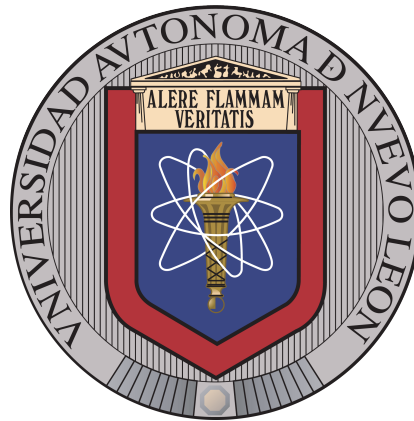


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

POSGRADO EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL



DISEÑO Y SIMULACIÓN NUMÉRICA DE SENSORES  
SPR DE FIBRA ÓPTICA BASADOS EN ITO Y  
FIBRAS MULTINÚCLEO: ACOPLAMIENTO MODAL  
Y DESEMPEÑO

POR

DYLAN ANTONIO HUERTA ARTEAGA

COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE  
MAESTRÍA EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL

MAYO, 2026

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

POSGRADO EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL



DISEÑO Y SIMULACIÓN NUMÉRICA DE SENSORES  
SPR DE FIBRA ÓPTICA BASADOS EN ITO Y  
FIBRAS MULTINÚCLEO: ACOPLAMIENTO MODAL  
Y DESEMPEÑO

POR

DYLAN ANTONIO HUERTA ARTEAGA

COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE  
MAESTRÍA EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL

MAYO, 2026



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS  
POSGRADO EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL

Los miembros del Comité de Tesis recomendamos que la tesis *Diseño y simulación numérica de sensores SPR de fibra óptica basados en ITO y fibras multinúcleo: acoplamiento modal y desempeño*, realizada por el alumno Dylan Antonio Huerta Arteaga, con número de matrícula 1916913, sea aceptada para su defensa como requisito parcial para obtener el grado de Maestría en Ingeniería Física Industrial.

El Comité de Tesis

---

Dr. Guillermo Salceda Delgado

Presidente

---

Dr. Mitchel Abraham Ruiz Robles

Secretario

---

Dr. Claudio Davet Gutierrez Lazos

Vocal

Vo. Bo.

---

Dr. Álvaro Eduardo Cordero Franco

Subdirector de Estudios de Posgrado

San Nicolás de los Garza, Nuevo León, mayo, 2026

# Dedicatoria

*A mis padres, Antonio Huerta y Rosalinda Arteaga,  
por sus sacrificios y su apoyo incondicional.*

*A mis hermanos, Hildary, Iván y Eloísa,  
por estar siempre presentes.*

*A mi pareja, Karen Muza,  
por su cariño, motivación y apoyo durante este proceso.*

*Y a mis perros, Chato, Chocolate y Mango.*

# Agradecimientos

Agradezco a mi asesor de tesis, el Dr. Guillermo Salceda Delgado, por su orientación, enseñanza, observaciones y recomendaciones durante el desarrollo de este trabajo.

A mi comité de tesis, el Dr. Mitchel Abraham Ruiz Robles y el Dr. Claudio Davet Gutiérrez Lazos, por su disposición y por sus comentarios para la revisión y mejora del manuscrito.

A la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas (FCFM) de la Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL) y al Centro de Investigación en Ciencias Físico Matemáticas (CICFIM), por el apoyo y las facilidades brindadas.

Agradezco al College of Optics and Photonics (CREOL) de la University of Central Florida y al Instituto Tecnológico y de Estudios Superiores de Monterrey por el apoyo brindado para el acceso a COMSOL Multiphysics, lo cual permitió realizar las simulaciones numéricas presentadas en este trabajo. También agradezco a la Unidad de Nanofabricación (UNaFab) y al grupo NanoDID del Centro de Nanociencias y Nanotecnología (CNyN) de la UNAM por su apoyo en las mediciones de efecto Hall de las películas de ITO.

También agradezco a la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI) por la beca otorgada, que hizo posible el desarrollo de esta investigación.

Agradezco a mis padres, Antonio Huerta y Rosalinda Arteaga, y a mis hermanos, Hildary, Iván y Eloísa, por su apoyo constante, su confianza y sus sacrificios.

Asimismo, agradezco a mi pareja, Karen Muza, por su cariño, comprensión y motivación. También agradezco al señor Leopoldo y a la señora Mayra por su apoyo.

Agradezco a mis amigos y compañeros de maestría por hacer más ameno este proceso.

# Índice general

Dedicatoria	II
Agradecimientos	III
Índice de Figuras	XV
Índice de Tablas	XVII
Abreviaturas	XVIII
Resumen	1
<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. Descripción general . . . . .	3
1.2. Planteamiento del problema y justificación . . . . .	6
1.3. Hipótesis . . . . .	10
1.4. Objetivos . . . . .	10
1.4.1. Objetivo general . . . . .	10
1.4.2. Objetivos específicos . . . . .	10
1.5. Estructura de la tesis . . . . .	11

<b>2. Marco teórico</b>	<b>13</b>
2.1. Guías de onda . . . . .	13
2.1.1. Ecuaciones de Maxwell y ecuación de onda . . . . .	14
2.1.2. Modos guiados . . . . .	16
2.1.3. Guía de onda plana de índice escalonado . . . . .	17
2.1.4. Guía de onda circular de índice escalonado . . . . .	21
2.1.5. Fibras multinúcleo . . . . .	26
2.2. Modelos teóricos para la respuesta óptica de los materiales . . . . .	26
2.2.1. Modelo de Drude . . . . .	27
2.2.2. Propiedades ópticas del ITO y metales convencionales . . . . .	29
2.2.3. Ecuación de Sellmeier . . . . .	32
2.3. Teoría del polaritón de plasmón superficial (SPP) . . . . .	34
2.3.1. Concepto de SPP . . . . .	34
2.3.2. SPPs en una interfaz metal-dieléctrico . . . . .	34
2.4. Excitación de modos SPP . . . . .	40
2.4.1. Configuraciones basadas en prismas . . . . .	40
2.4.2. Configuración basada en guías de onda . . . . .	41
2.5. Sensores SPR basados en fibra óptica . . . . .	43
2.5.1. Arreglo general . . . . .	43
2.5.2. Condiciones de acoplamiento . . . . .	44
2.5.3. Regímenes de acoplamiento . . . . .	45
2.5.4. Principio de sensado SPR . . . . .	47
2.5.5. Parámetros de desempeño . . . . .	47

<b>3. Estado del arte de sensores SPR basados en fibra óptica</b>	<b>49</b>
3.1. Clasificación de sensores SPR de fibra óptica . . . . .	49
3.2. Aplicaciones . . . . .	52
3.3. Materiales plasmónicos . . . . .	53
3.4. Trabajos previos con ITO . . . . .	55
3.5. Contribución del presente trabajo . . . . .	58
<b>4. Metodología general de simulación numérica</b>	<b>60</b>
4.1. Ecuación de onda a resolver . . . . .	60
4.2. Proceso de simulación en COMSOL . . . . .	61
4.3. Variables de simulación y evaluación del desempeño del sensor . . . . .	63
<b>5. Sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO</b>	<b>64</b>
5.1. Introducción . . . . .	64
5.2. Diseño estructural . . . . .	66
5.3. Modo fundamental y SPP . . . . .	67
5.4. Condiciones de acoplamiento . . . . .	69
5.5. Influencia del revestimiento residual . . . . .	70
5.6. Efecto del espesor de ITO . . . . .	72
5.6.1. Respuesta espectral para RI en el intervalo 1.30–1.40 . . . . .	72
5.6.2. Verificación de las condiciones de acoplamiento . . . . .	74
5.7. Sensibilidad en longitud de onda . . . . .	76
5.8. Parámetros de desempeño . . . . .	78
5.9. Análisis para espesores mayores de ITO (50, 60 y 70 nm) . . . . .	80

5.10. Resumen . . . . .	83
<b>6. Sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO</b>	<b>84</b>
6.1. Introducción . . . . .	84
6.2. Análisis modal de la DCCF . . . . .	86
6.3. Diseño estructural . . . . .	88
6.4. Supermodo SM1 y modo SPP . . . . .	89
6.5. Condiciones de acoplamiento . . . . .	91
6.6. Efecto del espesor de ITO . . . . .	92
6.6.1. Verificación de las condiciones de acoplamiento . . . . .	94
6.7. Sensibilidad en longitud de onda . . . . .	96
6.8. Parámetros de desempeño . . . . .	98
6.9. Resumen . . . . .	100
<b>7. Sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO</b>	<b>102</b>
7.1. Introducción . . . . .	102
7.2. Análisis modal de la SCF . . . . .	104
7.3. Diseño estructural del sensor SPR . . . . .	105
7.4. Supermodo SM1 y modo SPP . . . . .	107
7.5. Condiciones de acoplamiento . . . . .	109
7.6. Efecto del espesor de ITO . . . . .	110
7.6.1. Verificación de las condiciones de acoplamiento . . . . .	112
7.7. Sensibilidad en longitud de onda . . . . .	114

7.8. Parámetros de desempeño . . . . .	116
7.9. Resumen . . . . .	118
<b>8. Conclusiones</b>	<b>120</b>
8.1. Trabajo a futuro . . . . .	121
8.2. Estudio experimental complementario . . . . .	122
<b>Bibliografía</b>	<b>123</b>
<b>Apéndice A. Fabricación y caracterización preliminar de películas delgadas de ITO por magnetrón sputtering RF</b>	<b>148</b>
A.1. Objetivo de estudio . . . . .	148
A.2. Depósito de películas delgadas de ITO . . . . .	148
A.3. Caracterización óptica y superficial . . . . .	149
A.4. Caracterización por efecto Hall . . . . .	151
<b>Anexo B. Productos derivados durante la maestría</b>	<b>153</b>
B.1. Artículos publicados . . . . .	153
B.2. Participación en congresos . . . . .	154

# Índice de Figuras

1.1. Clasificación general de los sensores ópticos según su principio de detección. . . . .	4
1.2. Configuraciones clásicas para la excitación del SPP mediante acoplamiento por prisma: (a) configuración de Otto y (b) configuración de Kretschmann. . . . .	5
1.3. Esquema general de un sensor SPR de fibra óptica para la excitación de modos SPP mediante el campo evanescente del modo guiado. . . . .	5
2.1. Representación esquemática de la guía de onda plana. . . . .	18
2.2. Representación esquemática de una guía de onda circular. . . . .	21
2.3. Campo eléctrico y su perfil de intensidad en el núcleo de la fibra óptica para los primeros modos guiados exactos. . . . .	25
2.4. Modelo de electrones libres. . . . .	27
2.5. Variación espectral de las componentes real ( $\epsilon_{r,1}$ ) e imaginaria ( $\epsilon_{r,2}$ ) de la permitividad relativa del ITO. . . . .	31
2.6. Índice de refracción de la sílice pura (0%) y de la sílice dopada con 3.1% de GeO <sub>2</sub> en función de la longitud de onda. . . . .	33
2.7. Interfaz entre un dieléctrico y un metal. . . . .	35

2.8. Representación esquemática de la propagación de un SPP confinado en la interfaz metal-dieléctrico, con polarización TM. . . . .	38
2.9. Curva de dispersión de BPP y SPP descrita por el modelo de Drude en un metal con amortiguamiento despreciable y la línea de luz del dieléctrico. . . . .	39
2.10. Esquema de las configuraciones de (a) Otto y (b) Kretschmann. . . .	40
2.11. Esquema de a) una guía de onda y b) una fibra óptica con una sección sin revestimiento, empleadas para la excitación de modos SPP. . . . .	42
2.12. Representación esquemática del comportamiento de crossing entre el modo guiado y el modo SPP, característico de un régimen de acoplamiento incompleto. . . . .	46
2.13. Representación esquemática del comportamiento de anti-crossing entre el modo guiado y el modo SPP, característico de un régimen de acoplamiento completo. . . . .	46
2.14. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia ( $\lambda_{\text{res}}$ ) ante cambios del índice de refracción del analito ( $n_a$ ). . . . .	47
3.1. Clasificación general de los sensores SPR de fibra óptica según el tipo de fibra, las modificaciones geométricas, el material plasmónico, el método de interrogación y el mecanismo de excitación. . . . .	50
3.2. Modificaciones geométricas típicas en sensores SPR de fibra óptica: (a) sin revestimiento, (b) en forma de D, (c) adelgazada, (d) heteronúcleo, y (e) en forma de U. . . . .	51
3.3. Algunas aplicaciones de los sensores SPR de fibra óptica clasificadas según el tipo de magnitud: biomolecular, química y física. . . . .	53
4.1. Diagrama de flujo del procedimiento seguido en COMSOL Multiphysics para la simulación de los sensores SPR de fibra óptica. . . . .	62

5.1. Estructura del sensor SPR de fibra óptica monomodo con recubrimiento de ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica. . . . .	66
5.2. Distribuciones de intensidad del campo eléctrico del modo fundamental y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ , $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$ , $\lambda = 1500 \text{ nm}$ y $\text{RI} = 1.30$ . (a)-(b) Modo fundamental para polarización en x e y; (c)-(d) modo SPP para las mismas polarizaciones. . . . .	68
5.3. Pérdidas por confinamiento y $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ del modo fundamental y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ , $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$ y $\text{RI} = 1.30$ . Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal a distintas longitudes de onda. . . . .	69
5.4. Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para distintos valores de revestimiento residual $t_{\text{res}}$ entre 0 y 1 $\mu\text{m}$ , y tres espesores de ITO: (a) $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ , (b) $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$ y (c) $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ . . . . .	71
5.5. Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para valores de RI entre 1.30 y 1.40 y tres espesores representativos de la película de ITO: (a) $t_{\text{ITO}} = 15 \text{ nm}$ , (b) $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ y (c) $t_{\text{ITO}} = 40 \text{ nm}$ . . . . .	73
5.6. Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del modo fundamental y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ ( $\text{RI} = 1.36, 1.37 \text{ y } 1.38$ ) y $40 \text{ nm}$ ( $\text{RI} = 1.33, 1.34 \text{ y } 1.35$ ), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos. . . . .	75
5.7. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO en el rango dinámico de RI de 1.30 a 1.40. . . . .	76

