

Tesis defendida por
Josslyn Beltrán Madrigal
y aprobada por el siguiente comité

Dr. Heriberto Márquez Becerra
Codirector del Comité

Dr. Rafael Salas Montiel
Codirector del Comité

Dr. Israel Rocha Mendoza
Miembro del Comité

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez
Miembro del Comité

Dr. Francisco Javier Esparza Hernández
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del programa
de Posgrado en Óptica

Dr. Jesus Favela Vara
Encargado del despacho de la
Dirección de Estudios de Posgrado

Septiembre de 2013

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica

Interacción de plasmones de superficie localizados en estructuras híbridas
fotónica-plasmónicas

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:
Josslyn Beltrán Madrigal

Ensenada, Baja California, México
2013

Resumen de la tesis de Josslyn Beltrán Madrigal, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Interacción de plasmones de superficie localizados en estructuras híbridas
fotónica-plasmónicas

Resumen aprobado por:

Dr. Heriberto Márquez Becerra

Codirector de Tesis

Dr. Rafael Salas Montiel

Codirector de Tesis

La presente tesis muestra el estudio teórico, numérico y experimental de estructuras híbridas fotónica-plasmónicas compuestas de un arreglo bidimensional equidistante de nanoalambres de oro colocados sobre una guía de onda dieléctrica de silicio. La estructura híbrida es analizada mediante la teoría de acoplamiento modos y la de aproximación de dipolos discretos. Las componentes del campo eléctrico que se propagan por la estructura son simuladas por el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo; cuando se incide un campo con polarización TE_0 . Se muestran las distribuciones de amplitud y fase del campo en un rango de longitudes de onda en el infrarrojo cercano (alrededor de $1.5 \mu m$). Se manejan los datos y se trabaja con ellos en el espacio de Fourier para caracterizar a los índices efectivos de los modos guiados en la estructura híbrida. De estos análisis se encuentra que la longitud de onda de excitación máxima de los plasmones de superficie localizados esta cercana a $\lambda=1.4 \mu m$. Para longitudes de ondas más largas que la longitud de onda de excitación plasmónica, se encuentran dos modos guiados, cuyos índices efectivos aumentan ante el incremento del período de los nanoalambres en la dirección de propagación \hat{z} .

Las estructuras híbridas se realizan por litografía electrónica y fotolitografía. El análisis experimental fue realizado mediante el mapeo de la intensidad, amplitud y fase del campo con la técnica de microscopia óptica de barrido en campo cercano en modo de perturbación con detección heterodina, en modo de perturbación y esparcimiento en sistema heterodino. En donde se observa que el modo de perturbación en sistema heterodino proporciona imágenes con buen contraste de la distribución de intensidad de campo y el modo de esparcimiento proporciona imágenes de la distribución de fase. Con la amplitud y fase del campo medido, se construyó su amplitud compleja del campo y se analizó en el espacio de Fourier, en donde se encontraron los índices efectivos de los modos guiados por la estructura híbrida. Finalmente, se muestra que los resultados obtenidos de la simulación y experimentales para el calculo de índices efectivos de la estructura híbrida fotónica-plasmonica son concordantes.

Palabras Clave: **SNOM, campo cercano, guías de onda, plasmónica**

Abstract of the thesis presented by Josslyn Beltrán Madrigal, in partial fulfillment of the requirements of the degree of Master in Sciences in Optics with orientation in Optoelectronics.

Localized surface plasmons interactions in hybrid photonic-plasmonic structures

Abstract approved by:

Dr. Heriberto Márquez Becerra

Codirector de Tesis

Dr. Rafael Salas Montiel

Codirector de Tesis

The thesis shows the theoretical, numerical and experimental study of hybrid photonic-plasmonic structures made of a bi-dimensional equidistant array of gold nanowires in the top of a silicon waveguide. The hybrid structure is analyzed by coupling modes theory and discrete dipole approximation. The electric field components propagated through to structure are simulated by finite difference in the time domain method; for an incident field with TE_0 polarization. The amplitude and phase distributions of the field in a wavelengths range in infrared (about de $1.5 \mu m$) are presented. Results from the Fourier space were used for to characterize the effective indexes of the guided modes in the hybrid structure. From theses analyzes, it is found that the maximum of excitation wavelength of the localized surface plasmons, is close to $\lambda=1.4 \mu m$. For wavelengths longer than the plasmonic excitation wavelength there are two guided modes, its effective indices increase when the nanowires period increases in the propagation direction \hat{z} .

The hybrid structures were made by electronic lithography and photolithography processes. The experimental analysis was made by intensity, amplitude and phase field distributions imaging by means scanning near-field optical microscopy technical, in perturbation and scattering mode with a heterodyne system. In these images, we can see the perturbation mode in heterodyne system provides images with good contrast of the intensity distribution and the scattering mode provides images of the phase distribution of the field. With amplitude and phase of the measured field, the complex amplitude of the field was analyzed in the Fourier spaces, and the effective indexes of the guided modes of the hybrid structure were calculated. Finally, the simulation and the experimental results for effective indexes of the hybrid photonic-plasmonic structures are similar.

Keywords: **SNOM, near-field, waveguides, plasmonic.**

A mis padres y hermanos. Quienes con su esfuerzo y confianza en mí, me permiten seguir adelante sin ver hacia atrás.

Agradecimientos

A mis padres y hermanos que nunca han dudado en darme su apoyo y comprensión en cada meta emprendida y que confían en que llevaré una vida de éxitos encaminada en la justicia y el bien común. A las amistades que cultive en este tiempo y que han estado allí como una familia protectora e inseparable. Un agradecimiento especial, para aquella persona que estuvo a mi lado en los peores momentos y que me regaló su tiempo, paciencia y amor.

A mis profesores y compañeros del departamento de óptica que me otorgaron importantes lecciones de vida, sobre mis elecciones profesionales y personales. Al CCP quien depositó en mí la confianza para realizar este proyecto contra las posibilidades, al CICESE por el apoyo institucional brindado sin el que no hubiera sido posible este proyecto. Al Dr. Heriberto Marquez y al Dr. Rafael Salas, quienes me proporcionaron en todo momento su apoyo y disposición, cuyas enseñanzas profesionales y personales me han vuelto una mejor profesionalista, a los miembros de mi sínodo: al Dr. Israel Rocha, Dr. Francisco Esparza, y en particular, al Dr. Eugenio Mendez que me brindó la oportunidad de navegar en este interesante proyecto.

A la ciudad de Ensenada que me cobijó y resguardó durante dos años, permitiéndome ver algunos de los mejores paisajes que puedo conocer. A l'Université de technologie de Troyes y al LNIO por su hospitalidad y disposición, a la ciudad de Troyes que hizo de mi estancia una gran aventura.

Al Congreso Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) y proyecto interno de CICESE (632120) por su apoyo económico. Finalmente, agradezco a todas aquellas personas que han intervenido en mi vida durante la realización de este proyecto. Por todas las que me hicieron sonreír o fruncir el seño.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Lista de figuras	viii
Lista de Tablas	xiii
1. Introducción	1
2. Fundamentos teóricos	8
2.1 Guías de onda dieléctricas	8
2.2 Estudio electromagnético de la propagación de modos	11
2.2.1 Modos TE	12
2.2.2 Modos TM	15
2.2.3 Guía monomodo y multimodo	15
2.2.4 Índice efectivo y relación de dispersión	17
2.2.5 Teoría de acoplamiento de modos	20
2.3 Conceptos básicos de plasmónica	23
2.3.1 Plasmón-polariton de superficie	24
2.3.2 Plasmones en películas delgadas de metal	28
2.3.3 Excitación de PPS	30
2.3.4 Plasmones de superficie localizados (PSL)	32
2.3.5 Plasmones localizados con partículas esféricas	32
2.3.6 Acoplamiento de plasmones de superficie localizados	36
2.4 Detección de ondas evanescentes	37
2.4.1 Resolución óptica y campo cercano	37
2.4.2 La idea de Synge	40
2.4.3 Microscopia óptica de barrido en campo cercano (SNOM)	41
2.4.4 SNOM con apertura	41
2.4.5 SNOM sin apertura	42
2.5 Resumen del capítulo	44
3. Fabricación de muestras y dispositivos de medición para el desarrollo experimental	46
3.1 Presentación de las muestras	47

3.1.1	Muestra 5_11	48
3.1.2	Muestra 6_2	49
3.2	Fabricación de las muestras	50
3.2.1	Fotolitografía	51
3.2.2	Litografía electrónica	53
3.3	Planeación del experimento y métodos experimentales	56
3.3.1	Topología de la muestra y microscopio de fuerza atómica (AFM) .	56
3.3.2	SNOM en modo de perturbación (p-SNOM)	58
3.3.3	SNOM en modo de perturbación heterodino	61
3.3.4	SNOM en modo esparcimiento heterodino	63
3.4	Resumen del capítulo	65
4.	Presentación y análisis de resultados	67
4.1	Caracterización de los modos de propagación de la guía de silicio	67
4.1.1	Cálculo de la longitud de onda asociada a la frecuencia de resonancia de un nanoalambre mediante DDA _{scat}	69
4.2	Simulación de resultados mediante FDTD	72
4.2.1	Resultados de la simulación de la nanoestructura por medio de FDTD	72
4.2.2	Análisis de los espectros de transmisión mediante la teoría de rejillas de Bragg	74
4.2.3	Resultados de la simulación de la distribución de amplitud y fase del campo	76
4.2.4	Análisis de resultados simulados por teoría de acoplamiento de modos	84
4.3	Resultados experimentales y comparaciones teóricas	87
4.3.1	SNOM en modo de perturbación	87
4.3.2	SNOM en modo de perturbación heterodino	91
4.3.3	SNOM en modo de esparcimiento heterodino	93
4.4	Resumen del capítulo	97
5.	Conclusiones	99
	Referencias bibliográficas	101
	Apéndice A. Potencia óptica y relación de dispersión de una guía de onda dieléctrica asimétrica plana.	103
A.1	Potencia de propagación	103
A.2	Relación de dispersión para una guía de onda asimétrica.	104
A.2.1	Relación de dispersión para modos TE	105
A.2.2	Relación de dispersión para modos TM	106
	Apéndice B. Comparación de resultados para la simulación de una nanoestructura de 30×20 y la de 8×20 nanoalambres	108
B.1	Consideraciones de la simulación para la estructura de 30×20 nanalambres	108
B.2	Consideraciones de la simulación para la estructura 8×20 nanoalambres .	109

Apéndice C. Resolución de la ecuación de dispersión	114
C.1 Relación de dispersión	114
C.1.1 Método del índice efectivo	116
Apéndice D. Aproximación de dipolos acoplados discretos	119
D.1 Aproximación de dipolos acoplados	119
Apéndice E. Método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTF)	122
E.1 Diferencias finitas	122

Lista de figuras

Figura		Página
1	a) Esquema del nanoslot acoplado a una guía de silicio, b) principio de medición por SNOM en modo de perturbación y c) imagen de la intensidad del campo eléctrico a lo largo de la estructura fotónica-plasmónica realizada con la técnica de SNOM en modo perturbación (Cécile Delacour, 2010, p. 2922-2926 y Salas-Montiel, 2012, p. 231109).	6
2	a) Esquema de las cadenas de nanopartículas de oro sobre la guía de silicio desde una vista de perfil, b) resultado de la simulación de la propagación de un modo a longitud de onda de 1375 nm, c) 1475 nm y d) 1575 nm (M. Fevrier, 2012, p. 1036).	6
3	a) Principio de operación de la técnica de SNOM en modo de esparcimiento, b) resultados de la técnica en la topología de la muestra, distribución de amplitud y fase del campo cercano (Apuzzo, 2013, p. 1000).	7
4	Esquema de una guía de onda compuesta de tres medios de distinto índice de refracción donde se observa la reflexión total interna.	9
5	Casos fundamentales de polarización en la guía plana a) TE y b) TM.	9
6	Propagación de rayos debido a las reflexiones.	10
7	Distribuciones del campo para modos de propagación TE.	14
8	Variación de la distribución de intensidad para el caso del a) modo fundamental, b) el modo 1 y c) la superposición del modo fundamental y del modo 1.	17
9	Acoplamiento de modos entre dos guías paralelas separadas una distancia $2a$	20
10	Interfaz metal-dieléctrico y líneas de campo debido a la presencia del plasmón.	24
11	Relación de dispersión para PPS's en una interfaz metal-dieléctrico (Zayats y Smultaminow, 2004, p. 137).	26
12	Penetración de las ondas evanescentes de los plasmones de superficie.	27
13	Plasmones en una película delgada de metal.	28
14	Acoplamiento entre una guía de onda metálica y una dieléctrica.	30
15	Excitación de un PPS por incidencia de luz sobre la interfaz.	31
16	Excitación de un PPS por rugosidades	31
17	Diagrama de una esfera sometida a un campo electromagnético (Maier, 2007, p. 66).	33

Figura	Página	
18	Líneas de campo a) lejos de la frecuencia del plasmón localizado y b) cerca de la frecuencia del plasmón localizado (Maier y Brongersna, 2001, 1502).	34
19	Patrón de radiación dipolar para dipolos excitados en dirección del eje a) z y b) y (Bruyant, 2004, p. 40).	35
20	Acoplamiento de plasmones de superficie localizados (Maier, 2007, p. 82).	36
21	Acoplamiento de plasmones de superficie localizados en una nanoestructura (Maier, 2007, p. 81).	37
22	a) Luz detectada por un objetivo de microscopio convencional cuando el período de la rejilla d , cuando este período decrece b) los rayos difractados se abren hasta que no pueden ser detectados.	38
23	Esquema de la idea de Synge para rebasar el límite de difracción.	40
24	Esquema del funcionamiento de una punta de SNOM con apertura.	42
25	Modos de operación para la configuración de SNOM con apertura, donde el color gris representa la señal detectada y el negro a la fuente para: a) la punta funcionando como detector y fuente, b) y c) como fuente y detección externa, d) y e) como detector con iluminación externa.	43
26	Modos de operación para la configuración de SNOM sin apertura, donde el color gris representa la señal detectada y el negro a la fuente para: a) la punta como esparcidor con detector, b) esparcido y detección externa y c) iluminación y detección externa.	43
27	Integración de una nanoestructura metálica a una guía de onda dieléctrica.	46
28	Esquema a) del corte transversal y b) el perfil de las muestras sometidas a estudio.	48
29	Imágenes de microscopio electrónico para la muestra 5_11.	49
30	Imágenes en microscopio electrónico de la muestra 6_2.	51
31	Esquema de fotolitografía para la fabricación de guías de onda de silicio (Fevrier, 2012, p. 97).	52
32	Guías de silicio fabricadas con fotolitografía: a) Conjunto completo de guías, b) acercamiento en la zona mas ancha de la guía y c) la zona mas angosta.	53
33	Esquema de litografía electrónica para la fabricación de nanoestructuras de oro (Frevier, 2012, p. 101).	55
34	a) Marcas de referencia sobre la muestra como resultado de la primera litografía y b) resultado final de la segunda litografía.	55
35	Cantilever y punta a) cónica b) piramidal de AFM (Bruyant, 2004, p. 17).	56

Figura	Página
36 a) Configuración y b) Sistema de alineación de la punta en el AFM. Tomada de (Bruyant, 2004, p. 36)	57
37 Implementación de la técnica de SNOM en un AFM.	58
38 Esquema de la técnica de pSNOM	59
39 Esquema de la técnica SNOM en sistema heterodino.	61
40 Esquema del arreglo de acusto-ópticos para las técnicas de SNOM en sistema heterodino visto desde arriba.	62
41 Esquema del sistema de detección de luz esparcida.	64
42 Relación de dispersión para la guía de la zona A.	68
43 a) Esquema del nanoalambre de oro con dimensiones de $50 \times 50 \times 200$ nm. b) Coeficientes de eficiencia de extinción, absorción y esparcimiento para el nanoalambre sometido a un campo TE en dirección \hat{z} obtenidos por el método de DDASCAT.	70
44 Distribución de amplitud y fase de las componentes de campo a) E_x , b) E_y y c) E_z presente en un rectángulo de oro sometido a un campo E_{0y}	71
45 Consideraciones para la simulación del espectro de transmisión en la guía de silicio.	73
46 Espectros de transmisión simulados para: a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm.	74
47 Principio de la reflexión de la longitud de Bragg.	75
48 Longitud de onda de Bragg calculada mediante el campo de índice efectivo de la guía de silicio nanoestructura metálica con a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm.	76
49 Consideraciones para la simulación de la distribución de amplitud y fase para la nanoestructura de metal. Donde se observa la ubicación de los planos de monitoreo y las consideraciones de la periodicidad D de la nanoestructura.	77
50 Distribución de amplitud y fase del campo obtenidas en el plano de monitoreo 1 para las componentes a) E_x , b) E_y y c) E_z propagadas sobre la muestra con separación $D=50$ nm para $\lambda=1.54 \mu\text{m}$	78
51 Distribución de amplitud y fase obtenida en el plano de monitoreo 2 para las componentes a) E_x , b) E_y y c) E_z propagadas sobre la muestra con separación $D=50$ nm para $\lambda=1.54 \mu\text{m}$	79
52 Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura para: a) $\lambda=1.5 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=1.26 \mu\text{m}$ con $D=50$ nm.	81

Figura	Página
53	Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura para: a) $\lambda=1.15 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.02 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=0.96 \mu\text{m}$ con $D=50 \text{ nm}$ 82
54	Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura en $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ para: a) $D=50 \text{ nm}$, b) $D=100 \text{ nm}$ y c) $D=150 \text{ nm}$ 83
55	Consideraciones de elección de perfiles para el análisis en el espacio de Fourier de los resultados del plano de monitoreo 2. 85
56	Relación de dispersión para los perfiles a) de la guía b) de la nanoestructura y c) de toda la imagen. 85
57	Relación de dispersión para la contribución de todos los perfiles para: a) $D=50 \text{ nm}$, b) $D=100 \text{ nm}$ y c) $D=150 \text{ nm}$. Donde la línea negra es la relación de dispersión de la guía de silicio y la amarilla es la de la nanoestructura. 86
58	Espectros de transmisión experimentales para la guía híbrida para: a) $D=50 \text{ nm}$, b) $D=100 \text{ nm}$ y c) $D=150 \text{ nm}$ (Dubrovina, 2013, p. 9). 87
59	Resultados de la técnica de p-SNOM. a) Topología de la muestra, b) Amplitud de campo relacionado con el campo transmitido para $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 88
60	Resultado de la técnica de p-SNOM para la zona de filtro de modos con a) la topología de la muestra, la distribución de campo para b) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, c) $\lambda=1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ 89
61	Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM para la guía 14 ($D=100 \text{ nm}$) de la muestra 5.11. Donde se muestra: a) la topología de la muestra, b) la distribución de intensidad del campo para b) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, c) $\lambda=1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ 90
62	Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM para la guía 29 ($D=150 \text{ nm}$) de la muestra 5.11 para: a) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ 91
63	Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM heterodino para la a) topología de las guías b)g10, b)h10 y c)i10 de la muestra 6.2 con d) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y $D=50, 100$ y 150 nm , respectivamente. 92
64	Resultado de la técnica de p-SNOM heterodino para la guía g10 ($D=50 \text{ nm}$) de la muestra 6.2 con a) su topología, b) distribución de amplitud y fase para $\lambda=1.66 \mu\text{m}$, c) $\lambda=1.54 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.45 \mu\text{m}$. Donde el campo incidente proviene de la parte inferior de la imagen. 93
65	Topología de la guía h10 de la muestra 6.2 con $D=100 \text{ nm}$ 94

Figura	Página	
66	Resultados de la técnica de e-SNOM heterodino para la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Presentando las distribuciones de amplitud y fase para a) $\lambda=1.65$ μm , b) $\lambda=1.63$ μm y c) $\lambda=1.61$ μm	95
67	Resultados de la técnica de e-SNOM heterodino para la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Presentando las distribuciones de amplitud y fase para a) $\lambda=1.59$ μm , b) $\lambda=1.57$ μm y c) $\lambda=1.55$ μm	96
68	Comportamiento en el espacio de Fourier de la amplitud compleja de las imágenes obtenidas por e-SNOM heterodino de la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Donde se gráfica la contribución total de la guía (verde), la contribución de la zona de la nanoestructura (azul), la de la zona de entrada (roja) y la relación teórica (negro) para: a) $\lambda=1.65$ μm , b) $\lambda=1.63$ μm , c) $\lambda=1.61$ μm , d) $\lambda=1.59$ μm , e) $\lambda=1.57$ μm y $\lambda=1.55$ μm	97
69	Consideraciones para la simulación de la distribución de amplitud y campo para la nanoestructura de metal de $30times20$ nanoalambres. Donde se observa la ubicación de los planos de monitoreo.	108
70	Resultado de la simulación con FDTD para la zona de monitoreo 1 para la estructura metálica de 30×20 y la de 8×20 para longitudes de onda de a) $\lambda=1.76$ μm , b) $\lambda=1.54$ μm , c) $\lambda=1.43$ μm y d) $\lambda=1.33$ μm	111
71	Resultado de la simulación con FDTD para la zona de monitoreo 2 para la estructura metálica de 30×20 y la de 8×20 para longitudes de onda de a) $\lambda=1.76$ μm , b) $\lambda=1.54$ μm , c) $\lambda=1.43$ μm y d) $\lambda=1.33$ μm	112
72	Resultado de la distribución de amplitud del campo para el perfil del centro de la nanoestructura. Donde en azul se presentan los datos para la estructura de 30×20 y en amarillo se presentan los datos para la estructura con de onda 8×20 para: a) $\lambda=1.76$ μm , b) $\lambda=1.54$ μm , c) $\lambda=1.43$ μm y d) $\lambda=1.33$ μm	113
73	Iteraciones para el cálculo de a) la parte real e b) imaginaria de k mediante un proceso iterativo.	115
74	Relación de dispersión para una guía de silicio sobre oxido de silicio envuelta en aire.	115
75	Esquema del método del índice efectivo para a) una guía en tres dimensiones. b) Vista de la guía desde un plano xy, c) guía plana para la primera iteración y d) guía plana para la segunda iteración.	116
76	Relación de dispersión para el modo TE_0 para la guía de silicio de la zona A.	117
77	Discretización del un cubo para FDTD en 3D.	123

Lista de Tablas

Tabla		Página
1	Definición de los símbolos utilizados en la ecuación 33.	19
2	Nomenclatura de la muestra 5_11.	49
3	Nomenclatura de la muestra 6_2.	50
4	Relación de ventajas y desventajas sobre las técnicas.	66

Capítulo 1

Introducción

En las últimas décadas, gran parte de los esfuerzos en la ciencia y la tecnología han sido enfocados en el estudio de los procesos físicos, químicos y biológicos a escalas micro y nanométricas. Los intereses son variados, estos pueden ir desde el conocimiento del comportamiento de microorganismos hasta el desarrollo de dispositivos nanofotónicos. Actualmente, el estudio de la plasmónica, presente en la interacción de luz en estructuras metálicas a escalas inferiores a la longitud de onda de excitación, ha permitido el desarrollo de biosensores que son integrados en dispositivos ópticos de tamaños microscópicos (Malmqvist, 1993).

La plasmónica, en un concepto amplio, puede definirse como el estudio de los procesos de radiación electromagnética presentes en las interfaces metal-dieléctrico, que bajo ciertas condiciones de excitación sobre los electrones de valencia del metal genera una excitación del plasma denominada *plasmón*. La plasmónica, en el ámbito tecnológico, se encarga del desarrollo de técnicas de propagación y detección de los plasmones. En lo que respecta a la propagación, podemos mencionar el acoplamiento de plasmones localizados sobre nanoestructuras periódicas y en lo que toca a la detección, a las técnicas de microscopía electrónica (de fotoemisión, de emisión de cátodoluminiscencia y de emisión de electrones de baja energía) y de microscopía óptica de barrido en campo cercano (con o sin apertura, en modo de perturbación y en modo de esparcimiento).

La historia de la plasmónica comienza en 1902 cuando Wood observa el espectro de una fuente de luz continua a través de una rejilla de difracción metálica. Él observa ausencia de luz en ciertas posiciones del espectro y nota que esto ocurría sólo cuando la fuente de

iluminación tenía una polarización p (paralela a la rejilla). A este fenómeno se le nombro la *anomalía de Wood* (Wood, 1902) y permaneció sin explicación, hasta que Rayleigh propuso que, esta era ocasionada a una longitud de onda dispersada por la rejilla (Rayleigh, 1907) y que su dirección estaba regida por la siguiente relación geométrica

$$\text{sen}(\theta_{dif}) = \text{sen}(\theta_i) + m\lambda/T, \quad (1)$$

donde θ_{dif} es el ángulo del rayo difractado, θ_i el del rayo incidente, T el período de la rejilla y λ la longitud de onda.

Para describir lo visto por Wood, Rayleigh propuso que los máximos y mínimos estaban ubicados en $m\lambda/T = \pm \text{sen}(\theta_{dif})$ lo que nos reduce a que

$$m\lambda/T = -\text{sen}(\theta_i) \mp 1, \quad (2)$$

con $m = 0, 1, 2, 3$. Rayleigh tomó los resultados de Wood y los comparó con los suyos, obteniendo una discrepancia en su localización del 5%.

Posteriormente Fano analizó los dos resultados (Fano, 1965) y concluyó que existían dos tipos de anomalías: la primera la consideró como una anomalía fuerte que se ubicaba en los puntos dados por la ecuación de Rayleigh y la otra una anomalía difusa ocurrida en un corrimiento al rojo desde los puntos calculados por Rayleigh donde se observaba una distribución como la vista por Wood. La interpretación de este fenómeno dada por Fano fue asociar el fenómeno a resonancias de las ondas que provenían de la rejilla.

Estos estudios motivó la existencia de trabajos que hacían mención a las anomalías, pero no es hasta los años 40's y 50's cuando los estudios sobre difracción de electrones en estructuras metálicas ayudan a explicarla. Siendo más específicos, en 1957 Ritchie publica un estudio sobre las pérdidas de energía de plasmas en una película delgada de metal (Ritchie, 1957). Posteriormente en 1959, Powell y Swan reportan la observación de pérdidas de energía

en el espectro del aluminio (Powell y Swan, 1959). De estos estudios se concluye que esta energía perdida es acoplada a la interfaz en forma de campos electromagnéticos asociados con oscilaciones de electrones de la banda de conducción de los metales (plasmones). Es decir, cuando iluminamos un metal estructurado inmerso en un dieléctrico, parte de la energía puede, bajo ciertas condiciones, ser acoplada a su interfaz. Esto ayudó a entender que la anomalía de Wood es la respuesta de las pérdidas debidas a la excitación de plasmones en la rejilla de metálica.

El descubrimiento de los plasmones tuvo un gran impacto en investigaciones teóricas y experimentales de distintas disciplinas. Una de las principales es el estudio del estado sólido, en fenómenos como la transferencia de energía en el amortiguamiento de los modos de vibración de una superficie (Chabal y Sievers, 1980) y la pérdida de energía de partículas cargadas que se mueven cerca de una superficie de metálica (Echenique y Pendry, 1975). Adicionalmente, podrían mencionarse trabajos en electroquímica, biosensores (Malmqvist, 1993), el crecimiento de nanopartículas (Jin *et al.*, 2001) y la microscopía en la tecnología de resonancia de plasmones (Ozby, 2006).

La importancia del estudio de plasmones en los últimos años se ha enfocado en los avances sobre los materiales nanoestructurados, ya que estos generan patrones de concentración de luz que son utilizados en el transporte de señales ópticas y eléctricas (Barnes *et al.*, 2003), además de ofrecer posibilidades innovadoras para el diseño de dispositivos como obturadores o moduladores (Krasavin y Zheludev, 2004). También se ha considerado la instrumentación de circuitos electrónicos alimentados con luz, permitiendo fusionar la fotónica y la electrónica a nanoescala (Charbonneau y Lahoud, 2005).

Uno de los problemas importantes a los que se han enfrentado el desarrollo de dispositivos plasmónicos, es que muchos de ellos se ven limitados por el efecto Joule, al presentarse

pérdidas de información que se convierte en calor. Esto se pone en evidencia, por la corta distancia de propagación de los plasmones y las pérdidas de luz provocadas por la presencia de varias interfases en los dispositivos. En los últimos años para contrarrestar estos efectos se ha propuesto colocar estas estructuras metálicas sobre guías de onda dieléctricas (estructuras fotónica-plasmónicas), en las cuales la información perdida por la estructura permanecerá en la guía y podrá ser utilizada después, además de facilitar la propagación de plasmones de superficie de largo alcance y permitir la excitación de los plasmones por inyección de luz en la guía.

En la actualidad se publican diversos artículos que muestran desarrollos tecnológicos de estructuras híbridas fotónica-plasmónicas. El estudio experimental de estos dispositivos se realiza por medio de mapeos de distribución de campo. Usualmente, en base a la técnica de microscopía óptica de campo cercano (SNOM, del inglés Scanning Near-field Optical microscopy) debido a su facilidad de integración a microscopios comerciales, como es el caso de los microscopios de efecto túnel y los de fuerza atómica. Con esta técnica se busca tener una buena resolución del mapeo al rebasar el límite de difracción de los instrumentos ópticos, al iluminar con una fuente efectiva cuyas dimensiones son menores a la longitud de onda de iluminación y trabajando a distancias de micras en una zona en la que existen ondas evanescentes y propagantes (*campo cercano*), de acuerdo a lo propuesto por Synge (Synge, 1932). La técnica de SNOM consta de una punta que perturba a los campos evanescentes cercanos a la superficie, propagándolos o esparciéndolos para que puedan ser detectados. Las puntas de SNOM son clasificadas como puntas con abertura o sin abertura y la resolución de los resultados estará fuertemente relacionada con el diámetro de su zona más angosta. Como ejemplo del primer tipo, tenemos puntas de vidrio recubiertas de metal que tienen un agujero de centenas de nanómetros en su ápice. Mientras que en el segundo tipo, se localizan

puntas de un material sólido (como metal o silicio), que pueden tener diámetros de decenas de nanómetros.

Particularmente podemos hablar de los trabajos del Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique (LNIO) de la Université de Technologie de Troyes (UTT), Francia. Que durante los años 2010 y 2012, mediante el grupo de nanofotónica del LNIO, muestran el estudio del acoplamiento y distribución del campo eléctrico que se propaga en una guía de onda generada por la separación de unas pequeñas placas de cobre (Cu) sobre silicio (*nanoslot*) (Delacour et al., 2010 y Salas Montiel et al., 2012), mediante la técnica de SNOM en modo de perturbación (Figura 1). Siguiendo esta línea, en el año 2012, publican un trabajo teórico sobre un dispositivo formado por una cadena de nanopartículas de oro colocadas sobre una guía de silicio (Fevrier *et al.*, 2012). Donde se muestra la eficiencia de excitación del intercambio de energía entre la guía de silicio y la cadena dependiente de la longitud de onda de excitación, debido a la excitación de plasmones. Con base a simulaciones numéricas y análisis del dispositivo mediante la teoría de acoplamiento de modos (Figura 2). Y en 2013 muestran resultados experimentales sobre el mapeo de distribución de amplitud y fase del campo eléctrico propagante por esta estructura (Apuzzo *et al.*, 2013), mediante la técnica de SNOM en modo de esparcimiento (Figura 3).

La presente tesis tiene como motivación el introducirse en el estudio de la plasmónica, teniendo como objetivo presentar un estudio teórico y experimental de estructuras plasmónicas periódicas de nanoalambres de oro que han sido integradas sobre guías de onda dieléctricas de silicio (estructuras fotónica-plasmónicas), en base al mapeo de distribución del campo eléctrico propagante por las estructuras híbridas, debido al intercambio de energía entre la guía y la nanoestructura. Para dar continuidad a los trabajos realizados por el LNIO. Este trabajo presenta el análisis de las estructuras mediante la teoría de acoplamiento de modos,

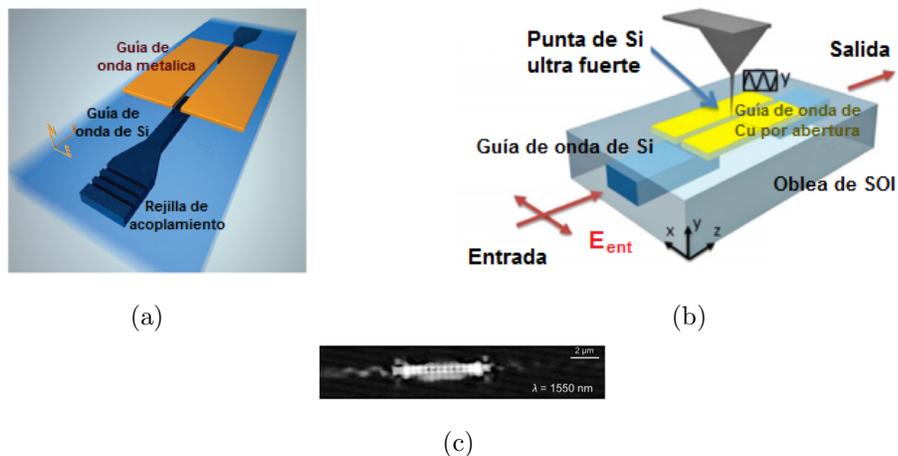


Figura 1. a) Esquema del nanoslot acoplado a una guía de silicio, b) principio de medición por SNOM en modo de perturbación y c) imagen de la intensidad del campo eléctrico a lo largo de la estructura fotónica-plasmónica realizada con la técnica de SNOM en modo perturbación (Cécile Delacour, 2010, p. 2922-2926 y Salas-Montiel, 2012, p. 231109).

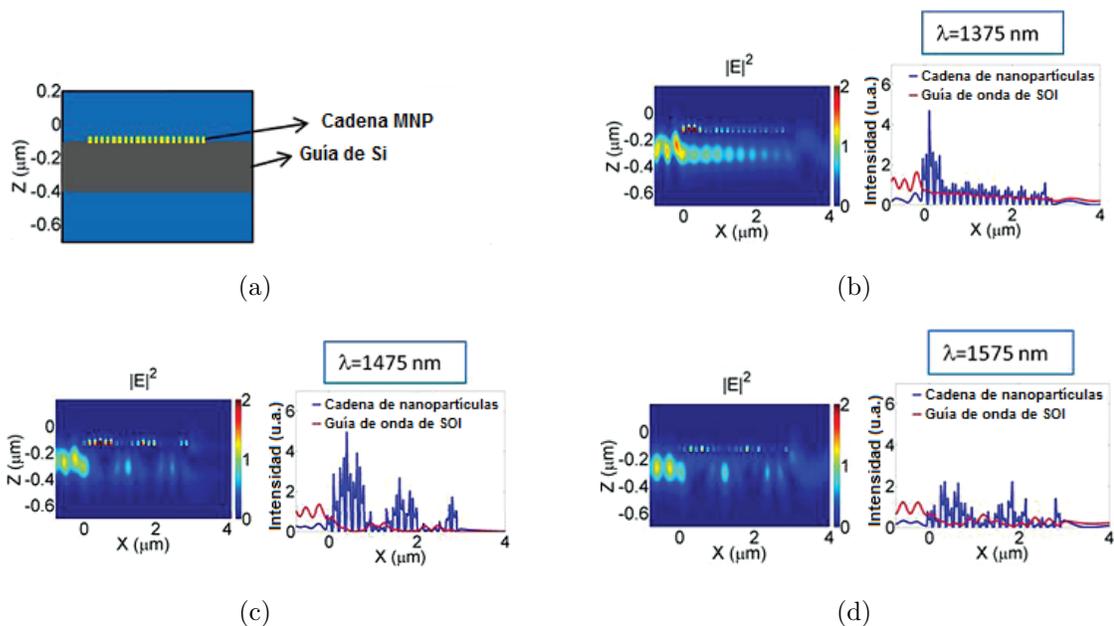


Figura 2. a) Esquema de las cadenas de nanopartículas de oro sobre la guía de silicio desde una vista de perfil, b) resultado de la simulación de la propagación de un modo a longitud de onda de 1375 nm, c) 1475 nm y d) 1575 nm (M. Fevrier, 2012, p. 1036).

