [3.9] Mohammadreza Khorasaninejad, et al. Achromatic Metasurface Lens at Telecommunication Wavelengths. *Nano Lett.*, 15 (8), pp 5358–5362 (**2015**)

- [3.10] D. R. Abujetas, M. A. Mandujano, E. R. Mendez, J. A Sanchez- Gil. High-Contrast Fano Resonances in Single Semiconductor Nanorods. *ACS Photonics* 4, 1814 (2017).
- [3.11] L. Basalaeva, Yu. V. Nastaushev, et al. Fabrication and optical properties of silicon nanopillars. *Journal of Physics* 541(1):012074 (2014)
- [3.12] L. S. Golobokovaa, Yu. V. Nastausheva, Optical and Electrical Properties of Silicon Nanopillars. *SEMICONDUCTORS* Vol. 49 No. 7 (2015)
- [3.13] L.S. Golobokovaa, Yu.V. Nastaushevb. Resonant reflectance in silicon nanorods arrays. *Materials today* 4(11):11341-11345 (2017)
- [3.14] Y. Nagasaki, M. Suzuki y J. Takahara. All-Dielectric Dual-Color Pixel with Subwavelength Resolution. *Nano Lett.*, 17 (12), pp 7500–7506, 2017.
- [3.15] S. Kruk, B Hopkins, et al. Invited Article: Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control. *APL Photonics* 1, 030801 doi: 10.1063/1.4949007 (2016)
- [3.16] Nicholas W. Caira and David R. Smith. Multispectral metasurface hologram at millimeter wavelengths. Vol. 57, Issue 1, pp. A19-A25 (2018)
- [3.17] L. Wang, S. Kruk, H. Tang, et al. Grayscale transparent metasurface holograms. Vol. 3, Issue 12, pp. 1504-1505 (2016)
- [3.18] B. Wang, F. Dong, et al. Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and Highly Dispersive Holograms. *Nano Lett.*, 16 (8), pp 5235–5240 (2016)
- [4.1] <https://www.2spi.com/item/z05001/silver-paints-pastes/> (agosto 2018)
- [4.2] <http://www.mtixtl.com/Si-on-Al2O3-0505046S2-0.5.aspx> (agosto 2018)
- [4.3] H. Jeffreys and B. S. Jeffreys. *Methods of Mathematical Physics*. Cambridge University Press; Edición: nueva (22 de noviembre de 1972). pp. 576-582.
- [4.4] D. E. Aspnes and A. A. Studna. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV, *Phys. Rev. B* 27, 985-1009 (1983)
- [4.5] D. W. Papper and J. C. The Finite Element Method: Basic Concepts and Applications with MATLAB, MAPLE, and COMSOL, Third Edition (Series in Computational and Physical Processes in Mechanics and Thermal Sciences).CRC Press; Edición: 3 (2017)
- [4.6] <https://www.energetiq.com/ldls-laser-driven-light-source-duv-broadband.php> (agosto 2018)