5.8. Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM. . . . .	79
5.9. Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para espesores mayores de la película de ITO: (a) $t_{\text{ITO}} = 50$ nm, (b) $t_{\text{ITO}} = 60$ nm y (c) $t_{\text{ITO}} = 70$ nm, considerando distintos valores del índice de refracción del analito en el rango de RI de 1.25 a 1.32. . . . .	81
5.10. Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del modo fundamental y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 60$ nm (RI = 1.30, 1.31 y 1.32) y 70 nm (RI = 1.28, 1.29 y 1.30), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos. . . . .	82
6.1. Distribuciones de intensidad del campo eléctrico de los primeros supermodos de la DCCF. . . . .	86
6.2. Estructura del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica. . . . .	88
6.3. Distribuciones de intensidad del campo eléctrico obtenidas para $t_{\text{ITO}} = 45$ nm, $\lambda = 1550$ nm y RI = 1.38. (a) y (b) muestran el supermodo SM1 para la polarización en x e y, respectivamente; (c) y (d) presentan el modo SPP para las mismas polarizaciones. . . . .	90
6.4. Pérdidas por confinamiento y $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ del supermodo SM1 y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 45$ nm y RI = 1.38. Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal a distintas longitudes de onda. . . . .	91

6.5. Espectros de pérdidas del supermodo SM1 para valores de RI entre 1.30 y 1.40 y distintos espesores de la película de ITO: (a) $t_{\text{ITO}} = 30$ nm, (b) $t_{\text{ITO}} = 35$ nm, (c) $t_{\text{ITO}} = 40$ nm, (d) $t_{\text{ITO}} = 45$ nm y (e) $t_{\text{ITO}} = 50$ nm. . . . .	93
6.6. Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del supermodo SM1 y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 45$ nm (RI = 1.37, 1.38 y 1.39) y 50 nm (RI = 1.36, 1.37 y 1.38), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos. . . . .	95
6.7. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO en el rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40. . . . .	96
6.8. Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM. . . . .	99
7.1. Distribuciones de intensidad del campo eléctrico de los siete pares de supermodos de la SCF. . . . .	104
7.2. Estructura del sensor SPR de fibra de siete núcleos recubierta con ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica. . . . .	106
7.3. Distribuciones de intensidad del campo eléctrico obtenidas para $t_{\text{ITO}} = 55$ nm, $\lambda = 1720$ nm y RI = 1.38. (a) y (b) muestran el supermodo SM1 para polarización en x e y, respectivamente; (c) y (d) presentan el modo SPP para dichas polarizaciones. . . . .	108

7.4. Pérdidas por confinamiento y $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ del supermodo SM1 y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 55 \text{ nm}$ y $\text{RI} = 1.38$ . Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal en distintas longitudes de onda para la polarización en x. . . . .	109
7.5. Espectros de pérdidas del supermodo SM1 para valores de RI entre 1.30 y 1.40, y distintos espesores de ITO: (a) $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ , (b) $t_{\text{ITO}} = 40 \text{ nm}$ , (c) $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$ , (d) $t_{\text{ITO}} = 55 \text{ nm}$ , (e) $t_{\text{ITO}} = 60 \text{ nm}$ y (f) $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ . . . . .	111
7.6. Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del supermodo SM1 y del modo SPP para $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$ ( $\text{RI} = 1.38, 1.39$ y $1.40$ ) y $55 \text{ nm}$ ( $\text{RI} = 1.37, 1.38$ y $1.39$ ), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos. . . . .	113
7.7. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO, dentro del rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40. . . . .	114
7.8. Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM. . . . .	117
A.1. Resultados de la caracterización óptica de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno: (a) espectros de transmitancia y (b) estimación de la banda prohibida. . . . .	150
A.2. Imágenes AFM de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno: (a) 0 sccm, (b) 0.5 sccm y (c) 1 sccm. En cada caso se indica el valor de rugosidad cuadrática media $R_q$ . . . . .	150

# Índice de Tablas

1.1. Comparación entre metales nobles (Au, Ag) e ITO para aplicaciones SPR. . . . .	7
2.1. Relaciones entre las componentes del campo eléctrico y del magnético para los modos TE y TM en una guía de onda plana. . . . .	19
2.2. Ecuaciones de eigenvalores para los modos TE y TM en una guía de onda plana. . . . .	20
2.3. Componente principal de los modos TE y TM (pares e impares) en una guía de onda plana, donde $X = x/\rho$ . . . . .	20
2.4. Componentes transversales del campo eléctrico y magnético en la guía de onda circular. El parámetro $k_t^2 = k_0^2 n^2 - \beta^2$ corresponde al número de onda transversal. . . . .	23
2.5. Parámetros del modelo de Drude para metales convencionales (considerando $\varepsilon_\infty = 1$ ). . . . .	30
2.6. Parámetros del modelo de Drude empleados para el ITO. . . . .	31
2.7. Parámetros de Sellmeier para sílice pura y sílice dopada con diferentes concentraciones molares de $\text{GeO}_2$ . . . . .	33
5.1. Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO. . . . .	67

5.2. Valores de sensibilidad espectral y coeficiente de correlación $R^2$ del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO, para distintos espesores de la película de ITO y subrangos de RI del analito. . . . .	77
6.1. Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO. . . . .	89
6.2. Valores de sensibilidad espectral y coeficiente de correlación $R^2$ del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO, para distintos espesores de la película de ITO y rangos de RI. . . . .	97
7.1. Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO. . . . .	107
7.2. Sensibilidad espectral y coeficiente de correlación $R^2$ del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO, para espesores de la película de ITO entre 30 y 45 nm y subrangos de RI del analito. . . . .	115
7.3. Sensibilidad espectral y coeficiente de correlación $R^2$ del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO, para espesores de la película de ITO entre 50 y 70 nm y subrangos de RI del analito. . . . .	116
A.1. Condiciones de depósito empleadas para la deposición de películas delgadas de ITO mediante magnetron sputtering RF. . . . .	149
A.2. Resultados promedio de la caracterización eléctrica por efecto Hall de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno. . . . .	151

# Abreviaturas

## Fenómenos, modos y polarización

<b>SPR</b>	Resonancia de plasmón superficial
<b>SPP</b>	Polaritón de plasmón superficial
<b>SP</b>	Plasmón superficial
<b>LSPR</b>	Resonancia de plasmón superficial localizada
<b>BPP</b>	Polaritón de plasmón de volumen
<b>TE</b>	Transversal eléctrico
<b>TM</b>	Transversal magnético
<b>HE</b>	Modo híbrido HE
<b>EH</b>	Modo híbrido EH
<b>TIR</b>	Reflexión interna total
<b>ATR</b>	Reflexión total atenuada

## Fibras, configuraciones y rejillas

<b>SMF</b>	Fibra óptica monomodo
<b>MMF</b>	Fibra óptica multimodo
<b>MCF</b>	Fibra óptica multinúcleo
<b>DCCF</b>	Fibra de doble núcleo concéntrico
<b>SCF</b>	Fibra óptica de siete núcleos
<b>MOF</b>	Fibra óptica microestructurada
<b>PCF</b>	Fibra de cristal fotónico
<b>PMF</b>	Fibra con mantenimiento de polarización
<b>FBG</b>	Rejilla de Bragg en fibra

<b>TFBG</b>	Rejilla de Bragg inclinada en fibra
<b>LPFG</b>	Rejilla de período largo en fibra

### **Métodos, métricas, unidades y bandas espectrales**

<b>FEM</b>	Método de elementos finitos
<b>PML</b>	Capa perfectamente adaptada
<b>FWHM</b>	Ancho a media altura
<b>FOM</b>	Figura de mérito
<b>RI</b>	Índice de refracción
<b>RIU</b>	Unidad de índice de refracción
<b>IR</b>	Infrarrojo
<b>NIR</b>	Infrarrojo cercano
<b>MIR</b>	Infrarrojo medio

### **Elementos y materiales**

<b>Ag</b>	Plata
<b>Au</b>	Oro
<b>Al</b>	Aluminio
<b>Cu</b>	Cobre
<b>SiO<sub>2</sub></b>	Sílice
<b>GeO<sub>2</sub></b>	Dióxido de germanio
<b>ITO</b>	Óxido de indio dopado con estaño
<b>TCO</b>	Óxido conductor transparente
<b>CMO</b>	Óxido metálico conductor
<b>AZO</b>	Óxido de zinc dopado con aluminio
<b>GZO</b>	Óxido de zinc dopado con galio
<b>FTO</b>	Óxido de estaño dopado con flúor
<b>CdO</b>	Óxido de cadmio
<b>ZnO</b>	Óxido de zinc

# Resumen

En esta investigación se diseñaron y analizaron, mediante simulaciones numéricas, sensores de resonancia de plasmón superficial (SPR) de fibra óptica basados en películas delgadas de óxido de indio dopado con estaño (ITO) en tres estructuras: fibra monomodo (SMF), fibra de doble núcleo concéntrico (DCCF) y fibra de siete núcleos (SCF). El objetivo fue evaluar la influencia de la geometría de la fibra, la distribución modal y el espesor del recubrimiento de ITO en las condiciones de acoplamiento entre el modo guiado (o supermodo) y el modo polaritón de plasmón superficial (SPP), así como en los parámetros de desempeño del sensor ante variaciones del índice de refracción (RI) del analito.

La metodología se basó en un análisis modal en el dominio de la frecuencia mediante el método de elementos finitos (FEM) en COMSOL Multiphysics. La sílice pura y la sílice dopada del material de la fibra óptica se incorporaron mediante la ecuación de Sellmeier, mientras que el ITO se describió mediante el modelo de Drude. Para cada configuración se realizó un barrido espectral y se varió el espesor de ITO; adicionalmente, en SMF se evaluó el efecto del revestimiento residual. El RI del analito se varió en el intervalo de 1.30 a 1.40. Con el índice efectivo obtenido para el modo guiado (o supermodo) y el modo SPP, se calcularon las pérdidas por confinamiento y se verificaron las condiciones de acoplamiento (coincidencia de fase y de pérdidas), así como el comportamiento de crossing y de anti-crossing. A partir de las curvas espectrales se determinó la longitud de onda de resonancia y se evaluaron la sensibilidad espectral, la resolución, el ancho a media altura (FWHM) y la figura de mérito (FOM).

Los resultados demuestran que el uso de ITO como material plasmónico permite la excitación del modo SPP en el rango infrarrojo (IR) en las tres plataformas analizadas, y que el espesor de ITO es un parámetro que influye en la longitud de onda de resonancia, las pérdidas por confinamiento, el régimen de acoplamiento y los parámetros de desempeño.

En SMF, el revestimiento residual reduce la interacción en la interfaz ITO-analito y disminuye la amplitud del pico de resonancia, por lo que la condición más favorable fue el estudio con revestimiento nulo; se obtuvieron sensibilidades de 371.82–3840.00 nm/RIU y valores de FOM de hasta 70 RIU<sup>-1</sup>.

En DCCF y SCF, el acoplamiento entre núcleos y la formación de supermodos, en particular el supermodo SM1, que tiene un carácter central, aportaron un mecanismo adicional de redistribución espacial del campo hacia la interfaz ITO-analito. Esto evidenció que las estructuras multinúcleo son plataformas capaces de modificar la interacción modal y favorecer la excitación del modo SPP, manteniendo, además, compatibilidad con esquemas de excitación mediante empalme con SMF; bajo estas condiciones se obtuvieron sensibilidades de 1351.43–14400 nm/RIU para DCCF y de 1311.43–30750.00 nm/RIU para SCF. En todos los casos, el régimen de acoplamiento se corroboró mediante la coincidencia de fase y de pérdidas, junto con el comportamiento de crossing/anti-crossing en las curvas de dispersión, mostrando la existencia de una transición hacia un acoplamiento completo bajo condiciones adecuadas de geometría, espesor de ITO y RI.

# Capítulo 1

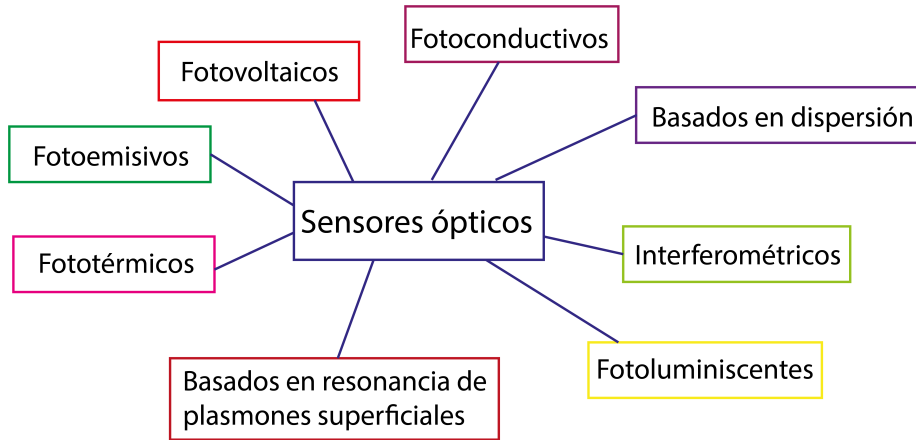
## Introducción

### 1.1. Descripción general

Actualmente existe una necesidad constante de desarrollar métodos ópticos simples, rápidos y eficientes para la detección en tiempo real de diversos parámetros físicos, químicos y biológicos en una amplia variedad de aplicaciones industriales, médicas y de investigación [1–4]. En la Figura 1.1 se muestran los principales tipos de sensores ópticos, clasificados según el fenómeno físico que utilizan para la detección. Entre ellos se encuentran los sensores basados en la resonancia de plasmón superficial (SPR, por sus siglas en inglés), que aprovechan la interacción entre un campo electromagnético y los electrones de una superficie conductora.

Estos sensores se han desarrollado de manera acelerada en las últimas décadas; han demostrado ser instrumentos de detección no destructivos y altamente sensibles a las variaciones del índice de refracción (RI, por sus siglas en inglés) del medio analizado [5–7].