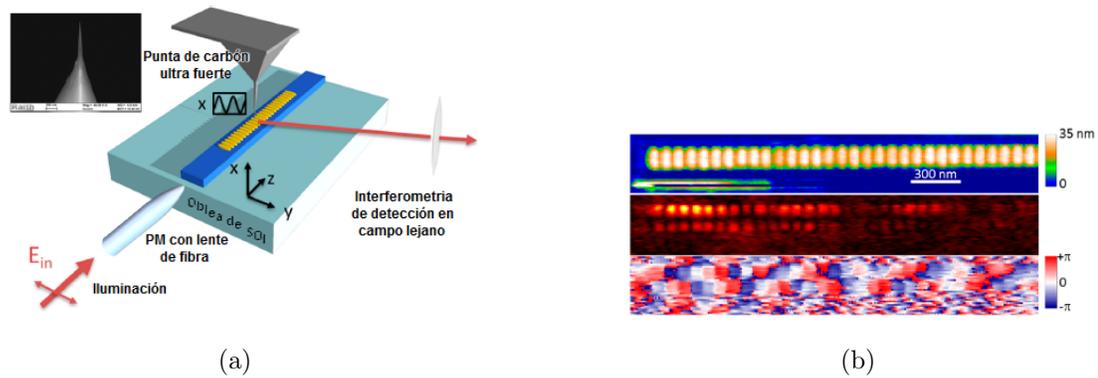


Figura 3. a) Principio de operación de la técnica de SNOM en modo de esparcimiento, b) resultados de la técnica en la topología de la muestra, distribución de amplitud y fase del campo cercano (Apuzzo, 2013, p. 1000).

la de dipolos acoplados, los conceptos básicos de excitación de plasmones y el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD, por sus siglas en inglés) para sustentar la parte teórica, las técnicas de SNOM en modo de perturbación y esparcimiento para la parte experimental. Este trabajo de tesis es resultado de la colaboración conjunta entre el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y el LNIO por parte de la (UTT). Para perseguir este objetivo, la tesis presenta, en primera instancia, los conceptos teóricos en los que se basa este estudio. Tales como la propagación de luz en guías de onda dieléctricas, los conceptos básicos de plasmónica y los de la técnica de SNOM. Posteriormente se plantean los aspectos técnicos de los procesos de experimentación, como lo son, la fabricación de estructuras fotónica-plasmonicas y los dispositivos experimentales de la técnica de SNOM en modo de perturbación y esparcimiento. Siguiendo simulaciones numéricas de la propagación del campo eléctrico en la estructura híbrida mediante la resolución de las ecuaciones de Maxwell con el método FDTD. Y finalizando con discusión de la comparación entre los resultados experimentales y teóricos.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

En este capítulo nos centraremos en dar una breve descripción de los conceptos teóricos en los que se basa la tesis. Haremos un recordatorio de los conceptos básicos y ecuaciones de la teoría electromagnética necesarios para la comprensión de la propagación de la radiación electromagnética en guías de onda, para enfocarnos después en los principios de la plasmónica. Conectaremos estos dos conceptos para estudiar el acoplamiento de guías plasmónicas y dieléctricas utilizando la teoría de acoplamiento de modos. Finalmente, también en este capítulo, presentaremos los fundamentos teóricos y prácticos del estudio de la óptica en campo cercano requerida para explicar los experimentos.

2.1 Guías de onda dieléctricas

Una guía óptica se define como un dispositivo capaz de transportar luz por medio de confinamiento óptico. Es decir, dicho dispositivo tiene el propósito de “atrapar” a la luz y dirigirla a través de él. Esto se logra envolviendo a un medio entre otros dos de índice de refracción menor.

En la Figura 4 se observa una guía de onda plana compuesta de tres medios con índices de refracción $n_1 < n_3 < n_2$, el medio con índice n_1 es conocido como *cubierta*, el de n_2 es el *núcleo* y el de n_3 es conocido como *sustrato*.

Cuando la luz viaja por el núcleo, sufre reflexiones con los otros dos medios. De acuerdo a las leyes de reflexión y refracción, cada interacción produce un rayo de luz reflejado dentro del núcleo y otro que es transmitido al otro medio. Cuando el ángulo de incidencia está,

por abajo del ángulo crítico, la intensidad de luz que viaja en el núcleo disminuye con cada reflexión, provocando una baja intensidad en la transmisión a la salida. Estas pérdidas no ocurren si el ángulo de incidencia es más grande que el ángulo crítico, debido al fenómeno de reflexión interna total. Es decir, si $\theta < \cos^{-1}(n_2/n_3), \cos^{-1}(n_2/n_1)$. Bajo esta condición, los rayos no penetran dentro de los medios con índice n_1 ni n_3 conservando la luz atrapada en el núcleo.

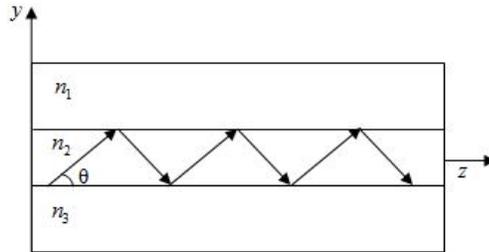


Figura 4. Esquema de una guía de onda compuesta de tres medios de distinto índice de refracción donde se observa la reflexión total interna.

La onda electromagnética propagante por el núcleo se puede analizar en términos de dos configuraciones fundamentales. En la primera la onda viaja con polarización TE (transversal eléctrico) en la que el campo \vec{E} es ortogonal al plano de propagación (Figura 5a) y en la segunda con polarización TM (transversal magnético), donde el campo \vec{H} es ortogonal al plano de propagación (Figura 5b).

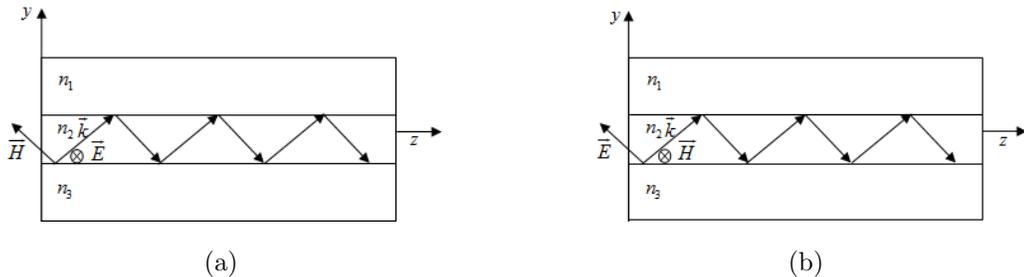


Figura 5. Casos fundamentales de polarización en la guía plana a) TE y b) TM.

Adicionalmente, podemos observar que cuando la luz sufre de reflexiones su dirección y

por lo tanto su fase cambian. En la Figura 6 podemos observar que en un numero par de reflexi3nes el cambio de fase total es de 2π , conservando la direcci3n original.

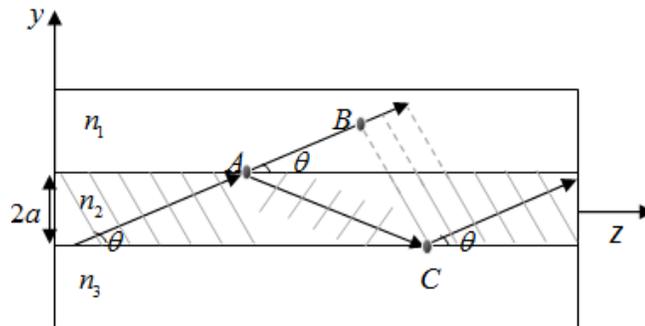


Figura 6. Propagaci3n de rayos debido a las reflexi3nes.

Esto quiere decir que k cumple con:

$$k\vec{AC} - k\vec{BC} - 2\pi = 2\pi p, \quad p = 1, 2, \dots \quad (3)$$

Siguiendo la nomenclatura de la Figura 6 y recordando que $k = 2\pi/\lambda$, podemos poner esta expresi3n en t3rminos de θ y a con

$$\text{sen}(\theta_m) = \frac{\lambda m}{4a}, \quad m = p + 1 = 1, 2, \dots \quad (4)$$

En el caso de la gufa de onda plana, tomamos a \vec{k} como un vector con componentes $(0, k_y, k_z)$ donde $k_y = k\text{sen}(\theta_m)$ y $k_z = \beta = k\text{cos}(\theta_m)$, por lo que de acuerdo a la ecuaci3n (4)

$$k_{ym} = m\pi/2a, \quad (5a)$$

$$\beta_m^2 = k^2 - \frac{m^2\pi^2}{4a^2}, \quad (5b)$$

donde β_m es la constante de propagaci3n y $2a$ la altura del n3cleo. Estos resultados nos muestran que para determinadas β' s, la fase de la onda puede ser conservada y se comporta

como un modo natural del sistema. Es decir, los modos de la guía son “campos que mantienen la misma distribución transversal y polarización a lo largo de la guía de onda” (Saleh y Teich, 1991, p. 241) ¹.

Observar que la polarización y la amplitud se conservan requiere de un análisis electromagnético del sistema.

2.2 Estudio electromagnético de la propagación de modos

Para encontrar la forma de la distribución de intensidad de estos modos tomaremos una onda plana monocromática que viaja con constante de propagación β cuyos campos eléctricos y magnéticos están dados por

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (6a)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (6b)$$

(con una velocidad de grupo $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ y una velocidad de fase $v_f = \frac{\omega}{\beta}$) y la propagaremos en dirección \hat{z} por una guía plana de tres medios (n_1, n_2 y n_3).

Consideramos que los tres medios son dieléctricos y que la onda electromagnética propagante cumple con las ecuaciones de Maxwell medios isotrópicos

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (7a)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (7b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (7c)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7d)$$

¹Traducido del autor.

Comenzamos reescribiendo a las ecuaciones (7c) y (7d), tomando el rotacional de ambas y aplicando la propiedad vectorial de $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$. Para obtener a

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (8)$$

la ecuación de onda.

Resolviendo las ecuaciones (7) para una guía de onda plana donde $\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = 0$. Se obtienen dos sistemas de ecuaciones:

$$-i\beta E_x = -i\omega \mu_0 H_y, \quad (9a)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega \mu_0 H_z, \quad (9b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega \varepsilon_0 n^2 E_x, \quad (9c)$$

y

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega \mu_0 H_x, \quad (10a)$$

$$-i\beta H_x = i\omega \varepsilon_0 n^2 E_y, \quad (10b)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega \varepsilon_0 n^2 E_z. \quad (10c)$$

que están desacoplados entre si. Estos sistemas representan los dos casos fundamentales de polarización (TE y TM).

2.2.1 Modos TE

Tomando el sistema de ecuaciones (9) obtenemos las siguientes relaciones:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 n_2^2 - \beta^2) E_x = 0, \quad (11a)$$

$$H_y = \frac{-\beta E_x}{\omega \mu_0}, \quad (11b)$$

$$H_z = \frac{-i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (11c)$$

correspondientes al modo TE, donde las componentes $H_x = E_y = E_z = 0$. Las soluciones para E_x dependerán del índice de refracción de la zona en donde queramos resolver y pueden ser representadas por como $E_x(y, z) = A_m U_m(y) e^{-i\beta_m z}$. Con A_m una amplitud escalar y

$$U_m = \begin{cases} \cos(\alpha_{2m} a) e^{-\alpha_{1m}(y-a)}, & y > a \\ \cos(\alpha_{2m} y), & -a \leq y \leq a \\ \cos(\alpha_{2m} a) e^{\alpha_{3m}(y+a)}, & y < -a \end{cases} \quad (12)$$

con $m=1, 2, 3, \dots$, y

$$\alpha_{2m} = \sqrt{k^2 n^2 - \beta_m^2}, \quad (13a)$$

$$\alpha_{1m} = \sqrt{\beta_m^2 - k^2 n_1^2}, \quad (13b)$$

$$\alpha_{3m} = \sqrt{\beta_m^2 - k^2 n_3^2} \quad (13c)$$

De estos resultados resaltamos dos propiedades fundamentales de los modos: la primera que las soluciones oscilantes U_m tienen la propiedad de no depender de la constante z , es decir, la distribución transversal del modo es la misma a lo largo de la propagación, la segunda es que las soluciones cumplen con:

$$\int_{-\infty}^{\infty} U_m U_n dy = \begin{cases} 1, & n = m \\ 0, & n \neq m \end{cases} \quad (14)$$

debido a la ortogonalidad de las soluciones y la tercera, es que las constantes de propagación β_m quedan acotadas por

$$kn_3 < \beta_m < kn_2, \quad (15)$$

para garantizar que α_i con $i=1, 2, 3$ de la ecuación (13) sean todas positivas. La Figura 7 muestra la forma de la distribución transversal de los modos de acuerdo a su número m .

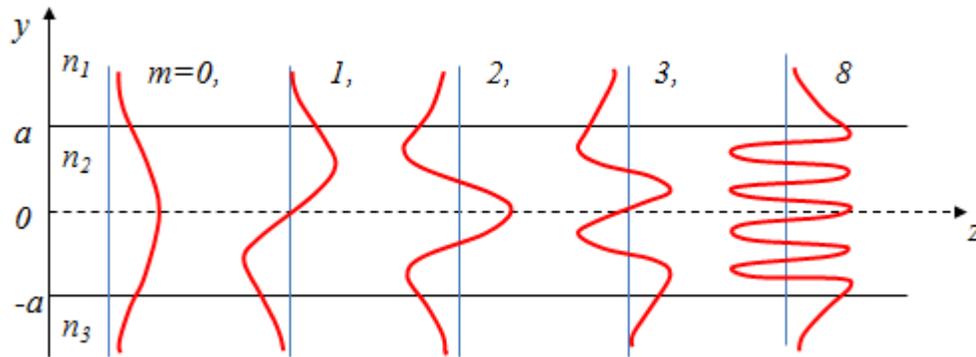


Figura 7. Distribuciones del campo para modos de propagación TE.

Una vez conocidas las distribuciones de amplitud, un aspecto interesante que analizar es la cantidad de potencia óptica que transporta cada modo. Para esto, trabajaremos con el vector de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$, el cual representa el flujo de energía que transportan los campos eléctricos y magnéticos. La potencia óptica puede calcularse como la cantidad de flujo de energía que atraviesa el área transversal de la guía en la dirección \hat{z} . Llevándonos a la siguiente relaciones:

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{u}_z dy = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (E_y H_x^* - E_x H_y^*) dy, \quad (16)$$

(el proceso para llegar a esta ecuación puede ser consultado en el apéndice A en la sección A.1). Utilizando las ecuaciones del sistema (11) podemos obtener que la potencia es de

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta}{2\omega\mu_0} |E_x|^2 dy. \quad (17)$$

De manera que al utilizar las ecuaciones (11) y (12), para los tres medios de la guía, tenemos que la Potencia total en el caso de tener un modo m es de

$$P = P_1 + P_2 + P_3 = \frac{\beta_m A^2}{2\omega\mu_0} \left\{ 1 + \frac{1}{2\alpha_{1m}a} + \frac{1}{2\alpha_{2m}a} \right\}, \quad (18)$$

donde cada subíndice representa a un medio sobre la guía de onda.

2.2.2 Modos TM

Ahora retomaremos a las soluciones de las ecuaciones de Maxwell del sistema (10) para hacer un desarrollo similar que el anterior. Este sistema puede reescribirse como:

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{1}{n_2^2} \frac{dH_x}{dy} \right) + (k^2 - \beta^2/n_2^2)E_x = 0, \quad (19a)$$

$$E_y = \frac{-\beta H_y}{\omega \varepsilon_0 n^2}, \quad (19b)$$

$$E_z = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0 n^2} \frac{dH_x}{dy}, \quad (19c)$$

Correspondiente a la polarización TM con $E_y = H_z = H_x = 0$

Donde $H_x = B_m U_m(y) e^{-i\beta_m z}$, donde U_m tiene la misma forma que en la ecuación (12) cumpliendo con la ortogonalidad de modos, de acuerdo a la ecuación (14), con las mismas condiciones de restricción para β_m de la ecuación (15) y una potencia óptica que esta dada por:

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta}{2\omega \varepsilon_0} |H_x|^2 dy. \quad (20)$$

Para el caso de la propagación de un modo m , consideremos los tres medios de la guía y utilizamos las ecuaciones (19), (12), (20) para encontrar a la potencia total, dada por:

$$P_m = P_1 + P_2 + P_3 = \frac{\beta a A^2}{4a\omega\mu_0} \left\{ \cos^2(\alpha_{2m}a + \phi) \left[\frac{1}{\alpha_{3m}n_1} - \frac{1}{\alpha_{1m}n_2} - \frac{1}{\alpha_{3m}n_2} + \frac{1}{\alpha_{1m}n_3} \right] + \left[1 + \frac{1}{\alpha_{1m}n_2} + \frac{1}{\alpha_{3m}n_2} + \frac{1}{\alpha_{1m}n_3} \right] \right\} \quad (21)$$

2.2.3 Guía monomodo y multimodo

Como lo hemos visto anteriormente, a través de las guías pueden viajar varios modos. El número de modos soportados por la guía depende del espesor de su núcleo, la longitud de

onda incidente y los índices de refracción de los medios involucrados. Las guías en las que puede propagarse un solo modo se les conocen como guías *monomodales* a la longitud de onda de trabajo, mientras que las que soportan varios *modos guiados* se les conoce como *multimodales*. Estas últimas tienen una distribución de campo igual a la suma de los modos presentes, dada por

$$E_x(y, z) = \sum_m A_m U_m(y) e^{\beta_m z}. \quad (22)$$

Para ejemplificar como la existencia de varios modos en la guía afecta a la distribución de amplitud, tomaremos el caso de un guía que permite solamente la propagación del modo fundamental TE_0 y calcularemos la amplitud de la componente E_x , obteniendo a

$$|E_x| = E_x E_x^* = A_0^2 U_0(y)^2 \quad (23)$$

Este resultado nos indica que la amplitud del campo depende solamente de la componente y y no de la distancia de propagación z (ya que no estamos considerando perdidas por dispersión). Ahora para comparar lo que ocurre cuando existen mas de un modo propagándose por la guía, tomamos el caso de una guía multimodal que soporte dos modos TE (TE_0 y TE_1), por lo que el campo total se ve como

$$E_x(y, z) = A_0 U_0(y) e^{\beta_0 z} + A_1 U_1(y) e^{\beta_1 z}. \quad (24)$$

Al obtener la distribución de amplitud, observamos que

$$|E_x| = E_x E_x^* = A_0^2 U_0(y)^2 + A_1^2 U_1(y)^2 + A_0 A_1 U_0 U_1 e^{(\beta_0 - \beta_1)z} + A_0 A_1 U_0 U_1 e^{(\beta_1 - \beta_0)z} \quad (25)$$

En donde puede observarse la dependencia con z debido a que $\beta_0 \neq \beta_1$. En la Figura 8 puede verse la distribución de la amplitud a lo largo de z al tener la propagación del modo fundamental (Figura 8a), un modo de primer orden (Figura 8b) y la suma de estos dos modos (Figura 8c).

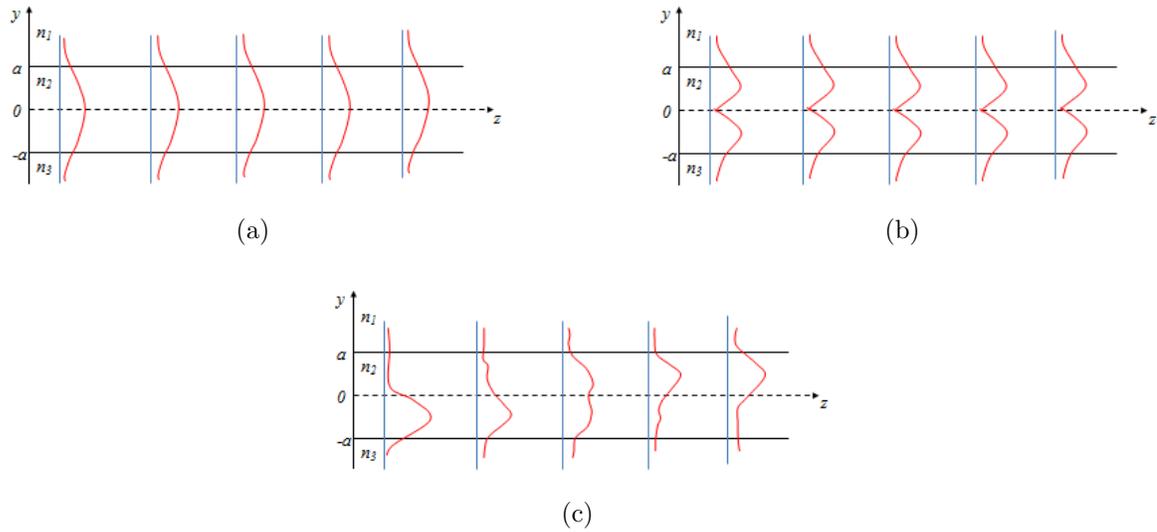


Figura 8. Variación de la distribución de intensidad para el caso del a) modo fundamental, b) el modo 1 y c) la superposición del modo fundamental y del modo 1.

En un análisis distinto sobre el número de modos propagantes por una guía, podemos mencionar el cambio de las constantes de propagación β en relación a la longitud de onda incidente mediante su relación de dispersión.

2.2.4 Índice efectivo y relación de dispersión

Como ya habíamos mencionado cada modo tiene propiedades características. Una de ellas es el índice “neto” que siente al propagarse por la guía, es decir, un índice general debido a la interacción del modo con los índices de refracción n_1, n_2 y n_3 (refiérase a la Figura 4), en un término sencillo, podemos definir a este *índice efectivo* como la razón de cambio entre las constantes de propagación de la onda incidente y la onda propagante dentro de la guía si partimos de la ecuación (15) y dividimos entre k_0 , obtenemos

$$n_3 < \frac{\beta}{k_0} < n_2, \quad (26)$$

si definiremos al índice efectivo como

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}. \quad (27)$$

Tenemos que la ecuación (26) se convierte en

$$n_3 < n_{eff} < n_2. \quad (28)$$

Esto indica que los modos propagantes por la guía tienen un índice efectivo restringido por los valores de n_2 y n_3 .

Los cambios de la constante β con respecto a la ω incidente es conocida como *la relación de dispersión* ($\beta(\omega)$). Nos permite caracterizar a los modos propagantes con respecto a la naturaleza de la luz incidente. Para conocer esta relación podemos partir de

$$k = \sqrt{n_2^2 k_0^2 - \beta^2}. \quad (29)$$

El siguiente paso es encontrar como es k , y para esto, trabajaremos con las condiciones de frontera en $\pm a$ de las componentes del E_x y H_z para la polarización TE, según las ecuaciones (11) y (12). Para obtener que

$$\tan(\alpha_2(a)) = \frac{\alpha_3}{\alpha_2}, \quad (30a)$$

$$\tan(\alpha_2(a)) = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \quad (30b)$$

Mediante un desarrollo algebraico que puede ser consultado en el apéndice A sección A.2, podemos encontrar la siguiente dependencia

$$2v\sqrt{1-b} = m\pi + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b}{1-b}} + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}} \quad (31)$$

con $v^2 = k^2 a^2 \sqrt{n_2 - n_3}$, $b = \frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_3^2}$, $\gamma = \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2}$ y $k_0 = \omega/c$.

Completando el análisis mostramos el mismo resultado pero ahora para los modos TM, al aplicar las condiciones de frontera para las componentes H_x y E_z según las ecuaciones (19)

y (12), obteniendo a

$$2v\sqrt{1-b} = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2}{n_3^2} \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2}{n_1^2} \sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}} \right). \quad (32)$$

Una expresión alternativa de esta relación de dispersión está dada por (Rohan *et al.*, 2009);

$$\tan(ka) = \frac{pq\gamma_3\gamma_1 - k^2 \pm G_1G_3}{k(p\gamma_1 + q\gamma_3)}, \quad (33)$$

donde su nomenclatura es descrita en la Tabla 1.

Tabla 1. Definición de los símbolos utilizados en la ecuación 33.

	Definición	Expresion
k_0	Constante de propagación de la onda incidente	$2\pi/\lambda_0 = \omega/c$
β	Constante de propagación	$\beta = n_{eff}k_0$
$2a$	Tamaño lateral del núcleo	
p	Para modo TE, y para modo TM	1, $\varepsilon_2/\varepsilon_1$
q	Para modo TE, y para modo TM	1, $\varepsilon_2/\varepsilon_3$
K_1, K_3		$k\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}, k\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}$
γ_1, γ_3		$\sqrt{K_1^2 - k^2}, \sqrt{K_s^2 - k^2}$
G_1, G_3		$\sqrt{k^2 + p^2\gamma_1^2}, \sqrt{k^2 - q^2\gamma_3^2}$
k		$\sqrt{n_2^2k_0 - \beta^2}$
$+, -$	Número entero 0, 1, 2...	M=entero par, M=entero impar
ε_i	Permeabilidad eléctrica	n_i^2

En ambos casos podemos notar que k no aparece despejada, por lo cual la resolución de estas relaciones se hace por medio de métodos numéricos que serán discutidos en otro capítulo.

2.2.5 Teoría de acoplamiento de modos

En esta sección aprovecharemos algunos de los resultados ya obtenidos y mostraremos lo que ocurre cuando dos guías paralelas se encuentran separadas una distancia $2a$ lo suficientemente pequeña como para que el campo que viaja por la guía 1 penetre en la guía 2, generando un cambio de energía entre ellas y por lo tanto, un acoplamiento entre sus modos.

Tomaremos entonces que cada guía tiene un modo propio dado por

$$E_1(y, z) = A(z)U_1(y)e^{-i\beta_1 z}, \quad (34a)$$

$$E_2(y, z) = B(z)U_2(y)e^{-i\beta_2 z} \quad (34b)$$

con A y B dependientes de la distancia de propagación z . Para realizar este análisis nos basaremos en lo realizado por (Saleh y Teich, 1991) en su capítulo 7 al considerar dos guías de índice de n_2 sumergidas en un medio de índice n_1 (Figura 9).

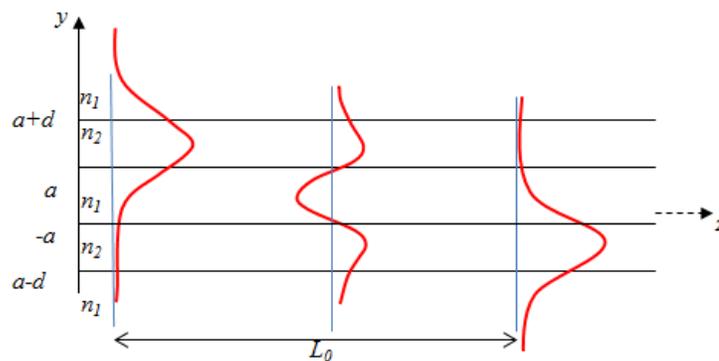


Figura 9. Acoplamiento de modos entre dos guías paralelas separadas una distancia $2a$.

Consideraremos que la presencia de la guía 2 ejerce una perturbación en el medio que envuelve a 1 y esto genera una diferencia de índices $n_2 - n_1$ y una diferencia de polarización $P = (\varepsilon_2 - \varepsilon)E_2$, por lo que $\mu_0\omega^2 P = (k_2^2 - k^2)E_2$. De la ecuación de onda (8) sustituiremos

a (6) para obtener la ecuación del Helmholtz

$$\nabla^2 E_1 + k_1^2 E_1 = 0. \quad (35)$$

Sin embargo, debido a que la guía 2 está funcionando como una fuente que perturba a la guía 1 la relación (35) se vuelve

$$\nabla^2 E_1 + k_1^2 E_1 = (k_2^2 - k^2) E_2, \quad (36)$$

Es decir, una ecuación de Helmholtz con fuentes. Lo mismo ocurre para la guía 2

$$\nabla^2 E_2 + k_2^2 E_2 = (k_1^2 - k^2) E_1, \quad (37)$$

En la ecuación (34b) renombramos $E_j = A_j e^{-i\beta_j z}$, con $j = 1, 2$, y la sustituimos en (36), encontrando que

$$\frac{d^2 A}{dz^2} e_1 + 2 \frac{dA}{dz} \frac{de_1}{dz} = (k_2^2 - k^2) B e_2, \quad (38)$$

donde tomaremos a e_1 como una función suave cuyo cambio es casi nulo en una longitud β^{-1} , de manera que estamos suponiendo que $\frac{de_1}{dz} = 0$ (aproximación de envolvente suave), obtenemos entonces que

$$\frac{dA}{dz} = -j \kappa_{21} e^{-j\Delta\beta} B, \quad (39)$$

con

$$\kappa_{21} = \frac{1}{2} (n_2^2 - n^2) \frac{k_0^2}{\beta_1} \int_a^{a+d} U_1(y) U_2(y) dy \quad (40)$$

y $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

De manera análoga, para la guía 2, encontramos que

$$\frac{dB}{dz} = -j \kappa_{12} e^{-j\Delta\beta z} B \quad (41)$$

con

$$\kappa_{12} = \frac{1}{2} (n_1^2 - n^2) \frac{k_0^2}{\beta_2} \int_{-a-d}^{-a} U_1(y) U_2(y) dy. \quad (42)$$

Hemos generado un sistema de ecuaciones acopladas que resolveremos considerando que $A(0)$ representa un máximo y que $B(0) = 0$ es un mínimo. Estas soluciones oscilantes quedan de la forma

$$A(z) = A(0)e^{i\Delta\beta z/2} \left[\cos(\gamma z) - \frac{j\Delta\beta}{2\gamma} \text{sen}(\gamma z) \right], \quad (43a)$$

$$B(z) = A(0) \frac{\kappa_{12}}{i\gamma} e^{\frac{i\Delta\beta z}{2}} \text{sen}(\gamma z), \quad (43b)$$

con $\gamma = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + \kappa^2}$ y $\kappa^2 = \kappa_{12}\kappa_{21}$.

Como en los casos anteriores, calcularemos las potencias P de la distribución con $P_1(z) \propto |A|^2$ y $P_2(z) \propto |B|^2$ obteniendo que

$$P_1(z) = P_1(0) \left[\cos^2(\gamma z) + \left(\frac{\Delta\beta}{2\gamma}\right)^2 \text{sen}^2(\gamma z) \right], \quad (44a)$$

$$P_2(z) = P_1(0) \frac{|\kappa_{12}|^2}{\gamma^2} \text{sen}^2(\gamma z) \quad (44b)$$

Para ejemplificar el caso en el que existe un máximo intercambio de energía entre las guías, consideraremos que P_1 tiene un mínimo y P_2 tiene un máximo. De la ecuación(44b) vemos que P_2 tiene máximos en $z = n\pi/2\gamma$, con n entero. A la distancia entre máximos se conoce como *longitud de batimiento de modos* y está dada por

$$L_0 = \frac{\pi}{2\gamma}. \quad (45)$$

Al hacer la aproximación de envolvente suave estamos tomando que el campo resultante de la interacción de las dos guías conserva como constantes de propagación fundamentales a β_1 y β_2 y que estas se conservan a pesar de la interacción de los modos.

En particular cuando tenemos un acoplamiento fuerte, como cuando tenemos dos guías juntas ($a \rightarrow 0$), estas condiciones no son validas, ya que las β' s tienen una fuerte dependencia mutua. Para este caso se considera que el campo resultante tiene constantes de propagación

propias del nuevo sistema que dependen de sus modos simétricos y asimétricos, y que ambos contribuyen al campo como

$$E(y, z) = E_e(y)e^{(-i\beta_e z)} + E_o(y)e^{(-i\beta_o z)}. \quad (46)$$

Donde el subíndice e denota a los modos simétricos y o a los antisimétricos (Okamoto, 2006).

La relación (46) cumple con

$$|E(y, 0)| = E_1, \quad (47a)$$

$$|E(y, L_0)| = E_2, \quad (47b)$$

mientras que

$$|E(y, z)| = |E_e(y) + E_o(y)e^{i(\beta_e - \beta_o)z}|, \quad (48)$$

por lo que, se concluye que en este caso

$$L_0 = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}. \quad (49)$$

Esto relaciona a la longitud de batimiento en términos de las constantes de propagación de modos simétricos y antisimétricos.

El acoplamiento entre guías permite el desarrollo de nuevos dispositivos ópticos que permite intercambio y propagación de modos (estructuras fotónicas). Estos dispositivos pueden ser fusionados con otros de naturaleza distinta, que permitan realizar efectos interesantes. Como es el caso de las estructuras fotónica-plasmónica que son el objeto de nuestro estudio.

2.3 Conceptos básicos de plasmónica

En esta sección introduciremos algunos conceptos básicos de plasmónica que nos serán de utilidad mas adelante para explicar el comportamiento de las estructuras plasmónicas involucradas en nuestro estudio. Comenzaremos por definir el concepto de plasmón, platicaremos

sobre las oscilaciones del plasma de electrones en una interfaz metal-dieléctrico y, de acuerdo a esto daremos una clasificación de diferentes tipos de plasmones.

2.3.1 Plasmón-polariton de superficie

Una definición sencilla de *plasmón*, es la de una excitación electromagnética del plasma de los electrones de valencia de materiales conductores sumergidos en medios dieléctricos. En particular, “el *plasmón-polariton de superficie* (PPS) es definido como una excitación electromagnética propagándose sobre la superficie de un metal” (Maier, 2007, p. 21)². En este tipo de plasmón un campo electromagnético de excitación es acoplado a las oscilaciones de los electrones del plasma y se propaga por la interfaz como una onda. Esta propagación tendrá líneas de campo que penetraran en ambos medios como se muestra la Figura 10.

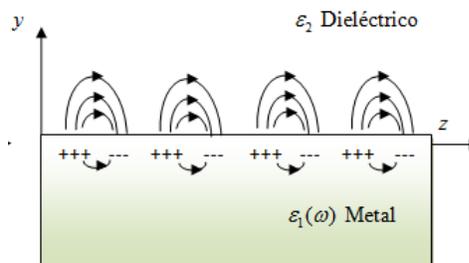


Figura 10. Interfaz metal-dieléctrico y líneas de campo debido a la presencia del plasmón.

Para encontrar las condiciones para que este acoplamiento sea posible, es necesario considerar esta interfaz y las soluciones que tienen las ecuaciones de Maxwell.

Partimos de considerar un campo $\vec{E}(y, z) = \vec{E}(y)e^{-i\beta z}$ que cumple con

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \vec{E} = 0. \quad (50)$$

Supondremos que todo el sistema es invariante en la dirección \hat{x} ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$). Resolviendo el

²Traducido del autor.

sistema de ecuaciones para los modos TE y TM con un desarrollo similar al presentado en las sección 2.2, podemos llegar a que para el caso de un modo TM

$$H_x(y) = A_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (51a)$$

$$E_z(y) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (51b)$$

$$E_y(y) = A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (51c)$$

para $y > 0$ y

$$H_x(y) = A_1 e^{i\beta z} e^{k_1 y}, \quad (52a)$$

$$E_z(y) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta z} e^{k_1 y}, \quad (52b)$$

$$E_y(y) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta z} e^{k_1 y}. \quad (52c)$$

para $y < 0$.

Al aplicar la condiciones de frontera en $y = 0$, tenemos que

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{-\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad (53)$$

con

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (54a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2. \quad (54b)$$

donde β , esta dada por

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2}}. \quad (55)$$

La cual es la relación de dispersión del sistema. Si consideramos la expresión para electrones libres con $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, donde ω_p la frecuencia del plasma, podemos obtener la siguiente gráfica mostrada en la Figura 11 (Zayats y Smolyaninov, 2004).

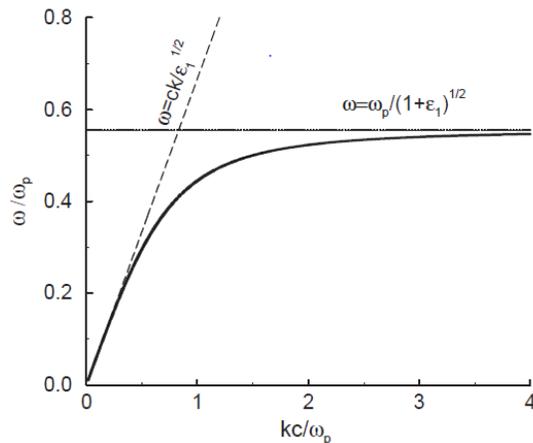


Figura 11. Relación de dispersión para PPS's en una interfaz metal-dieléctrico (Zayats y Smultaminow, 2004, p. 137).

En ella podemos notar que para ω 's grandes β se vuelve constante lo cual muestra que la velocidad de grupo $v = \frac{\partial \omega}{\partial k} \rightarrow 0$ y por lo tanto estamos en el caso de una onda estacionaria a la cual denominaremos *plasmón de superficie* (dado que no se trata de una solución propagante no profundizaremos en ella en esta tesis). Es importante mencionar que esta curva esta delimitada por dos líneas: la primera, definida por $\omega = ck/\sqrt{\varepsilon_2}$, y conocida como la *línea de luz*. Esto indica que las constantes de propagación de los PPS's no pueden ser iguales a las de la luz propagante en el vacío y que están limitadas por los valores de ω_p y ε_1 .