La plasmónica ha trazado el camino hacia la frontera entre la óptica y la física de la materia condensada. El fenómeno SPR consiste en la excitación de modos de polaritón de plasmón superficial (SPP) en una interfaz metal-dieléctrico. Estos modos son ondas electromagnéticas confinadas en la interfaz que surgen del acoplamiento

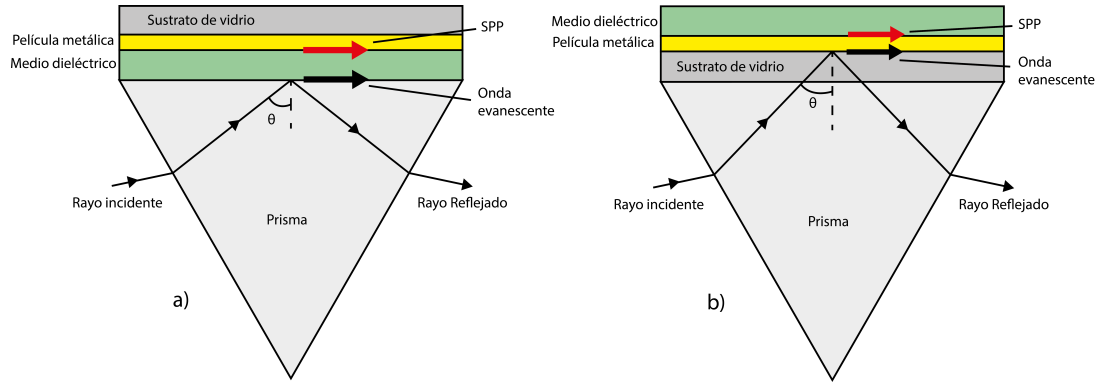


**Figura 1.1:** Clasificación general de los sensores ópticos según su principio de detección.

entre un campo electromagnético y las oscilaciones colectivas de electrones libres localizados en la superficie del metal. El modo SPP es altamente sensible a cambios en el RI del medio dieléctrico, que en aplicaciones de sensado corresponde al analito de interés. Esta sensibilidad a las propiedades ópticas del analito constituye el principio físico de los sensores SPR [8,9].

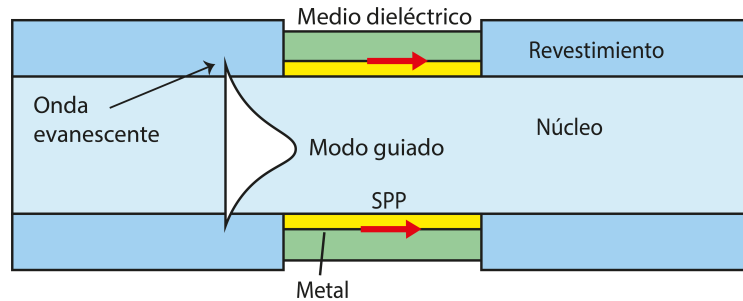
En 1968, Otto desarrolló la primera configuración óptica para la excitación de estos modos superficiales, basada en la reflexión total atenuada (ATR) utilizando un prisma [10], como se muestra en la Figura 1.2a. Sin embargo, la configuración de Otto no era muy adecuada, dado que era necesario mantener un espacio muy reducido entre la película metálica y el prisma. Posteriormente, en 1971, Kretschmann propuso una configuración en la que la película metálica se deposita directamente sobre el prisma, eliminando el espacio entre las superficies, como se muestra en la Figura 1.2b. Esto mejoró su practicidad y, desde entonces, la configuración de Kretschmann ha sido ampliamente utilizada en diversas aplicaciones de sensado óptico [11]. No obstante, presenta ciertas limitaciones en cuanto a su flexibilidad, tamaño y compatibilidad en entornos complejos de aplicación.

Como respuesta a estos inconvenientes, se han desarrollado sensores SPR basados en estructuras de fibra óptica. En 1993, Jorgenson y Yee mostraron un estudio completo sobre un sensor SPR en el que reemplazaron el prisma de la configuración



**Figura 1.2:** Configuraciones clásicas para la excitación del SPP mediante acoplamiento por prisma: (a) configuración de Otto y (b) configuración de Kretschmann.

de Kretschmann por el núcleo de una fibra óptica; la onda evanescente localizada en la interfaz entre el núcleo y el revestimiento de la fibra permite la excitación de modos SPP [12]. En la Figura 1.3 se presenta un esquema general de este principio de operación.



**Figura 1.3:** Esquema general de un sensor SPR de fibra óptica para la excitación de modos SPP mediante el campo evanescente del modo guiado.

La ventaja de usar fibra óptica proviene de la miniaturización, que permite utilizar una pequeña cantidad de muestra para la detección, así como de la capacidad de monitoreo en tiempo real y a distancia, la inmunidad a interferencias electromagnéticas, la flexibilidad y la capacidad de operar en diversos entornos ambientales [13,14]. Desde entonces, se han desarrollado numerosos sensores SPR de fibra óptica para mejorar la sensibilidad y optimizar el desempeño del dispositivo mediante el diseño estructural de la fibra y la selección de materiales plasmónicos adecuados [15–17].

En las siguientes secciones se presentan el planteamiento del problema, la justificación, la hipótesis y los objetivos de esta tesis.

## 1.2. Planteamiento del problema y justificación

Es bien sabido que un sensor SPR de fibra óptica se compone básicamente de una estructura de fibra óptica recubierta con una película delgada de un material plasmónico, generalmente un metal. El desempeño del dispositivo depende de diversos factores, tales como el material y la geometría de la fibra óptica, las propiedades ópticas de la película plasmónica y la naturaleza del medio de detección [13]. Sin embargo, optimizar todos estos parámetros experimentalmente resulta un proceso costoso y lento, por lo que las simulaciones numéricas se convierten en una herramienta esencial. Estas simulaciones permiten analizar el comportamiento óptico del sensor y predecir su respuesta antes de la fabricación.

Tradicionalmente, los metales nobles como el oro (Au) y la plata (Ag) han sido los materiales más utilizados en sensores SPR debido a su alta conductividad eléctrica y a su excelente respuesta plasmónica. No obstante, presentan diversas limitaciones. Una de ellas es que su rango espectral de operación se encuentra en la región visible, lo que limita su aplicabilidad en el rango infrarrojo (IR), región de interés para el sensado biológico y químico, donde, además, operan principalmente las fibras ópticas [18, 19]. Además, los metales nobles presentan una capacidad limitada para ajustar sus propiedades ópticas, lo que dificulta la optimización del sensor para aplicaciones específicas [20].

En este contexto, se ha demostrado que los óxidos metálicos conductores (CMOs) pueden soportar modos SPP en la interfaz CMO-dieléctrico [21–23]. Entre ellos, el óxido de indio dopado con estaño (ITO) es una alternativa para sustituir a los materiales tradicionales, ya que presenta propiedades plasmónicas comparables e incluso superiores a las de estos [24–26]. El ITO presenta, además, alta transparencia en el espectro visible, buena estabilidad química, bajo costo relativo y la posibilidad de

ajustar sus propiedades ópticas a partir de su alteración química. Su rango espectral de operación se encuentra principalmente en la región IR, lo que lo hace ideal para el biosensado [18,27].

En la Tabla 1.1 se presenta una comparación entre los metales nobles más usados y el ITO, considerando criterios como el rango espectral, la ajustabilidad óptica, la estabilidad, las transiciones de banda y el costo. Esta comparación evidencia las ventajas potenciales del ITO como material plasmónico alternativo para sensores SPR en el rango IR.

**Tabla 1.1:** Comparación entre metales nobles (Au, Ag) e ITO para aplicaciones SPR.

<b>Criterio</b>	<b>Au, Ag</b>	<b>ITO</b>
Rango espectral	Visible (400–700 nm)	Infrarrojo (IR).
Ajustabilidad óptica	Ajuste limitado	Propiedades ajustables (alteración química)
Aplicabilidad espectral	Limitada para aplicaciones en IR	Biosensado y detección molecular en IR
Estabilidad	Ag susceptible a oxidación	Alta estabilidad química
Transiciones de banda	Presentes (Au)	Ausentes
Costo relativo	Mayor costo	Menor costo y accesible

Por otro lado, para que se produzca el fenómeno SPR, es necesario contar con un campo evanescente que excite los modos SPP. A lo largo del tiempo se han desarrollado múltiples configuraciones de fibra óptica que permiten este acoplamiento. Estas pueden agruparse principalmente en tres categorías: fibras tradicionales, fibras microestructuradas y fibras asistidas por rejillas. Las fibras tradicionales incluyen estructuras sin revestimiento, configuraciones en forma de D, fibras adelgazadas o cónicas, fibras con heteronúcleo y aquellas con reflexión en la superficie terminal. Las fibras microestructuradas abarcan arquitecturas como las fibras de cristal fotónico (PCF), las fibras de banda prohibida fotónica, las fibras antiresonantes y las fibras

multinúcleo (MCF). Por su parte, las estructuras asistidas por rejillas comprenden las rejillas de Bragg en fibra (FBG), las rejillas de Bragg inclinadas en fibra (TFBG) y las rejillas de período largo en fibra (LPFG). Cada estructura tiene un mecanismo distinto para acceder al campo evanescente y, en consecuencia, presenta diferentes condiciones de acoplamiento modal [15–17].

El uso de fibra óptica monomodo (SMF) es una alternativa ampliamente empleada en el diseño de sensores SPR, ya que tiene la ventaja de mantener un único modo guiado que interactúa con el modo SPP. A diferencia de la fibra óptica multimodo (MMF), evita la excitación de múltiples modos SPP, lo que permite obtener una respuesta espectral más limpia y reproducible. Además, su compatibilidad con fuentes y detectores estandarizados facilita su integración en sistemas de sensado. Esta estructura permite estudiar de manera controlada la interacción entre el campo evanescente del modo guiado y el ITO, aportando una configuración simple dentro de los sensores SPR basados en ITO [28, 29].

Por otra parte, la fibra óptica multinúcleo (MCF) se ha presentado recientemente como una alternativa para el desarrollo de sensores ópticos. Estas fibras permiten la interacción y el acoplamiento entre varios núcleos, dando lugar a la formación de supermodos. Se ha demostrado que esto incrementa la sensibilidad ante variaciones en el RI y otros parámetros del entorno. En general, dependiendo del número de núcleos y su distribución, se pueden caracterizar por tener una respuesta espectral sinusoidal debido al acoplamiento entre núcleos, lo cual permite correlacionar desplazamientos espectrales o cambios en la intensidad con variaciones del entorno. Además, las MCF que tienen un núcleo central permiten el empalme directo con SMF, facilitando la fabricación de sensores sensibles, reproducibles y de bajo costo [30, 31]. En el contexto de sensores SPR, el acoplamiento entre núcleos puede aportar una redistribución espacial del campo eléctrico del supermodo guiado, de modo que una mayor porción del campo se ubique cerca de la película plasmónica, favoreciendo así la excitación de modos SPP.

En este trabajo se propone estudiar, mediante simulaciones numéricas, tres senso-

res SPR de fibra óptica basados en ITO para la detección de variaciones en el índice de refracción del analito. El ITO se selecciona como material plasmónico alternativo a los metales nobles tradicionales por su alta estabilidad química, bajo costo y capacidad de operación en el IR. Se consideran tres estructuras de fibra óptica diferentes: fibra óptica monomodo (SMF), fibra de doble núcleo concéntrico (DCCF), que constituye una fibra multinúcleo de geometría concéntrica, y fibra óptica de siete núcleos (SCF), que corresponde a una fibra multinúcleo convencional. En todas las configuraciones se emplea un revestimiento reducido o nulo para permitir la interacción del campo evanescente con la película plasmónica. Estas estructuras no han sido reportadas previamente en el contexto de sensores SPR basados en ITO, y el objetivo es analizar cómo la geometría de la fibra, la distribución modal y el espesor de la película de ITO influyen en las condiciones de acoplamiento y en los parámetros de desempeño del sensor, contribuyendo al desarrollo de nuevos sensores SPR más sensibles, estables y eficientes en el rango IR.

## 1.3. Hipótesis

Mediante simulaciones numéricas se plantean las siguientes hipótesis:

- El uso de películas delgadas de ITO como material plasmónico en sensores SPR de fibra óptica permite la excitación de modos SPP en el rango infrarrojo.
- La geometría de la fibra, la distribución modal de cada estructura y el espesor de la película de ITO influyen en las condiciones de acoplamiento entre el modo guiado y el modo SPP, así como en el desempeño del sensor.
- Las estructuras multinúcleo, al introducir el acoplamiento entre núcleos, favorecen una redistribución espacial del campo eléctrico del supermodo guiado, lo que contribuye a una excitación más eficiente del modo SPP.

## 1.4. Objetivos

### 1.4.1. Objetivo general

Diseñar y analizar mediante simulaciones numéricas sensores SPR de fibra óptica basados en películas delgadas de ITO, empleando fibras monomodo, de doble núcleo concéntrico y de siete núcleos, para evaluar la influencia de la geometría de la fibra, la distribución modal y el espesor de la película de ITO en las condiciones de acoplamiento entre el modo guiado y el modo SPP, así como en los parámetros de desempeño del sensor ante variaciones del índice de refracción del analito.

### 1.4.2. Objetivos específicos

- Diseñar sensores SPR de fibra óptica basados en películas delgadas de ITO en tres configuraciones: fibra óptica monomodo, fibra de doble núcleo concéntrico y fibra de siete núcleos, todas con revestimiento reducido.

- Implementar las ecuaciones de Sellmeier y Drude para describir el comportamiento óptico dispersivo de la sílice y del ITO, respectivamente.
- Realizar un análisis modal mediante el método de elementos finitos para identificar los modos o supermodos guiados de las estructuras propuestas, así como sus índices efectivos y distribuciones de intensidad del campo eléctrico.
- Analizar la interacción entre el modo fundamental, o supermodo fundamental, y el modo SPP asociado mediante las distribuciones de intensidad del campo eléctrico y la verificación de las condiciones de coincidencia de fase y coincidencia de pérdidas.
- Evaluar la influencia del espesor de la película de ITO sobre la longitud de onda de resonancia, las pérdidas por confinamiento y el régimen de acoplamiento del sensor.
- Determinar la longitud de onda de resonancia y su desplazamiento espectral ante variaciones del índice de refracción del analito en el intervalo de 1.30 a 1.40.
- Calcular los principales parámetros de desempeño de los sensores, tales como la sensibilidad espectral, la resolución, el ancho a media altura (FWHM) y la figura de mérito (FOM).

## 1.5. Estructura de la tesis

La tesis se organiza en ocho capítulos.

El capítulo 1, correspondiente al presente, introduce el marco general del trabajo, así como el planteamiento del problema, la justificación, la hipótesis y los objetivos de la investigación.

El capítulo 2 presenta el marco teórico necesario para el análisis de los sensores SPR de fibra óptica, abordando los fundamentos de las ecuaciones de Maxwell y de

las guías de onda, los modelos ópticos de los materiales y la teoría del polaritón de plasmón superficial (SPP), así como el principio de funcionamiento de los sensores SPR basados en fibra óptica.

El capítulo 3 presenta una revisión del estado del arte sobre sensores SPR de fibra óptica, incluyendo su clasificación, sus principales aplicaciones y los materiales plasmónicos más comúnmente utilizados. Asimismo, se enfatiza el uso de ITO como material plasmónico, describiendo las principales configuraciones reportadas y las oportunidades de investigación identificadas.

El capítulo 4 describe la metodología general de simulación numérica empleada, plantea el problema a resolver y detalla el procedimiento implementado en COMSOL, así como las variables empleadas para evaluar el desempeño del sensor.

Los capítulos 5, 6 y 7 presentan el diseño y el análisis de las tres configuraciones propuestas. En cada uno se presenta una introducción sobre la estructura de fibra óptica empleada, seguida del análisis modal y del diseño del sensor SPR de índice de refracción. Posteriormente, se evalúan las condiciones de acoplamiento y se estudian los parámetros de desempeño del sensor.

Finalmente, el capítulo 8 presenta las conclusiones generales del trabajo, las posibles líneas de investigación futuras y menciona un estudio experimental complementario.

# Capítulo 2

## Marco teórico

En este capítulo se presentan las bases teóricas para la comprensión de este trabajo. Se abordan las ecuaciones de Maxwell, la propagación de ondas electromagnéticas en diferentes guías de onda y los conceptos relacionados con los modos guiados en fibra óptica. Asimismo, se presentan modelos ópticos para caracterizar las propiedades de los materiales empleados en los sensores SPR. Finalmente, se introduce la teoría del polaritón de plasmón superficial (SPP) y se describe la composición, el funcionamiento general y las condiciones de acoplamiento presentes en los sensores SPR de fibra óptica.

### 2.1. Guías de onda

Una guía de onda es una estructura dieléctrica que permite la propagación de ondas electromagnéticas a lo largo de una dirección preferente. La forma en que se confina la onda depende de la geometría de la estructura y de las propiedades de los materiales [32].

### 2.1.1. Ecuaciones de Maxwell y ecuación de onda

El análisis de una guía de onda óptica parte de las ecuaciones de Maxwell, que describen el comportamiento del campo electromagnético en medios materiales [33], y son las siguientes:

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho_{ext}(\mathbf{r}, t), \quad (2.1)$$

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

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

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}_{ext}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (2.4)$$

donde  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son los vectores de desplazamiento eléctrico, de inducción magnética, de campo eléctrico y de campo magnético, respectivamente, mientras que  $\rho_{ext}$  y  $\mathbf{J}_{ext}$  corresponden a la densidad de carga externa y a la densidad de corriente externa, respectivamente. El vector  $\mathbf{r}$  denota la posición espacial y  $t$  el tiempo.

Las cantidades macroscópicas mencionadas están relacionadas mediante:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t), \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad (2.6)$$

donde  $\mathbf{P}$  y  $\mathbf{M}$  representan la polarización y magnetización del medio, respectivamente. Las constantes  $\varepsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del vacío. En particular, para medios lineales e isotrópicos, estas cantidades tienen una dependencia directa de los campos eléctrico y magnético, lo que permite obtener expresiones lineales que relacionan las cantidades macroscópicas de la siguiente manera [33]:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.7)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (2.8)$$

donde  $\varepsilon$  y  $\mu$  son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del medio, respectivamente, mientras que  $\varepsilon_r$  y  $\mu_r$  son sus valores relativos. En medios no magnéticos se cumple que  $\mu \approx \mu_0$ , por lo que  $\mu_r \approx 1$ .

La relación constitutiva entre la densidad de corriente interna  $\mathbf{J}$  y el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  está dada por:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.9)$$

donde  $\sigma$  es la conductividad eléctrica del material.

La respuesta electromagnética de los materiales que componen la guía de onda depende, en general, de la frecuencia angular  $\omega$  de la onda electromagnética considerada y de la posición espacial. Esta dependencia puede escribirse de la siguiente manera:

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_1(\mathbf{r}, \omega) + i \varepsilon_2(\mathbf{r}, \omega), \quad (2.10)$$

$$\sigma(\mathbf{r}, \omega) = \sigma_1(\mathbf{r}, \omega) + i \sigma_2(\mathbf{r}, \omega). \quad (2.11)$$

Asimismo, el comportamiento óptico del material puede describirse en términos de su índice de refracción complejo:

$$n(\mathbf{r}, \omega) = n_1(\mathbf{r}, \omega) + i n_2(\mathbf{r}, \omega). \quad (2.12)$$

En medios no magnéticos, el índice de refracción se relaciona con la permitividad relativa mediante:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r}. \quad (2.13)$$

Para estudiar la propagación de ondas electromagnéticas en una guía de onda, conviene suponer que los campos varían de forma armónica en el tiempo. Esto facilita el tratamiento matemático, ya que los campos se expresan como una función espacial multiplicada por un término oscilatorio en el tiempo. Así, los campos complejos se escriben como [32, 34]:

$$\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) = \widetilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \quad (2.14)$$

$$\mathbf{H}_c(\mathbf{r}, t) = \widetilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \quad (2.15)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular de la onda. Al usar esta transformación de los campos y las relaciones constitutivas (2.7) y (2.8) en las ecuaciones de Maxwell, se obtienen las ecuaciones de onda vectorial para los campos eléctrico y magnético:

$$\nabla \times \left[ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \right] - k_0^2 \tilde{\varepsilon}_r(\mathbf{r}, \omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \left[ \tilde{\varepsilon}_r^{-1}(\mathbf{r}, \omega) \left( \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, \omega) \right) \right] - k_0^2 \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \quad (2.17)$$

donde  $k_0 = \omega/c$  es el número de onda y  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$  es la velocidad de la luz en el vacío. Además,  $\tilde{\varepsilon}_r$  es conocida como la permitividad relativa compleja efectiva, que describe tanto la respuesta dieléctrica del material como los efectos de pérdidas por conducción [35], y se define como:

$$\tilde{\varepsilon}_r(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_r(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{\sigma(\mathbf{r}, \omega)}{\omega \varepsilon_0}. \quad (2.18)$$

Ambas ecuaciones tienen la forma de una ecuación de Helmholtz vectorial. A partir de esta formulación general, es posible analizar la propagación de los modos electromagnéticos confinados en guías de onda.

### 2.1.2. Modos guiados

Los campos electromagnéticos que pueden propagarse a través de la guía de onda se llaman modos guiados. Cada modo corresponde a una solución particular de las ecuaciones vectoriales de onda (2.16) y (2.17). Si consideramos que la guía de onda es invariante a lo largo del eje  $z$  (como en una fibra óptica), se puede suponer una dependencia armónica de  $z$  [32]. Por tanto, las soluciones se expresan como:

$$\tilde{\mathbf{E}}_j(x, y, z) = \mathbf{E}_j(x, y) e^{i\beta_j z}, \quad (2.19)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_j(x, y, z) = \mathbf{H}_j(x, y) e^{i\beta_j z}, \quad (2.20)$$

donde  $\beta_j$  es la constante de propagación del  $j$ -ésimo modo,  $\mathbf{E}_j(x, y)$  y  $\mathbf{H}_j(x, y)$  representan las distribuciones transversales del campo eléctrico y magnético, respectivamente. El comportamiento de cada modo queda determinado por una cantidad

denominada índice efectivo del modo,  $n_{\text{eff}}$ , que se define como:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} = n'_{\text{eff}} + i n''_{\text{eff}}, \quad (2.21)$$

donde  $n'_{\text{eff}}$  y  $n''_{\text{eff}}$  son la parte real y la parte imaginaria del índice efectivo, respectivamente. Esta cantidad representa el índice de refracción que experimenta la onda electromagnética al propagarse a través de la guía de onda. Asimismo, esta cantidad determina si el modo está confinado o se atenúa hacia el exterior de la guía de onda. Cuando el campo electromagnético se extiende más allá de la guía de onda y su amplitud disminuye exponencialmente con la distancia, se le llama campo evanescente; este campo posibilita la interacción con el medio exterior que rodea la guía de onda.

Las guías de onda planas, al igual que las cilíndricas, son estructuras dieléctricas lineales, isotrópicas, no magnéticas ( $\mu_r = 1$ ) y no conductoras ( $\sigma = 0$ ), en las que los campos electromagnéticos se propagan sin fuentes externas, es decir, con  $\rho_{\text{ext}} = 0$  y  $\mathbf{J}_{\text{ext}} = 0$ .

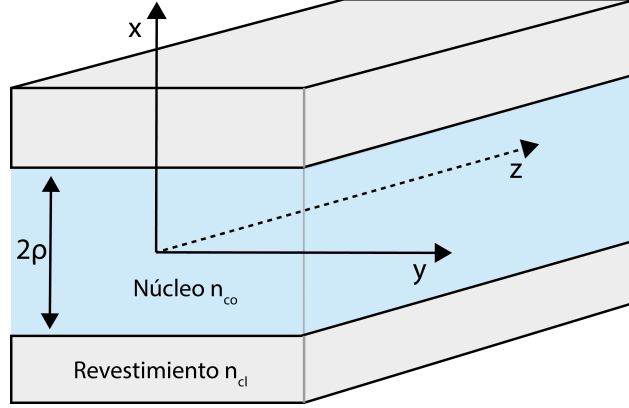
### 2.1.3. Guía de onda plana de índice escalonado

La formulación presentada a continuación sigue el tratamiento desarrollado en [32]. Estudiar la guía de onda plana proporciona un modelo simplificado para comprender el mecanismo de propagación de la luz en medios dieléctricos y constituye la base teórica necesaria para extender el estudio a geometrías más complejas. Básicamente, una guía de onda plana consiste en una estructura formada por dos materiales dieléctricos, como se muestra en la Figura 2.1, en la que el núcleo se encuentra confinado entre dos medios denominados revestimiento.

El perfil del índice de refracción está definido como:

$$n(x) = \begin{cases} n_{\text{co}}, & |x| < \rho, \\ n_{\text{cl}}, & |x| > \rho, \end{cases} \quad (2.22)$$

donde  $\rho$  representa la mitad del espesor del núcleo,  $n_{\text{co}}$  y  $n_{\text{cl}}$  son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, respectivamente, y se cumple que  $n_{\text{co}} > n_{\text{cl}}$ .



**Figura 2.1:** Representación esquemática de la guía de onda plana.

Debido a la simetría que presenta la estructura, los campos pueden escribirse como:

$$\mathbf{E}_c(x, z, t) = \mathbf{E}(x) e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (2.23)$$

$$\mathbf{H}_c(x, z, t) = \mathbf{H}(x) e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (2.24)$$

donde los campos que representan la amplitud dependen únicamente de  $x$ .

Si estas soluciones se sustituyen en las ecuaciones de Maxwell (2.1)-(2.4) considerando  $\mathbf{J}_{ext} = 0$ ,  $\rho_{ext} = 0$ , se obtiene un sistema de seis ecuaciones que relacionan las componentes de los campos:

$$-i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_x, \quad (2.25)$$

$$\frac{dE_y}{dx} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (2.26)$$

$$i\beta H_x - \frac{dH_z}{dx} = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_y, \quad (2.27)$$

$$-i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_x, \quad (2.28)$$

$$\frac{dH_y}{dx} = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z, \quad (2.29)$$

$$i\beta E_x - \frac{dE_z}{dx} = i\omega\mu_0 H_y. \quad (2.30)$$

Estas ecuaciones pueden reorganizarse para formar dos conjuntos de soluciones

autoconsistentes, con propiedades de polarización distintas. Las ecuaciones (2.25)-(2.27) conforman el conjunto de soluciones llamado modos transversales eléctricos (TE), mientras que las ecuaciones restantes (2.28)-(2.30) conforman los llamados modos transversales magnéticos (TM). En la Tabla 2.1 se muestran las componentes de ambos modos.

**Tabla 2.1:** Relaciones entre las componentes del campo eléctrico y del magnético para los modos TE y TM en una guía de onda plana.

Modos TE	Modos TM
$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y$	$E_x = \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 n^2} H_y$
$H_z = -\frac{i}{\omega\mu_0} \frac{dE_y}{dx}$	$E_z = \frac{i}{\omega\varepsilon_0 n^2} \frac{dH_y}{dx}$
$E_x = E_z = H_y = 0$	$H_x = H_z = E_y = 0$

Las ecuaciones de onda para los modos TE y TM se pueden encontrar a partir del conjunto de ecuaciones anteriores. Estas son:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0. \quad (2.32)$$

A partir de estas ecuaciones de onda y aplicando las condiciones de continuidad del campo y de su derivada en la interfaz entre el núcleo y el revestimiento, se obtienen las ecuaciones de eigenvalores que determinan los valores permitidos de la constante de propagación  $\beta$ . Debido a la simetría del perfil del índice de refracción, las soluciones pueden clasificarse en modos pares e impares. En la Tabla 2.2 se resumen las ecuaciones de eigenvalores para cada tipo de modo, donde se definen los parámetros  $U = \rho\sqrt{k_0^2 n_{co}^2 - \beta^2}$  y  $W = \rho\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{cl}^2}$  para simplificar las ecuaciones.