Regresando a los sistemas de ecuaciones (51) y (52) podemos notar que el comportamiento de las soluciones es de exponenciales decayentes en la direcciones y (ondas evanescentes). La Figura 12 muestra como la intensidad de las ondas evanescentes penetra en los dos materiales con constantes de penetración

$$l_{\varepsilon_1} = \frac{1}{2k_1}, \quad (56a)$$

$$l_{\varepsilon_2} = \frac{1}{2k_2}, \quad (56b)$$

mientras que para las exponenciales decayentes en dirección \hat{z} , tenemos que:

$$l_{\beta_1} = \frac{1}{2\beta_1}, \quad (57a)$$

$$l_{\beta_2} = \frac{1}{2\beta_2}. \quad (57b)$$

En estos dos conjuntos de ecuaciones podemos notar que al ser ε_2 la del metal, $Re[\varepsilon_1] < \varepsilon_2$, según la ecuación (54b) podemos decir que $k_2 > k_1$, y por lo tanto, de acuerdo la ecuación (12), la penetración dentro de los metales es menor que en el dieléctrico.

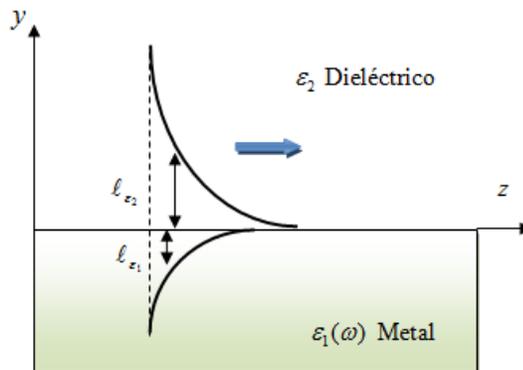


Figura 12. Penetración de las ondas evanescentes de los plasmones de superficie.

Para el caso de los modos TE, realizaremos el desarrollo análogo. Partiendo ahora de campos con la forma

$$E_x(y) = A_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (58a)$$

$$H_z(y) = -iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (58b)$$

$$H_y(y) = A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (58c)$$

para $y > 0$ y

$$E_x(y) = A_1 e^{i\beta z} e^{k_1 y}, \quad (59a)$$

$$H_z(y) = iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta z} e^{k_1 y}, \quad (59b)$$

$$H_y(y) = A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta z} e^{k_1 y}. \quad (59c)$$

para $y < 0$.

Al aplicar las condiciones de frontera se obtiene que $A_2 = A_1$ y $A_1(k_1 + k_2) = 0$. Como $Re[k_1], Re[k_2] > 0$, entonces $A_1 = 0$, generando la solución trivial cero. Por lo que concluimos que no existen plasmones polaritones de superficie para polarización TE. Es por eso que en el resto de nuestro análisis no consideramos plasmones con esta polarización.

2.3.2 Plasmones en películas delgadas de metal

Una vez considerada la interfaz de un metal-dieléctrico es interesante continuar con un sistema de multicapas que permita la excitación de más de una interfaz. Consideremos entonces la Figura 13 donde se observa un sistema de multicapas donde se intercala metal y dieléctrico generando dos interfaces donde pueden existir PPS's. La capa de metal se considera con un espesor $2a$, menor con la distancia de penetración de la luz en el metal, y también menor al decaimiento de los PPS en el metal, con lo cual, se tiene una interacción entre PPS's excitados en interfaces contiguas.

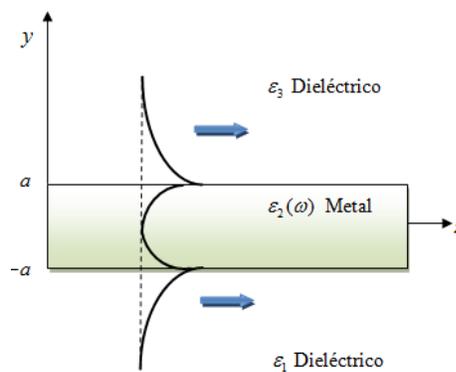


Figura 13. Plasmones en una película delgada de metal.

Analogamente que al caso de una sola interfaz, resolveremos la ecuaciones de Maxwell

para la propagación de una onda plana que viaja en dirección \hat{z} y nos concentraremos en la polarización TM. En la región $y > a$, los campos son de la forma

$$H_x = Ae^{i\beta z} e^{-k_3 y}, \quad (60a)$$

$$E_z = iA \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3} k_3 e^{i\beta z} e^{-k_3 y}, \quad (60b)$$

$$E_y = A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3} e^{i\beta z} e^{-k_3 y}, \quad (60c)$$

y para $y < -a$ como

$$H_x = Be^{i\beta z} e^{k_2 y}, \quad (61a)$$

$$E_z = -iB \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{k_2 y}, \quad (61b)$$

$$E_y(y) = -B \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta z} e^{k_2 y}. \quad (61c)$$

En la región de la película metálica $-a < y < a$

$$H_x = Ce^{i\beta z} e^{k_2 y} + De^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (62a)$$

$$E_z = -iC \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{k_2 y} + iD \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (62b)$$

$$E_y(y) = C \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta z} e^{k_2 y} + D \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}. \quad (62c)$$

Al imponer las condiciones de frontera en $y = a$ y en $y = -a$ sobre las ecuaciones (60), (61) y (62), con las ecuaciones 54. Podemos encontrar que

$$e^{-4k_2 a} = \frac{k_2/\varepsilon_2(\omega) + k_1 k_2/\varepsilon_1 \varepsilon_2(\omega) + k_3/\varepsilon_3}{k_2/\varepsilon_2(\omega) - k_1 k_2/\varepsilon_1 \varepsilon_2(\omega) - k_3/\varepsilon_3}. \quad (63)$$

Con esta expresión se puede encontrar la relación de dispersión para los PPS en la película metálica, la cual dependerá de la forma de $\varepsilon_2(\omega)$.

En este momento podemos unir las ideas teóricas de acoplamiento de guías dieléctricas y de guías de ondas plasmónicas de modo que podamos crear una estructura híbrida, como se muestra en la Figura 14. En la esta se ilustra como se puede acoplar un modo de una onda dieléctrica al modo de una guía plasmónica, a través de la interacción de sus ondas evanescentes en la vecindad de las fronteras.

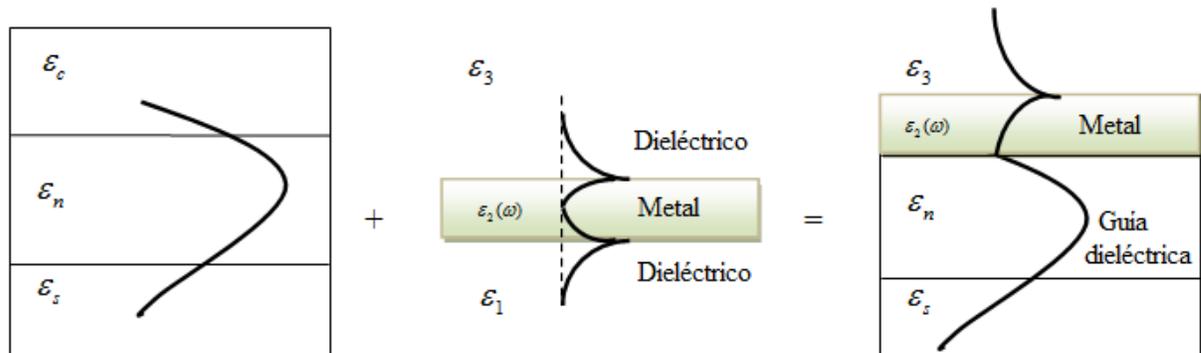


Figura 14. Acoplamiento entre una guía de onda metálica y una dieléctrica.

2.3.3 Excitación de PPS

Ahora que conocemos la existencia y comportamiento de los PPS es importante discutir cómo se logra excitarlos. Para existir la excitación debemos obtener que las constantes de propagación de la luz y los PPS's son iguales. Comenzamos considerando que incide en la interfaz metal-dieléctrico con un ángulo θ como se observa en la Figura 15. Para lograr el acoplamiento se debe cumplir con

$$k = nk_0 \text{sen}(\theta) = \beta. \quad (64)$$

Sin embargo, tenemos que $\beta > nk_0$ por lo que no es posible que estas dos constantes coincidan a ningún ángulo. Confirmando lo discutido para la Figura 11 y concluyendo que los PPS's no pueden ser excitados directamente por ondas de volumen que se propaguen en el vacío.

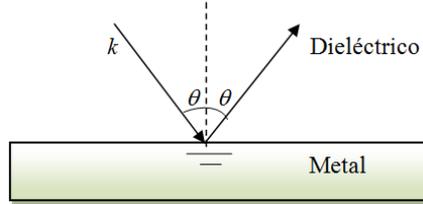


Figura 15. Excitación de un PPS por incidencia de luz sobre la interfaz.

Para resolver este problema existen numerosas técnicas de acoplamiento, pero en nuestro caso mencionaremos una que es de nuestro interés. Tomemos la misma idea del caso anterior, pero ahora consideremos que nuestra superficie en la interfaz no es totalmente lisa, sino que presenta rugosidades que nos permiten generar más de un rayo reflejado. En particular, consideramos el caso de una rejilla de difracción (Figura 16).

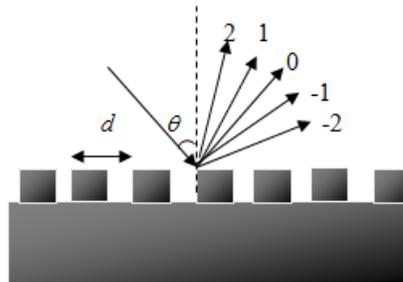


Figura 16. Excitación de un PPS por rugosidades

La ecuación que rige la posición angular de los órdenes de difracción puede escribirse de la forma

$$\text{sen}(\theta_{dif}) = \text{sen}(\theta) \pm m\lambda/d \quad (65)$$

donde θ_{dif} es el ángulo de difracción, m es el orden de difracción, λ la longitud de onda de excitación, θ es el ángulo de incidencia y d el período de la rejilla. Reacomodando la

expresión (64) podemos escribir

$$k = nk_0 \text{sen}(\theta) \pm m\lambda/d = \beta. \quad (66)$$

Vemos que el término λ/d puede aumentar el valor de k , en comparación con el caso anterior, por lo tanto para alguna m puede conseguirse la igualdad y por lo tanto, la excitación de los PPS's.

2.3.4 Plasmones de superficie localizados (PSL)

“Los plasmones de superficie localizados son excitaciones no propagantes de los electrones de valencia sobre un material metálico que se acoplan a un campo electromagnético” (Maier, 2007, p. 65)³. Estos ocurren en partículas u hoyos de tamaño inferior a la longitud de onda que se encuentran en presencia de un campo electromagnético. La forma de la partícula (u hoyo) ejerce una fuerza de restitución sobre las cargas que se desplazan, generando una resonancia colectiva que amplifica el campo tanto en el interior como en las cercanías de la frontera. Al colocar a esta partícula en un campo eléctrico, puede excitarse una oscilación colectiva de cargas que da origen a un plasmón de superficie localizado. Estas excitaciones son no propagantes, ya que ocurren en partículas con dimensiones mucho menores a la longitud de onda de excitación y las distribuciones de campo resultante se encuentran fuertemente ligadas a su geometría. Un aspecto interesante de este tipo de plasmón es que este puede ser excitado directamente por un campo de luz diferencia de los PPS's.

2.3.5 Plasmones localizados con partículas esféricas

Para desarrollar este análisis tomaremos el caso de una partícula esférica isotrópica de radio $a < \lambda$ y con una constante dieléctrica $\varepsilon(\omega)$, sumergida en un medio ε_m , y sujeto a un campo

³Traducido del autor.

externo $\vec{E} = E_0 \hat{z}$ como se muestra en la Figura 17.

En muchos análisis electromagnéticos de esta geometría, se calcula el campo en el interior y en el exterior de la esfera, mediante la resolución de la ecuación de Laplace para el potencial eléctrico. Esto está basado en las ecuaciones de Maxwell electroestáticas. De esta manera, se calcula el momento dipolar de esta partícula, al permitir una oscilación temporal lenta del campo externo, se obtiene un patrón de radiación parecido al de un dipolo eléctrico y se encuentra la frecuencia natural de resonancia del sistema.

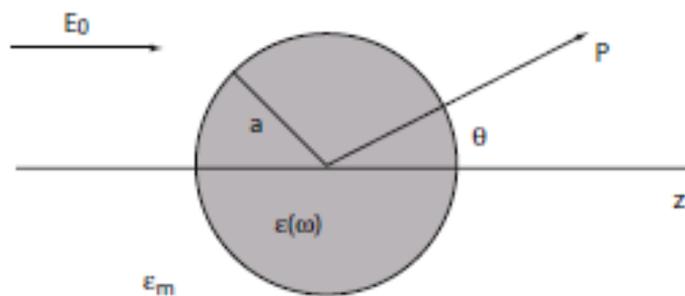


Figura 17. Diagrama de una esfera sometida a un campo electromagnético (Maier, 2007, p. 66).

Aquí se presenta un análisis sugerido en libro de Purcell (Purcell, 1985). Calculamos el momento dipolar de una esfera de metal, en la geometría que se muestra en la Figura 17. La esfera está inmersa en un campo \vec{E}_0 constante. Consideramos que el campo E total se expresa como

$$E = E_0 + E', \quad (67)$$

donde E' es un campo producido por la separación de cargas en la esfera, que produce una polarización $P = \chi_e E'$, donde $\chi_e = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m}$ es la susceptibilidad eléctrica. Renombramos a

$$P = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m} E. \quad (68)$$

El campo interno de la esfera se puede expresar como

$$E_{in} = \frac{-4\pi P}{3}, \quad (69)$$

tomando $E_{in} = E'$, y sustituyendo (69) en (67), se obtiene que

$$E = \frac{3\varepsilon_m}{2\varepsilon_m + \varepsilon(\omega)} E_0. \quad (70)$$

Finalmente, sustituyendo a (70) en la expresión (68), tenemos que

$$P = \frac{3(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m)}{(2\varepsilon_m + \varepsilon(\omega))} E_0. \quad (71)$$

En esta expresión podemos notar que la polarización presenta una discontinuidad para alguna ω_e que cumpla con ser $\varepsilon(\omega_e) = 2\varepsilon_m$. Cuando la frecuencia de excitación es lejana a la frecuencia de resonancia las líneas del campo se propagan como se observa en la Figura 18a, mientras que cuando la frecuencia de excitación es cercana a la de la resonancia las líneas de campos se deforman como se observa en la Figura 18b.

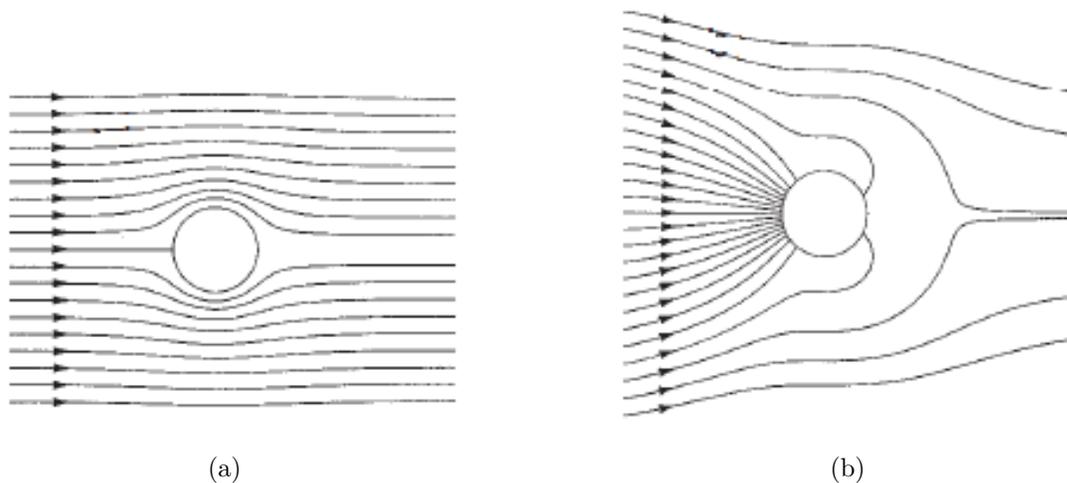


Figura 18. Líneas de campo a) lejos de la frecuencia del plasmón localizado y b) cerca de la frecuencia del plasmón localizado (Maier y Brongersna, 2001, 1502).

De la relación (71) podemos deducir que para el plasmón localizado tenemos una ω de excitación

$$\text{Re}[\varepsilon(\omega_{pl})] = -2\varepsilon. \quad (72)$$

La dependencia frecuencial $\varepsilon(\omega)$ determina la frecuencia de resonancia, que es la frecuencia del plasmón localizado. De acuerdo con Bruyant (2004), la distribución dipolar puede ser expresada como

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left[k^2(\hat{u}_r \times \vec{p}) \times \hat{u}_r \frac{e^{ikr}}{r} + (3\hat{u}_r(\hat{u}_r \cdot \vec{p}) - \vec{p}) \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{ikr} \right], \quad (73)$$

donde \hat{u}_r , es el vector unitario en la dirección radial y \vec{p} su momento dipolar. En la Figura 19 se ilustra la forma del patrón de radiación para los casos de los dipolos excitados a lo largo del eje z y en el y .

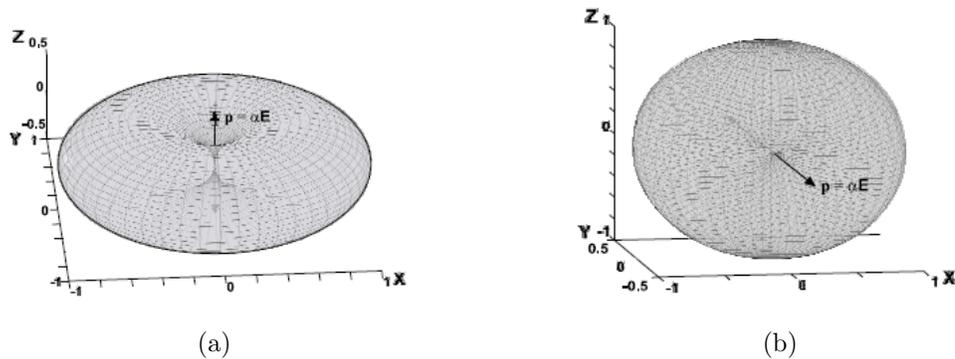


Figura 19. Patrón de radiación dipolar para dipolos excitados en dirección del eje a) z y b) y (Bruyant, 2004, p. 40).

La frecuencia de excitación del plasmón de superficie localizado es sensible a la geometría, tamaño y el material de composición de la partícula en cuestión. Esto ha permitido que muchos dispositivos plasmónicos actuales tengan geometrías variadas de acuerdo a su uso.

2.3.6 Acoplamiento de plasmones de superficie localizados

Los plasmones de superficie localizados (LPS) pueden excitarse en un conjunto de varias partículas que se encuentren a distancias pequeñas de separación, de modo que las líneas de campo del dipolo de una partícula puedan penetrar en la partícula contigua, excitando a otro plasmón de superficie localizado, como se observa en la Figura 20. En dicha figura, se ilustran las líneas de distribución del campo para las dos direcciones de polarización.

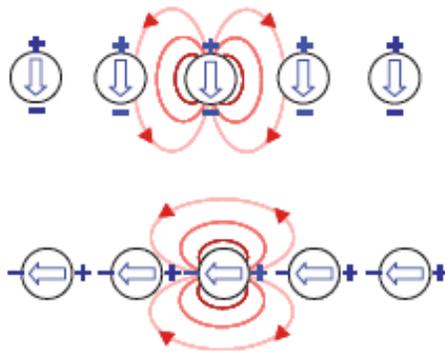


Figura 20. Acoplamiento de plasmones de superficie localizados (Maier, 2007, p. 82).

Este conjunto de partículas acopladas presenta su propia frecuencia de resonancia plasmónica cercana a la de una partícula individual. Estos arreglos de partículas pueden servir como una guía, propagando modos plasmónicos sobre la estructura como lo muestra en la Figura 21. Donde se observan un conjunto de óvalos de metal que conforman una cadena en la que los PSL's se acoplan con sus vecinos, generando la propagación de un modo plasmónico.

De todo esto podemos decir que los plasmones de superficie tanto los polaritones, como los localizados pueden ser utilizados para propagar señales en campos ópticos a escalas inferiores a su longitud de onda de excitación. Alguno de los aspectos que deben tomarse en consideración cuando se trabaja con dispositivos plasmónicos, es que se requieren mecanismos de detección con alta resolución que sean capaces de detectar ondas evanescentes.

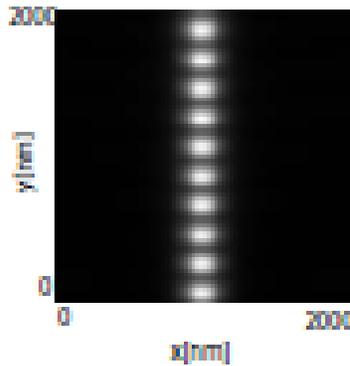


Figura 21. Acoplamiento de plasmones de superficie localizados en una nanoestructura (Maier, 2007, p. 81).

2.4 Detección de ondas evanescentes

En esta sección introduciremos el tema de la detección de plasmones comenzando por los conceptos de campo cercano, y cómo éste es utilizado en la técnica de microscopía óptica de barrido en campo cercano (SNOM).

2.4.1 Resolución óptica y campo cercano

Entre los años 1873 y 1893 Ernest Abbe muestra que existe un límite de resolución para distinguir dos puntos contiguos separados una distancia d . Ellos consideraron una rejilla de difracción con período d como la que se muestra en la Figura 22 que es iluminada con luz de longitud de onda λ .

El comportamiento del rayo de luz difractado por la rejilla está regido por la ecuación (1), la cual se cumple sólo si $d > \lambda/2$. Dicho resultado nos indica que dos puntos pueden ser distinguibles por el detector si la separación d entre ellos es mayor a $\lambda/2$ y es conocido como *límite de difracción* o *límite de resolución*.

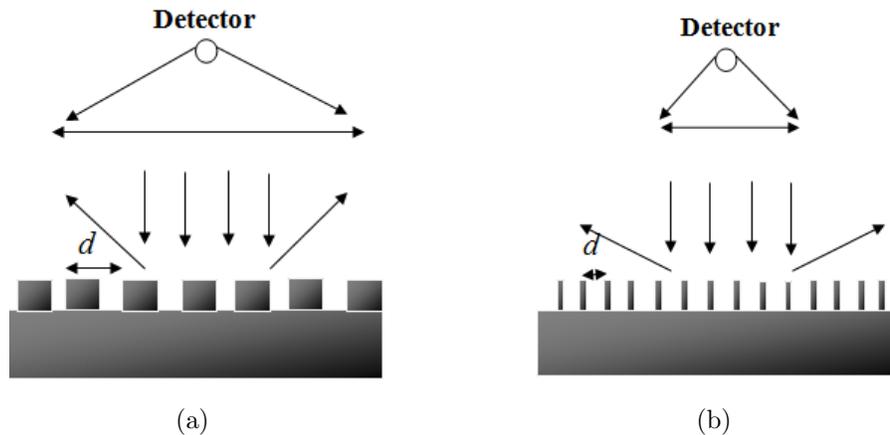


Figura 22. a) Luz detectada por un objetivo de microscopio convencional cuando el período de la rejilla d , cuando este período decrece b) los rayos difractados se abren hasta que no pueden ser detectados.

Ondas evanescentes

Para hablar sobre el comportamiento del campo dentro y fuera del límite de difracción haremos referencia a su representación en términos de espectro angular, expresando al campo eléctrico en un plano cualquiera $z = z_0$ como una expansión de ondas planas. Comenzamos considerando un campo eléctrico \vec{E} que cumple con la ecuación de onda (50), sobre el cual nos interesa modelar su comportamiento a distancias grandes con $r_{\parallel} = r_{\parallel}(x, y)$. Expresamos el campo en términos de ondas planas con componentes paralelas al plano difractor $k_{\parallel} = k_{\parallel}(k_x, k_y)$. Representaremos al campo por su espectro angular para plano $z = z_0$ constante, obteniendo que

$$\vec{E}(r_{\parallel}, z_0) = \int E(k_{\parallel}) e^{ik_{\parallel} \cdot r_{\parallel} + i\gamma z_0} dk_{\parallel}, \quad (74)$$

con $\gamma = \sqrt{k_0^2 - k_{\parallel}^2}$, $\text{Re}[\gamma] > 0$ y $\text{Im}[\gamma] > 0$ (Greffet y Carminati, 1998).

De esta relación notamos que si $k_{\parallel} \leq k_0$ (variaciones del campo suaves) γ es puramente real, permitiendo que el campo pueda ser detectado a distancias grandes (*campo lejano*), mientras que cuando $k_{\parallel} \geq k_0$ (variaciones a tamaños menores a λ) γ es puramente imaginaria y negativa, generando un término tipo exponencial decayente ($e^{-\gamma z_0}$), que corresponde a

una onda evanescente con un factor de decaimiento $1/k_{||} = \lambda/2\pi$ que solamente puede ser detectadas a distancias $z_0 < \lambda/2\pi$ en la región de *campo cercano*.

Principio de incertidumbre de Heisenberg.

Para que los campos con ondas evanescentes puedan ser detectados es necesario trabajar a distancias menores a las longitudes de onda haciendo que nuestro estudio deba considerar también a la teoría de la mecánica cuántica. Debemos tomar en cuenta que nuestras mediciones cumplan con el principio de incertidumbre de Heisenberg

$$\Delta x \Delta p \geq h, \quad (75)$$

que nos indica que el promedio de la incertidumbre de medición de la posición x y momento p de un sistema esta limitado por h constante de Planck.

En nuestro desarrollo debemos ver cómo aplican este principio a las cantidades de posición x y y que deseamos medir, junto con las constantes de propagación k_x y k_y . Obteniendo que

$$\Delta x = 2\pi/\Delta k_x, \quad (76a)$$

$$\Delta y = 2\pi/\Delta k_y, \quad (76b)$$

de manera que,

$$\Delta x \Delta k_x \geq 2\pi, \quad (77a)$$

$$\Delta y \Delta k_y \geq 2\pi. \quad (77b)$$

Podemos observar que las incertidumbres en la medición de la posición de un objeto Δx y Δy , al trabajar bajo el límite de resolución, son menores a $\lambda/2$. Al sustituir este resultado en la ecuación (76), podemos observar que el principio se conserva. Por lo cual las medidas bajo el límite de difracción son factibles.

2.4.2 La idea de Synge

En el año de 1928 Edward Synge propuso un arreglo experimental que permite trabajar bajo el límite de difracción considerando una fuente con tamaño menor a la longitud de onda que ilumina a una muestra a una distancia muy cercana. La zona iluminada tiene entonces dimensiones por debajo de la longitud de onda, con lo que la imagen tiene detalles por debajo del límite de difracción. La Figura 23 muestra la idea original de Synge de una placa de metal que tiene un agujero por donde pasa la luz que ilumina un objeto. La luz, al salir del agujero, comienza a abrirse hasta una distancia y donde tiene un ancho $d' = \lambda/2$. El objetivo de este dispositivo es trabajar en una zona donde la longitud de onda no es una limitante para la observación.

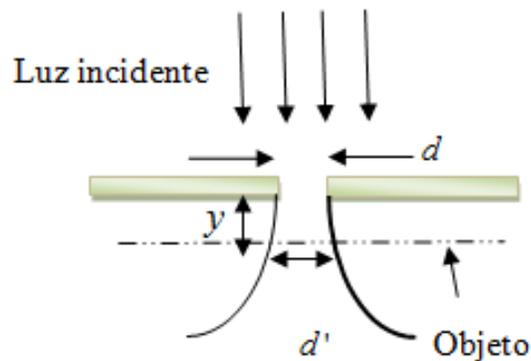


Figura 23. Esquema de la idea de Synge para rebasar el límite de difracción.

En este espacio de trabajo de dimensiones por debajo de la longitud de onda (campo cercano) es posible detectar ondas propagantes y ondas evanescentes a diferencia de cuando se trabaja a distancias mayores (campo lejano) en donde solamente pueden ser detectadas las ondas propagantes del campo. Con esta técnica se ha reportado resoluciones de alrededor de $\lambda/20$ para longitudes de onda en el visible, de acuerdo con los trabajos de (Pohl *et al.*, 1984), y actualmente se sigue trabajando en el desarrollo de dispositivos basados en este principio.

El estudio del campo cercano es una herramienta fundamental en el área de la plasmónica debido a la naturaleza evanescente de los plasmones. A continuación, introduciremos el tema de una de las técnicas más utilizadas para estudios de plasmónica y veremos su conexión con las ideas de Synge.

2.4.3 Microscopia óptica de barrido en campo cercano (SNOM)

La técnica de SNOM por sus siglas en inglés (Scanning Near-field Optical Microscopy) es usada para el mapeo de las distribuciones de intensidad en campo cercano y trabaja bajo la idea de Synge explicada anteriormente. Consta de una punta que hace el papel de fuente y detector con tamaños de aproximadamente 50 nanómetros. Dentro de sus configuraciones, existen las de apertura y sin apertura, que serán discutidas a continuación.

2.4.4 SNOM con apertura

En esta configuración se utiliza una punta hecha con una fibra óptica con terminación afilada, recubierta por metal y con una apertura en su ápice. En la Figura 24 puede observarse el diagrama ideal de la punta, en donde en la zona A, consideramos que existen ondas evanescentes que al ser perturbadas por la punta se convierten en propagantes y viajan por ella, hasta que posteriormente son detectadas. La punta tiene un núcleo de vidrio y un recubrimiento de metal para evitar que la luz penetre por zonas ajenas al agujero y tiene un diámetro que puede ir desde cientos a decenas de nanómetros.

Esta configuración puede utilizarse en varios modos de operación como se ve en la Figura 25, en este caso se muestra con color gris a la luz esparcida por la muestra, que posteriormente será detectada y en negro se representa a la fuente de iluminación. Podemos notar que en el modo de la Figura 25a la punta hace el papel de fuente al iluminar el objeto y como detector

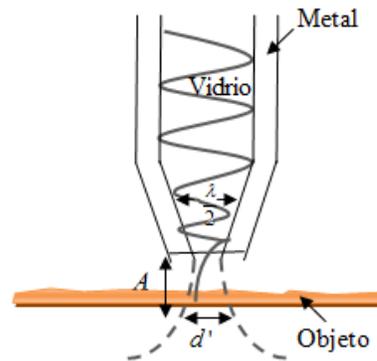


Figura 24. Esquema del funcionamiento de una punta de SNOM con apertura.

al recibir la luz que rebota sobre él. En los modos de las Figuras 25b y 25c se utiliza a la punta como fuente y los detectores se encuentran externamente y finalmente para los casos de las Figuras 25d y 25e se utiliza a la punta como detector y la iluminación es externa. Este tipo de modos de operación le otorgan versatilidad a este tipo de punta, sin embargo presenta una desventaja en su fabricación ante la dificultad de conseguir diámetros de fibra pequeños con un recubrimiento metálico.

2.4.5 SNOM sin apertura

En este caso la fuente y detector se encuentra en campo lejano. La configuración fue introducida por Specht (1992) y Kawata (1994). La idea es introducir una punta sólida esparcidora, de tamaño pequeño, en la región de campo cercano esparcido al iluminar la muestra con un haz. La punta tiene como objetivo perturbar el campo evanescente y esparcirlo, para posterior detección en el campo lejano.

En algunos casos, cuando la muestra es iluminada en determinada polarización, esparce luz que ilumina la punta y la convierte en una fuente de luz de diámetros nanométricos.

En la Figura 26 se muestran los tres modos de operación para el SNOM sin apertura.

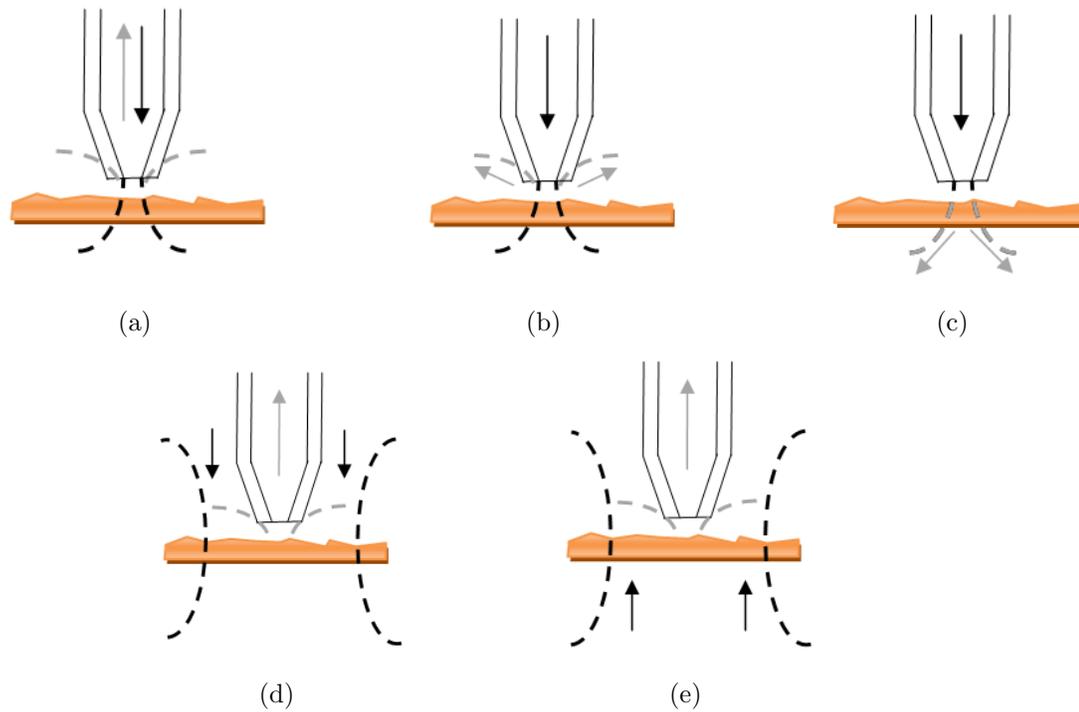


Figura 25. Modos de operación para la configuración de SNOM con apertura, donde el color gris representa la señal detectada y el negro a la fuente para: a) la punta funcionando como detector y fuente, b) y c) como fuente y detección externa, d) y e) como detector con iluminación externa.

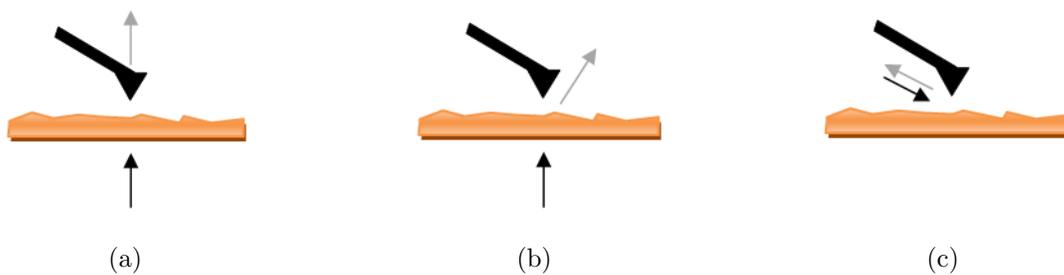


Figura 26. Modos de operación para la configuración de SNOM sin apertura, donde el color gris representa la señal detectada y el negro a la fuente para: a) la punta como esparcidor con detector, b) esparcido y detección externa y c) iluminación y detección externa.

En el modo de la Figura 26a se muestra a una punta que trabaja con efecto túnel al recibir la información de la muestra, en los casos de las Figuras 26b y 26c se observa que la punta esparce la luz (en los tres casos la iluminación es externa a la punta).

La punta de SNOM sin apertura como medio esparcidor

Si consideramos al ápice de la punta SNOM sin apertura como una esfera dieléctrica con permeabilidad ε_p inmersa en un campo \vec{E} , que induce un momento dipolar $p = \alpha E$, dada $\alpha = 4\pi R^3 \left(\frac{\varepsilon_p - 1}{\varepsilon_p + 2} \right)$ y R es el radio de la esfera. Como lo hicimos en la sección II.2.6 podemos modelar a esta esfera como un dipolo excitado por el campo eléctrico. Cuando la punta penetra en la ondas evanescentes en el campo cercano de la muestra, la radiación induce un momento dipolar en el ápice, generando una radiación que se puede detectar en campo lejano.

2.5 Resumen del capítulo

En este capítulo hicimos una recopilación sobre los conceptos introductorios a las guías de onda, plasmones y la técnica de SNOM. Hablamos sobre la distribución, constantes de propagación, relación de dispersión y propiedades de los modos TE y TM soportados por las guías de onda. Observamos cómo el acoplamiento de modos entre dos guías paralelas da como resultado un nuevo sistema con distintos modos de propagación propios, lo cual permite un intercambio de energía entre las dos guías.