**Tabla 2.2:** Ecuaciones de eigenvalores para los modos TE y TM en una guía de onda plana.

Modo	Par	Impar
TE	$W = U \tan U$	$W = -U \cot U$
TM	$n_{co}^2 W = n_{cl}^2 U \tan U$	$n_{co}^2 W = -n_{cl}^2 U \cot U$

Cada valor de  $\beta$  debe encontrarse dentro del intervalo permitido para los modos guiados:

$$k_0 n_{cl} < \beta < k_0 n_{co}. \quad (2.33)$$

Estas ecuaciones son trascendentales; sus soluciones no pueden obtenerse analíticamente y deben resolverse numéricamente. Una vez determinadas las condiciones de propagación, se puede describir la distribución transversal de los campos en la guía de onda para cada modo. En la Tabla 2.3 se muestran las expresiones de las componentes principales  $E_y$  (para los modos TE) y  $H_y$  (para los modos TM), tanto para las soluciones pares como para las impares.

**Tabla 2.3:** Componente principal de los modos TE y TM (pares e impares) en una guía de onda plana, donde  $X = x/\rho$ .

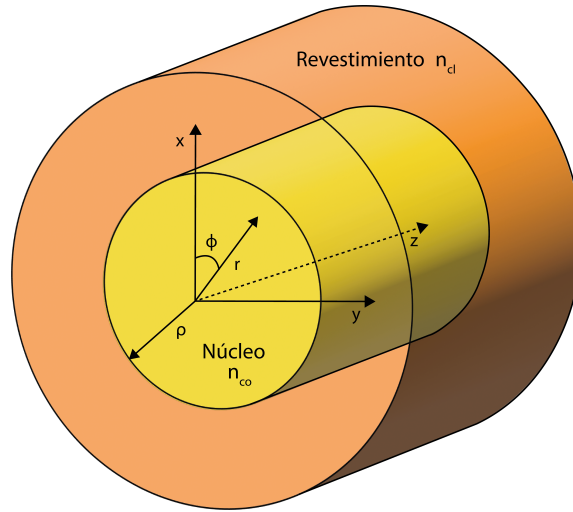
Modo	Región	Par	Impar
TE ( $E_y$ )	Núcleo	$\frac{\cos(UX)}{\cos U}$	$\frac{\sin(UX)}{\sin U}$
	Revestimiento	$\frac{\exp[-W X ]}{\exp(-W)}$	$\frac{X}{ X } \frac{\exp[-W X ]}{\exp(-W)}$
TM ( $H_y$ )	Núcleo	$\left(\frac{kn_{co}^2}{\beta}\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\cos(UX)}{\cos U}$	$\left(\frac{kn_{co}^2}{\beta}\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\sin(UX)}{\sin U}$
	Revestimiento	$\left(\frac{kn_{co}^2}{\beta}\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\exp[-W X ]}{\exp(-W)}$	$\left(\frac{kn_{co}^2}{\beta}\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{X}{ X } \frac{\exp[-W X ]}{\exp(-W)}$

### 2.1.4. Guía de onda circular de índice escalonado

La formulación presentada a continuación sigue el tratamiento desarrollado en [32]. La guía de onda circular de índice escalonado constituye el modelo básico para describir la propagación de la luz en una fibra óptica. Presenta simetría cilíndrica y está conformada por un núcleo rodeado de un revestimiento, como se muestra en la Figura 2.2. El perfil del índice de refracción se define como:

$$n(r) = \begin{cases} n_{co}, & 0 < r < \rho, \\ n_{cl}, & r > \rho, \end{cases} \quad (2.34)$$

donde  $\rho$  es el radio del núcleo y se cumple que  $n_{co} > n_{cl}$ .



**Figura 2.2:** Representación esquemática de una guía de onda circular.

Los campos eléctrico y magnético en fibras ópticas pueden expresarse en coordenadas cilíndricas  $(r, \phi, z)$  como:

$$\mathbf{E}_c(r, \phi, z, t) = \mathbf{E}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (2.35)$$

$$\mathbf{H}_c(r, \phi, z, t) = \mathbf{H}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)}. \quad (2.36)$$

Si estas soluciones se sustituyen en las ecuaciones de Maxwell (2.1)-(2.4) considerando  $\mathbf{J}_{ext} = 0$ ,  $\rho_{ext} = 0$ , se obtienen seis ecuaciones que relacionan las componentes de los

campos, análogamente a como se obtuvieron en el caso de la guía de onda plana. Estas son las siguientes:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - i\beta E_\phi = i\omega\mu_0 H_r, \quad (2.37)$$

$$i\beta E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega\mu_0 H_\phi, \quad (2.38)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial(rE_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right) = i\omega\mu_0 H_z, \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - i\beta H_\phi = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_r, \quad (2.40)$$

$$i\beta H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_\phi, \quad (2.41)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right) = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z. \quad (2.42)$$

Para estudiar la guía de onda circular, podemos usar un camino alternativo al de la guía de onda plana. A partir de las ecuaciones anteriores, es posible eliminar las componentes transversales ( $E_r, E_\phi, H_r, H_\phi$ ) para obtener dos ecuaciones diferenciales para las componentes longitudinales ( $E_z, H_z$ ), resultando en las ecuaciones de onda:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_z = 0, \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_z = 0. \quad (2.44)$$

En la Tabla 2.4 se muestran las componentes transversales de los campos en función de las componentes longitudinales. Estas relaciones permiten describir completamente el campo electromagnético en la guía de onda circular.

A partir de las ecuaciones (2.43) y (2.44) se pueden obtener las soluciones generales que describen el comportamiento de los campos en la fibra óptica. En el núcleo, las soluciones son funciones de Bessel de primera especie ( $J_\nu$ ), mientras que en el revestimiento, son funciones de Bessel modificadas de segunda especie ( $K_\nu$ ); de esta

**Tabla 2.4:** Componentes transversales del campo eléctrico y magnético en la guía de onda circular. El parámetro  $k_t^2 = k_0^2 n^2 - \beta^2$  corresponde al número de onda transversal.

Componente	Expresión en función de $E_z$ y $H_z$
$E_r$	$E_r = \frac{i}{k_t^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right)$
$E_\phi$	$E_\phi = \frac{i}{k_t^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$
$H_r$	$H_r = \frac{i}{k_t^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon_0 n^2 \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right)$
$H_\phi$	$H_\phi = \frac{i}{k_t^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right)$

manera, los campos decaen al alejarse del núcleo, dando lugar a un campo evanescente en el revestimiento. La presencia de este campo fuera del núcleo es fundamental en las aplicaciones de sensado. Los campos longitudinales pueden escribirse como:

$$E_z = A \frac{J_\nu(Ur/\rho)}{J_\nu(U)} f_\nu(\phi), \quad H_z = B \frac{J_\nu(Ur/\rho)}{J_\nu(U)} g_\nu(\phi), \quad 0 \leq r < \rho \quad (2.45)$$

$$E_z = A \frac{K_\nu(Wr/\rho)}{K_\nu(W)} f_\nu(\phi), \quad H_z = B \frac{K_\nu(Wr/\rho)}{K_\nu(W)} g_\nu(\phi), \quad r > \rho \quad (2.46)$$

donde A y B son constantes, y el subíndice  $\nu$  denota el orden de la función de Bessel. Las funciones  $f_\nu(\phi)$  y  $g_\nu(\phi)$  contienen la información sobre la dependencia angular de los campos; además, determinan la simetría de los modos, dividiéndolos en pares o en impares. Estas se definen como:

$$f_\nu(\phi) = \begin{cases} \cos(\nu\phi), & \text{modos pares} \\ \sin(\nu\phi), & \text{modos impares} \end{cases} \quad (2.47)$$

$$g_\nu(\phi) = \begin{cases} -\sin(\nu\phi), & \text{modos pares} \\ \cos(\nu\phi), & \text{modos impares} \end{cases}$$

A partir de estas expresiones y aplicando las condiciones de continuidad de los campos en la frontera, se obtienen las ecuaciones de eigenvalores que determinan los valores permitidos de la constante de propagación  $\beta$ . Los diferentes tipos de modos que pueden existir en una fibra óptica se deben a las posibles combinaciones de las componentes longitudinales de los campos  $(E_z, H_z)$ . Cada modo está identificado por dos índices: el primero ( $\nu$ ) indica el orden azimutal, mientras que el segundo ( $m$ ) representa el orden radial. Cuando una de las componentes longitudinales es nula, aparecen los modos transversales puros, mientras que cuando ambas están presentes, aparecen los modos híbridos. Estos se distinguen de la siguiente manera [34]:

- **Modos  $\text{TE}_{0m}$ :** Se caracterizan por tener la componente longitudinal del campo eléctrico nula ( $E_z = 0$ ); el campo eléctrico es completamente transversal.
- **Modos  $\text{TM}_{0m}$ :** Corresponden al caso en que la componente longitudinal del campo magnético es nula ( $H_z = 0$ ); el campo magnético es completamente transversal.
- **Modos híbridos  $\text{HE}_{\nu m}$  y  $\text{EH}_{\nu m}$ :** Se caracterizan por tener presentes ambas componentes longitudinales,  $E_z$  y  $H_z$ . Una de las principales diferencias entre estos modos se basa en cuál de las dos componentes es dominante: en los modos HE,  $E_z$  es el predominante, mientras que en los modos EH, predomina  $H_z$ .

Las ecuaciones de eigenvalores correspondientes para cada tipo de modo son las siguientes:

Modos  $\text{TE}_{0m}$ :

$$\frac{J_1(U)}{U J_0(U)} + \frac{K_1(W)}{W K_0(W)} = 0. \quad (2.48)$$

Modos  $\text{TM}_{0m}$ :

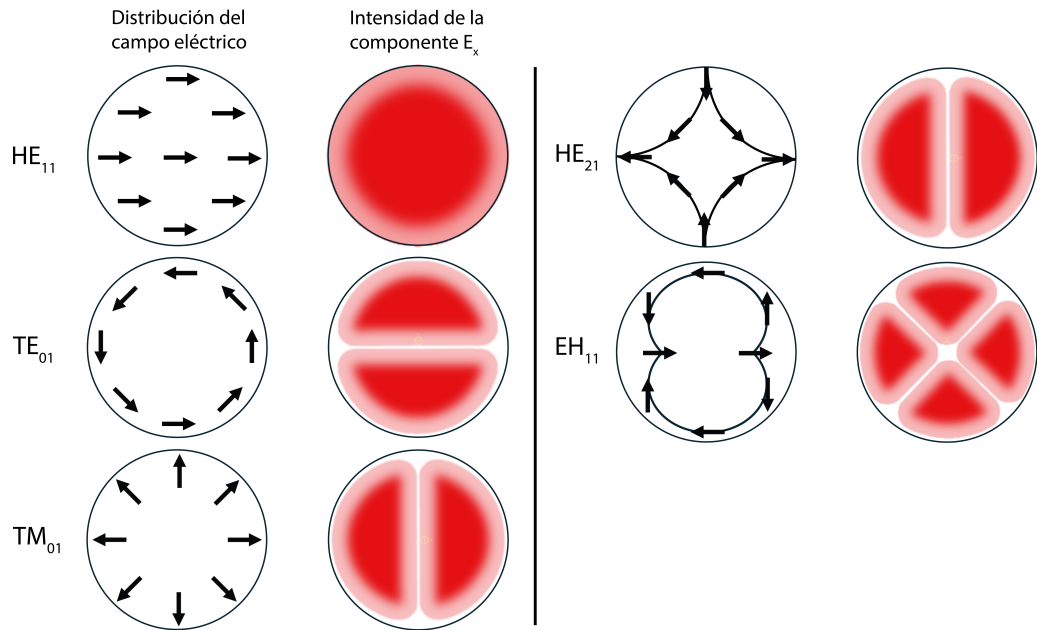
$$\frac{n_{co}^2 J_1(U)}{U J_0(U)} + \frac{n_{cl}^2 K_1(W)}{W K_0(W)} = 0. \quad (2.49)$$

Modos híbridos  $HE_{vm}$  y  $EH_{vm}$ :

$$\left( \frac{J'_\nu(U)}{UJ_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{WK_\nu(W)} \right) \left( \frac{J'_\nu(U)}{UJ_\nu(U)} + \frac{n_{cl}^2}{n_{co}^2} \frac{K'_\nu(W)}{WK_\nu(W)} \right) = \left( \frac{\nu\beta}{k_0 n_{co}} \right)^2 \left( \frac{V}{UW} \right)^4, \quad (2.50)$$

donde  $V = k_0\rho\sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$  es el parámetro de la guía de onda, que contiene toda su información geométrica y óptica.

En la Figura 2.3 se muestran los principales modos que pueden propagarse en una fibra óptica de índice escalonado. El modo fundamental es el  $HE_{11}$ , que presenta un perfil transversal aproximadamente gaussiano. Los modos  $TE_{01}$  y  $TM_{01}$  presentan polarizaciones con simetría azimutal, mientras que los modos  $HE_{21}$  y  $EH_{11}$  tienen polarizaciones más complejas [34].



**Figura 2.3:** Campo eléctrico y su perfil de intensidad en el núcleo de la fibra óptica para los primeros modos guiados exactos.

### **2.1.5. Fibras multinúcleo**

Las fibras multinúcleo son estructuras que tienen dos o más núcleos dentro del revestimiento, donde existe interacción entre ellos mediante el traslape de los campos evanescentes de los modos individuales, esto da lugar al acoplamiento modal entre núcleos, lo que permite que la energía óptica pueda transferirse de un núcleo a otro, y la medida de esto depende de diversos factores como la separación entre núcleos, el contraste de índice de refracción y la longitud de onda de operación. Estas fibras ofrecen cierta libertad para manipular la distribución espacial del campo y las propiedades de propagación [30, 31].

El acoplamiento entre núcleos hace que el sistema ya no se describa mediante modos individuales de cada núcleo, sino mediante supermodos, es decir, modos colectivos cuya distribución de campo depende de la interacción entre núcleos. Estas fibras se han empleado en el área de sensado, donde aprovechan la sensibilidad del acoplamiento para perturbarlo mediante medios externos. Pequeñas variaciones en el medio circundante o en la geometría de la fibra pueden modificar esta interacción modal y, por tanto, la respuesta espectral de la fibra [30, 31].

## **2.2. Modelos teóricos para la respuesta óptica de los materiales**

En la sección anterior se presentaron las ecuaciones de Maxwell y las relaciones constitutivas que describen el comportamiento electromagnético de los materiales. La permitividad del material contiene la información sobre su respuesta óptica, que depende de la frecuencia. No obstante, dicha dependencia está determinada por diversos fenómenos físicos que describen la interacción entre la onda electromagnética y los electrones del material.

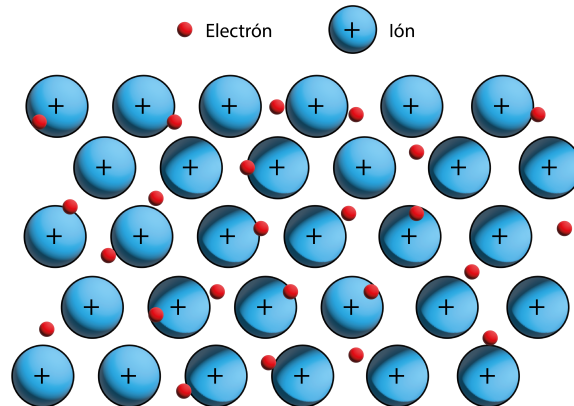
Existe una gran variedad de modelos teóricos que caracterizan esta dependencia

de la permitividad con la frecuencia, cada uno dentro de un rango de validez. Algunos materiales conductores pueden describirse mediante el modelo de Drude, mientras que los materiales dieléctricos transparentes pueden modelarse mediante la ecuación de Sellmeier.

En esta sección se describen estos modelos, con la finalidad de obtener expresiones para la permitividad y el índice de refracción de los materiales que conforman estructuras del tipo metal-dieléctrico, las cuales constituyen la base de los sensores SPR.

### 2.2.1. Modelo de Drude

Este modelo es meramente clásico y funciona para comprender la respuesta óptica de algunos materiales conductores [8, 36]. El modelo considera que los electrones de valencia pueden tratarse como un gas de partículas cargadas libres con densidad  $n$ , que se mueven dentro de un fondo de iones positivos considerado fijo, como se muestra en la Figura 2.4. En este modelo, los efectos del potencial del cristal y de las interacciones entre electrones no se toman en cuenta directamente, sino que se asume que están incorporados en la masa efectiva  $m^*$  de cada electrón; de esta manera, se representa el comportamiento promedio de los electrones.



**Figura 2.4:** Modelo de electrones libres.

Si el material se somete a un campo eléctrico oscilante de la forma  $\mathbf{E}(t) =$

$\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ , los electrones se aceleran en sentido opuesto al campo; este movimiento se ve afectado por colisiones con los iones o impurezas de la red, que ocurren con una frecuencia  $\gamma = 1/\tau$ , donde  $\tau$  se conoce como tiempo medio entre colisiones. Si estudiamos el movimiento de un electrón y sumamos ambas contribuciones que afectan su movimiento, se tiene la siguiente ecuación:

$$m^* \ddot{\mathbf{x}} + m^* \gamma \dot{\mathbf{x}} = -e \mathbf{E}(t), \quad (2.51)$$

donde el segundo término representa la pérdida de momento debido a las colisiones. Suponiendo una solución particular con la misma dependencia temporal que el campo aplicado,  $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_0 e^{-i\omega t}$ , se obtiene:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (2.52)$$

Este desplazamiento de cada uno de los electrones genera una polarización macroscópica del material, expresada por:

$$\mathbf{P} = -ne \mathbf{x} = -\frac{ne^2}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}. \quad (2.53)$$

Sustituyendo (2.53) en (2.5), obtenemos la relación entre el desplazamiento eléctrico y el campo aplicado:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \mathbf{E}, \quad (2.54)$$

donde

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}}, \quad (2.55)$$

la cual se conoce como frecuencia de plasma. Esta representa la frecuencia natural de las oscilaciones colectivas de los electrones libres frente al fondo iónico. Comparando la ecuación (2.54) con (2.7), obtenemos una expresión para la permitividad relativa del gas de electrones libres:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r,1} + i \varepsilon_{r,2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.56)$$

Para describir el material de la mejor manera, se introduce una constante  $\varepsilon_\infty$  que representa la polarización del fondo iónico o de los electrones ligados. Así, la expresión

queda:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r,1} + i \varepsilon_{r,2} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2.57)$$

donde

$$\varepsilon_{r,1}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad (2.58)$$

$$\varepsilon_{r,2}(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega (\omega^2 + \gamma^2)}. \quad (2.59)$$

El resultado (2.57) nos permite interpretar el comportamiento del material. En el límite de amortiguamiento débil ( $\omega\tau \gg 1$ ), la parte real de la permitividad relativa ( $\varepsilon_{r,1}$ ) es negativa para frecuencias  $\omega < \omega_p/\sqrt{\varepsilon_\infty}$ . Esto impide la propagación de ondas electromagnéticas en su interior, lo que le confiere un comportamiento reflectante característico de los metales. Por otro lado, cuando  $\omega > \omega_p/\sqrt{\varepsilon_\infty}$ ,  $\varepsilon_{r,1}$  se vuelve positiva y el material se comporta como un dieléctrico, lo que permite la propagación de ondas en su interior. La frecuencia de plasma marca esta transición entre los regímenes metálico y dieléctrico, ya que  $\varepsilon_{r,1}(\omega_p/\sqrt{\varepsilon_\infty}) = 0$ . En esta frecuencia se observan oscilaciones longitudinales colectivas de electrones, conocidas como plasmones de volumen [8]. Estos electrones oscilan de forma ordenada, de modo que el campo en el interior del material queda completamente compensado por el movimiento de carga, lo que anula la respuesta óptica del material.

Este enfoque resulta útil para describir la respuesta de metales y materiales conductores degenerados, aunque el modelo presenta limitaciones en regiones del espectro donde se producen transiciones de banda. En particular, es útil para describir CMOs, como el ITO, que presenta una frecuencia de plasma ubicada en el IR.

### 2.2.2. Propiedades ópticas del ITO y metales convencionales

La ecuación (2.57) también puede expresarse en función de la longitud de onda de la onda electromagnética, obteniéndose:

$$\varepsilon_r(\lambda) = \varepsilon_\infty - \frac{\lambda^2 \lambda_c}{\lambda_p^2 (\lambda_c + i \lambda)}, \quad (2.60)$$

donde  $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$  es la longitud de onda de plasma y  $\lambda_c = \frac{2\pi c}{\gamma}$  es la longitud de onda de colisión.

Los valores típicos de estos parámetros para metales convencionales reportados en la literatura se muestran en la Tabla 2.5. Estos parámetros han sido empleados en el modelado óptico y en simulaciones numéricas de sensores SPR [37, 38].

**Tabla 2.5:** Parámetros del modelo de Drude para metales convencionales (considerando  $\epsilon_\infty = 1$ ).

Metal	$\lambda_p$ (m)	$\lambda_c$ (m)
Oro (Au)	$1.6826 \times 10^{-7}$	$8.9342 \times 10^{-6}$
Plata (Ag)	$1.4541 \times 10^{-7}$	$1.7614 \times 10^{-5}$
Aluminio (Al)	$1.0657 \times 10^{-7}$	$2.4511 \times 10^{-5}$
Cobre (Cu)	$1.3617 \times 10^{-7}$	$4.0852 \times 10^{-5}$

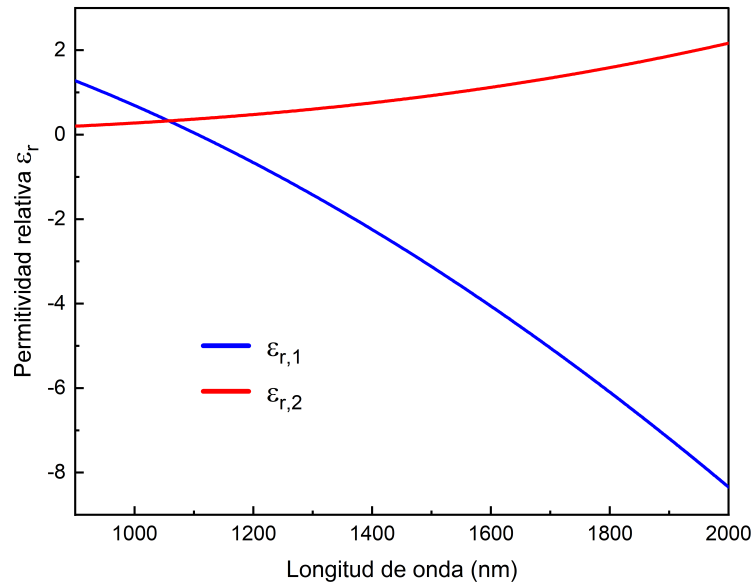
Por otro lado, el ITO, a pesar de ser un óxido, tiene una alta densidad de portadores de carga ( $10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ). Hay dos mecanismos que generan estos electrones libres. El primero es el reemplazo de iones  $\text{In}^{3+}$  por iones  $\text{Sn}^{4+}$ , lo que introduce un electrón adicional en el material. El segundo corresponde a la presencia de vacancias de oxígeno en la red cristalina, que liberan electrones de los enlaces químicos. Esta alta concentración de electrones adicionales desplaza el nivel de Fermi hacia la banda de conducción, lo que le confiere un comportamiento semimetálico [39, 40].

Debido al orden de magnitud de su densidad de carga, el ITO tiene una frecuencia de plasma menor que la de los metales convencionales. En consecuencia, su parte real de la permitividad es positiva en el visible y se vuelve negativa en el rango del IR, donde es capaz de soportar modos SPP que se describirán posteriormente. Los valores típicamente empleados para caracterizar el ITO se muestran en la Tabla 2.6. El ajuste de estos parámetros se obtuvo experimentalmente [41] y se han utilizado ampliamente en una gran variedad de trabajos de simulación de sensores SPR de fibra óptica [42–45], por lo que en este trabajo consideraremos estos valores.

**Tabla 2.6:** Parámetros del modelo de Drude empleados para el ITO.

Parámetro	Valor
$\varepsilon_\infty$	3.8
$\lambda_p$	$5.6497 \times 10^{-7}$ m
$\lambda_c$	$1.121076 \times 10^{-5}$ m

En la Figura 2.5 se muestra la variación espectral de las partes real  $\varepsilon_{r,1}$  y imaginaria  $\varepsilon_{r,2}$  de la permitividad relativa del ITO en el rango de 900 a 2000 nm, obtenidas mediante el modelo de Drude. Se observa que para  $\lambda < 1100$  nm, la parte real es positiva y el ITO se comporta como un dieléctrico transparente; mientras que para  $\lambda > 1100$  nm,  $\varepsilon_{r,1} < 0$ , lo que implica un comportamiento metálico, de interés en este trabajo.



**Figura 2.5:** Variación espectral de las componentes real ( $\varepsilon_{r,1}$ ) e imaginaria ( $\varepsilon_{r,2}$ ) de la permitividad relativa del ITO.

### 2.2.3. Ecuación de Sellmeier

La ecuación de Sellmeier es un modelo de dispersión que describe la variación del índice de refracción en función de la longitud de onda en materiales dieléctricos transparentes. A finales del siglo XIX, Wolfgang Sellmeier observó que muchos materiales transparentes presentaban una tendencia dispersiva similar tanto en el visible como en el infrarrojo y relacionó la forma de la curva de dispersión con las regiones de absorción del material. Además, propuso representar la dispersión como una función con una dependencia del tipo  $1/\lambda^2$  [46]. La fórmula moderna que conocemos fue establecida gracias a diversos estudios de dispersión en vidrios y cristales [47–49]. La ecuación de Sellmeier se expresa como:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{j=1}^M \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - C_j^2}} \quad (2.61)$$

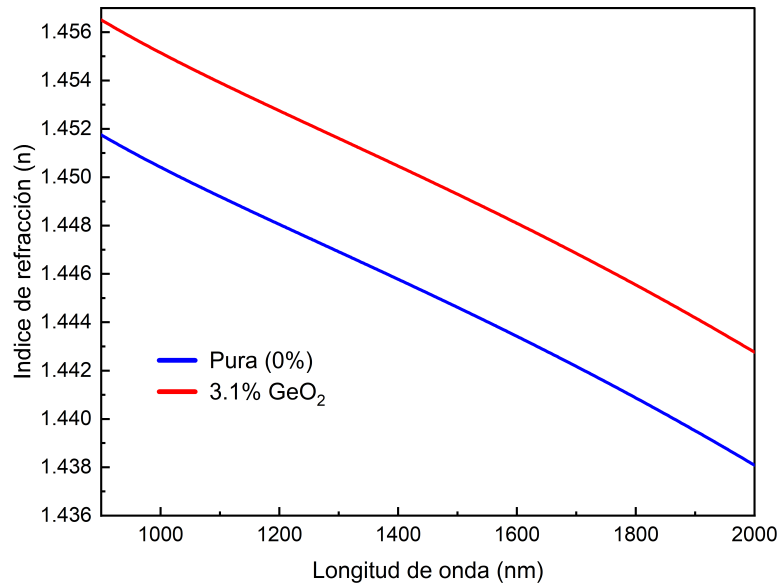
donde  $\lambda$  está en micrómetros ( $\mu m$ ), y los parámetros  $B_j$  y  $C_j$  se denominan parámetros de Sellmeier. En la práctica, el caso más utilizado es  $M = 3$ , dado que resulta suficientemente preciso para describir muchos materiales empleados, en particular en el área de la óptica y la fotónica.

En el caso de fibras ópticas, cuyo material base es la sílice ( $\text{SiO}_2$ ), se utiliza sílice pura para construir el revestimiento y para el núcleo se emplea sílice dopada con dióxido de germanio ( $\text{GeO}_2$ ) para incrementar ligeramente el índice de refracción. En la Tabla 2.7 se muestran los parámetros de Sellmeier para la sílice pura y para diferentes concentraciones molares de  $\text{GeO}_2$  [50]. Estos parámetros describen adecuadamente el valor del índice de refracción en el rango espectral de operación de la fibra óptica.

**Tabla 2.7:** Parámetros de Sellmeier para sílice pura y sílice dopada con diferentes concentraciones molares de GeO<sub>2</sub>.