Estudiamos los conceptos básicos de plasmónica, introduciendo los conceptos de plasmón, del plasmón polaritón de superficie y de plasmón localizado. Discutimos también sobre los métodos de estas oscilaciones.

También platicamos sobre el uso de los plasmones de superficie localizados como dispositivos nanométricos de confinamiento que pueden confinar luz a escalas inferiores al límite de difracción y aclaramos que estos tenían una desventaja significativa al tener grandes pérdidas. De manera comparativa podemos decir que las guías de onda dieléctricas permiten la propagación de modos guiados con menores pérdidas, pero siempre a escalas mayores al límite de

difracción.

Es entonces cuando es posible imaginar una combinación de estos dos tipos de estructuras para confinar señales por debajo del límite de difracción y disminuir las pérdidas al incluir estructuras metálicas nanométricas (nanoestructuras o estructuras plasmónicas) sobre guías de onda dieléctricas.

Finalmente en este capítulo mostramos que es posible detectar el campo confinado por estas estructuras mediante la técnica de SNOM. En el siguiente capítulo describiremos la integración de estos dispositivos y un análisis experimental de sus propiedades.

Capítulo 3

Fabricación de muestras y dispositivos de medición para el desarrollo experimental

Este capítulo está dedicado a presentar las estructuras híbridas fotónicas-plasmónicas que fueron examinadas en la tesis, su fabricación con las técnicas de fotolitografía y litografía electrónica, la planeación del trabajo experimental y las técnicas de detección de ondas evanescentes en base a la técnica de SNOM instrumentadas en un microscopio de fuerza atómica (AFM).

Como concluimos en el capítulo anterior, es conveniente integrar estructuras plasmónicas sobre guías de onda dieléctricas para la creación de dispositivos prácticos fotónicos, para confinar radiación electromagnética por debajo del límite de difracción a distancias cortas (nm) y permitir la propagación a distancias de μm .

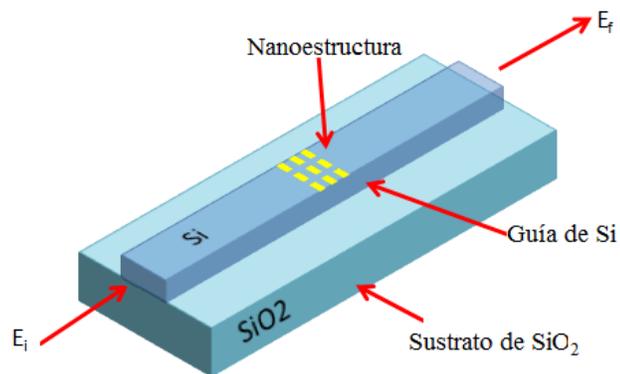


Figura 27. Integración de una nanoestructura metálica a una guía de onda dieléctrica.

La Figura 27 muestra la idea sobre la integración de nanoestructuras con guías de onda dieléctricas. Nuestras estructuras híbridas constan de una guía de onda de silicio (Si) que es colocada sobre un sustrato de óxido de silicio (SiO_2) a la cual se le ha colocado un ar-

reglo bidimensional de rectángulos de oro (nanoalambres) con dimensiones inferiores a las longitudes de onda del infrarrojo cercano.

La guía de silicio es excitada por un campo de longitud λ , excitando un modo de propagación que viaja a través de ella. Durante su trayecto la luz tiene contacto con la nanoestructura metálica, envolviendo a los nanoalambres. Los cuales confinarán luz debido a la aparición de los plasmones de superficie localizados (como lo discutimos en la sección II.2.5 y II.2.6). Las líneas del campo radiado por los nanoalambres permiten su acoplamiento con sus vecinos contiguos, propagando la luz por la nanoestructura. Durante el trayecto existe un intercambio de energía entre la guía y la estructura debido al acoplamiento de modos plasmónicos y fotónicos (sección II.1.6). La elección de las longitudes de onda incidentes dependerán de los modos que soporte la guía y de la longitud de excitación de los nanoalambres.

3.1 Presentación de las muestras

Las muestras analizadas en esta tesis fueron proporcionadas por el Instituto de Electrónica Fundamental de Orsay (IEF por sus siglas en francés). Constan de guías de silicio (Si) depositadas sobre óxido de silicio (SiO_2) con una estructura de nanoalambres de oro (Au), que son depositados en la parte superior de las guías (Figura 28a).

El perfil de la guía de silicio (Figura 28b) está diseñado para que al incidir con longitud de onda λ por el lado de ancho de $3 \mu\text{m}$ pueda propagarse hasta una zona angosta con ancho de $0.6 \mu\text{m}$ (*zona A*) que filtra los modos de orden superior y permite la propagación del modo fundamental TE_0 , para longitudes de onda en el infrarrojo cercano (1,200 a 1700 nm aproximadamente). Posteriormente la luz se propaga por una zona que aumenta de grosor linealmente (el *taper*) donde el modo se ensancha suavemente sin excitar a otros modos hasta llegar a la zona con ancho de $10 \mu\text{m}$ donde se localiza la estructura metálica de nanoalambres

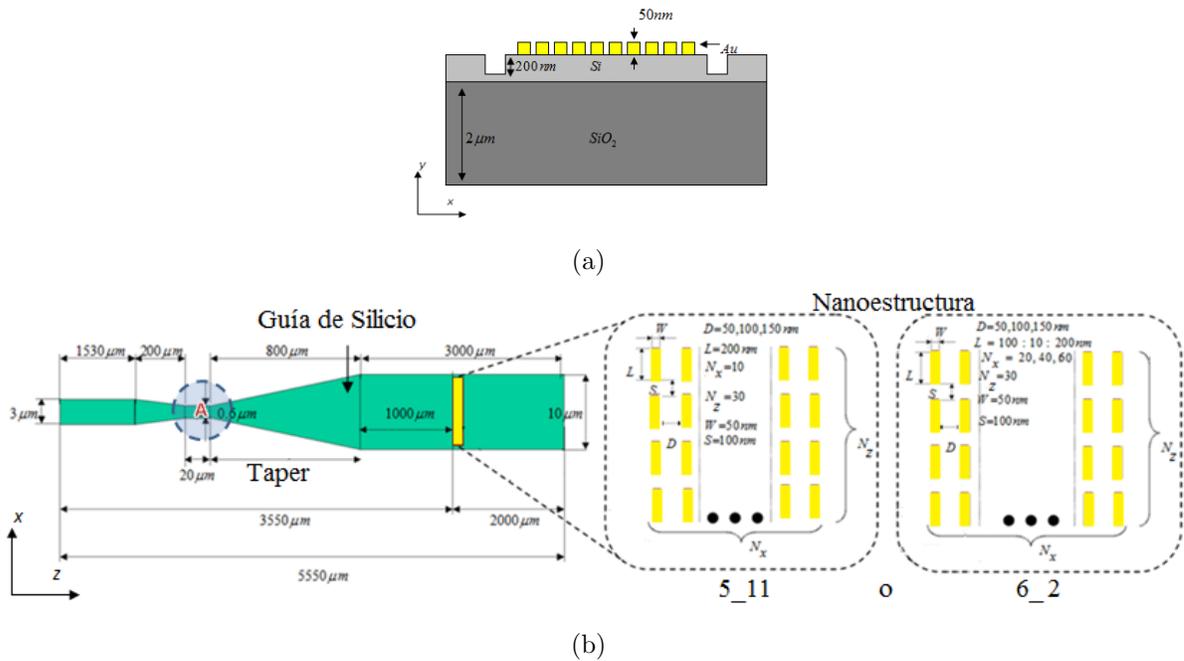


Figura 28. Esquema a) del corte transversal y b) el perfil de las muestras sometidas a estudio.

de oro. Mientras que la estructura metálica varía de acuerdo al tipo de muestra (la 5_11 y la 6_2).

3.1.1 Muestra 5_11

En la muestra 5_11, la estructura metálica es un arreglo bidimensional de $N_x \times N_z$ nanoalambres de oro rectangulares con dimensiones de $W \times L$ separados una distancia S en dirección \hat{x} y D en dirección \hat{z} (Figura 28b).

Existen tres grupos de guías en la muestra 5_11: El primero contiene 10 guías con una estructura metálica con separación $D=50$ nm, el segundo tiene 10 guías donde la estructura tiene una separación $D=100$ nm y finalmente el tercero tiene 10 guías separación de $D=150$ nm. Cada guía es etiquetada por un número del 1 al 30 en cada categoría. En la Tabla 2 se muestra la clasificación de las muestras por categoría.

Tabla 2. Nomenclatura de la muestra 5_11.

Grupo	Guías	W (nm)	L (nm)	S (nm)	D (nm)	N_x	N_z
1	1-10	50	200	100	50	10	30
2	11-20	50	200	100	100	10	30
3	21-30	50	200	100	150	10	30

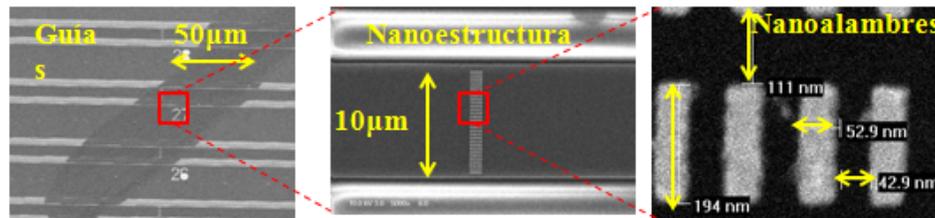


Figura 29. Imágenes de microscopio electrónico para la muestra 5_11.

En la Figura 29 muestra las imágenes de microscopio electrónico (ME) para la muestra 5_11 donde se observa las medidas reales de los alambres y su distribución sobre la guía.

3.1.2 Muestra 6_2

La muestra 6_2 es una variación de la 5_11, consta de 90 guías de silicio que siguen el diseño mostrado en la Figura 28b. Igual que en el caso de la muestra anterior cada guía consta de un filtro y el taper que permite que solo el modo TE sea el que se propague hasta el arreglo de nanoalambres.

La estructura metálica de la muestra 6_2 continua siendo un arreglo bidimensional de $N_x \times N_z$ alambres con dimensiones $W \times L$ y separaciones D y S . Para esta muestra los 3 grupos de guías son: el primero denominado como i consta de 30 guías cuya estructura metálica tiene $N_z = 20 \times N_x = 10$ nanoalambres con separación $D=50$ nm, el segundo de nombre h con 30 guías, una estructura de $N_z = 40 \times N_x = 10$ nanoalambres de separación $D=100$ nm

y el tercero llamado g con 30 guías cuya estructura metálica es de $N_z = 60 \times N_x = 10$ nanoalambres con separación $D=150$ nm. En cada grupo las guías están enumeradas del 1 al 30 acompañadas de una etiqueta de cada grupo (i, h y g Figura 30). En cada subgrupo de 10 guías el largo L de cada nanoalambre toma un valor de entre 100 nm y 200 nm en pasos de 10 nm. La Tabla 3 muestra la organización de estos grupos dentro de la muestra 6_2.

Tabla 3. Nomenclatura de la muestra 6.2.

Grupo	Guías	W (nm)	L (nm)	S (nm)	D (nm)	N_x	N_z
i	1-10	50	100:10:200	100	50	10	20
	11-20	50	100:10:200	100	50	10	20
	21-30	50	100:10:200	100	50	10	20
h	1-10	50	100:10:200	100	100	10	40
	11-20	50	100:10:200	100	100	10	40
	21-30	50	100:10:200	100	100	10	40
g	1-10	50	100:10:200	100	150	10	60
	11-20	50	100:10:200	100	150	10	60
	21-30	50	100:10:200	100	150	10	60

La Figura 30 muestra las imágenes en microscopio electrónico y microscopio óptico de la muestra 6_2 donde se observan las medidas reales de los nanoalambres y sus etiquetas sobre la muestra colocada aproximadamente a $20 \mu m$ a la derecha de cada nanoestructura.

3.2 Fabricación de las muestras

Ambas muestras fueron fabricadas por medio de fotolitografía y grabado reactivo iónico para la realización de las guías de silicio y un proceso de litografía electrónica para la deposición

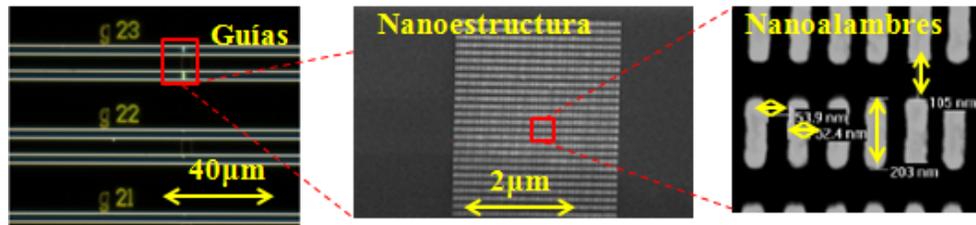


Figura 30. Imágenes en microscopio electrónico de la muestra 6_2.

de la nanoestructura metálica. Este proceso fue llevado a cabo por la Central Tecnológica Universitaria (CTU por sus siglas en francés) del IEF. Ambos procesos son descritos a continuación.

3.2.1 Fotolitografía

Se utiliza un sustrato de silicio sobre aislante (SOI) de 220 nm sobre un sustrato óptico de SiO_2 de $2 \mu\text{m}$, en el que se realiza el siguiente proceso (Figura 31):

- Limpieza del sustrato: Aplicación de baño de acetona y de alcohol.
- Deposición de fotoresina: Se coloca sobre el silicio una resina positiva que al ser radiada con luz UV cambia su composición química.
- Colocación de la mascarilla: Se posiciona sobre la muestra una mascarilla de patrones claros y oscuros con el diseño deseado. En un tono oscuro las partes que simbolizan a las guías y las zonas claras son las separaciones entre guías (patrón positivo).
- Exposición de la mascarilla a la radiación UV: Se expone a la mascarilla a radiación UV, las partes claras de la fotoresina cambiando sus propiedades químicas.
- Remoción de fotoresina expuesta: Mediante agentes químicos se remueve la capa de resina expuesta, permaneciendo sobre la muestra la resina protegida por las zonas

oscuras de la mascarilla.

- Grabado RIE: Grabado por exposición de un plasma de iones reactivos (RIE, por sus siglas en inglés) consta de un bombardeo de iones que desfragmentan a la muestra de silicio en sus zonas expuestas.
- Remoción de la resina fotosensible: Con otro ataque químico la fotoresina expuesta es removida y el resultado final son los surcos posicionados en las zonas que permanecieron cubiertas por las zonas oscuras de la mascarilla.

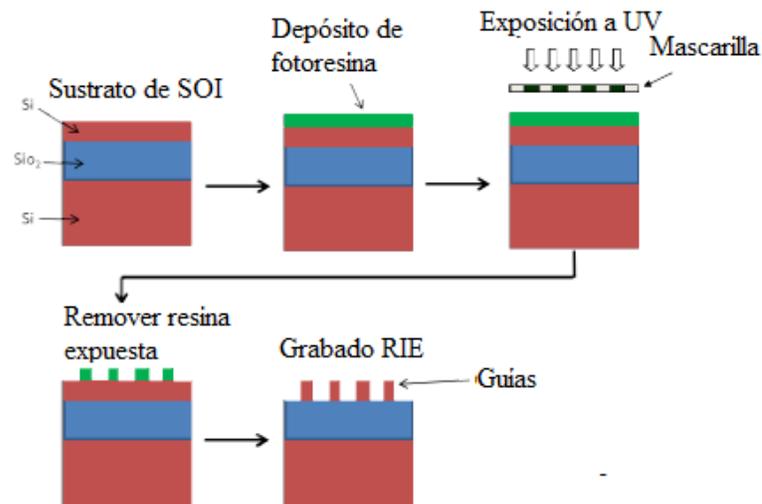


Figura 31. Esquema de fotolitografía para la fabricación de guías de onda de silicio (Fevrier, 2012, p. 97).

El resultado es un conjunto de guías de silicio con perfil rectangular y con altura aproximada de 200 nm. La Figura 32 muestra las imágenes de microscopio óptico de las guías resultantes, mostrando la parte de 10 μm (Figura 32b) y la de 0.6 μm (Figura 32c) de grosor para el diseño de las muestras 5_11 y 6_2.

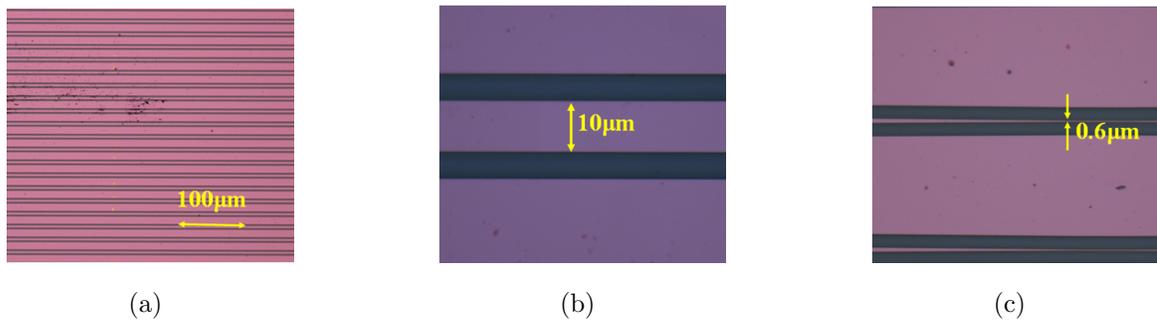


Figura 32. Guías de silicio fabricadas con fotolitografía: a) Conjunto completo de guías, b) acercamiento en la zona mas ancha de la guía y c) la zona mas angosta.

3.2.2 Litografía electrónica

La nanoestructura metálica y las etiquetas de distinción de cada guía se realizan por un proceso de deposición de oro sobre la guía de silicio mediante un patrón determinado que es delimitado sobre la muestra con la técnica de litografía electrónica de acuerdo al procedimiento de la Figura 33 (Fevrier, 2012).

- Limpieza del sustrato: Aplicación de baño de acetona y de alcohol.
- Deposición resina sensible a los electrones: Por la técnica de centrifugado se deposita una capa de resina sensible a los electrones (Microhen NanoMMA 8.5) a una frecuencia de 400 rpm generando un espesor de 600 nm. Posteriormente es recocida durante 5 min a 165°C sobre una plancha.
- Deposición de una segunda capa de resina sensible a los electrones: Se deposita por medio del centrifugado una capa de resina sensible a los electrones (PMMA) a una frecuencia de 400 rpm con resultando un espesor de 200 nm, posteriormente es recocida durante 30 min a 90°C sobre una plancha.
- Deposición de polímero spacer: Se deposita mediante la técnica de centrifugado una

capa de aproximadamente 20nm de polímero *spacer* el cual es conductor y evita los efectos de cargas localizadas al aterrizar las cargas parásitas.

- Exposición a la muestra a un rayo de electrones: Se coloca a la muestra ante un rayo de electrones de 20 keV con un diámetro de 20 nm. El rayo de electrones tiene cargado un patrón de ceros (apagado) y unos (encendido) para el diseño de forma positiva (las zonas de unos serán las zonas donde se coloque el metal). Las zonas leídas como unos serán expuestas por el rayo de electrones mientras en las zonas de ceros permanecieran sin perturbación.
- Baño de agua: Se somete a la muestra a una inmersión de agua que quitara el spacer y a las cargas parásitas.
- Disolución de la resina expuesta: Se sumerge la muestra en una mezcla de MIBK e IPA (relacion 1/3) durante 10 segs para remover a la resina expuesta al rayo de electrones.
- Deposito de metal por evaporación térmica: Mediante evaporación térmica se deposita sobre la muestra 1 nm de titanio (Ti) y posteriormente 30 nm de oro.
- Disolución de la resina sin exposición: Se coloca a la muestra en un lift-off de acetona para remover las zonas de la resina sin exposición y dejar solamente las zonas metálicas.

Para la alineación de la muestra con el sistema de coordenadas del rayo de electrones en zonas pequeñas, se requieren de marcas preliminares que son hechas con litografía electrónica, por lo que, este proceso se realiza en dos ocasiones para llegar al resultado final. En la Figura 34a se muestran las marcas de referencia como resultado de una primera litografía electrónica y en la Figura 34b se muestra a la estructura metálica como resultado final de la segunda litografía.

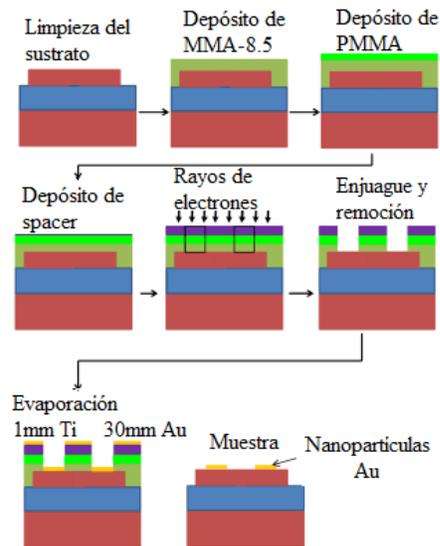


Figura 33. Esquema de litografía electrónica para la fabricación de nanoestructuras de oro (Frevier, 2012, p. 101).

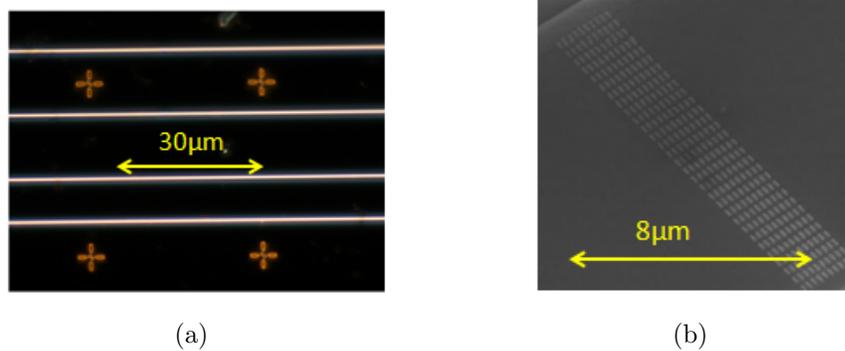


Figura 34. a) Marcas de referencia sobre la muestra como resultado de la primera litografía y b) resultado final de la segunda litografía.

La etapa final de este proceso consta en hacer una limpieza final sobre la muestra con ondas en un ultrasonido que removerá impurezas y pedazos de metal que no se despegaron correctamente.

3.3 Planeación del experimento y métodos experimentales

El objetivo de la parte experimental de esta tesis consta en medir la distribución de campo local debida a la interacción de plasmones de superficie localizados sobre las muestras 5.11 y 6.2, al mismo tiempo que se mide la topología, mediante la instrumentación de una punta de SNOM sin apertura en un microscopio de fuerza atómica.

3.3.1 Topología de la muestra y microscopio de fuerza atómica (AFM)

El microscopio de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés), es un dispositivo cuyo objetivo es reconstruir la topología de una muestra a través de un rastreo de su superficie con una sonda de punta afilada con forma piramidal o cónica, cuyas dimensiones de ápice son de decenas de nanómetros (Figura 35). La sonda está sujeta por medio de una placa delgada y flexible conocida como *cantilever* la cual está sujeta por dos cristales piezoeléctricos que permiten su oscilación. Los materiales de fabricación de las puntas y cantilevers comerciales de AFM suelen ser silicio o tungsteno.

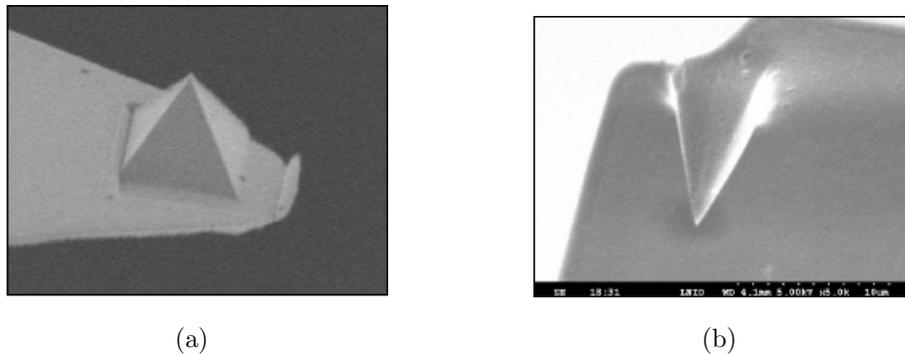


Figura 35. Cantilever y punta a) cónica b) piramidal de AFM (Bruyant, 2004, p. 17).

El AFM consta de un sistema mecánico que permite el barrido en un plano xy de la punta sobre la muestra en tres modos de operación (mostrados en la Figura 36a): el *modo*

intermitente o *tapping* en donde la punta tiene contacto intermitente con la muestra mientras oscila a una frecuencia constante ω_0 , el *modo de contacto* donde la punta toca a la muestra durante todo el proceso de mapeo y el *modo de altura constante* donde la separación entre punta y muestra permanecen equidistantes durante el mapeo.

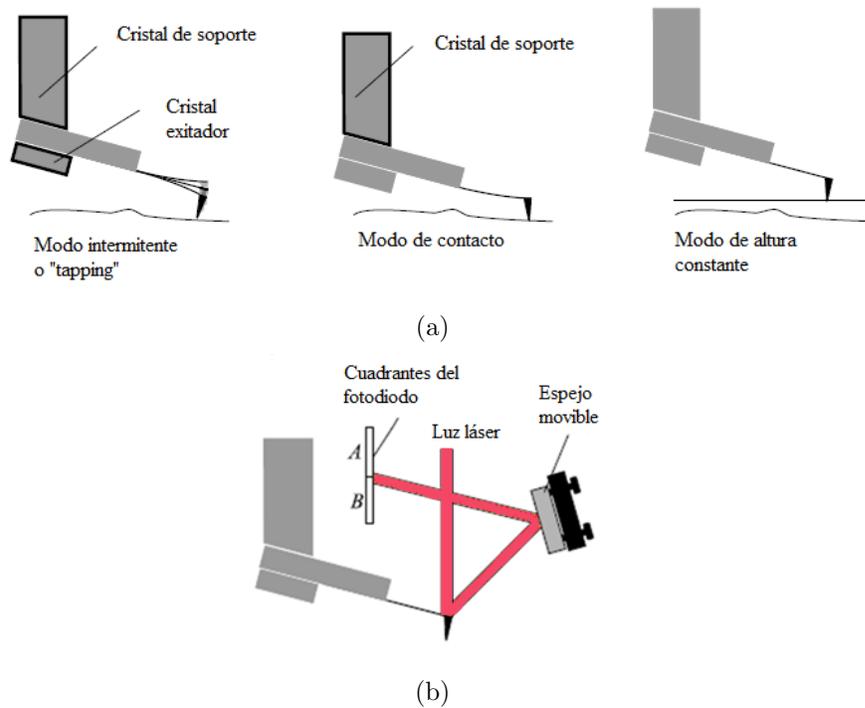


Figura 36. a) Configuración y b) Sistema de alineación de la punta en el AFM. Tomada de (Bruyant, 2004, p. 36)

La topología de la muestra es reconstruida por medio de variaciones de alturas referenciadas a una altura inicial $h_0 = 0$ registrada cuando el haz de luz láser del sistema de alineación óptica (Figura 36b) incide en el cantilever, se refleja en el espejo móvil y llega al centro de los fotodiodos A y B. Al existir variaciones de altura sobre la muestra el cantilever es flexionado provocando que el haz de luz salga de su incidencia inicial y choque con alguno de los fotodiodos, registrando esto como cambios de voltaje V_a o V_b que son asociados con un valor de altura medida desde h_0 .

Instrumentación de una punta de SNOM en un microscopio de fuerza atómica

Consideramos el dispositivo de la Figura 37, donde se utiliza una punta cónica de AFM para medir la topología de una nanoestructura que permanece sobre una guía de silicio en la que incide un campo E_i . La nanoestructura es excitada por el campo que se propaga en la guía y la luz queda confinada en la superficie del metal debido a la presencia de plasmones. La punta de AFM oscila a una frecuencia ω_0 y toca intermitentemente a la muestra esparciendo la luz cercana a la superficie emulando el proceso de la técnica de SNOM sin apertura (sección 2.4.5). El barrido de la punta en el plano de la muestra permite tener una porción de luz

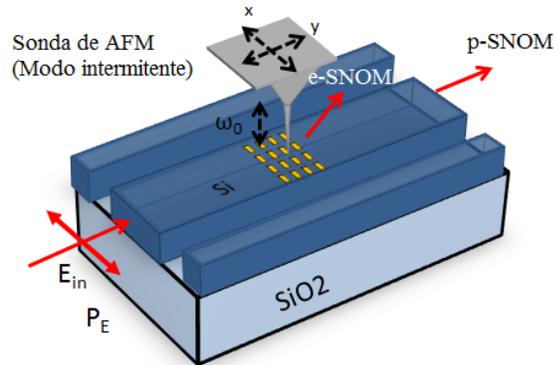


Figura 37. Implementación de la técnica de SNOM en un AFM.

esparcida que puede ser detectada directamente por el SNOM en modo de esparcimiento (e-SNOM) o puede ser relacionada con los cambios de transmisión a la salida de la guía con el SNOM en modo de perturbación (p-SNOM).

3.3.2 SNOM en modo de perturbación (p-SNOM)

En la técnica de p-SNOM se busca perturbar el campo confinado dentro de una nanoestructura y cuantificar las pérdidas por medio de cambios en la transmisión de la guía registrados por un sistema de detección. La Figura 38 muestra a una guía de silicio en la que se incide

una potencia P_i que excita a una estructura metálica localizada en su superficie. La luz confinada por la muestra es perturbada por el toque intermitente de una punta de AFM que oscila a una frecuencia ω_0 y posteriormente es esparcida como P_{esp} .

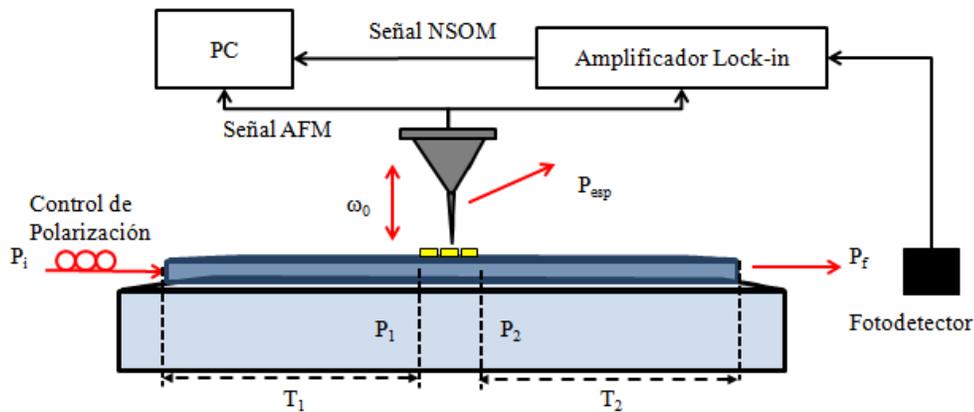


Figura 38. Esquema de la técnica de pSNOM

Para observar la forma de la potencia transmitida P_f , consideraremos que en la zona anterior a la punta de AFM existe una potencia P_1 debida a la transmitancia T_1 y en la zona posterior a la punta de AFM una P_2 debida a T_2 . Si no existiera la presencia de la punta la potencia de salida se vería como :

$$P_{f0} = T_2 P_1 = T_2 T_1 P_i \quad (78)$$

pero al haberla, la potencia de salida se ve afectada por el esparcimiento, resultando en

$$P_f = T_2 (T_1 P_1 - P_{esp}). \quad (79)$$

Por lo que, al tener la presencia de la punta esparcidora,

$$P_f = T_2 T_1 P_i \left(1 - \frac{P_{esp}}{P_i T_1} \right). \quad (80)$$

En esta ecuación podemos notar que la potencia detectada P_f es proporcional a P_{esp} , pero si se decidiese medir la diferencia entre las transmisiones con o sin la interacción de la punta bastaría con tomar las ecuaciones (78) y (80) para obtener que

$$\Delta T = \frac{P_{esp}}{P_i T_1}. \quad (81)$$

Sistema de detección y amplificador Lock in

La potencia P_i es originada por un campo E_i que oscila a frecuencia ω . El campo de salida de la guía E_f está afectado por la oscilación de la punta de AFM de manera que P_f es un valor oscilante de frecuencias fundamentales ω y ω_0 . La frecuencia ω del campo E_i oscila a frecuencias que no pueden ser detectadas por el fotodetector (THz), por lo que el voltaje obtenido solamente oscila a frecuencias ω_0 , generando una señal

$$V_d = V_f \text{sen}(\omega_0 t + \theta_0), \quad (82)$$

donde $V_f \propto |E_f^2|$.

Esta señal llega al amplificador Lock-in y es mezclada con la señal de oscilación de la punta en su canal de referencia ($V_r = V_{ref} \text{sen}(\omega_0 t + \theta_{ref})$).

El amplificador combina estas señales multiplicándolas para obtener lo siguiente:

$$V_f \text{sen}(\omega_0 t + \theta_0) V_{ref} \text{sen}(\omega_0 t + \theta_{ref}) = \frac{1}{2} V_f V_{ref} (\cos(\theta_0 - \theta_{ref}) - \cos(2\omega_0 t + \theta_0 + \theta_{ref})). \quad (83)$$

Posteriormente aplica un filtro pasa bajas para frecuencias menores a ω_0 y obtiene a la salida a $X = V_f V_{ref} \cos(\theta)$ con $\theta = \theta_0 - \theta_{ref}$. Este proceso se realiza nuevamente pero con $\theta_{ref} + 90^\circ$, donde se obtiene a $Y = V_f V_{ref} \text{sen}(\theta)$. Estas dos señales nos permitirán tener a

$$R = \frac{1}{2} V_f V_{ref} = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad (84a)$$

$$\theta = \tan^{-1}(Y/X) = \theta_0 - \theta_{ref}. \quad (84b)$$

Obteniendo un valor en corriente directa para el valor de $V_f V_{ref}$ proporcional a la amplitud del voltaje detectado y la fase referenciada θ . La señal que finalmente llega a la computadora es la de intensidad del campo medida en voltaje, la fase medida en grados y la relación de alturas provista por el AFM punto a punto de la muestra. El software de lectura genera un mapeo de estas tres componentes y los arroja en forma de imagen. Cabe mencionar que la amplitud y fase son las de la potencia transmitida y no de la potencia esparcida.

3.3.3 SNOM en modo de perturbación heterodino

Esta técnica es una variación de la anterior (p-SNOM) donde se busca tener imágenes con mayor contraste mediante la reducción de ruido de fondo, al incluir al sistema p-SNOM en un brazo de un sistema interferométrico heterodino generado por un par de acusto-ópticos y un acoplador (Figura 39).

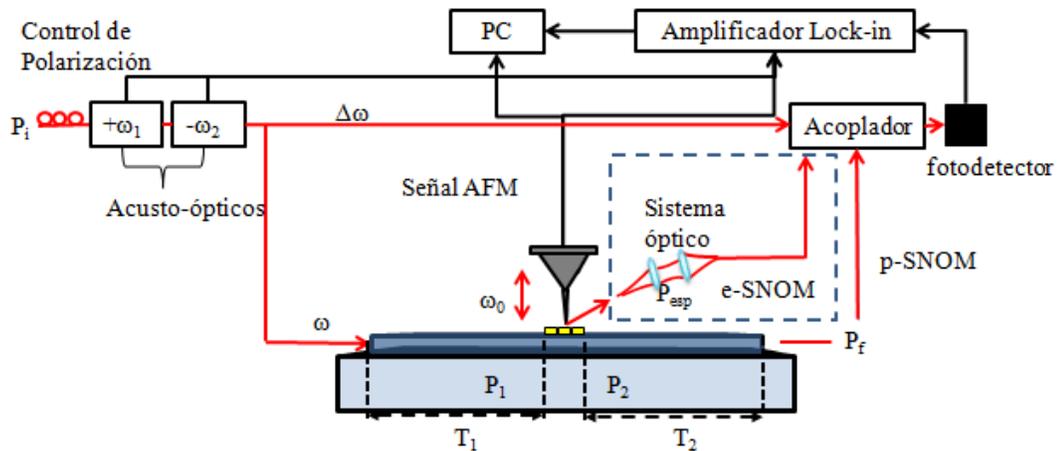


Figura 39. Esquema de la técnica SNOM en sistema heterodino.