Concentración molar de GeO <sub>2</sub>	$B_1$	$B_2$	$B_3$	$C_1$ ( $\mu\text{m}$ )	$C_2$ ( $\mu\text{m}$ )	$C_3$ ( $\mu\text{m}$ )
Pura (0%)	0.6961663	0.4079426	0.8974794	0.0684043	0.1162414	9.896161
3.1%	0.7028554	0.4146307	0.8974540	0.0727723	0.1143085	9.896161
3.5%	0.7042038	0.4160032	0.9074049	0.0514415	0.1291600	9.896156
4%	0.6867	0.4348	0.8966	0.07268	0.1151	10.00

En la Figura 2.6 se muestran las curvas de dispersión de la sílice pura (0%) y de la sílice dopada con 3.1% de GeO<sub>2</sub>, calculadas mediante la ecuación de Sellmeier. Se observa un suave decrecimiento del índice de refracción a medida que aumenta la longitud de onda. Además, la presencia de GeO<sub>2</sub> desplaza la curva hacia valores más altos del índice. En este trabajo se considera un núcleo de sílice con 3.1% de GeO<sub>2</sub> y un revestimiento de sílice pura.



**Figura 2.6:** Índice de refracción de la sílice pura (0%) y de la sílice dopada con 3.1% de GeO<sub>2</sub> en función de la longitud de onda.

## 2.3. Teoría del polaritón de plasmón superficial (SPP)

En esta sección se establecen las bases teóricas del concepto y de la propagación del SPP en la interfaz entre un material conductor y un dieléctrico. Primero, se establecen las ecuaciones de Maxwell aplicadas a una interfaz plana para obtener la relación de dispersión del SPP y sus propiedades. Posteriormente, se estudian algunos de los métodos desarrollados para la excitación de estos modos superficiales. Estas son las configuraciones basadas en prismas y en diversos tipos de guías de onda, como la fibra óptica.

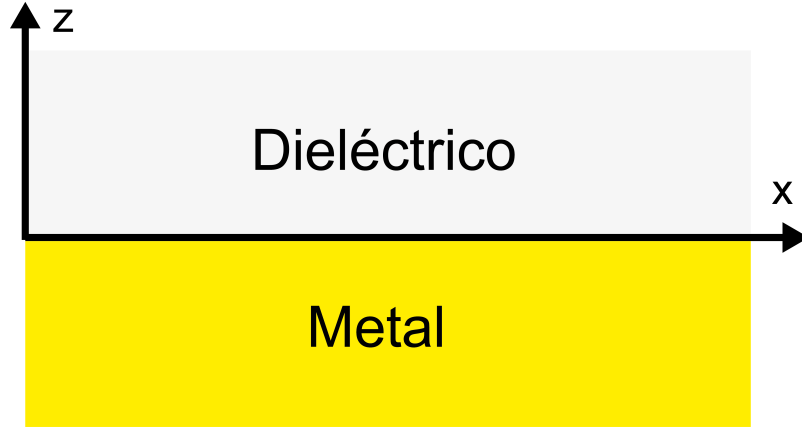
### 2.3.1. Concepto de SPP

Un SPP es un modo electromagnético que se propaga a lo largo de una interfaz entre un material dieléctrico y un conductor, y presenta la característica de ser una onda evanescente en la dirección perpendicular a la interfaz; es decir, su amplitud decae al alejarse de ella. Este modo surge cuando una onda electromagnética se acopla a las oscilaciones colectivas de los electrones libres que se encuentran en la superficie del material conductor; el cuanto de estas oscilaciones se denomina plasmón superficial (SP). En la literatura, la excitación de modos SPP se refiere como resonancia de plasmón superficial (SPR) [8,9,21]. Para entender estos conceptos con mayor profundidad, en las siguientes secciones se presenta una descripción formal del SPP.

### 2.3.2. SPPs en una interfaz metal-dieléctrico

Para estudiar las propiedades físicas del SPP, consideremos una interfaz metal-dieléctrico como se muestra en la Figura 2.7. El eje  $x$  se define a lo largo de la interfaz y el eje  $z$  en la dirección normal a esta. Se define la permitividad relativa del medio

dieléctrico como  $\varepsilon_d$  y, para el metal, como  $\varepsilon_m = \varepsilon_{m1} + i\varepsilon_{m2}$ .



**Figura 2.7:** Interfaz entre un dieléctrico y un metal.

Aplicamos las ecuaciones de Maxwell a este sistema, cuyos componentes se consideran medios isotrópicos, lineales y no magnéticos. De esta manera, las ecuaciones se expresan como:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.62)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.63)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2.64)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.65)$$

Se pueden desacoplar las ecuaciones, obteniendo dos ecuaciones únicas para el campo eléctrico y el campo magnético:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left( \frac{1}{\varepsilon_r} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon_r \right) - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.66)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \varepsilon_r \times (\nabla \times \mathbf{H}) - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.67)$$

Estas ecuaciones son para medios no homogéneos; es decir, la permitividad relativa  $\varepsilon_r = \varepsilon_r(\mathbf{r})$  depende de las coordenadas espaciales. En este caso, la permitividad relativa es constante por región. Por ello, el problema se resuelve en cada medio y,

posteriormente, se imponen las condiciones de frontera en la interfaz. Debido a la invariancia del sistema a lo largo de la dirección  $x$ , buscamos soluciones armónicas en el tiempo que se propagan a lo largo de la interfaz con constante de propagación  $\beta$  y con amplitud dependiente de  $z$ :

$$\mathbf{E}_c(x, z, t) = \mathbf{E}(z) e^{i(\beta x - \omega t)}, \quad (2.68)$$

$$\mathbf{H}_c(x, z, t) = \mathbf{H}(z) e^{i(\beta x - \omega t)}. \quad (2.69)$$

Estas son soluciones a las ecuaciones (2.66) y (2.67). Este problema es muy similar al de la guía de onda plana de índice escalonado, por lo que procedemos de la misma manera. Si estas soluciones se sustituyen en las ecuaciones de Maxwell (2.64) y (2.65), se obtienen seis ecuaciones que relacionan las componentes de los campos:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (2.71)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (2.72)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r E_x, \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r E_y, \quad (2.74)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r E_z. \quad (2.75)$$

A partir de este conjunto de ecuaciones, es posible identificar dos conjuntos de soluciones físicamente autoconsistentes. Estos conjuntos de soluciones corresponden a los modos TM y TE. De aquí surgen las ecuaciones de onda para cada tipo. La ecuación de onda para los modos TM es

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2\varepsilon_r - \beta^2) H_y = 0, \quad (2.76)$$

y para los modos TE es

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2\varepsilon_r - \beta^2) E_y = 0, \quad (2.77)$$

donde  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  es la constante de propagación de la onda electromagnética en el vacío y  $\beta$  es la constante de propagación en el medio.

Las soluciones de estas ecuaciones deben ser consistentes y finitas. Por tanto, nos interesan aquellas con decaimiento exponencial en la dirección  $z$ . Las soluciones de las ecuaciones (2.76) y (2.77) son:

Para  $z > 0$ ,

$$H_y = B e^{-\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} z}, \quad (2.78)$$

$$E_y = A e^{-\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} z}, \quad (2.79)$$

para  $z < 0$ ,

$$H_y = D e^{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m} z}, \quad (2.80)$$

$$E_y = C e^{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m} z}. \quad (2.81)$$

Las dos condiciones de frontera para los modos TM exigen la continuidad de las componentes  $H_y$  y  $\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial z}$  en la interfaz metal-dieléctrico. Esto implica que:

$$B = D, \quad (2.82)$$

$$-\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}}{\varepsilon_d} = \frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m}}{\varepsilon_m}, \quad (2.83)$$

encontrando los valores de  $\beta$ :

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}. \quad (2.84)$$

Este resultado muestra la relación de dispersión de los modos SPP que soporta la interfaz metal-dieléctrico y nos indica que los SPPs existen para la polarización TM. La existencia de un SPP requiere que las partes reales de las permitividades del dieléctrico y del metal tengan signos opuestos ( $\varepsilon_d > 0$ ,  $Re[\varepsilon_m] < 0$ ); esto se muestra en la ecuación (2.83), garantizando un decaimiento exponencial en ambos medios y confinando la onda en la interfaz.

Partiendo de forma similar para los modos TE, las dos condiciones de frontera para este caso exigen la continuidad de la componente  $E_y$  y de  $\frac{\partial E_y}{\partial z}$  en la interfaz metal-dieléctrico. Esto implica que:

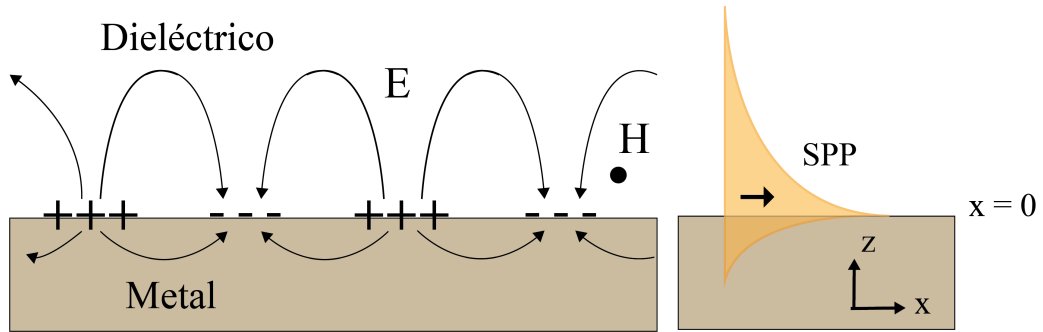
$$A = C, \quad (2.85)$$

$$-A \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} = A \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m}. \quad (2.86)$$

Esto lleva a la siguiente condición:

$$A^2 k_0^2 (\varepsilon_d - \varepsilon_m) = 0. \quad (2.87)$$

Las permitividades relativas tienen signos opuestos entre sí; por lo tanto, para que se cumpla la condición, se tiene que imponer  $A = 0$ . Esto significa que la interfaz no soporta modos TE. Estos resultados nos llevan a concluir que los SPPs solo existen para la polarización TM, cuya relación de dispersión está dada por (2.84). En la Figura 2.8 se presentan las características de la propagación de un SPP en la interfaz, donde se muestran su polarización TM y el decaimiento exponencial de los campos tanto en el metal como en el medio dieléctrico. Conforme aumenta la distancia a la interfaz, como se aprecia, el campo decae más rápidamente en el metal que en el dieléctrico.



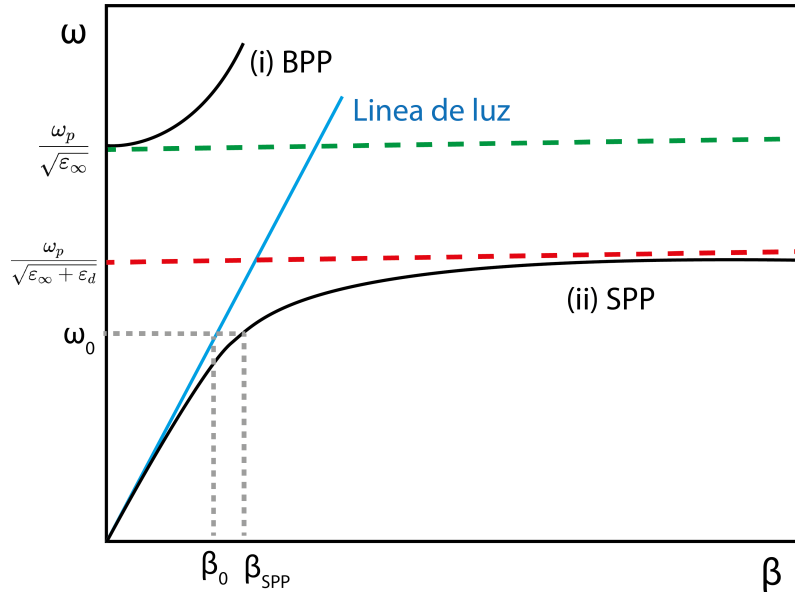
**Figura 2.8:** Representación esquemática de la propagación de un SPP confinado en la interfaz metal-dieléctrico, con polarización TM.

En la Figura 2.9 se muestra la relación de dispersión de la ecuación (2.84) para un metal con permitividad relativa real dada por (2.58), considerando un amortiguamiento despreciable ( $\gamma \rightarrow 0$ ). Se observan dos ramas características. La primera,

que se muestra como (i), corresponde al polaritón de plasmón de volumen (BPP), que representa las oscilaciones plasmónicas que ocurren en el interior del metal, cuya frecuencia mínima está dada por  $\omega_p/\sqrt{\epsilon_\infty}$ , punto en el que la parte real de la permitividad del metal se anula. La rama inferior (ii) corresponde al SPP, para el cual, para  $\beta$  pequeños (frecuencias bajas), la constante de propagación del SPP se encuentra próxima a la línea de luz del dieléctrico. Conforme  $\beta$  aumenta, la curva se separa de la línea de luz y la frecuencia del SPP se aproxima de forma asintótica al valor siguiente:

$$\omega_{\text{sp}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty + \epsilon_d}}, \quad (2.88)$$

denominada frecuencia característica del plasmón superficial. En este régimen, la velocidad de grupo del SPP tiende a cero y el modo adquiere un carácter electrostático, por lo que se conoce como plasmón superficial (SP). Es decir, el SP corresponde al límite de un SPP cuando  $\beta \rightarrow \infty$  [8, 21].