Sistema heterodino

El término heterodino es asociado con sistemas que generan una señal con una frecuencia asociada a la mezcla de otras señales. En la figura 40 se muestra el esquema del sistema heterodino implementado en esta técnica, donde podemos observar que P_i generada por un campo E_i de frecuencia de ω incide sobre un sistema de dos acusto-ópticos. El primer acusto-óptico genera dos rayos correspondientes al orden cero y uno de difracción. El orden cero se propaga con ω , mientras el segundo es un rayo difractado con frecuencia de oscilación $\omega + \omega_1$ debido al efecto Doppler positivo (Saleh y Teich, 1991, p. 806). Estos dos rayos inciden sobre un segundo acusto-óptico que se encuentra de manera ortogonal al primero, por lo que se produce un efecto Doppler negativo (Saleh y Teich, 1991, p. 808). La posición cruzada de los acusto-ópticos es para garantizar un $\Delta\omega$ pequeño que pueda ser decodificado por el amplificador Lock-in. Dando como una señal del orden cero con frecuencia ω y otra del rayo correspondiente al orden uno de difracción del segundo acusto-óptico con frecuencia $\omega + \omega_1 - \omega_2 = \omega + \Delta\omega$.

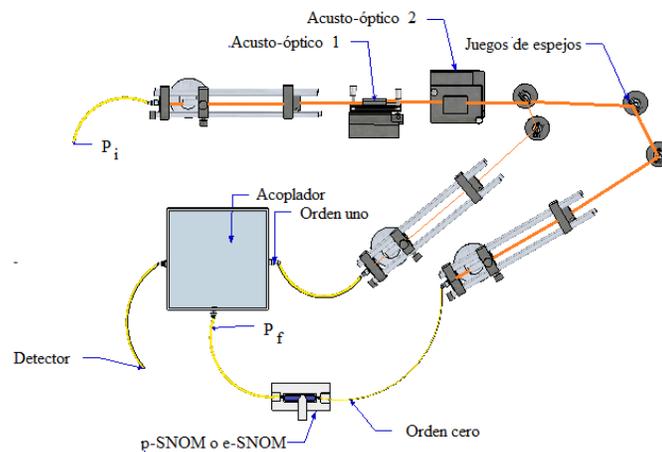


Figura 40. Esquema del arreglo de acusto-ópticos para las técnicas de SNOM en sistema heterodino visto desde arriba.

El rayo de orden cero es desviado para alimentar a la guía de silicio mientras que el rayo

de orden uno es desviado hasta la entrada de un acoplador que mezclará esta señal con P_f para ser enviada al detector y posteriormente al Lock-in.

Para este caso el amplificador Lock-in recibe una señal de la intensidad de un campo total $E_T = E_f + E_{ref}$. Donde E_f proviene del acoplador, que a su vez, es alimentado por el orden uno de los acusto-ópticos con frecuencia de oscilación $\Delta\omega$ y del campo con frecuencia ω_0 proveniente de la salida de la guía, mientras que la referencia (E_{ref}) esta dada por la información $\Delta\omega$ de los acusto-ópticos y la frecuencia de oscilación de la punta ω_0 .

Analogamente al caso anterior el Lock-in permite filtrar las señales y da como información resultante a

$$R = V_f V_A V_{ref} \quad (85a)$$

$$\theta = \theta_0 - (\theta_A + \theta_{ref}). \quad (85b)$$

con el subíndice A debido a los acusto-ópticos.

Con esta técnica se obtienen imágenes de topología de la muestra, distribución de campo y fase del campo. Igualmente que el caso anterior estos datos no son los correspondientes al campo esparcido sino al transmitido por la guía de silicio.

La razón fundamental para hacer este tipo de variación p-SNOM, es que, un sistema interferométrico de mezcla de señales en el acoplador permite tener mas potencia de la señal detectada por el fotodetector. Mientras que el lock-in permite la reducción del ruido de la señal al hacer un filtro de altas frecuencias. Lo que en conjunto genera imágenes con mayor contraste.

3.3.4 SNOM en modo esparcimiento heterodino

En la técnica de e-SNOM se busca detectar de manera directa la luz esparcida generada por la perturbación de campos cercanos a la superficie de la muestra. La técnica de e-SNOM

heterodino puede verse en el esquema de la Figura 39 (en el recuadro punteado), donde se observa el mismo sistema heterodino que en el caso de la técnica de p-SNOM con la variante de que la señal que llega al acoplador es la potencia esparcida (P_{esp}) la cual es colectada por un sistema óptico.

El sistema óptico de detección de la potencia esparcida (Figura 41) consta de una lente colectora del campo esparcido que manda la señal a dos divisores de haz. El primero desvía la señal hacia una lente que enfoca el haz a una fibra óptica encargada de transportar la luz al amplificador y el segundo desvía la señal a una cámara infrarroja. La luz restante después de este proceso es enviada a una cámara que detecta la luz visible. La información de ambas cámaras es usada para la alineación del sistema.

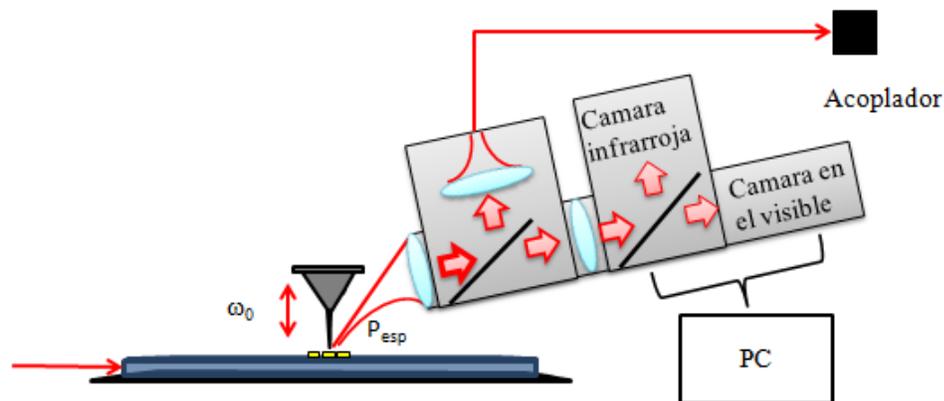


Figura 41. Esquema del sistema de detección de luz esparcida.

Las señal del acoplador es enviada a un amplificador Lock-in alimentado por la información de la frecuencia de oscilación ω_0 de la punta de AFM y por $\Delta\omega$ debida a los acusto-ópticos.

Siguiendo el mismo proceso de la técnica anterior la señal recibida por el Lock-in es un campo total $E_T = E_{esp} + E_f$ donde E_{esp} es el campo esparcido por la punta y la referencia

es la misma que el caso anterior. Por lo que

$$R = V_{esp}V_A V_{ref} \quad (86a)$$

$$\theta = \theta_{esp} - (\theta_A + \theta_{ref}). \quad (86b)$$

En esta técnica es importante destacar que la fase si corresponde a la del campo cercano a la superficie de la muestra y que por lo tanto solo con esta técnica es posible construir la amplitud compleja del campo propagante en la estructura híbrida.

Vale la pena aclarar que la técnica de e-SNOM sin sistema heterodino es una idea difícil de concebir debido que la señal de esparcimiento es sólo una pequeña fracción de la potencia incidente P_i de tal manera que el amplificador Lock-in podría confundirla con ruido. El uso del sistema heterodino se justifica en el sentido de tener una señal de referencia conocida (la del brazo con el orden uno) que pueda ser inyectada junto con la señal esparcida dentro del Lock-in para aumentar la señal, y que posteriormente dicha referencia pueda ser filtrada.

3.4 Resumen del capítulo

A manera de resumen sobre las técnicas aquí discutidas podemos decir que cada una ofrece ventajas sobre las otras sintetizadas en la Tabla 4.

En el capítulo siguiente se mostraran los resultados arrojados por estas técnicas al ser implementadas en las muestras 5.11 y 6.2 y se les dará una interpretación de acuerdo a la teoría y a lo discutido durante los capítulos anteriores.

Tabla 4. Relación de ventajas y desventajas sobre las técnicas.

Técnica	Ventajas con respecto a las otras técnicas	Desventajas con respecto a las otras técnicas
p-SNOM	Ofrece una alta cantidad de señal procesada por el Lock-in.	La señal es envuelta por mucho ruido de fondo, la amplitud del campo y la fase calculada no son la de la luz esparcida.
p-SNOM heterodino	Ofrece una señal mas definida debido al filtraje de frecuencia altas disminuyendo el ruido.	Tiene una amplitud de señal menor que el p-SNOM, la amplitud del campo y la fase calculada no son la de la luz esparcida
e-SNOM heterodino	La amplitud y fase corresponden a la luz esparcida.	La amplitud de señal es mas débil que en las otras dos técnicas.

Capítulo 4

Presentación y análisis de resultados

Al tener una estructura híbrida es necesario analizar teóricamente a sus componentes por separado y en conjunto. En este capítulo caracterizaremos a la guía de onda dieléctrica y a la metálica por medio de su relación de dispersión. Analizaremos la distribución de amplitud y fase del campo confinado en el sistema híbrido por medio de simulaciones con FDTD en 3 dimensiones. Posteriormente veremos los resultados experimentales para las técnicas de p-SNOM y e-SNOM sobre las muestras 5.11 y 6.2. Finalmente empataremos la parte teórica y experimental para dar una discusión completa de los resultados.

4.1 Caracterización de los modos de propagación de la guía de silicio

El diseño de la guía de silicio, como ya lo mencionamos, tiene como propósito filtrar los modos de entrada en una zona angosta (zona “A”) y permitir que solamente el modo TE_0 sea el que llegue a la nanoestructura. En otras palabras, los modos que logren propagarse por la zona A serán los que lleguen a excitar a la nanoestructura.

Para caracterizar los modos de propagación existentes dentro de la zona A (Figura 28b) debemos recordar que, como lo mencionamos en el capítulo II (sección 2.2.1), los modos de propagación dentro de una guía están caracterizados por su constante de propagación β que tiene como restricción a la ecuación (15) y está regida por su relación de dispersión dadas por las ecuaciones 29 y 33 (sección 2.2.4).

Para resolver esta ecuación y poder obtener las constantes de propagación β de los modos propagantes sobre la zona A realizaremos el procedimiento sugerido por Rohan *et al.* (2009)

bajo el método del índice efectivo (discutido en el apéndice C).

Relación de dispersión

En este procedimiento se busca resolver mediante métodos numéricos a la ecuación (33) para una guía con características específicas, para distintas polarizaciones del campo incidente dentro de un rango de longitudes de onda de campo incidente. Si las constantes de propagación β encontradas mediante este método cumplen con la ecuación (15) entonces son asociadas a modos de propagación dentro de la guía.

Para la zona A consideramos a una guía de silicio ($n_2 = 3.5$) sobre un sustrato de SiO_2 ($n_3 = 1.45$) cubierta de aire ($n_1 = 1$), con dimensiones de núcleo $h_x=0.6 \mu\text{m} \times h_y=0.2 \mu\text{m}$ y realizamos el análisis para los modos TE_0 , TM_0 , TE_1 y TM_1 . Por lo que si esta zona sólo permite el paso de TE_0 , las constantes de propagación de los demás modos no cumplirán con la ecuación (15).

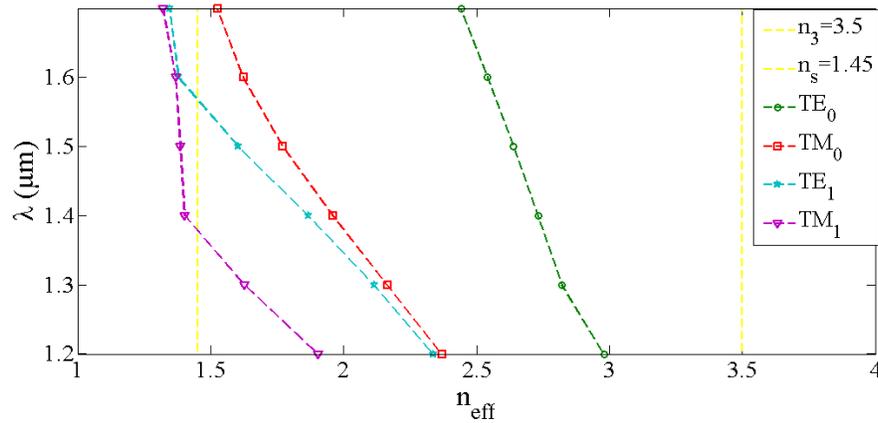


Figura 42. Relación de dispersión para la guía de la zona A.

La Figura 42 muestra los resultados del método del índice efectivo aplicado en la zona A. En donde se presentan los resultados en términos del índice efectivo n_{eff} según la relación

(27). Aquí podemos observar que para estas cuatro polarizaciones existen índices efectivos que cumplen con la ecuación (28) para longitudes de onda entre $1.2 \mu m$ y $1.7 \mu m$, por lo que podemos asegurar que en este rango de longitudes de onda existen de 2 a 4 modos de propagación. De acuerdo a estos resultados podemos ver que si este desarrollo se realiza para otras longitudes de onda podríamos encontrar más o menos modos de propagación.

La selección del rango de longitudes de onda de trabajo, se realiza en base a las longitudes de onda cercanas a la excitación plasmónica de la nanoestructura. Para encontrar estas longitudes de onda, se realiza un análisis de la nanoestructura por medio de la teoría de dipolos acoplados.

4.1.1 Cálculo de la longitud de onda asociada a la frecuencia de resonancia de un nanoalambre mediante DDAscat

La teoría de dipolos discretos acoplados (DDA, por sus siglas en inglés) busca simular el comportamiento de estructuras envueltas en un campo E construyendo a las estructuras como un arreglo de esferas de tamaños menores a la longitud de onda de excitación que pueden ser analizadas como lo hicimos en la sección II.2.6 cuando hablamos de la polarizabilidad de una esfera.

Si este campo oscila a la frecuencias de resonancia natural del sistema de partículas, las oscilaciones de las cargas libres en las esferas se acoplan al campo y la absorción de luz es máxima.

Para implementar el método de DDA (explicado a detalle en el apéndice D) en nuestro sistema, consideremos la utilización de un código libre de aproximación de dipolos discretos en esparcimiento (DDSCAT, por sus siglas en inglés) en donde consideramos un rectángulo de oro de ancho de 50 nm, altura de 50 nm y largo de 200 nm sometido a un campo incidente

E_{0x} (un modo TE para este sistema coordenado) que viaja en dirección \hat{z} como se observa en la Figura 43a. Este rectángulo es construido con aproximadamente 12,300 esferas separados una distancia $d=2.9$ nm sumergido en campo incidente, para el cual se hace el análisis a longitudes de onda entre 500 y 1700 nm.

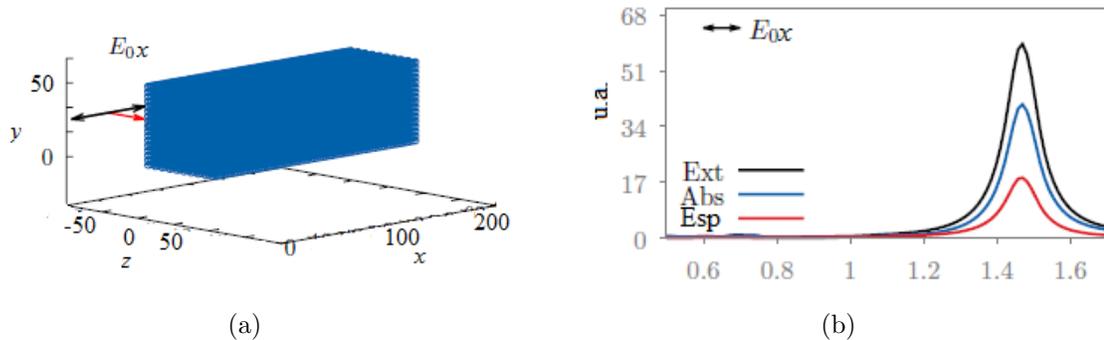


Figura 43. a) Esquema del nanoalambre de oro con dimensiones de $50 \times 50 \times 200$ nm. b) Coeficientes de eficiencia de extinción, absorción y esparcimiento para el nanoalambre sometido a un campo TE en dirección \hat{z} obtenidos por el método de DDSCAT.

En programa libre DDSCAT no permite generar una distribución de índices de refracción del medio envolvente como es nuestro caso, en el que tenemos a nuestro nanoalambre que permanece suspendido sobre la guía de silicio y envuelto en aire. Por lo que consideraremos un índice efectivo de estos dos medios, resultando en un medio envolvente de índice efectivo $n = 2$. Bajo estas consideraciones, los coeficientes de eficiencia, de absorción y de extinción que son arrojados por el programa son mostrados en la Figura 43b. En esta imagen podemos observar que la mayor cantidad de luz es absorbida y por lo tanto la longitud de excitación se encuentra en las cercanías de $\lambda=1.4 \mu m$. Adicionalmente el programa de DDSCAT nos permite mapear la amplitud y la fase de las componentes del campo E_x , E_y y E_z distribuidos en el nanoalambre.

En la Figura 44 podemos notar que la componente de campo E_z tiene un comportamiento dipolar con un cambio de fase de π en la dirección de propagación \hat{x} , confinando la mayor parte

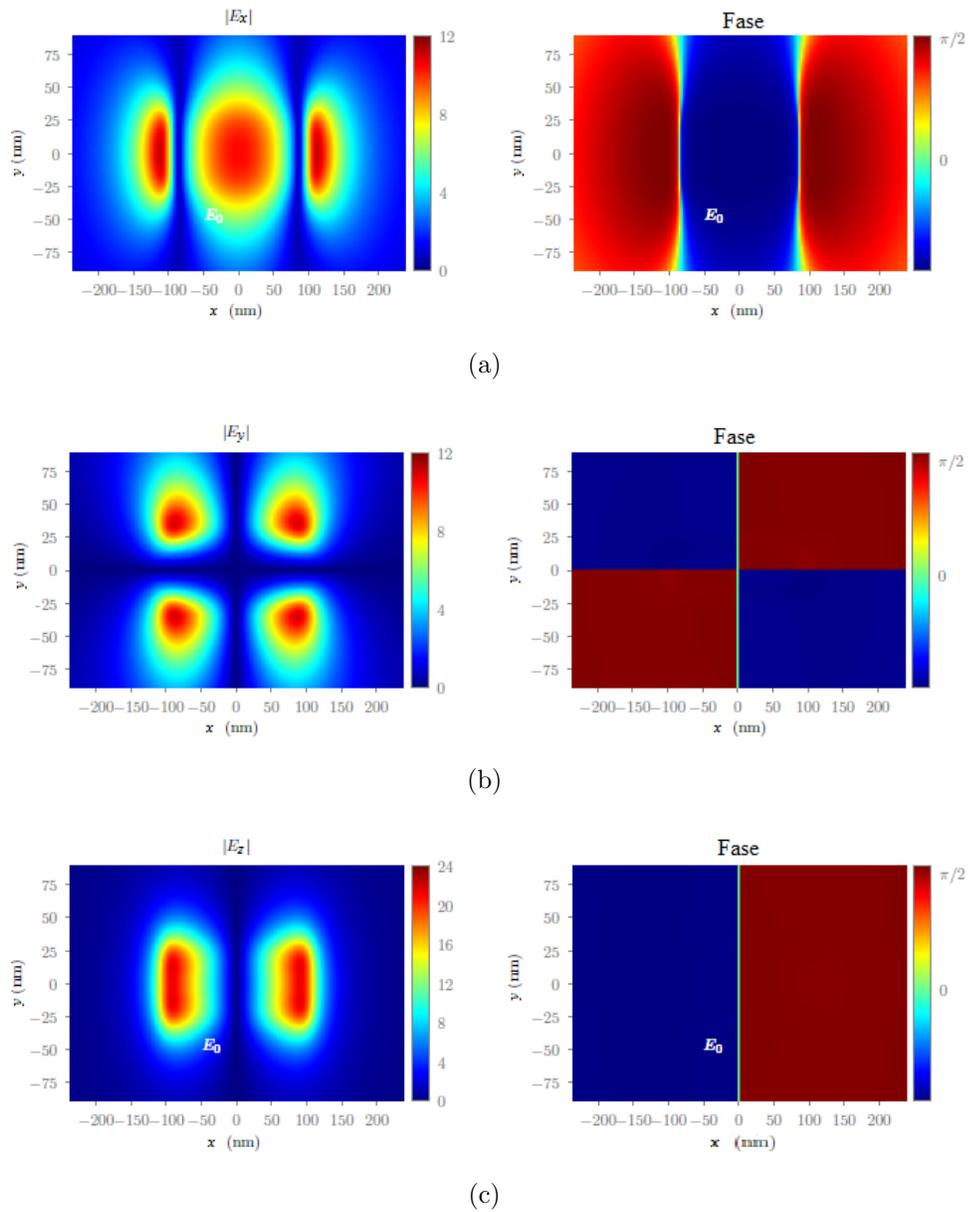


Figura 44. Distribución de amplitud y fase de las componentes de campo a) E_x , b) E_y y c) E_z presente en un rectángulo de oro sometido a un campo E_{0y} .

de la energía en esta dirección. Las líneas del campo del dipolo se propagan al nanoalambre adyacente y excitan a un nuevo dipolo. Adicionalmente, en el caso de la componente E_y observamos que el confinamiento se da en las esquinas que produce un efecto interesante sobre el comportamiento de plasmones en el cual no profundizaremos.

Las distribuciones de intensidad de campo en las fronteras es lo que permite la interacción con los nanoalambres contiguos y es lo que permite la propagación de los plasmones de superficie localizados.

4.2 Simulación de resultados mediante FDTD

Para dar consistencia a nuestros resultados, buscaremos obtener la frecuencia de excitación para la nanoestructura completa en base a la simulación de las muestras con el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD, por sus siglas en inglés) en tres dimensiones (discutido en el apéndice E). La idea consiste en observar los espectros de transmisión y reflexión de la guía en la que incide un pulso electromagnético con un gran ancho de banda en sus longitudes de onda. Si la transmisión de la luz a la salida para alguna λ es mínima querrá decir que gran cantidad de luz está siendo absorbida y radiada por la nanoestructura y, por lo tanto, esta longitud de onda corresponde a su longitud de onda de excitación de la nanoestructura.

Posteriormente utilizando FDTD en 3 dimensiones, mostraremos las distribución de amplitud y fase del campo sobre la estructura híbrida para diversas longitudes de onda.

4.2.1 Resultados de la simulación de la nanoestructura por medio de FDTD

Para las simulaciones se considera una guía de silicio (Si) de grosor de $3 \mu\text{m}$ con altura de $0.2 \mu\text{m}$ y una longitud aproximada de $3 \mu\text{m}$ colocada sobre un sustrato de óxido de silicio (SiO_2) que tiene en su superficie una nanoestructura de $N_x \times N_z$ (8 por 20) nanoalambres de oro con dimensiones de $W \times L$ (50 nm por 200 nm) con altura h (50 nm) separados una distancia S (100 nm) en dirección \hat{x} y D variable (50, 100 y 150 nm) en dirección \hat{z} de acuerdo a los parámetros mostrados en la Figura 45. La elección de esta muestra es debido a la reducción

de tiempo de compilación y resolución de datos (apéndice B).

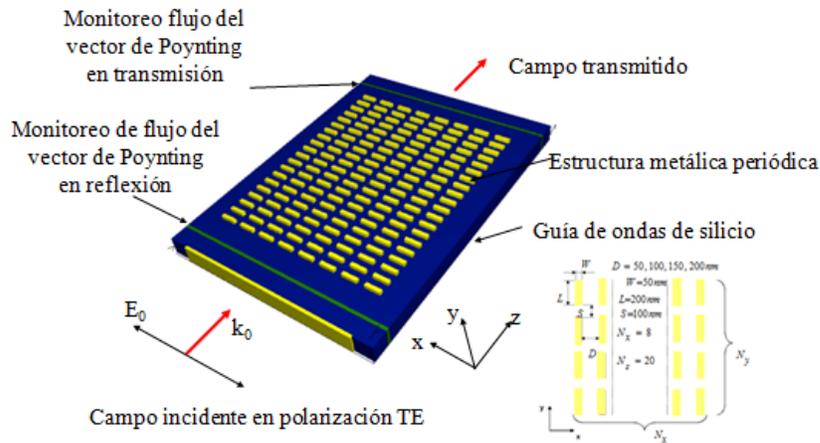


Figura 45. Consideraciones para la simulación del espectro de transmisión en la guía de silicio.

Simulación del espectro de transmisión y análisis de resultados

El campo incidente es un pulso gaussiano con longitudes de onda de 800 nm a $5 \mu\text{m}$ con polarización TE_0 , que es detectado por un plano de monitoreo 1 encargado de medir el flujo del vector de Poynting a la entrada junto con la porción de este valor reflejado por la estructura. El pulso viaja por la guía hasta su salida, donde es detectado por un plano de monitoreo 2 encargado de calcular el flujo del vector de Poynting en transmisión. Los resultados arrojados por la simulación es la distribución espectral de la luz transmitida y reflejada referenciada a la potencia de entrada a distintas longitudes de onda para distintos valores del parámetro $D=50, 100$ y 150 nm son mostrados en la Figura 46 para una región de interés de 1.2 a $1.65 \mu\text{m}$.

En la Figura 46 observamos que para los tres espectros existe un mínimo común en la transmisión, ubicado en $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ asociada a un mínimo de transmisión. Sin embargo, en $D=150 \text{ nm}$ se encuentran más de un mínimo en transmisión. Este resultado puede hacernos

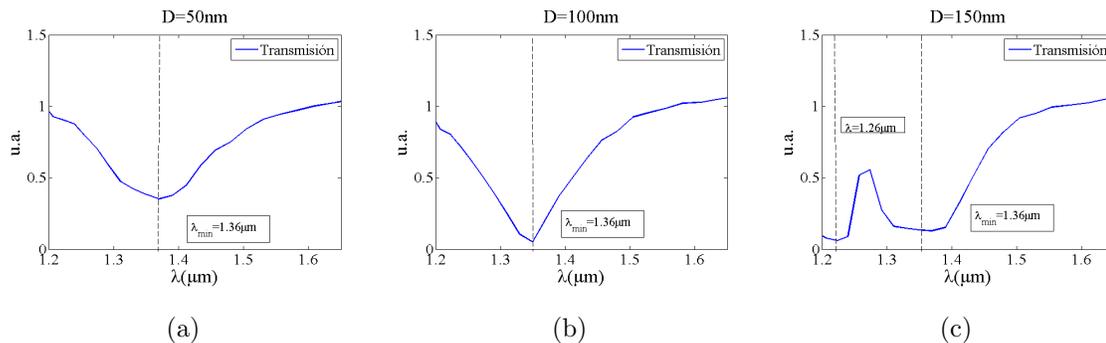


Figura 46. Espectros de transmisión simulados para: a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm.

pensar que para esta separación existe más de una longitud de onda de excitación, pero antes de poder hacer una conclusión como esta, consideramos que al tener una nanoestructura periódica sobre una guía de onda, esta puede ser considerada como una rejilla de Bragg que refleja algunas longitudes de onda y permite pasar otras.

4.2.2 Análisis de los espectros de transmisión mediante la teoría de rejillas de Bragg

Una rejilla de Bragg consta de un arreglo periódico de cambios de índice de refracción. Si el período de la rejilla es comparable a la longitud de onda podremos observar que las ondas se propagan como se observa en la Figura 47 donde las líneas en negro representan un medio de índice n_1 y las zonas en blanco un índice n_2 . En este tipo de sistemas las ondas de longitud de onda $\lambda \neq \lambda_B$ se propagan por el arreglo hasta ser transmitido a la salida. Mientras que para alguna λ_B , cuyo camino óptico cumple ser múltiplo de ella, es reflejada por el sistema y es conocida como *la longitud de onda de Bragg*. La cual se rige por la siguiente ecuación

$$m\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (87)$$

con m un número entero que representa el orden de difracción, Λ es el período de la rejilla y n_{eff} es el índice asociado a n_1 y n_2 .

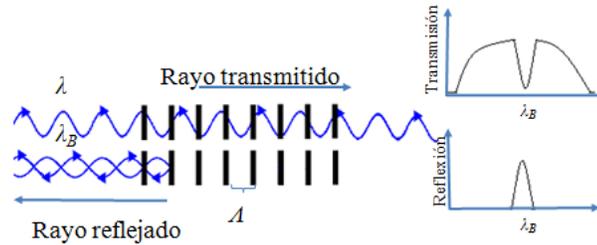


Figura 47. Principio de la reflexión de la longitud de Bragg.

La longitud de onda reflejada genera un mínimo en la transmisión y de manera recíproca un máximo en la reflexión. La conexión con nuestro experimento es probar si los mínimos mostrados en nuestro espectro de transmisión son debido a que tenemos un arreglo periódico que puede comportarse como una rejilla de Bragg o son longitudes de onda de excitación de la nanoestructura. Dado que nuestro arreglo de partículas está excitado por luz proveniente de la guía de índice n_{eff} , consideraremos en este proceso, que el índice efectivo de nuestro sistema es el de la guía. Para cada período $\Lambda = D + W$ de la rendija ($\Lambda = D + W = 100, 150$ y 200 nm), podremos construir un conjunto de n_{eff} 's dependientes del rango de longitudes de onda de excitación (de 10 nm a $5 \mu m$) que dará como resultado un conjunto de λ_B 's que pueden ser reflejadas por la rejilla. Si alguna de estas coinciden con los mínimos de transmisión significara que estas longitudes de onda son debidas al arreglo periódico.

La Figura 48 muestra la relación de las longitudes de onda de Bragg con respecto a la λ de excitación para distintos periodos D . Podemos observar que para los tres caso, no tenemos la presencia de alguna $\lambda_B = 1.36 \mu m$ para el rango de λ 's entre $1.2 \mu m$ y $1.65 \mu m$, por lo que no es una longitud de onda de Bragg, mientras que para $D = 150$ nm observamos una $\lambda_B = 1.26 \mu m$ debida a una λ de excitación en $0.95 \mu m$. De esto podemos concluir que en la Figura 46

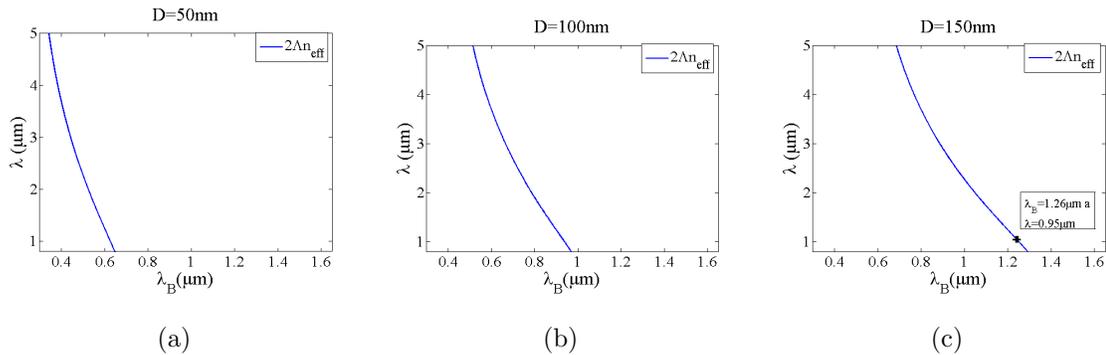


Figura 48. Longitud de onda de Bragg calculada mediante el campo de índice efectivo de la guía de silicio nanoestructura metálica con a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm.

tenemos un mínimo en $1.36 \mu m$ asociado a la longitud de onda de excitación y otro en $1.26 \mu m$ asociado a una longitud de Bragg reflejada por la rejilla debido al rango del pulso que utilizamos para la simulación.

4.2.3 Resultados de la simulación de la distribución de amplitud y fase del campo

Para estas simulaciones, consideramos los mismos parámetros que los descritos en la sección 4.2.2 para un rango de longitudes de onda de $0.8 \mu m$ a $1.8 \mu m$. La observación de la distribución de amplitud y fase del campo son registrados por dos planos de monitoreo: Uno localizado a 10 nm sobre la nanoestructura en el plano xz y otro en un corte transversal de la muestra en el plano yz (Figura 49).

Resultados generales de la distribución de amplitud y fase del campo en la estructura metálica

La Figura 51c ejemplifica lo que podemos observar desde el plano de monitoreo 1 para distribuciones de amplitud y fase para E_x , E_y y E_z para una longitud de onda $\lambda=1.54 \mu m$

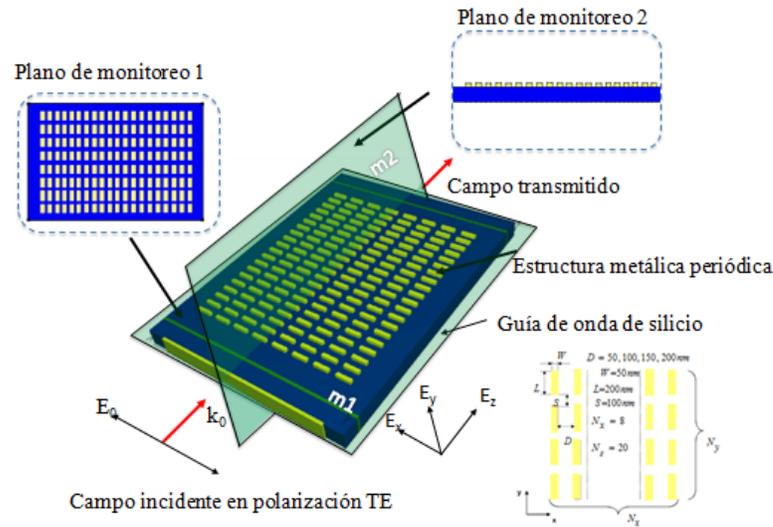


Figura 49. Consideraciones para la simulación de la distribución de amplitud y fase para la nanoestructura de metal. Donde se observa la ubicación de los planos de monitoreo y las consideraciones de la periodicidad D de la nanoestructura.

con $D=150 \text{ nm}$.

La zona de monitoreo 1 en el plano xz muestra la distribución de amplitud favorable para la componente E_y (de acuerdo al diseño de la simulación en la Figura 49). En este mapa de distribución se considera que el campo incide en el extremo izquierdo y que se propaga a lo largo de \hat{z} . Podemos observar entonces que la luz es confinada por los nanoalambres excitando plasmones de superficie localizados que se acoplan entre si a lo largo de la nanoestructura resultando en un distribución de amplitud que oscila entre máximos y mínimos de amplitud, debido al intercambio de información entre la guía y la nanoestructura.

Dadas estas observaciones, podemos mencionar desde el plano de monitoreo 1 se permite:

- La observación del acoplamiento de plasmones de superficie localizados sobre el plano xz .
- La observación de la evolución de la distribución de la amplitud y fase del campo para distintas λ 's de excitación sobre la nanoestructura de manera bidimensional para la

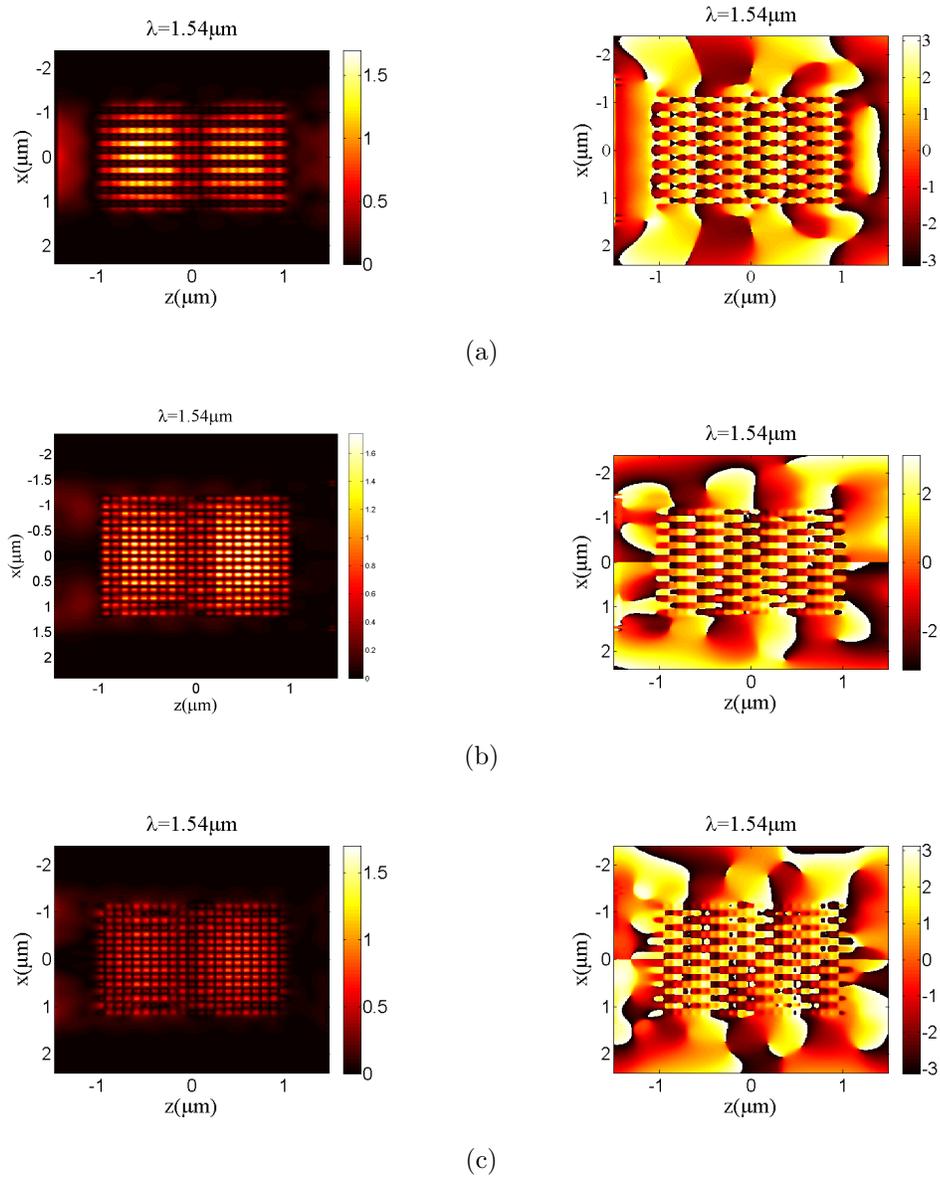


Figura 50. Distribución de amplitud y fase del campo obtenidas en el plano de monitoreo 1 para las componentes a) E_x , b) E_y y c) E_z propagadas sobre la muestra con separación $D=50 \text{ nm}$ para $\lambda= 1.54 \mu\text{m}$

componente E_y .

- La visualización del cambio de la longitud de onda de batimiento de modos.
- Cálculo de las constantes de propagación del campo en la estructura híbrida.

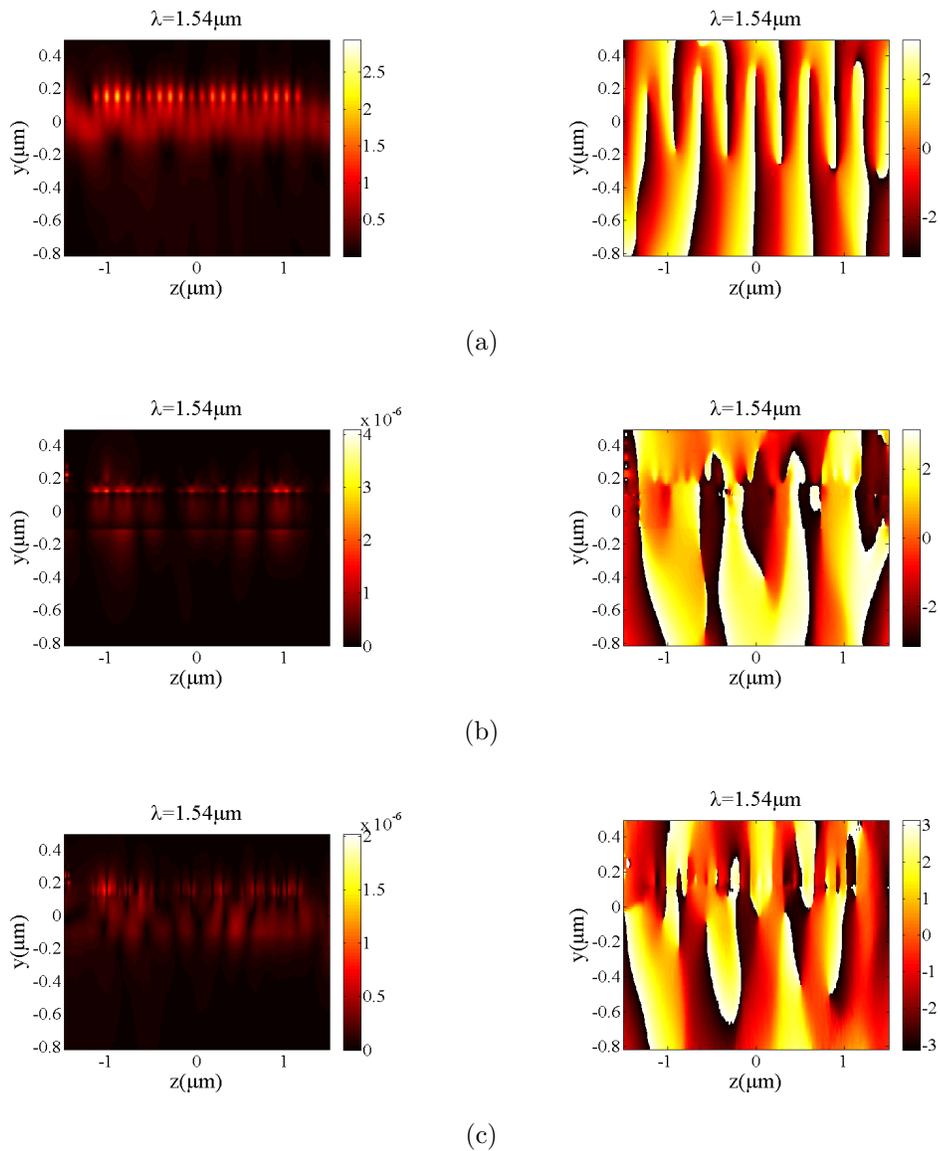


Figura 51. Distribución de amplitud y fase obtenida en el plano de monitoreo 2 para las componentes a) E_x , b) E_y y c) E_z propagadas sobre la muestra con separación $D=50$ nm para $\lambda= 1.54 \mu\text{m}$

En cuanto al plano de monitoreo 2, la componente del campo a analizar es la E_x debido a su orientación (Figura 49). Este mapa de distribuciones permite observar claramente el intercambio modal entre la guía y la nanoestructura (Figura 51).

De manera comparativa podemos decir que la zona de monitoreo 2 permite:

- La observación del acoplamiento de plasmones de superficie localizados a lo largo de la dirección \hat{z} .
- La observación de la evolución de la distribución de la amplitud y fase del campo para distintas λ 's de excitación a lo largo de la dirección \hat{z} para una sola cadena de nanoparticulas.
- La observación y evolución del acoplamiento de energía entre la guía de onda de silicio y la nanoestructura.
- La observación de amplitud y fase del campo de la guía de silicio debido a la nanoestructura para la componente E_x .
- La visualización del cambio de la longitud de onda de batimiento.
- Cálculo de las constantes de propagación del campo en la estructura híbrida.

En las secciones posteriores daremos una presentación breve de los resultados obtenidos y haremos algunos cálculos correspondientes al intercambio de información entre la guía y la nanoestructura.

Intercambio de energía entre la guía y la nanoestructura para distintas D 's y λ 's de excitación

Para ejemplificar lo que ocurre con la distribución de amplitud de campo para distintas longitudes de onda entre 0.8 y $1.8\mu m$ tomaremos los datos del plano de monitoreo 2 para el caso de $D=50$ nm en donde graficaremos los datos para un perfil localizado en el centro de la guía de silicio y otro en el centro de la nanoestructura.

En las Figuras 52 y 53 mostramos los mapas de distribuciones de amplitud de campo de la componente E_x en el plano de monitoreo 2 para las longitudes de onda de $\lambda=1.50$,

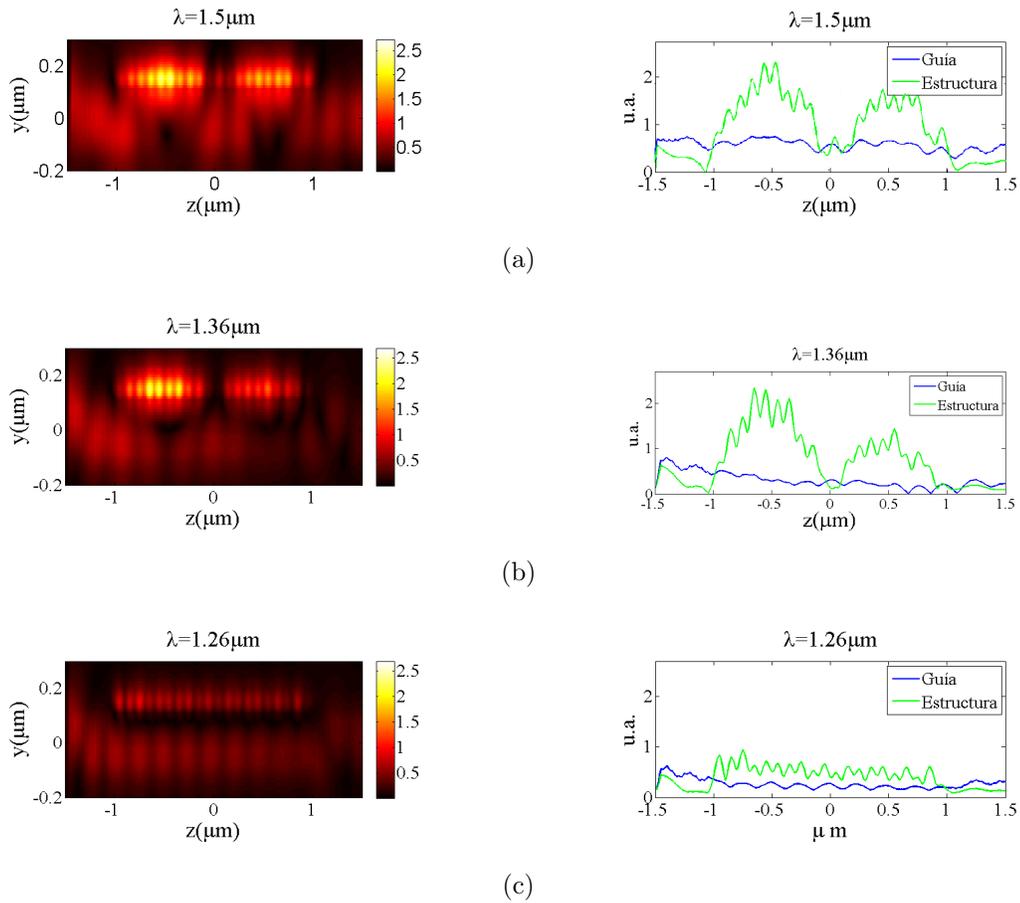


Figura 52. Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura para: a) $\lambda=1.5 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=1.26 \mu\text{m}$ con $D=50 \text{ nm}$.

1.36, 1.26, 1.15, y $0.96 \mu\text{m}$ para los dos perfiles. Tanto los mapeos como las gráficas están escalados al mismo valor máximo con el fin de observar como el valor de amplitud cambia con la longitud de onda.

En estas gráficas podemos observar que para las longitudes de onda 1.36 y $1.5 \mu\text{m}$ la amplitud es mayor dentro de la estructura y que además presenta un comportamiento oscilante demostrando el intercambio de energía entre esta y la guía. Entre estas longitudes de onda también podemos observar que para $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ la amplitud de salida de la guía es menor que para $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ lo cual concuerda con nuestros espectros de transmisión para

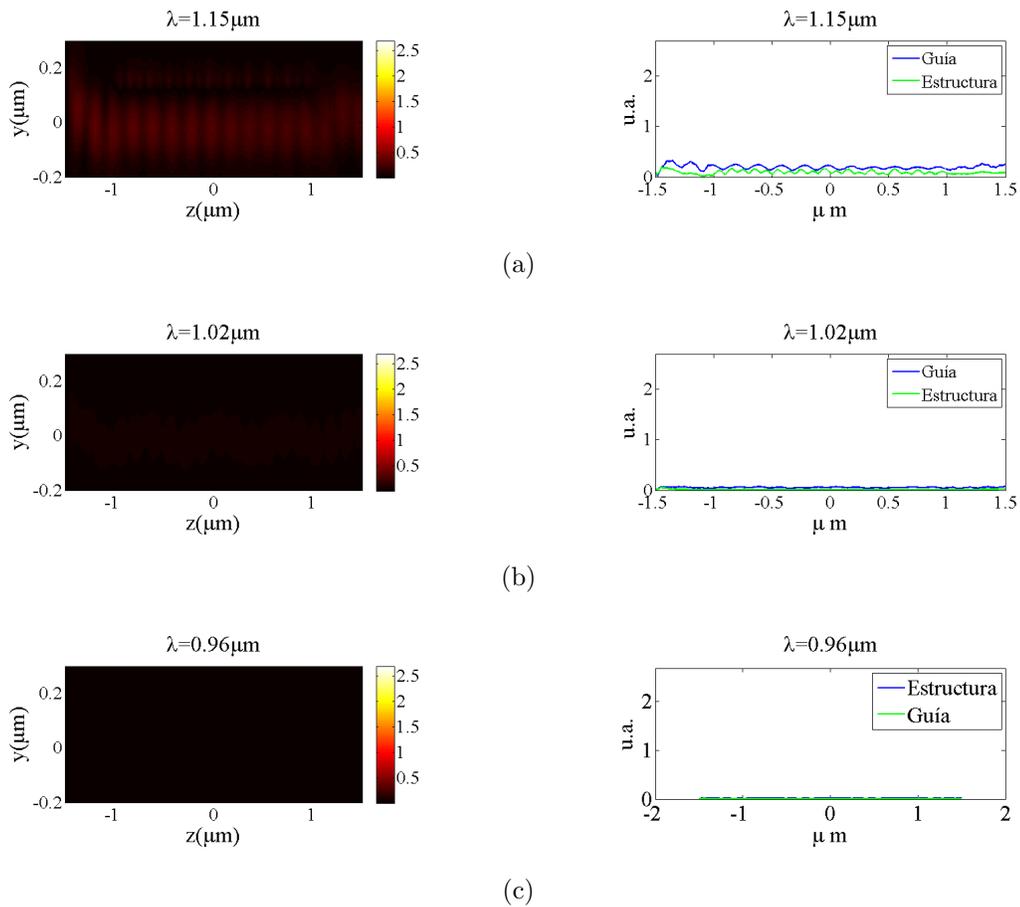


Figura 53. Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura para: a) $\lambda=1.15 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.02 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=0.96 \mu\text{m}$ con $D=50 \text{ nm}$.

esta D (Figura 48a). Para las longitudes de onda de $0.96 \mu\text{m}$ a $1.26 \mu\text{m}$ observamos que las amplitudes son pequeñas para este escalamiento.

Estos datos nos llevan a la conclusión de que para $D=50 \text{ nm}$ la longitud de onda de excitación de la estructura en donde podemos ver intercambio de información máxima se encuentra cercana a $\lambda=1.36 \mu\text{m}$.

En cuando los efectos producidos por el cambio del período, mostramos la Figura 54, en donde se observa el comportamiento de la distribución de intensidad para la longitud $\lambda=1.5 \mu\text{m}$. En los casos de $D=50, 100$ y 150 nm vemos que en todos los casos tenemos

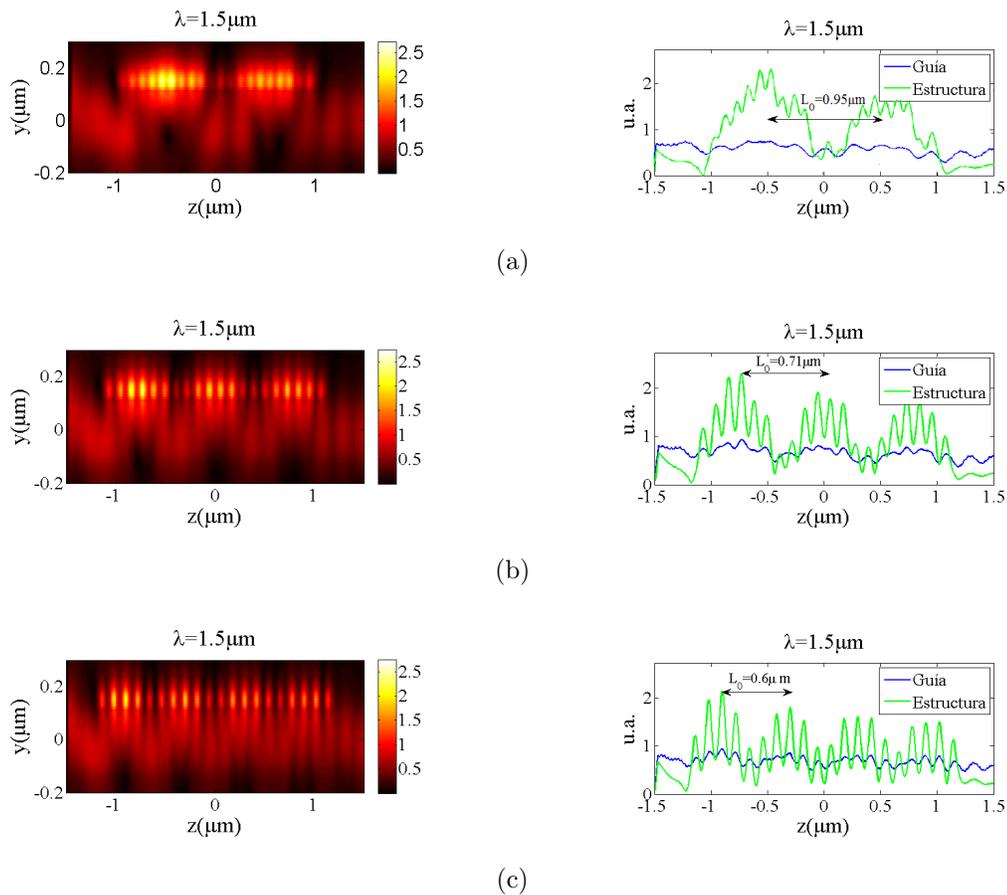


Figura 54. Distribución de amplitud de la componente E_x en el plano de monitoreo 2, la intensidad del perfil central de la guía y de la nanoestructura en $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ para: a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm.

una distribución de máximos y mínimos debidos al intercambio de energía entre la guía y la nanoestructura, y que su longitud de batimiento L_0 varía para cada D . En el caso de $D=100$ nm, notamos la nanoestructura presenta un mayor confinamiento de la luz dentro de la nanoestructura que en los casos anteriores. Adicionalmente estas estructuras presentan máximos y mínimos secundarios que tienen como período el mismo que el de su separación ($D+W$). Demostrando que la distancia entre nanoalambres es un factor en el comportamiento de la distribución del campo en la estructura híbrida.

4.2.4 Análisis de resultados simulados por teoría de acoplamiento de modos

Este intercambio de energía puede ser modelado como dos guías acopladas que se encuentran en contacto y que como lo discutimos en la sección II.1.6, el campo total de la estructura puede ser descrito por la ecuación (48) donde β_e representa a los modos simétricos y β_o a los antisimétricos presentes en la nueva estructura.

Para caracterizar a estas constantes de propagación podemos tomar a los datos arrojados por las simulaciones que nos permiten construir la amplitud compleja del campo dada por:

$$C(x, y, z) = A(x, y)e^{-i\beta z}, \quad (88)$$

(donde $A(x, y)$ es la amplitud del campo y β es la fase que está relacionada con β_e y β_o) y manejaremos a C desde el espacio de Fourier obteniendo que

$$\mathcal{F}[C] = \sum_{i=0}^N 2\pi\delta(\beta + \beta_i), \quad (89)$$

con N número de modos, donde i relacionada con β_o y β_e .

Los valores correspondientes a las constantes de propagación que serán puestos en términos del índice efectivo mediante la ecuación (27). Consideremos entonces a la Figura 51a la cual tomamos como una matriz de datos de amplitud y fase. Construiremos entonces una nueva matriz de valores complejos que punto a punto cumpla con la ecuación (88). Posteriormente tomaremos la transformada de Fourier de un perfil sobre el centro de la guía y otro en el de la nanoestructura (Figura 55). La Figura 56 muestra la relación de este análisis para distintas longitudes de onda para el perfil en la guía, en la nanoestructura y finalmente a la contribución de todos los perfiles de la imagen.

Las distribuciones de valor máximo de estas imágenes representan a la localización de picos en las transformadas de Fourier y por lo tanto la ubicación de los índices efectivos de

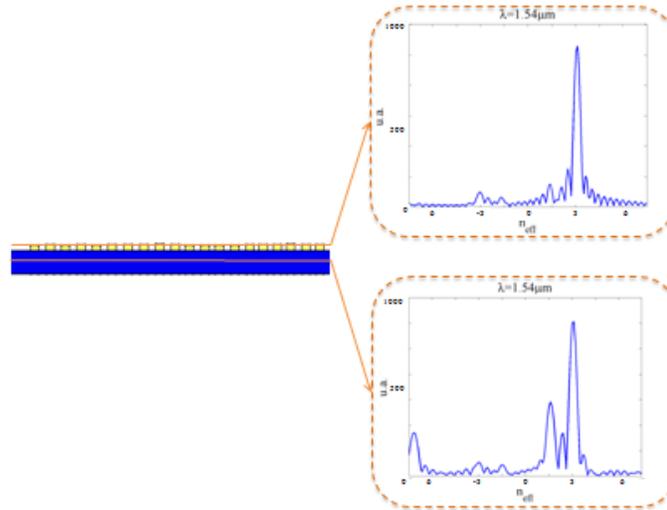


Figura 55. Consideraciones de elección de perfiles para el análisis en el espacio de Fourier de los resultados del plano de monitoreo 2.

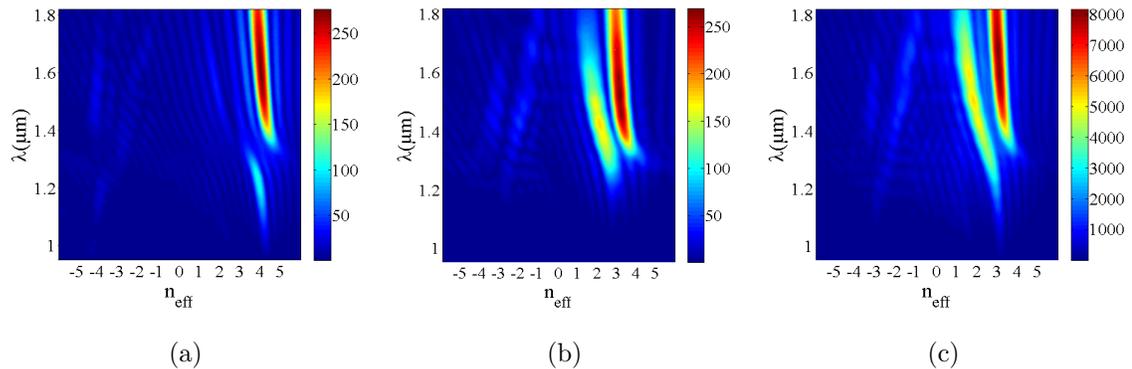


Figura 56. Relación de dispersión para los perfiles a) de la guía b) de la nanoestructura y c) de toda la imagen.

los modos correspondientes a esa longitud de onda.

Este análisis se realiza análogamente para $D=100$ y 150 nm y se presentan en la Figura 57.

El primer comportamiento que podemos observar en estas gráficas es que al aumentar la periodicidad de la nanoestructura los índices efectivos del sistema aumentan. Esto puede

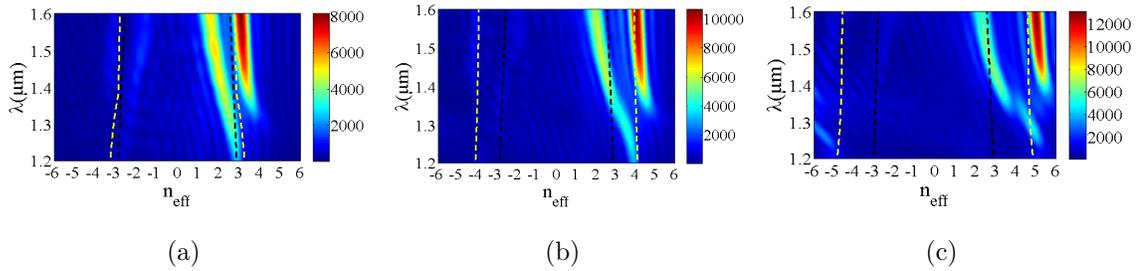


Figura 57. Relación de dispersión para la contribución de todos los perfiles para: a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm. Donde la línea negra es la relación de dispersión de la guía de silicio y la amarilla es la de la nanoestructura.

indicar que la manera que la luz se propaga sobre la nanoestructura depende de la periodicidad.

Para observar cómo es que estos nuevos índices de refracción varían con respecto a sus componentes, graficaremos a las relaciones de dispersión para el modo TE_0 para la guía de silicio (negro) y la nanoestructura (amarillo) que fueron calculadas mediante el método del índice efectivo (apéndice C). Para el caso de la relación de dispersión de la nanoestructura se consideró a una guía con un núcleo de índice efectivo debido a la presencia del oro y del aire de acuerdo con Nakamura *et al.* (2005) con las propiedades del oro propuestas por Jhonson y Christy (1970).

Concentrándonos en las longitudes de onda cercanas a la longitud de onda de excitación de la nanoestructura podemos notar, que para $D=50$ nm las relaciones de dispersión de la guía dieléctrica y de la nanoestructura se cruzan en valores cercanos a $1.36 \mu m$. En los demás casos estas líneas no se cruzan pero es justo para esta longitud de onda que la separación entre ellas es mínima. Es decir, que en este punto sus constantes de propagación son parecidas y por lo tanto, el intercambio de información entre las guías es propicio. Para comprobar estos resultados, observamos lo obtenido con las técnicas de SNOM utilizadas sobre las muestras 5_11 y 6_2.

4.3 Resultados experimentales y comparaciones teóricas

Para comenzar con esta sección mostraremos a los espectros de transmisión experimentales para este tipo de nanoestructuras los cuales fueron proporcionados por el IEF (Dubrovina *et al.*, 2013)).

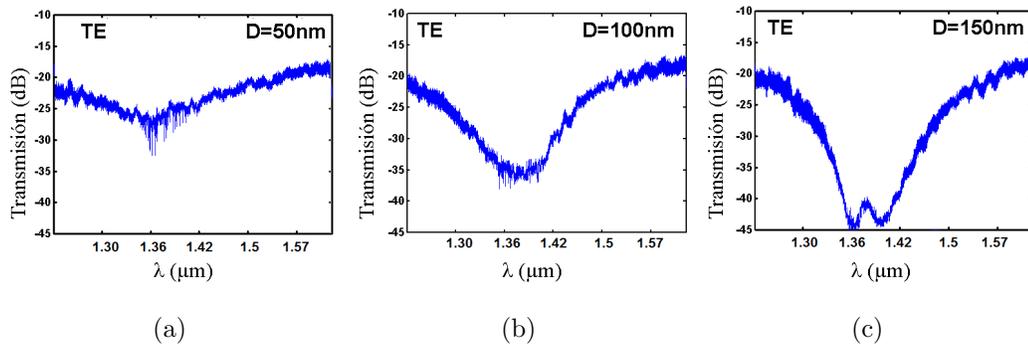


Figura 58. Espectros de transmisión experimentales para la guía híbrida para: a) $D=50$ nm, b) $D=100$ nm y c) $D=150$ nm (Dubrovina, 2013, p. 9).

Haciendo una comparación entre estos resultados y la Figura 46 podemos observar que el mínimo principal en $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ persiste, confirmando que esta es la longitud de onda de excitación de la nanoestructura. Mientras que los mínimos secundarios no aparecen demostrando que estos debían ser descartados como lo hicimos en la sección IV.2.2. Una vez confirmada y detectada la longitud de onda de excitación de los plasmones de superficie localizados, continuaremos con nuestro análisis mostrando los resultados de la distribución de amplitud y fase del campo por medio de las técnicas de SNOM.

4.3.1 SNOM en modo de perturbación

La Figura 59 muestra los resultados de la técnica de SNOM en modo de perturbación para una guía de la muestra 5_11 cuya nanoestructura tiene una separación $D=100$ nm, usando una punta de diámetro de 50 nm. Esta imagen ejemplifica el tipo de resultados que obtenemos al

implementar esta técnica. En estos resultados es posible observar la topología de la muestra al mismo tiempo que es medida la distribución de amplitud de campo transmitido por la guía debido a la presencia de la punta esparcidora. Esta técnica también da como resultado una

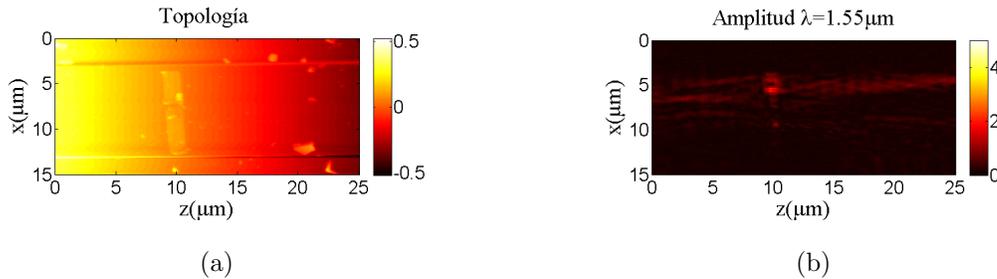


Figura 59. Resultados de la técnica de p-SNOM. a) Topología de la muestra, b) Amplitud de campo relacionado con el campo transmitido para $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

fase pero esta no es la correspondiente a la de luz transmitida ni la esparcida por lo discutido en la sección III.3.2. Particularmente en esta imagen se puede observar a la nanoestructura de metal colocada sobre la guía de silicio (Figura 59a), su distribución de amplitud de campo antes, durante y después de la nanoestructura metálica. En esta imagen se observan patrones de interferencia que denotan la existencia de varios modos de propagación que viajan por la guía a una longitud de onda del campo incidente de $1.55 \mu\text{m}$. Con el fin de observar el comportamiento multimodal de esta guía realizamos el mapeo del campo sobre la zona del filtro de modos (zona A).

La Zona “A”

Consideramos el mapeo de la zona A (Figura 28b) para observar su distribución de amplitud de campo confinado y ver su comportamiento de acuerdo a la presencia de los modos propagantes.

Este mapeo en $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, $1.43 \mu\text{m}$ y $1.36 \mu\text{m}$ presentan patrones de interferencia que generan una distribución de amplitud cambiante durante la propagación correspondiente a

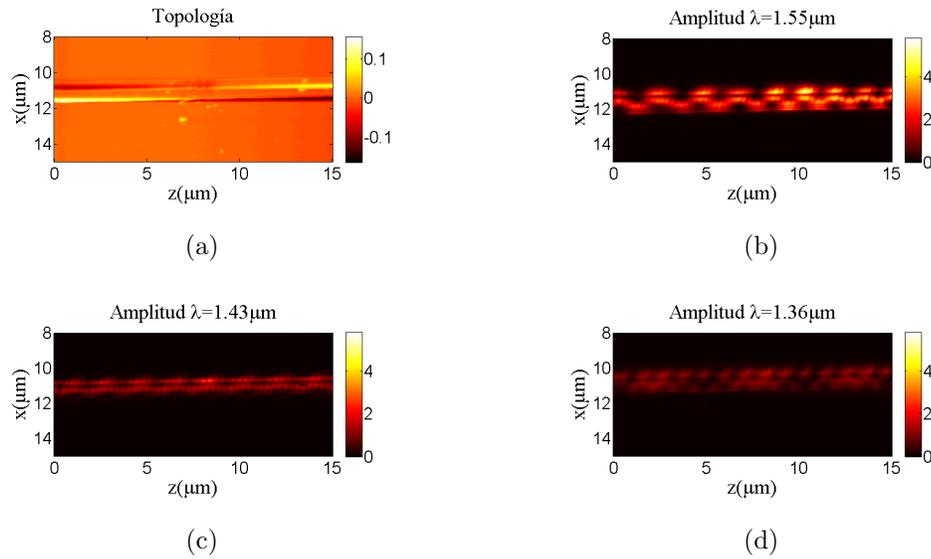


Figura 60. Resultado de la técnica de p-SNOM para la zona de filtro de modos con a) la topología de la muestra, la distribución de campo para b) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, c) $\lambda=1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.36 \mu\text{m}$.

la existencia de varios modos (Figura 60) de acuerdo a lo discutido en la sección 2.1.4.

Comportamiento para distintas longitudes de onda

Para observar el cambio en la distribución de amplitud para varias longitudes de onda se aplica esta técnica sobre la misma zona de estudio de la guía 14 de la muestra 5_11 donde con $D=100 \text{ nm}$ para $\lambda=1.55, 1.4$ y $1.36 \mu\text{m}$.

En esta imagen puede observarse que la intensidad de la luz es mayor para $1.55 \mu\text{m}$ que en los demás casos, pero en los tres la nanoestructura permanece encendida (Figura 61). Es decir, en estas tres longitudes de onda se presenta acoplamiento de la guía con la nanoestructura, además de poder observarse las oscilaciones de intercambio de energía sobre la nanoestructura.

Al hacer un mapeo en una zona mas pequeña (Figura 62) podemos observar a detalle a la distribución de intensidad de campo de la guía 29 de la muestra 5_11 con $D=150 \text{ nm}$. En

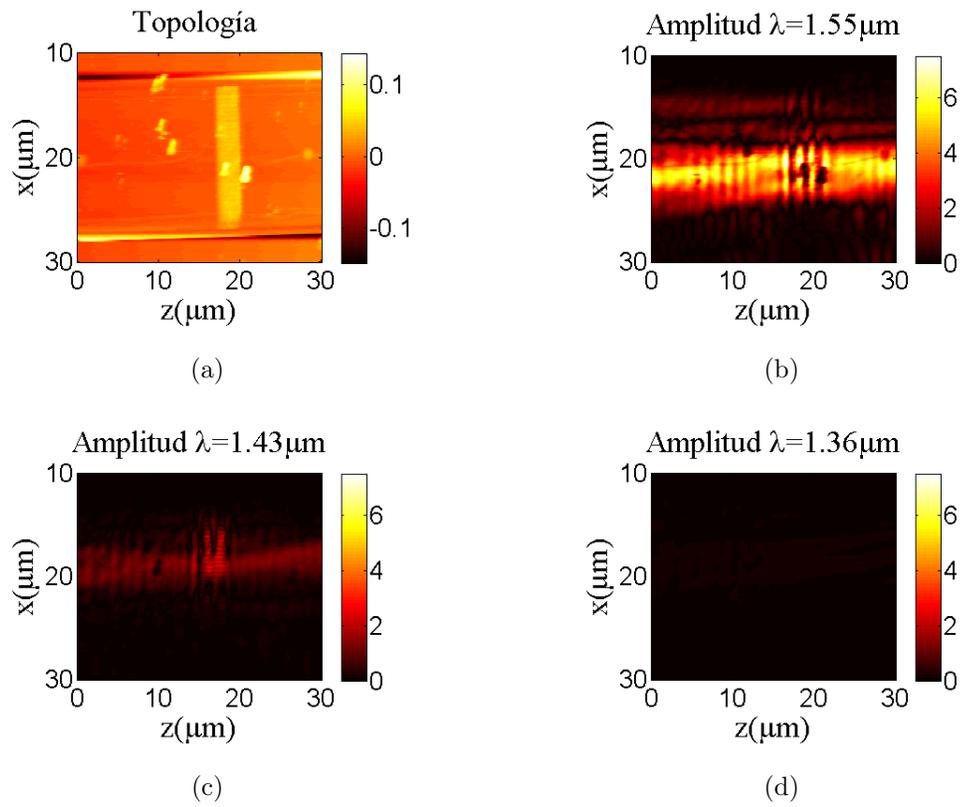


Figura 61. Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM para la guía 14 ($D=100$ nm) de la muestra 5_11. Donde se muestra: a) la topología de la muestra, b) la distribución de intensidad del campo para b) $\lambda=1.55$ μm , c) $\lambda=1.43$ μm y d) $\lambda=1.36$ μm .

este caso la intensidad máxima está ubicada en $\lambda=1.43$ μm .

Adicionalmente con esta técnica mostramos los cambios del acoplamiento en las nanoestructuras cuando se cambia el período $D=50$, 100 y 150 nm para las guías i10, h10 y g10 respectivamente (Figura 63). En estas puede apreciarse el comportamiento del acoplamiento sobre la estructura metálica cuando estas tienen distintas constantes de separación de D . En estas imágenes puede observarse como es posible mantener a la nanoestructura iluminada para distintas D de separación.

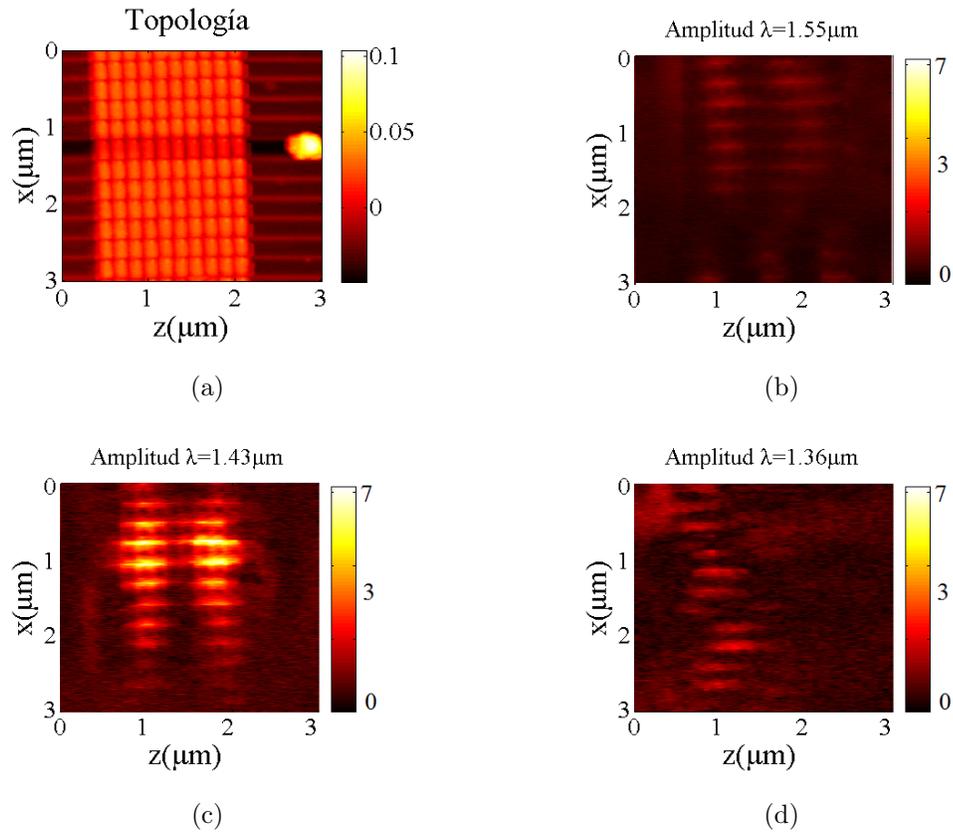


Figura 62. Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM para la guía 29 ($D=150$ nm) de la muestra 5_11 para: a) $\lambda=1.55$ μm , b) $\lambda=1.43$ μm y d) $\lambda=1.36$ μm .

4.3.2 SNOM en modo de perturbación heterodino

En la técnica de p-SNOM en modo de perturbación heterodino podemos obtener información sobre la topología de la muestra, distribución de amplitud de campo y además arroja una fase correspondiente a la luz transmitida. En esta técnica la punta de AFM permanece oscilante mientras la platina que sostiene a la muestra es la que se mueve en el plano xz . Los datos codificados por la computadora dan como resultado una imagen rotada que además sufre por un factor de cambio de dimensiones que debe ajustarse mediante calibración de distancias. En la Figura 64 se muestran los resultados para la guía g10 de la muestra 6_2 con $D=150$ nm donde de acuerdo a la imagen el campo incide desde la parte superior. En esta imagen

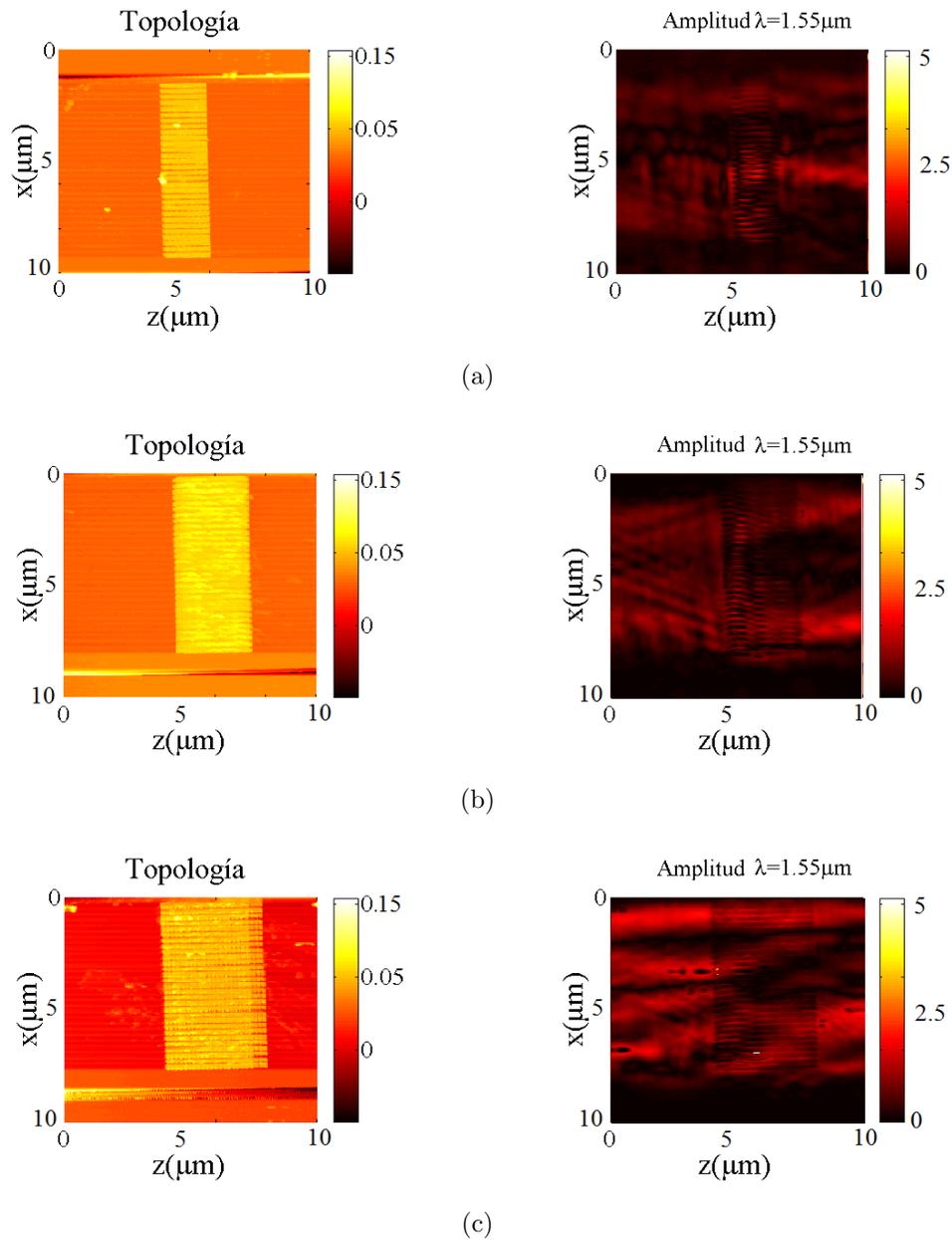


Figura 63. Resultado de la implementación de la técnica de p-SNOM heterodino para la a)topología de las guías b)g10, b)h10 y c)i10 de la muestra 6.2 con d) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y $D=50, 100$ y 150 nm , respectivamente.

se puede observar la distribución de campo con mayor contraste que para la técnica de p-SNOM. En estas imágenes observamos un mayor contraste en el mapeo de distribución de intensidades de campo, debido a la eliminación de ruido. Además de notar que para $\lambda=1.67$

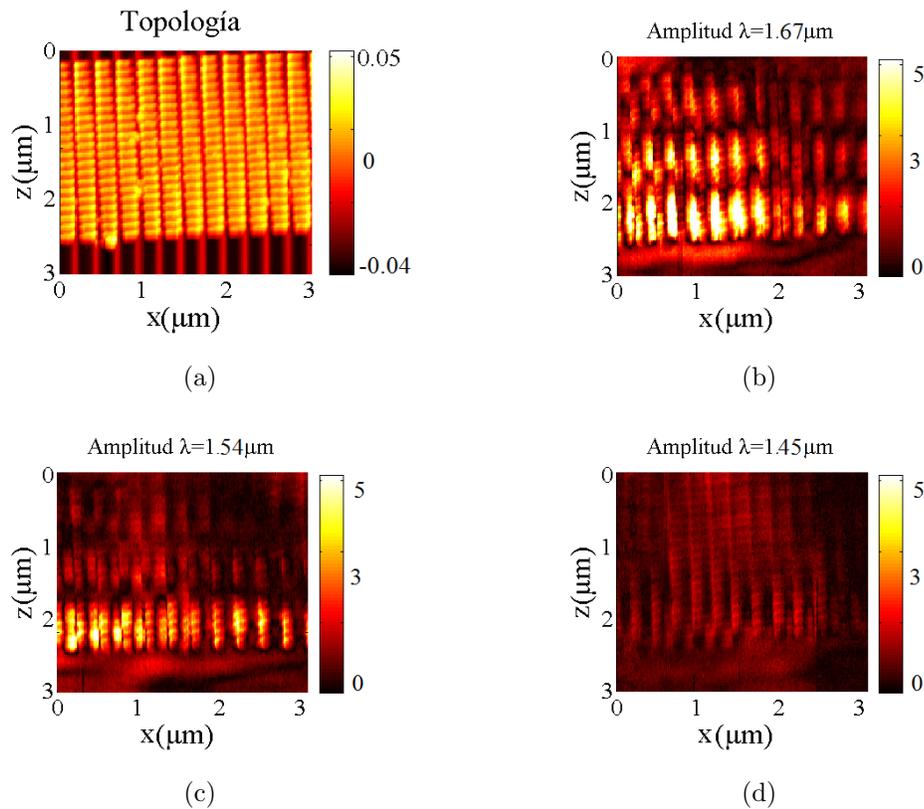


Figura 64. Resultado de la técnica de p-SNOM heterodino para la guía g10 ($D=50$ nm) de la muestra 6_2 con a) su topología, b) distribución de amplitud y fase para $\lambda=1.66$ μm , c) $\lambda=1.54$ μm y d) $\lambda=1.45$ μm . Donde el campo incidente proviene de la parte inferior de la imagen.

μm , es en la propicia el mejor acoplamiento.

A continuación hablaremos de la técnica de e-SNOM heterodino, esto con el fin de darle interpretación sobre los modos de propagación a las imágenes obtenidas.

4.3.3 SNOM en modo de esparcimiento heterodino

Dado que la técnica de SNOM por esparcimiento heterodino permite obtener la distribución de fase propondremos considerar los datos obtenidos para la guía h10 de la muestra 6_2 con separación $D=100$ nm para longitudes de onda de excitación de $\lambda=1.55$ μm a 1.65 μm y trabajarlos en el espacio de Fourier como lo hicimos con las simulaciones.

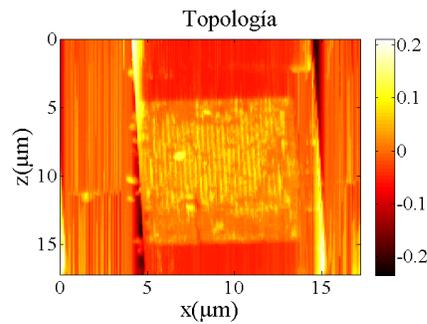


Figura 65. Topología de la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm.

Trabajaremos bajo tres zonas dentro de la imagen 65. La primera será la zona antes de que el campo incida en la nanoestructura (de 0 a $4 \mu m$), la segunda la zona de la nanoestructura (de 4 a $14.5 \mu m$) y la zona completa (de 0 a $18 \mu m$).

En las Figuras 66 y 67 se puede observar que para esta técnica, la distribución de amplitud puede ser observada con facilidad, pero no presenta una buena resolución debido a la baja potencia de la luz esparcida.

En cada uno de los resultados de la Figura 68 se observa que la componente de toda la imagen (verde) tiene información sobre las constantes de propagación que se propagan por la guía antes de llegar a la nanoestructura (roja) y en la nanoestructura (azul). Estos resultados experimentales se comportan considerablemente parecidos a la predicción teórica (negro) para todas las longitudes de onda. Dando como conclusión, haber considerado la propagación del modo TE_0 en las simulaciones fue suficiente para acercarnos a los resultados experimentales. Por lo tanto, a pesar de existir otros modos de propagación dentro de la estructura híbrida, el modo TE_0 es el que contribuye más en la propagación.

Pese a estos buenos resultados, aun debemos remarcar que para distintas mediciones de la distribución de intensidad del campo hemos encontrado distintas longitudes de onda que parecen tener un buen acoplamiento. La justificación de este comportamiento, es que, a pesar

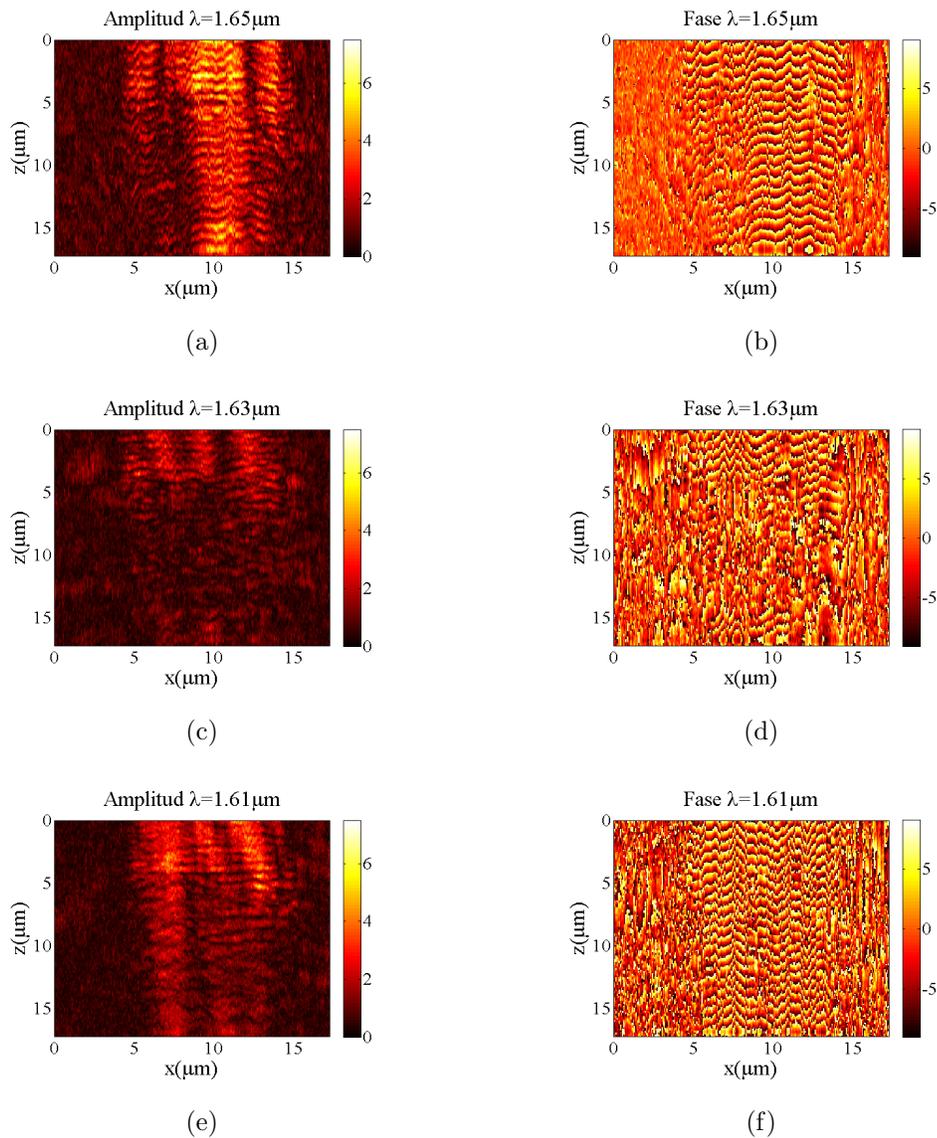


Figura 66. Resultados de la técnica de e-SNOM heterodino para la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Presentando las distribuciones de amplitud y fase para a) $\lambda=1.65 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.63 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=1.61 \mu\text{m}$

de tener un sistema que permitía la manipulación de la polarización de entrada, no era posible conocer la polarización del campo incidente. Durante los experimentos observamos que cuando la polarización era alineada para tener una intensidad máxima de los nanoalambres (mínima en transmisión) era cuando observamos que la longitud de onda de acoplamiento aparecía cercana a $\lambda=1.45 \mu\text{m}$ y en el caso contrario (para máxima transmisión) veíamos

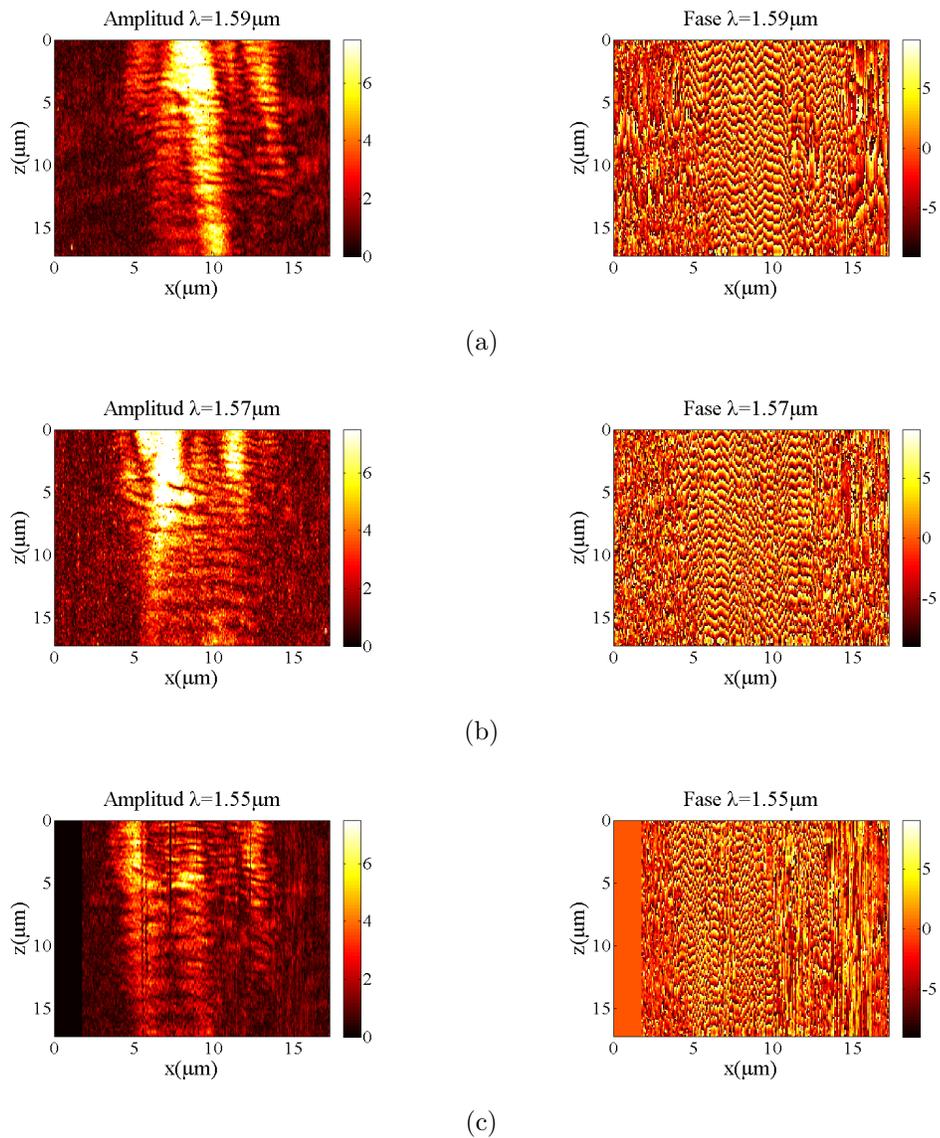


Figura 67. Resultados de la técnica de e-SNOM heterodino para la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Presentando las distribuciones de amplitud y fase para a) $\lambda=1.59 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.57 \mu\text{m}$ y c) $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

buen acoplamiento en longitudes de onda mayores (alrededor de $\lambda=1.6 \mu\text{m}$). La sensibilidad del sistema a cambios de polarización nos ha permitido pensar en trabajos a futuro, donde se permitan un control de polarización durante el proceso de medición. Además de un sistema que permita obtener imágenes en modo p-SNOM y e-SNOM en sistema heterodino al mismo tiempo.

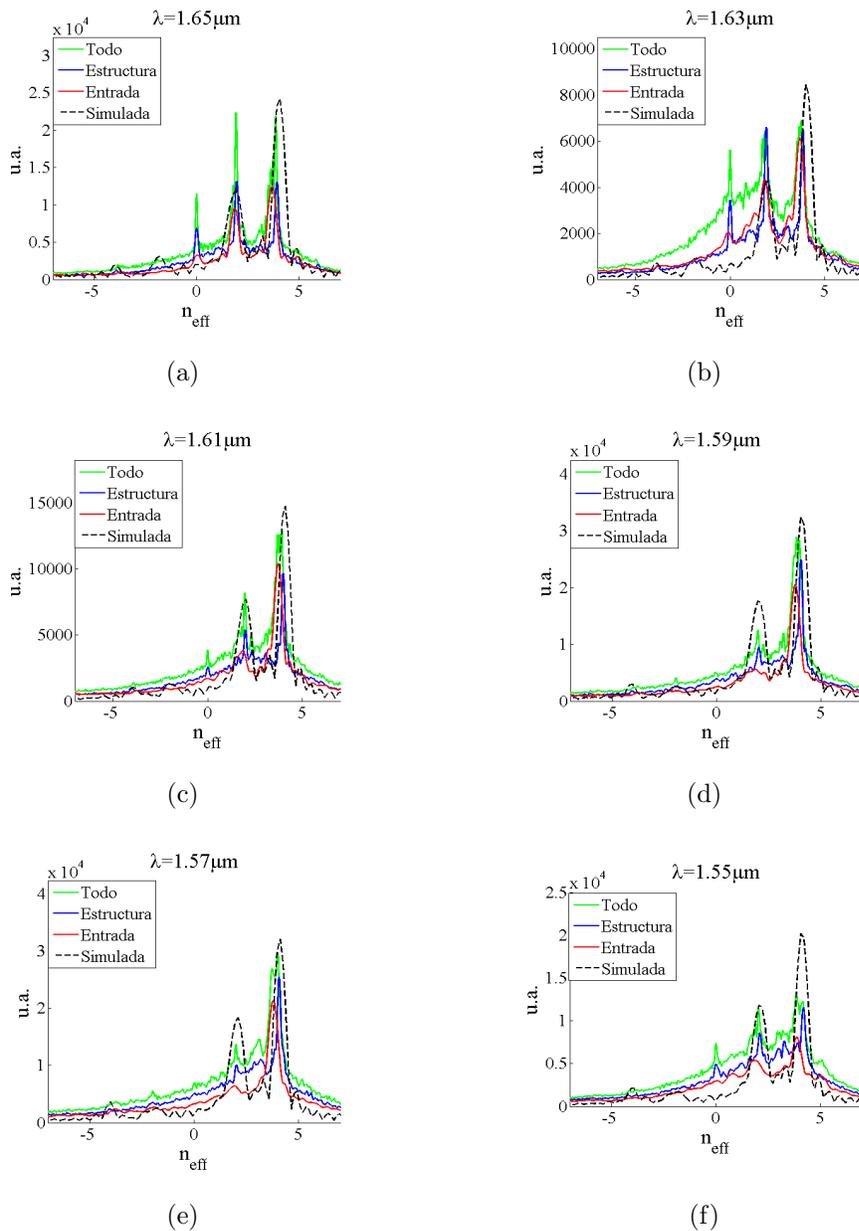


Figura 68. Comportamiento en el espacio de Fourier de la amplitud compleja de las imágenes obtenidas por e-SNOM heterodino de la guía h10 de la muestra 6_2 con $D=100$ nm. Donde se gráfica la contribución total de la guía (verde), la contribución de la zona de la nanoestructura (azul), la de la zona de entrada (roja) y la relación teórica (negro) para: a) $\lambda=1.65$ μm , b) $\lambda=1.63$ μm , c) $\lambda=1.61$ μm , d) $\lambda=1.59$ μm , e) $\lambda=1.57$ μm y $\lambda=1.55$ μm .

4.4 Resumen del capítulo

Llegando al fin de este capítulo podemos decir que el comportamiento de estas nanoestructuras puede ser predicho por simulaciones con el FDTD y la teoría de DDA, mientras que

la teoría de modos acoplados y la de rejillas de Bragg nos permitió modelar al sistema como un acoplamiento de guías. En cuanto a la parte experimental: la técnica de p-SNOM nos permitió ver distribuciones de campo sobre la guía, al igual que p-SNOM heterodino pero este con mayor contraste y fineza de las mediciones mediante la eliminación de ruido y finalmente la técnica de e-SNOM nos proporcionó datos sobre la distribución de amplitud de campo a muy bajas intensidades y la información de fase de este sistema. Esto nos permitió trabajar con la amplitud compleja del campo y asociarle índices efectivos a nuestro dispositivo que exitosamente concordaron con los cálculos teóricos. Demostrando que a pesar de que esta guía tiene un comportamiento multimodal puede ser analizada con la propagación del modo fundamental TE_0 .

Capítulo 5

Conclusiones

Después de un largo análisis teórico y experimental sobre el funcionamiento de los dispositivos fabricados podemos concluir que se comportan como dispositivos híbridos capaces de transportar luz en una nanoestructura metálica a lo largo de distancias de varias micras bajo la interacción de modos propagantes de una guía de onda dieléctrica y los plasmones de superficie localizados.

Al hacer el análisis teórico sobre el comportamiento de las muestras encontramos que existen diversas técnicas para conocer la longitud de onda de excitación de la nanoestructura en la cual la absorción de luz es máxima. Como es el caso de la teoría de dipolos acoplados mediante el cálculo de sus coeficientes de absorción para un campo de excitación con distintas longitudes de onda y el análisis de los espectros de transmisión en la salida de la guía.

Es interesante observar, que si bien, la teoría de dipolos acoplados es un análisis que se realiza puramente en el metal, la longitud de onda de máxima absorción concuerda con los resultados de la técnica usada sobre la guía de silicio al considerar el mínimo presente en sus espectros de transmisión. De esta manera proponemos dos métodos aplicados de maneras distintas que arrojan resultados comparables.

En cuanto al método de índice efectivo podemos decir que fue una herramienta útil para referenciarlos a los modos de propagación presentes en la guía de silicio y la nanoestructura. Cuyos resultados nos brindaron una idea de lo que deberíamos esperar al momento de unir a los dos sistemas. Mientras que el FDTD nos permitió observar el comportamiento de las distribuciones de amplitud y fase del campo presentes dentro de la estructura híbrida y

propicio las bases para caracterizar posteriormente a los resultados experimentales.

Los resultados de estos desarrollos arrojaron que la interacción entre la nanopartículas en dirección de la propagación juegan un rol importante en el comportamiento de la distribución de campo al tener variaciones del período de separación D , mientras que los resultados de las simulaciones mostraron que el número de nanoalambres en la dirección \hat{x} no parece afectar al comportamiento general del dispositivo.

Sobre estos últimos podemos decir que las técnicas de SNOM bajo condiciones bien cuidadas (alineación y buen manejo del material) arrojan resultados fundamentales para la observación y estudio de estas estructuras al permitir la medición directa (e-SNOM) e indirecta (p-SNOM) de la distribución de amplitud para distintas longitudes de onda. Si bien las técnicas de p-SNOM nos proporcionaron buenos resultados para la observación de la distribución de amplitud y de manera análoga la técnica de e-SNOM en sistema heterodino fue una herramienta crucial para el estudio al arrojarnos información sobre la fase que permitió la conexión con los resultados teóricos arrojados por las simulaciones pero debido a la baja intensidad del campo esparcido no dio buenos resultados en cuanto a la distribución de amplitud.

Es aquí donde surgen las primeras ideas de un trabajo a futuro donde se debe considerar el acoplamiento de los sistemas p-SNOM y e-SNOM con el fin de arrojar resultados al mismo tiempo sobre la misma estructura para garantizar la calidad de los resultados tanto en amplitud como en fase, además del desarrollo experimental sobre el manejo de la polarización incidente para evitar la presencia multimodal que no permitía la correcta observación de las imágenes. En cuando al diseño de la estructura podemos estudiar su comportamiento en distancias de separación en intervalos internos a los ya estudiados en esta tesis además de variaciones de forma, altura y largo de los nanoalambres y de la guía de silicio.

Referencias bibliográficas

- Apuzzo, A., Février, M., Salas Montiel, R., Bruyant, A., Chelnokov, A., Lerondel, G., Dagens, B., y Blaize, S. (2013). Observation of near-field dipolar interactions involved in a metal nanoparticle chain waveguide. *Nano Letters*, **13**: 1000–1006.
- Barnes, W. L., Dereux, A., y Ebbesen, T. W. (2003). Surface plasmon subwavelength optics. *Science*, **424**: 824–830.
- Bruyant, A. (2004). *Études de structures photoniques en champ proche par microscopie optique à sonde diffusante*. Tesis de doctorado, L'Université de Technologie de Troyes.
- Chabal, Y. J. y Sievers, A. J. (1980). High-resolution infrared study of hydrogen on tungsten. *Phys. Rev. Lett.*, **44**: 944–947.
- Charbonneau, R. y Lahoud, N. (2005). Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polariton. *Optics Express*, **13**(3).
- Draine, B. (1994). Discrete-dipole approximation for scattering calculations. *Optical Soc. Am.*, **11**: 1491–1499.
- Dubrovina, N., Le Reux, X., de Lustrac, A., y Lupu, A. (2013). Métamatériaux métallo-diélectrique por l'optique intégrée. *Journées scientifiques*, **11**: 7–11.
- Echenique, P. M. y Pendry, J. B. (1975). Absorption profile at surfaces. *Phys. C: Solid State*, **8**: 29–36.
- Fano, U. (1965). The theory of anomalous diffraction grating and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (somerfeld's waves). *Opt. Soc. Am.*, **31**: 213–222.
- Fevrier, M. (2012). *Couplage entre un guide d'onde diélectrique et un guide á plasmon de surface localisé : conception, fabrication et caractérisation*. Tesis de doctorado, L'Université Paris-Sud 11.
- Fevrier, M., Gogol, P., Aassime, A., Mégy, R., Delacour, C Chelnokov, A., Apuzzo, A., Blaize, S., Lourtioz, J. M., y Dagens, B. (2012). Giant coupling effect between metal nanoparticle chain and optical waveguide. *Nano letters*, **12**: 1032–1037.
- Greffet, J. y Carminati, R. (1998). Image formation in near-field optics. *Progress in Surface Science*, **56**(3): 133–237.
- Jhonson, P. y Christy, R. (1970). Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev.*, **11**: 4370–4379.

- Jin, R., Cao, Y. W., Mirkin, C. A., Kelly, K. L., Schatz, G. C., y Zheng, J. G. (2001). Photoinduced conversion of silver nanospheres to nanoprisms. *Science*, **294**: 1901–1903.
- Krasavin, A. V. y Zheludev, N. I. (2004). Active plasmonics: Controlling signals in au/ga waveguide using nanoscale structural transformations. *Appl. Phys. Lett.*, **84**: 1416–1419.
- Maier, S. (2007). *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer, New York. 212 pp.
- Malmqvist, M. (1993). Biospecific interaction analysis using biosensor technology. *Nature*, (361): 186–187.
- Nakamura, T., Shimizu, M., Kimura, H., y Sato, R. (2005). Effective permittivity of amorphous mixed materials. *Electronics and Communications in Japan*, **88**(10): 1951–1958.
- Okamoto, K. (2006). *Fundamentals of Optical Waveguides*. Elsevier, San Diego Ca. 558 pp.
- Ozby, E. (2006). Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science*, **311**(5758): 189–193.
- Pohl, W., Denk, W., y Lanz, M. (1984). Optical stethoscopy: image recording with resolution wavelength/20. *Appl. Phys. Lett.*, **44**: 651–653.
- Powell, C. J. y Swan, J. B. (1959). Origin of the characteristic electron energy losses in aluminium. *Phys. Rev.*, **115**: 869–875.
- Purcell, E. y Pennypacker, C. (1973). Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *the Astrophysical Journal*, **186**: 705–714.
- Purcell, E. (1985). *Electricity and Magnetism*. McGraw Hill, London. 484 pp.
- Rayleigh, L. (1907). Note on the remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction spectra described by prof. wood. *Phys. Rev.*, **49**: 1275–1297.
- Ritchie, R. H. (1957). Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev.*, (106): 874–881.
- Rohan, D., Kekatpure, y Hryciw, A. (2009). Solving dielectric and plasmonic waveguide dispersion relations on a pocket calculator. *Optics express*, **17**(26): 24112–24129.
- Saleh, B. y Teich, M. (1991). *Fundamentals of photonics*. Wiley, New York. 947 pp.
- Synge, E. H. (1932). An application of piezoelectricity to microscopy. *Phil. Mag.*, **13**: 297–300.
- Wood, R. (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philos. Mag.*, **4**: 60–65.
- Zayats, A. y Smolyaninov, I. (2004). Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Physics Reports*, **17**(408): 131–314.

Apéndice A

Potencia óptica y relación de dispersión de una guía de onda dieléctrica asimétrica plana.

En este apéndice se obtienen la expresión de la potencia del campo electromagnético propagante por una guía de onda dieléctrica, mediante un análisis del vector de Poyntig (ecuación (16)). Además de mostrar el calculo de la relación de dispersión de una guía de onda dieléctrica asimétrica plana.

A.1 Potencia de propagación

Comenzaremos esta sección definiendo al vector de Poynting como el vector de represtación de energía electromagnética que fluye a través de un área perpendicular a su dirección de propagación y que esta dado por

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (90)$$

Además de mencionar el teorema de la divergencia de Gauss, el cual nos permite relacionar el flujo de energía de un vector A que pasa a través de un área s perpendicular a su propagación. En otras palabra el teorema muestra la suma de todas las contribuciones de fuentes cuya radiación atraviesa una área s , por lo que:

$$\iiint_v \nabla \cdot \vec{A} dv = \iint_s \vec{A} \cdot \hat{n} ds. \quad (91)$$

Aplicando el teorema de Gauss sobre el vector de Poynting obtendremos la contribucion de energía del vector \vec{S} sobre una área s obteniendo asi la potencia. Tomaremos entonces a $\vec{A} = \vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ y sustituiremos en la ecuación (91) utilizando que $\nabla \times (\vec{E} \times \vec{H}) =$

$$\vec{H} \cdot \nabla \times \vec{E} - \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H}.$$

$$\iiint_v \left(\vec{H} \cdot \nabla \times \vec{E} - \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H} \right) dv = \iint_s (E \times H) \cdot \hat{n} ds \quad (92)$$

Utilizando las relaciones la ecuación (7) podemos reescribir como

$$\iiint_v \left(\varepsilon \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) dv = - \iint_s (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{n} ds \quad (93)$$

donde definiremos a

$$P = - \iint_s (E \times H) \cdot \hat{u}_z ds. \quad (94)$$

con $n = u_z$.

Tomando el promedio temporal del vector de Poynting podemos obtener que

$$\langle (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{u}_z \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [(\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{u}_z] \quad (95)$$

y por lo tanto

$$P = \frac{1}{2} \iint_s \text{Re} [E \times H^*] \cdot \hat{u}_z ds. \quad (96)$$

Con esta expresión podemos considerar el caso de la propagación del flujo de energía en una guía de onda plana como la discutida en la sección 2.2 y obtener la siguiente ecuación

$$P = \int_0^1 dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot u_z dy = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} (E_y H_x^* - E_x H_y^*) dy, \quad (97)$$

de la cual es posible llegar a la ecuación (16).

A.2 Relación de dispersión para una guía de onda asimétrica.

En esta sección mostraremos los pasos intermedios para llegar las relaciones de dispersión en una guía de onda asimétrica para polarización TE y TM. Como se muestran en las secciones Comenzamos partiendo de las soluciones 2.2.1 y 2.2.2.

A.2.1 Relación de dispersión para modos TE

Partimos de las soluciones del sistema de ecuaciones (11), dadas por las ecuaciones (12) en el cual consideramos una fase ϕ , por lo que

$$E_x = \begin{cases} A\cos(\alpha_2 a - \phi)e^{-\alpha_1(y-a)} & y > a \\ A\cos(\alpha_2 y - \phi) & -a \leq y \leq a \\ A\cos(\alpha_2 a + \phi)e^{-\alpha_3(y+(h/2))} & y < -a \end{cases} \quad (98)$$

cuya derivada se ve como

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \begin{cases} \alpha_1 A\cos(\alpha_2 a - \phi)e^{-\alpha_1(y-a)} & y > a \\ \alpha_2 A\cos(\alpha_2 y - a) & -a \leq y \leq a \\ \alpha_3 A\cos(\alpha_2 a + \phi)e^{-\alpha_3(y+a)} & y < -a \end{cases} \quad (99)$$

Debido a que estas soluciones deben ser continuas en los tres medios deben cumplir con las condiciones de frontera en $\pm a$ para E_x y para su derivada. Al hacer esta sustitución encontramos que

$$\begin{cases} \alpha_2 A\sin(\alpha_2 a + \phi) = \alpha_3 A\cos(\alpha_2 a + \phi) \\ \alpha_{21} A\sin(\alpha_2 a + \phi) = \alpha_2 A\cos(\alpha_2 a + \phi) \end{cases} \quad (100)$$

por lo que podemos reescribir estas ecuaciones como:

$$\tan(\alpha_2 a + \phi) = \frac{\alpha_3}{\alpha_2}, \quad (101a)$$

$$\tan(\alpha_2 a - \phi) = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}, \quad (101b)$$

y al resolver el sistema podemos despejar a

$$\alpha_2 a = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{\alpha_3}{\alpha_2}\right) + \frac{1}{2}\tan^{-1}\frac{\alpha_1}{\alpha_2}, \quad (102)$$

y a

$$\phi = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{\alpha_3}{\alpha_2}\right) - \frac{1}{2}\tan^{-1}\frac{\alpha_1}{\alpha_2}, \quad (103)$$

con $m = 0, 1, 2, \dots$

Utilizaremos las siguientes identidades para renombrar a la ecuación (103)

$$(\alpha_2 a)^2 + (\alpha_3 a)^2 = k^2 a^2 (n_2^2 - n_3^2) = p^2 \quad (104a)$$

$$(\alpha_1 a)^2 = \sqrt{\gamma p^2 + (\alpha_3 a)^2} \quad (104b)$$

$$\gamma = \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (104c)$$

donde colocaremos todo en términos del índice efectivo $n_{eff} = \beta/k$ y

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_3^2}. \quad (105)$$

Por lo que, podremos renombrar a la ecuación (103) como

$$2p\sqrt{1-b} = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{b}{1-b}}\right) + \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}}\right). \quad (106)$$

Siendo la ecuación (103) la ecuación de dispersión de un modo TE.

A.2.2 Relación de dispersión para modos TM

Para el caso TM denotamos tomamos las soluciones del sistema (19) y análogamente a los modos TE, agregamos una fase ϕ

$$H_x = \begin{cases} A\cos(\alpha_2 a - \phi)e^{-\alpha_1(y-a)} & y > a \\ A\cos(\alpha_2 y - \phi) & -a \leq y \leq a \\ A\cos(\alpha_2 a + \phi)e^{-\alpha_3(y+(h/2))} & y < -a \end{cases} \quad (107)$$

cuya derivada se ve como

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = \begin{cases} \alpha_1 A \cos(\alpha_2 a - \phi) e^{-\alpha_1(y-a)} & y > a \\ \alpha_2 A \cos(\alpha_2 y - a) & -a \leq y \leq a \\ \alpha_3 A \cos(\alpha_2 a + \phi) e^{-\alpha_3(y+a)} & y < -a \end{cases} \quad (108)$$

Tomaremos las ecuaciones (19) y evaluaremos en las condiciones de frontera en $\pm a$ para obtener a

$$\alpha_2 a = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2 \alpha_1}{n_3^2 \alpha_2} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{n_2^2 \alpha_3}{n_1^2 \alpha_2} \quad (109)$$

y finalmente tener que la relación de dispersión para un modo TM es

$$2p\sqrt{1-b} = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2}{n_3^2} \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2}{n_1^2} \sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}} \right). \quad (110)$$

Apéndice B

Comparación de resultados para la simulación de una nanoestructura de 30×20 y la de 8×20 nanoalambres

En este apéndice comparemos los datos obtenidos para la simulación con FDTD al considerar los casos donde la estructura metálica colocada sobre la guía de silicio esta compuesta de 30×20 nanoalambres y cuando esta compuesta por de 8×20 nanoalambres separados entre si una distancia $D=50$ nm en dirección de la propagación del campo.

B.1 Consideraciones de la simulación para la estructura de 30×20 nanalambres

Dentro de la simulación con FDTD consideramos a la estructura propuesta en la Figura 69 para representar a la muestra 5_11 con $D=50$ nm (alguna de las 10 primeras guías de la muestra 5_11) en donde incide un pulso de longitudes de onda de entre 500 y 1700 nm con paralización TE_0 por el centro de la guía de onda de silicio.

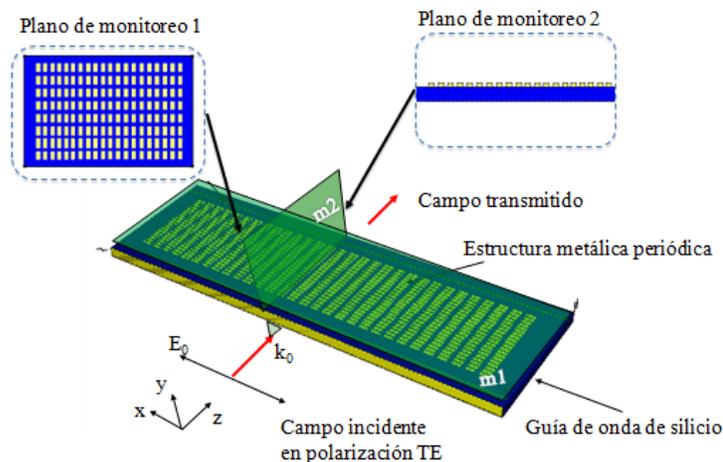


Figura 69. Consideraciones para la simulación de la distribución de amplitud y campo para la nanoestructura de metal de 30×20 nanoalambres. Donde se observa la ubicación de los planos de monitoreo.

Se considera a un conjunto bidimensional de 30×20 nanoalambres con tamaños de $W \times L$ (50×200 nm) de altura H (50nm) separados en dirección \hat{x} por una distancia s (50nm) y en \hat{z} separados por D con $D = 50nm$.

Los resultados se guardan en dos planos de monitoreo: el primero un plano xz separado a 10nm de la estructura metálica y el segundo un plano yz en un corte transversal de la muestra (Figura 69).

La compilación de estos resultados toma alrededor de 2 semanas de tiempo de computo, lo cual se convierte en un inconveniente si se desea variar los parámetros. Con el fin de agilizar el proceso de adquisición de datos consideraremos la simulación de una muestra mas pequeña.

B.2 Consideraciones de la simulación para la estructura 8×20 nanoalambres

Para este caso tomamos las mismas consideraciones que en el caso anterior pero con la variante de tener solo un conjunto de 8 por 20 nanoalambres colocados (Figura 49).

Donde se observan los mismos planos de monitoreo que en el caso anterior: uno colocado en el plano xz colocado a 10nm de separación de la estructura y otro en el plano yz ubicado de manera transversal sobre la muestra.

Este tipo de simulaciones se tardan aproximadamente una semana, reduciendo el tiempo a de compliración a la mitad. Si los resultados de estas simulaciones presentan resultados cercanos a los de la estructura de 30×20 nanoalambres entonces podremos realizar los cambios del periodo D para una estructura mas chica.

Comparación de los resultados sobre el plano de monitoreo 1

La Figura 70 muestra los resultados obtenidos para la simulación de una arreglo bidimensional de 8×20 nanoalambres colocados sobre una gu'ía de silicio. Cada nanoalambre tiene dimensiones $W \times L \times H$ y están separados por distancias S en dirección \hat{z} y por D en dirección \hat{x} que tienen las mismas especificaciones que la simulación anterior.

A primera vista, en este plano se observan las mismas distribuciones de amplitud de campo para las dos simulaciones. Donde notamos la misma distribución de máximos y mínimos en las mismas distancias en \hat{z} (la dirección de propagación). Las distribuciones presentan diferencias en cuanto a su tamaño debido a que este es afectado por el número de nanoalambres en dirección \hat{x} . Para observar si estos cambios generan un cambio significativo en la distribución de amplitud de ambas simulaciones tomaremos los datos de las simulaciones en el plano de monitoreo 2.

Comparación de los resultados sobre el plano de monitoreo 2 y elección de la estructura para las simulaciones finales

La Figura 71 muestra los resultados comparativos entre los dos tipos de estructuras simuladas para el plano de monitoreo 2 a distintas longitudes de onda de excitación. En donde se grafica la amplitud de la componente de mayor peso (E_x).

En la Figura 71 podemos observar que las distribuciones de amplitud tienen el mismo comportamiento para los dos casos. Nuevamente las oscilaciones y las amplitudes parecen ser las mismas. Para cuantificar que tanto se parecen estos resultados tomaremos el perfil del centro de la estructura metálica para cada uno de los casos de simulación de manera comparativa las graficaremos en el mismo eje de referencia como se muestra en la Figura 72 .

En estas gráficas es posible observar que las distribuciones de amplitud en ambos casos

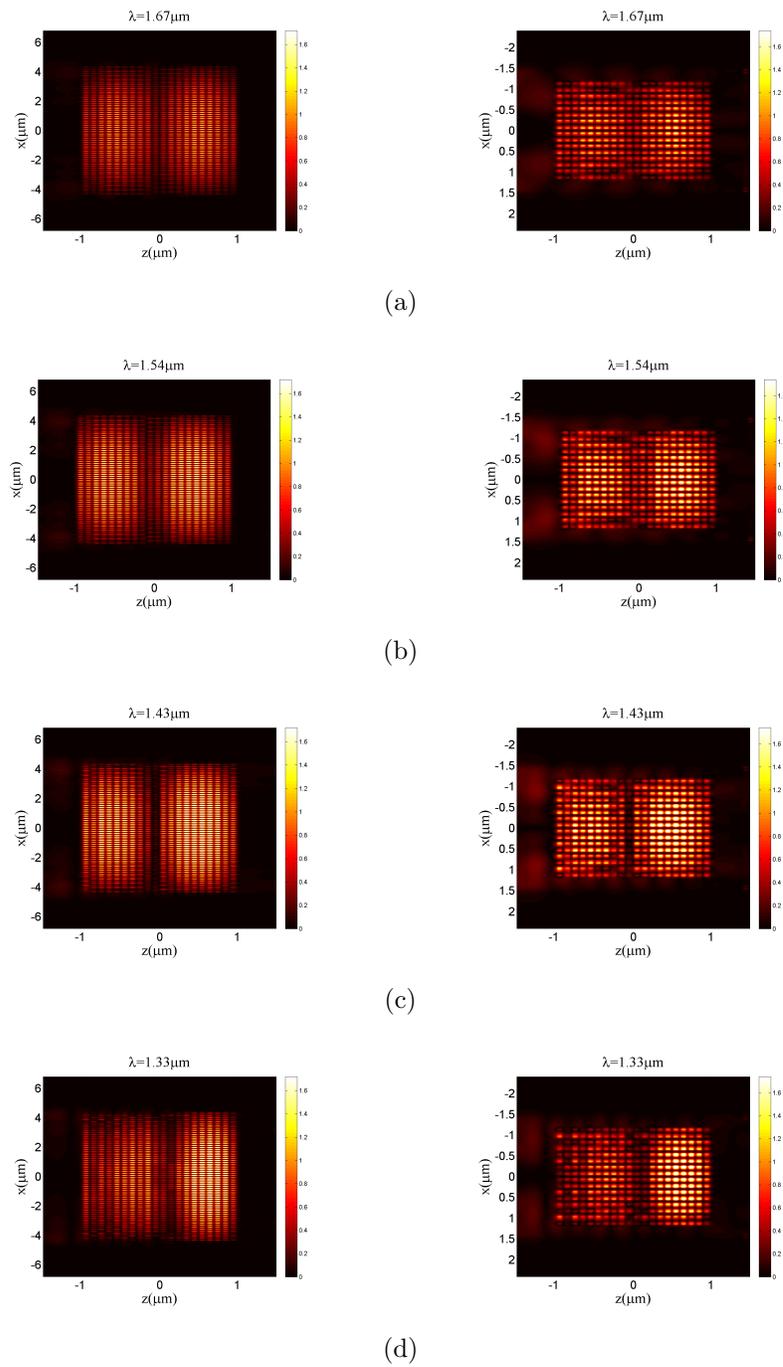


Figura 70. Resultado de la simulación con FDTD para la zona de monitoreo 1 para la estructura metálica de 30×20 y la de 8×20 para longitudes de onda de a) $\lambda = 1.76 \mu\text{m}$, b) $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$, c) $\lambda = 1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda = 1.33 \mu\text{m}$.

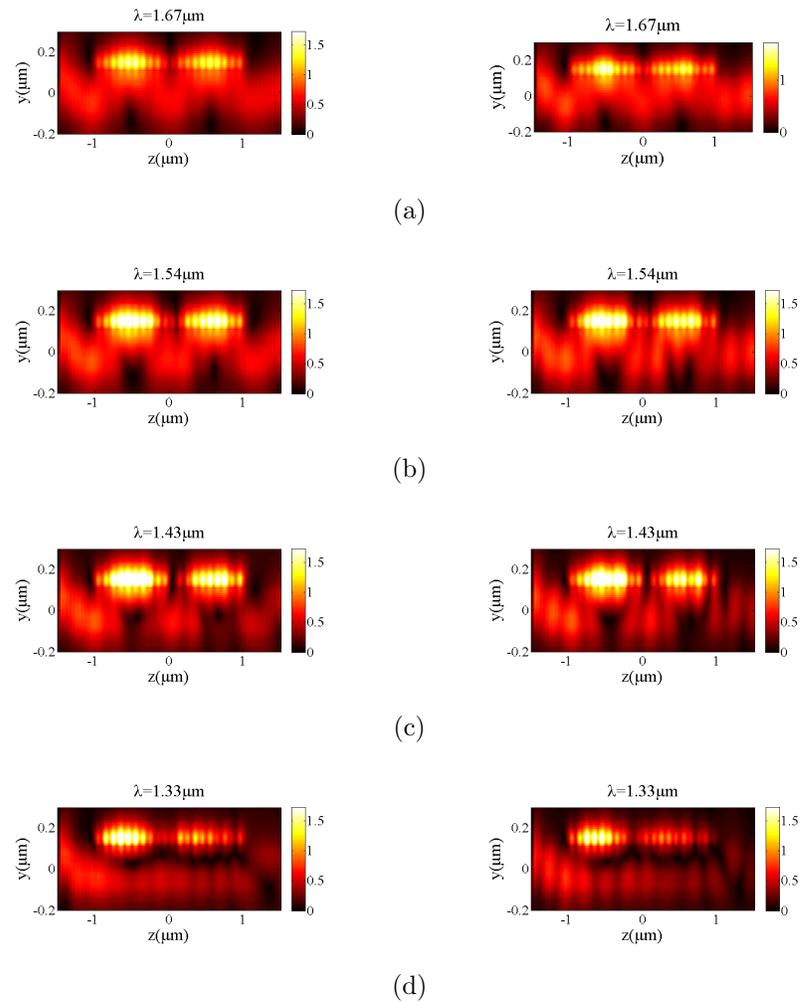


Figura 71. Resultado de la simulación con FDTD para la zona de monitoreo 2 para la estructura metálica de 30×20 y la de 8×20 para longitudes de onda de a) $\lambda=1.76 \mu\text{m}$, b) $\lambda=1.54 \mu\text{m}$, c) $\lambda=1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda=1.33 \mu\text{m}$.

(en la estructura de 30×20 y en la de 8×20) arrojan resultados que difieren en muy poco entre sí, conservando sus distribuciones de máximos y mínimos.

Con estos resultados en mente es posible entonces, concebir la idea de hacer las simulaciones con la estructura de 8×20 con el fin de disminuir los tiempos de computo y permitirnos la variación del parámetro D . De manera que todos los análisis presentes en la tesis son los resultantes de considerar a la estructura como un conjunto de 8×20 nanoalambres.

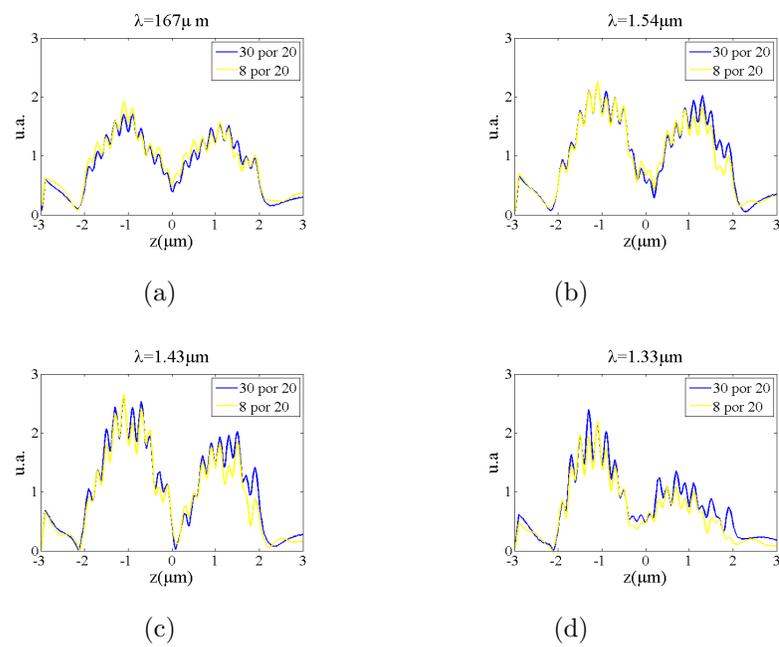


Figura 72. Resultado de la distribución de amplitud del campo para el perfil del centro de la nanoestructura. Donde en azul se presentan los datos para la estructura de 30×20 y en amarillo se presentan los datos para la estructura con de onda 8×20 para: a) $\lambda = 1.76 \mu\text{m}$, b) $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$, c) $\lambda = 1.43 \mu\text{m}$ y d) $\lambda = 1.33 \mu\text{m}$.

Apéndice C

Resolución de la ecuación de dispersión

En este apéndice mostraremos el método y resultados numéricos para la resolución de la ecuación de dispersión de una guía de onda dieléctrica.

C.1 Relación de dispersión

Partimos de la relación de dispersión en la ecuación (33) mencionada ya en el capítulo II, donde β se relaciona con k mediante la ecuación (29). De acuerdo a Rohan *et al.* (2009) comenzaremos considerando que esta relación puede ser descrita como

$$k = f(k). \quad (111)$$

Para resolverla, proponemos un valor k_1 como raíz. Del cual podemos obtener a un valor $k_2 = f(k_1)$ y si $k_2 - k_1 = 0$ habremos encontrado la solución. Pero si no es así podemos seguir acercándonos haciendo una iteración de este procedimiento al considerar

$$k_n = f(k_{n-1}). \quad (112)$$

Este proceso continuara hasta que $k_n - k_{n-1} > \varepsilon$ con $\varepsilon \ll 1$, asegurando la solución del sistema con un margen de error ε . Cabe mencionar que k puede ser un valor real o complejo y que en ambos casos tanto la parte imaginaria como la real en la resta de $k_n - k_{n-1}$ debe tener a un valor cercano a cero para considerarse una buena aproximación.

Tomemos el caso de una guía plana de silicio ($n_2 = 3.5$) de altura $h=0.6 \mu m$ sobre un sustrato de oxido de silicio ($n_3 = 1.45$) envuelta en aire ($n_1=1$) que incide con una longitud de onda de 1200 nm en un modo fundamental TE_0 ($M=0$ y el signo + en la ecuación (33)). Al

aplicar este método con $\varepsilon = 1 \times 10^{-16}$ encontramos que los valores k después de 24 iteraciones se ven como la Figura 73

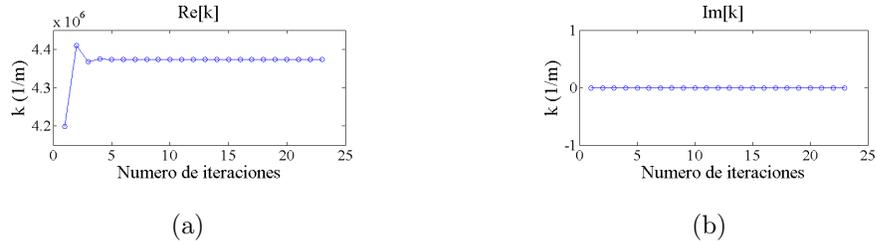


Figura 73. Iteraciones para el cálculo de a) la parte real e b) imaginaria de k mediante un proceso iterativo.

En este caso el valor k es real y por lo tanto la parte imaginaria permanece constante en cero, mientras que la parte real oscila en las primeras iteraciones y posteriormente converge. Para manejar los resultados en términos de n_{eff} , utilizaremos que

$$n_{eff} = \sqrt{n_2^2 - (k/k_0)^2}. \quad (113)$$

Si hacemos el procedimiento anterior para distintas longitudes de onda λ podemos construir su relación de dispersión.

Tomando el caso anterior para longitudes de onda de 100 a 1700 nm podemos obtener que el índice efectivo n_{eff} tiene el comportamiento de la siguiente gráfica.

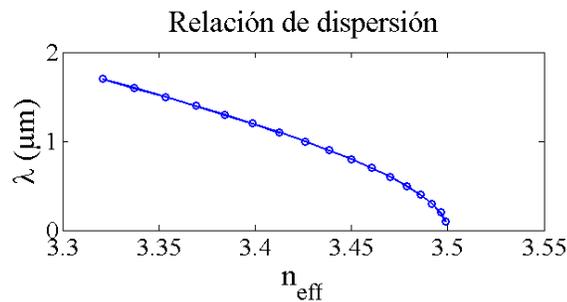


Figura 74. Relación de dispersión para una guía de silicio sobre óxido de silicio envuelta en aire.

En esta gráfica se observa que el índice de refracción n_{eff} cumple con la ecuación de restricción para λ 's entre 100 y 1700 nm. Por lo que podemos concluir que en este intervalo de longitudes de onda el modo TE_0 puede ser propagado en la guía del ejemplo.

C.1.1 Método del índice efectivo

El método del índice efectivo busca encontrar el valor de n_{eff} para una guía rectangular como la resolución del índice de dos guías planas de acuerdo a la Figura 75.

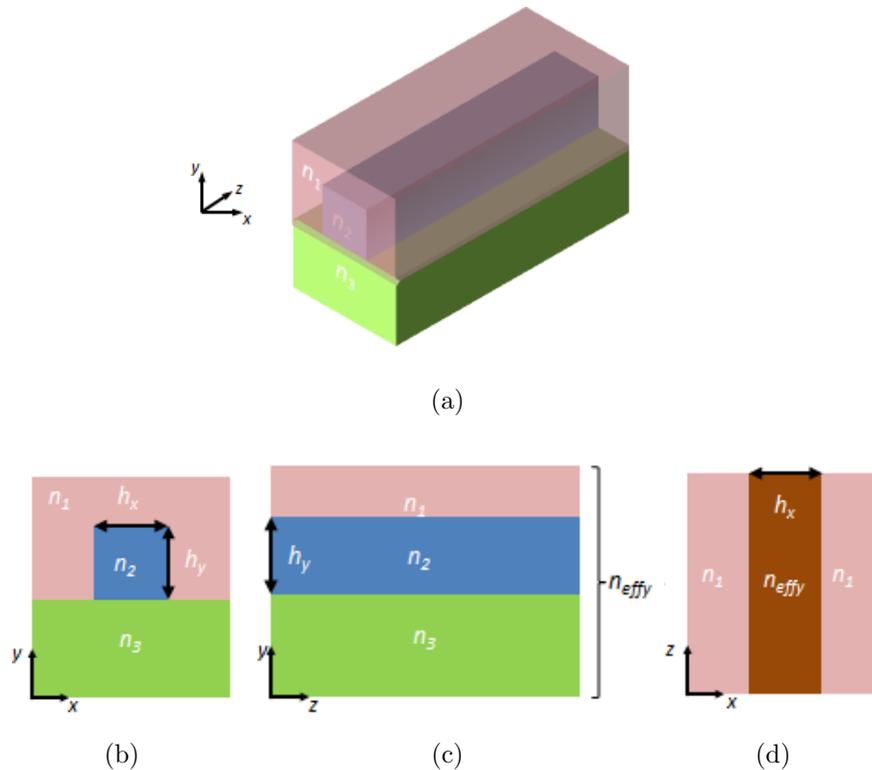


Figura 75. Esquema del método del índice efectivo para a) una guía en tres dimensiones. b) Vista de la guía desde un plano xy, c) guía plana para la primera iteración y d) guía plana para la segunda iteración.

Para una guía de núcleo con índice n_2 , en un sustrato n_3 y cubierta n_1 como el mostrado en la Figura 75b el método de índice efectivo considera resolver el problema de dos guías planas. La primera construida con la distribución de índices presentes en la estructura mediante un

corte en dirección \hat{y} (Figura 75b) a la cual mediante la resolución de la ecuación (33) para alguna polarización deseada (TE_m por ejemplo) es posible asignarle un índice efectivo n_{effy} y la segunda una guía plana cuyo núcleo tiene un índice de refracción n_{effy} envuelto en dos medios de índice n_1 correspondiente a la distribución de índices de refracción en un corte central en dirección \hat{x} para la polarización ortogonal del plano anterior (TM_m), por lo que la obtención de n_{eff} requiere de dos procedimientos de resolución ligados.

Utilizando el método de índice efectivo podremos calcular las constantes de propagación de los modos de la guía en la zona A (Figura 28b). Para implementar el método consideramos al primer plano como una guía con núcleo de silicio ($n_2 = 3.5$) con grosor de $h_y = 0.22 \mu m$ colocada sobre un sustrato de oxido de silicio ($n_3 = 1.45$) envuelta en aire ($n_1 = 1$) y para el segundo plano del cálculo se tiene a un núcleo de altura $h_x = 0.6 \mu m$ de índice n_{effy} con sustrato y cubierta de índice $n_1 = n_3 = 1$ (aire).

La relación de dispersión de la ecuación para el modo TE_0 ($M=0$, $p = q = 1$ y signo positivo) para un rango de longitudes de onda de 100 a 1700 nm en intervalos de 100 nm dentro de la zona A mediante el método de índice efectivo es mostrada en la Figura 76 al considerar una $\varepsilon = 1 \times 10^{-16}$ y un máximo de iteraciones de $n = 100$.

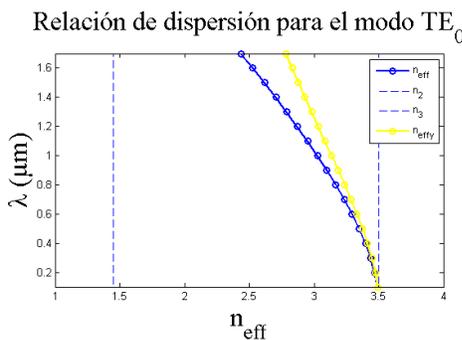


Figura 76. Relación de dispersión para el modo TE_0 para la guía de silicio de la zona A.

En esta gráfica se observa que los valores índices de efectivos cumplen con la ecuación

(28) por lo que para este rango de longitudes de onda existe la presencia de por lo menos el modo TE_0 .

Si se desea saber el número de modos que pueden ser propagados a uno rango de longitudes de onda basta con resolver la ecuación (33) para distintas polarizaciones y si el n_{eff} de dicha polarización cumple la ecuación (28) sera un modo propagado. Por tanto, el número de polarizaciones que cumplan con esto sera el número de modos presentes en la guía. Si se hace el mismo desarrollo para la zona A con las polarizaciones TE_0 , TM_0 , TE_1 y TM_1 obtenemos los resultados de la Figura 42.

Apéndice D

Aproximación de dipolos acoplados discretos

En esta apéndice hablaremos brevemente de la aproximación de dipolos acoplados como un método para la caracterización de la longitud de onda de excitación del plasmón de superficie localizado de los nanoalambres utilizados en la nanoestructura de estudio.

D.1 Aproximación de dipolos acoplados

El método calcula los coeficientes de esparcimiento, absorción y la extinción de luz para cualquier geometría de una estructura metálica sumergida en un campo, al considerar que esta puede ser construida por un arreglo de esfera con tamaños inferiores a λ (longitud de onda de iluminación) donde cada una se comporta como un dipolo que puede ser polarizable y que estas pueden ser colocadas en un arreglo cubico con separaciones pequeñas, que permiten la iteración de sus líneas de campo.

La elección de la separación entre esferas es definida por

$$d = (V/N)^{1/3} \quad (114)$$

donde V es el volumen de nuestra estructura N el número de esferas a considerar en el cálculo. Como $d \ll \lambda$ podemos obtener que $kd \rightarrow 0$ y en particular que $|\sqrt{\varepsilon}|kd \ll 1$ (con $|\varepsilon| \ll 1$). Adicionalmente sabemos que el radio efectivo de nuestra estructura determinado como un $a_{eff} = (3V/4\pi)^{1/3}$, por lo que

$$N > (4\pi/3) |\sqrt{\varepsilon}|^3 (k\alpha_{eff})^3. \quad (115)$$

Dando la restricción para el número de dipolos.

Para cada una de las esferas se define una polarizabilidad α_j , con $P_j = \alpha_j E$, donde P es la polarización y E es el campo en el que esta sumergido el arreglo. Definida por (Purcel y Pennypacker, 1973, p. 379) como

$$\alpha^{CM} = \frac{3d^3\varepsilon_j - 1}{4\pi\varepsilon_j + 2}, \quad (116)$$

con ε_i la constante dieléctrica del material (como en el caso de la ecuación (71)) que esta localizado a una distancia r_j de un origen determinado.

Entonces tenemos N esferas (o dipolos puntuales), cada una etiquetada como j ($j = 1, 2, \dots, N$), con polarizabilidad α_j , localizadas en r_j , con polarización $P_j = \alpha_j E_j$ debido a un campo incidente $E_{in} = E_0 e^{ik \cdot r_j - i\omega t}$ mas la combinación de los campos de las otros N_1 dipolos, por lo que el campo total que siente cada esfera esta dado por

$$E_j = E_{in,j} - \sum_{j \neq k} A_{jk} P_k, \quad (117)$$

donde $A_{jk} P_k$ es el campo electrico en la coordenada r_j debido al dipolo P_k de la coordenada r_k . De modo que A_{jk} se vuelve un arreglo matricial dado por

$$A_{jk} = \frac{e^{ikr_{jk}}}{r_{jk}} \times \left[k^2 (\hat{r}_{jk} \hat{r}_{jk} - 1) + \frac{ikr_{jk} - 1}{r_{jk}^2} (3\hat{r}_{jk} \hat{r}_{jk} - I_3) \right], j \neq k, \quad (118)$$

con $k = \omega/c$, $\hat{r}_{jk} = (r_j - r_k)/|r_j - r_k|$ e I_3 la matriz identidad de 3×3 . Para simplificar los desarrollos posteriores consideramos que $A_{jj} = \alpha_j^{-1}$ y obtendremos que

$$\sum_{k=1}^N A_{jk} P_k = E_{in,j}. \quad (119)$$

De donde es posible encontrar a P_j y definir a las secciones de absorción C_{abs} y la de extinción C_{ext} como:

$$\begin{aligned}
C_{ext} &= \frac{4\pi k}{|E_0|^2} \sum_{k=1}^N \text{Im}(E_{inc,j} * \cdot P_j) \\
C_{abs} &= \frac{4\pi k}{|E_0|^2} \sum_{k=1}^N \left[\text{Im}[P_j \cdot (\alpha_j^{-1}) * P_j^*] - \frac{2}{3} k^3 |P_j|^2 \right].
\end{aligned} \tag{120}$$

donde $C_{sca} = C_{ext} - C_{abs}$ y

$$E_{sca} = \frac{k2e^{ikr}}{r} \sum_{j=1}^N e^{-ik\hat{r}\cdot r_j} (\hat{r}\hat{r} - I_3) P_j. \tag{121}$$

Mientras los coeficientes de eficiencia están definidos de acuerdo a la razón

$$\begin{aligned}
Q_{esp} &= C_{esp}/X \\
Q_{ads} &= C_{ads}/X \\
Q_{ext} &= C_{ext}/X
\end{aligned} \tag{122}$$

donde X es la sección transversal geométrica definida por $X = kd$ (Draine, 1994).

Apéndice E

Método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTF)

En esta apéndice se muestra la idea del método de FDTD para la simulación de la amplitud de campo y fase de la estructura híbrida.

El método de diferencias finitas en el dominio del tiempo es un sistema de resolución numérico de ecuaciones parciales dependientes del tiempo mediante la discretización del espacio y la aproximación de pendientes y es comúnmente utilizado por los programas comerciales de resolución de las ecuaciones de Maxwell.

Para resolver el sistema de la propagación de una onda electromagnética propagándose en un medio de índice n a través de una estructura tridimensional consideramos la resolución de las ecuaciones de Maxwell que ya mostramos en el sistema (7) agregando a la densidad de carga (σ) del material. Por lo que las ecuaciones a resolver en este modelo son:

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} &= -\nabla \times \bar{E} \\ \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \sigma \bar{E} &= \nabla \times \bar{H}.\end{aligned}\tag{123}$$

E.1 Diferencias finitas

El método de diferencia finitas propone considerar a las parciales como una aproximación de pendientes puntal. Para ejemplificar esto consideremos a una función $f(x)$ en un intervalo Δx finito cuya pendiente m esta dada por

$$m = \frac{f(x + \Delta x/2) - f(x - \Delta x/2)}{\Delta x}.\tag{124}$$

En esta caso podemos considerar que a la derivada de f con respecto a x como

$$\frac{df}{dx} \simeq \frac{f(x + \Delta x/2) - f(x - \Delta x/2)}{\Delta x}. \quad (125)$$

Como podemos notar la variable x es discretizada en intervalos Δx de tamaño finito lo que permite dar una derivada discreta.

Este tipo de desarrollos son análogos para cuando se desea resolver un sistema dependiente del tiempo y en varias dimensiones. Haciendo la discretización para cada variable.

FDTD para un sistema 3D.

La discretización para este problema se hace sobre un cubo dividido en intervalos de tamaño Δx , Δy y Δz (Figura 77), los campos eléctrico y magnético presentan dependencia de las tres coordenadas (i, j, k) mientras que

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}. \quad (126)$$

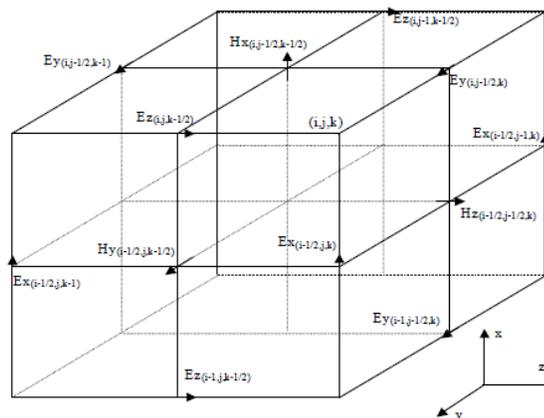


Figura 77. Discretización del un cubo para FDTD en 3D.

De manera análoga a los casos anteriores podemos desarrollar las ecuaciones y llegar a soluciones para cada una de las componentes de campo eléctrico y magnético. Estas soluciones pueden verse como

$$H_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2} = H_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_{y,i,j-1/2,k}^n - E_{y,i,j-1/2,k-1}^n) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} (E_{z,i,j,k-1/2}^n - E_{z,i,j-1,k-1/2}^n)$$

$$H_{y,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2} = H_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} (E_{z,i,j,k-1/2}^n - E_{z,i-1,j,k-1/2}^n) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_{x,i-1/2,j,k}^n - E_{x,i,j-1/2,k-1}^n)$$

$$H_{z,i-1,j-1/2,k}^{n+1/2} = H_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} (E_{x,i-1/2,j,k}^n - E_{x,i-1/2,j-1,k}^n) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} (E_{y,i,j-1/2,k}^n - E_{y,i-1,j-1/2,k}^n)$$

$$E_{x,i-1/2,j,k}^{n+1} = \frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} E_{x,i-1/2,j,k}^n + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta y} (H_{z,i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta z} (H_{y,i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2})$$

$$E_{y,i,j-1/2,k}^{n+1} = \frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} E_{y,i,j-1/2,k}^n + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta z} (H_{x,i,j-1/2,k+1/2}^{n+1/2} - H_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2}) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta x} (H_{z,i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2} - H_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2})$$

$$\begin{aligned}
E_{z,i,j,k-1/2}^{n+1} &= \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_{z,i,j,k-1/2}^n \\
&+ \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y} (H_{y,i+1/2,j,k-1/2}^{n+1/2} - H_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}) \\
&- \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} (H_{x,i,j+1/2,k-1/2}^{n+1/2} - H_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2}). \tag{127}
\end{aligned}$$

Este sistema requiere la información inicial de las componentes E_x , E_y , E_z , H_x , H_y y H_z .