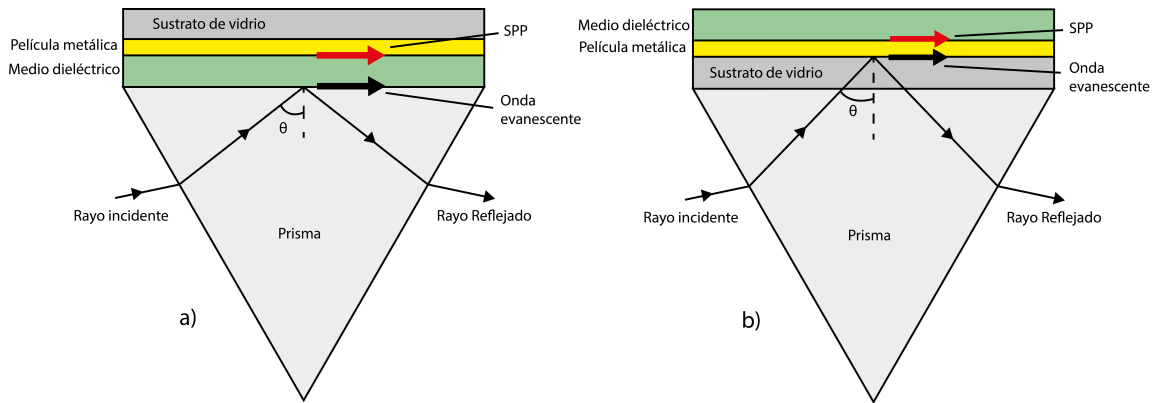
**Figura 2.9:** Curva de dispersión de BPP y SPP descrita por el modelo de Drude en un metal con amortiguamiento despreciable y la línea de luz del dieléctrico.

## 2.4. Excitación de modos SPP

Una característica importante que muestra la Figura 2.9 es que la curva de dispersión del SPP y la línea de luz no se intersectan; esto indica que una onda electromagnética incidente desde el medio dieléctrico no puede excitar directamente el SPP [21]. Para lograrlo, es necesario aumentar la componente paralela del vector de onda de la luz de modo que favorezca el acoplamiento y la transferencia de energía al SPP; para ello, a lo largo del tiempo se han desarrollado varios métodos que permiten este reajuste. Estos utilizan configuraciones basadas en prismas, guías de onda y rejillas [17]. En este trabajo se describen únicamente las configuraciones basadas en prismas y guías de onda.

### 2.4.1. Configuraciones basadas en prismas

En el acoplamiento por prismas existen dos configuraciones principales: Otto y Kretschmann [10,11]. En ambas, se dispone de un prisma de alto índice de refracción en el que incide un haz de luz sobre su base, generando una onda electromagnética evanescente capaz de acoplarse y excitar SPPs. La configuración de Otto, mostrada en la Figura 2.10a, consiste en mantener una separación entre la base del prisma y la película metálica, espacio donde se encuentra el material dieléctrico.



**Figura 2.10:** Esquema de las configuraciones de (a) Otto y (b) Kretschmann.

El principio de funcionamiento es el siguiente: el campo evanescente generado en la interfaz prisma-dieléctrico interactúa con la película metálica, lo que permite la excitación de modos SPP. Para promover esta excitación, la componente paralela del vector de onda de la luz debe ser igual a la constante de propagación del SPP; esto puede ocurrir para un ángulo de incidencia particular. Si se analiza la potencia de la luz reflejada al incidir bajo este ángulo, se observa una reducción de dicha potencia; a este ángulo de incidencia se le llama ángulo de resonancia. No obstante, esta geometría resulta difícil de implementar debido a la precisión requerida para separar el prisma del metal.

Debido a la dificultad mencionada, surgió la configuración de Kretschmann, mostrada en la Figura 2.10b, en la que la película metálica se deposita sobre un sustrato de vidrio adherido a la base del prisma. En este caso, el campo evanescente generado en la interfaz prisma-metal excita modos SPP en la interfaz externa metal-dieléctrico. La condición de resonancia para la excitación de modos SPP es la siguiente:

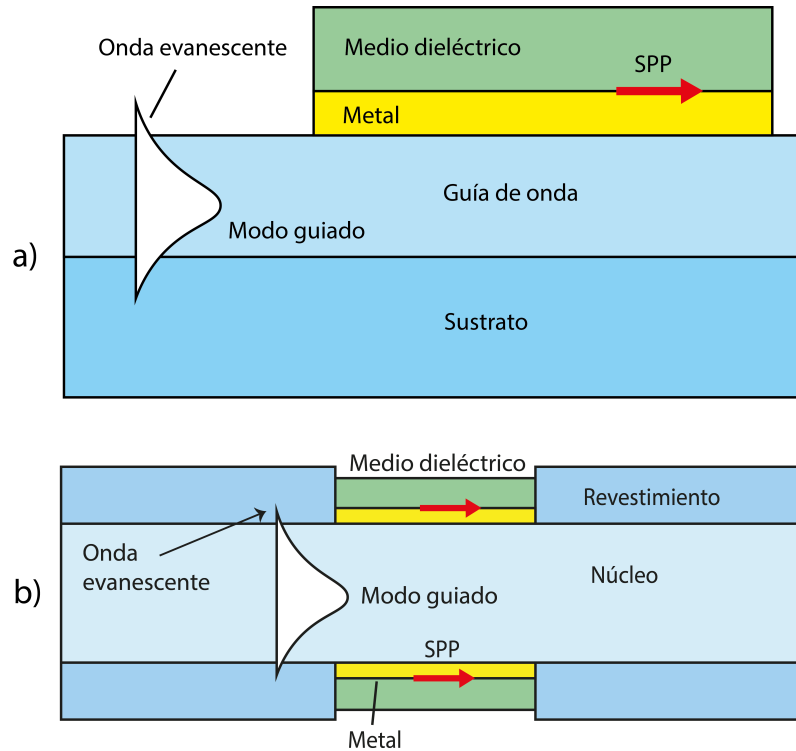
$$\sqrt{\varepsilon_p} \sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (2.89)$$

donde  $\varepsilon_p$  es la permitividad relativa del prisma. El ángulo para el cual se cumple esta condición es el ángulo de resonancia; este parámetro presenta desplazamientos en su valor ante cambios en las propiedades del medio dieléctrico.

### 2.4.2. Configuración basada en guías de onda

La idea fundamental es satisfacer la condición de resonancia, por lo que es válido reemplazar el prisma por una guía de onda capaz de propagar la luz adecuadamente y generar una onda evanescente que permita la excitación de modos SPP. En la Figura 2.11a se muestra un esquema de esta configuración. El funcionamiento es análogo al de la configuración de Kretschmann: los modos guiados dentro de la guía presentan componentes evanescentes fuera de su estructura, pudiendo interactuar con la

película metálica depositada [13,51]. Entre ellas, la fibra óptica resulta especialmente conveniente debido a la forma en que confina la luz en el núcleo. Para tener acceso a un campo evanescente, se puede modificar la estructura de la fibra de modo que parte del modo guiado escape hacia la superficie. Este procedimiento se muestra en la Figura 2.11b, donde una sección de la fibra sin revestimiento permite el acceso a la componente evanescente.



**Figura 2.11:** Esquema de a) una guía de onda y b) una fibra óptica con una sección sin revestimiento, empleadas para la excitación de modos SPP.

En una fibra óptica, la luz se propaga con un ancho espectral, en el que cada componente viaja con un ángulo de incidencia efectivo distinto, por lo que la condición de resonancia para la excitación del SPP se satisface únicamente para una longitud de onda específica. A esta longitud de onda, donde el vector de onda de la luz coincide con el del SPP, se le denomina longitud de onda de resonancia ( $\lambda_{res}$ ) y se manifiesta como una caída de potencia en la señal transmitida [51]. La eficiencia con la que el campo evanescente se acopla al SPP depende de múltiples factores, entre ellos el diámetro del núcleo, la geometría de la fibra y las propiedades del metal depositado.

Por este motivo, existen numerosas estructuras de fibra diseñadas específicamente para optimizar el acoplamiento y la detección basada en modos SPP.

## 2.5. Sensores SPR basados en fibra óptica

El fenómeno SPR en estructuras de fibra óptica ha permitido el desarrollo de sensores miniaturizados y altamente versátiles, capaces de operar en entornos complejos y de difícil acceso [13]. Para comprender su funcionamiento, es necesario describir los elementos que conforman estos sensores, las condiciones físicas necesarias para la excitación de los modos SPP, los principios que rigen el proceso de sensado, así como los parámetros que determinan el desempeño del sensor.

### 2.5.1. Arreglo general

El arreglo más comúnmente usado de un sensor de este tipo consta de cuatro elementos: una fuente de luz, la estructura de fibra óptica, la película plasmónica y un sistema de detección. La fuente de luz puede ser un láser, un diodo LED o una lámpara policromática, según el rango espectral requerido. La fibra óptica, modificada en una sección específica, funciona como transductor junto con la película plasmónica; en esta región ocurre la interacción con el analito de interés, generando variaciones en la señal óptica. Esta señal se registra mediante un detector, generalmente un espectrómetro o un medidor de potencia. La detección del analito tiene lugar en la región donde se encuentra la película plasmónica, ya que las variaciones en el índice de refracción del analito alteran la condición de resonancia del modo SPP. De este modo, es posible monitorear el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia y correlacionarlo con las variaciones del entorno a sensar [51].

## 2.5.2. Condiciones de acoplamiento

Para que el modo guiado de la fibra óptica y el modo SPP se acoplen, depende de dos condiciones: la coincidencia de fase y de pérdidas. La interacción entre ambos modos se relaciona con la similitud de sus características de propagación; el grado de esta similitud determina la eficiencia del acoplamiento y, por tanto, la forma de la respuesta espectral asociada al fenómeno SPR. Dependiendo de la relación entre sus constantes de propagación y sus pérdidas, pueden presentarse distintos regímenes de acoplamiento modal [50, 52, 53].

### Coincidencia de fase

Cada modo está definido por un índice efectivo  $n_{\text{eff}}$ . Para que exista coincidencia de fase, es necesario que las constantes de propagación de los dos modos sean iguales, es decir, que las partes reales de los índices efectivos coincidan:

$$\text{Re}(n_{\text{eff,core}}) = \text{Re}(n_{\text{eff,SPP}}), \quad (2.90)$$

donde  $n_{\text{eff,core}}$  y  $n_{\text{eff,SPP}}$  son los índices efectivos del modo guiado y del modo SPP, respectivamente. Cuando se cumple esta condición, los modos se acoplan y el modo guiado puede transferir energía al modo SPP. La transferencia total de energía no se garantiza únicamente con que esta condición se cumpla, ya que las pérdidas de cada modo también influyen.

### Coincidencia de pérdidas por confinamiento

Además de la coincidencia de fase, ambos modos deben presentar niveles de atenuación similares. Los modos pueden perder energía por absorción o por fuga de luz al entorno. Estas se cuantifican mediante las pérdidas por confinamiento ( $\alpha$ ), que dan la pérdida óptica por unidad de longitud y están relacionadas con la parte imaginaria del índice efectivo de la siguiente forma:

$$\alpha(\text{dB/cm}) = 8.686 \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^7, \quad (2.91)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda en nanómetros.

La condición de coincidencia de pérdidas establece que:

$$\alpha_{\text{core}} = \alpha_{\text{SPP}}. \quad (2.92)$$

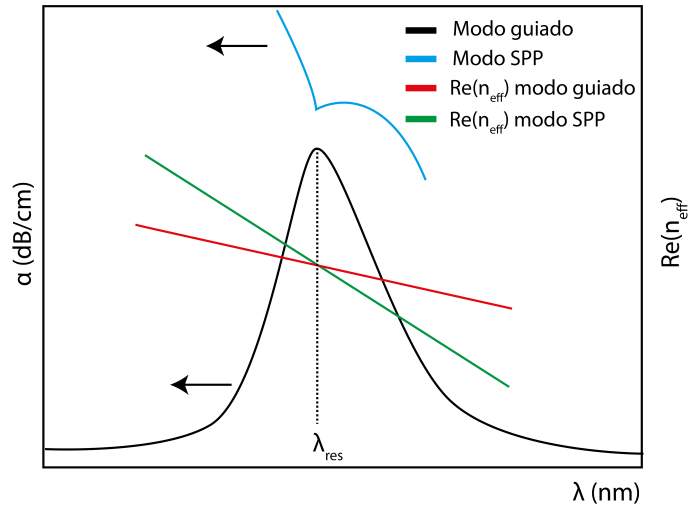
Cuando ambos modos presentan pérdidas similares, la transferencia de energía entre ellos es máxima.

### 2.5.3. Regímenes de acoplamiento

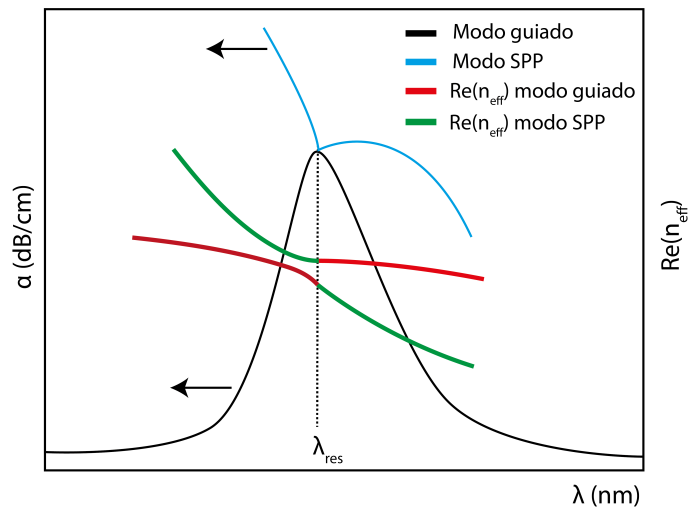
La excitación del modo SPP ocurre cuando existe un acoplamiento con el modo guiado de la fibra óptica. Este acoplamiento puede clasificarse en dos regímenes: acoplamiento incompleto y acoplamiento completo [50, 52, 53].

Cuando se satisface únicamente la condición de coincidencia de fase, es decir, cuando las partes reales de los índices efectivos del modo guiado y del modo SPP coinciden, las curvas de dispersión de ambos modos se cruzan en función de la longitud de onda, dando lugar a un comportamiento de crossing. En este régimen, la transferencia de energía desde el modo guiado hacia el modo SPP es parcial, por lo que se denomina régimen de acoplamiento incompleto. Este comportamiento se ilustra esquemáticamente en la Figura 2.12.

Por otro lado, cuando las curvas de dispersión de ambos modos se aproximan sin llegar a cruzarse, se presenta un comportamiento de anti-crossing. En este caso, las curvas se aproximan hasta alcanzar una separación mínima y, posteriormente, se separan nuevamente con la longitud de onda, intercambiando su carácter modal. En el punto de anti-crossing, las distribuciones espaciales del campo eléctrico del modo guiado y del modo SPP se vuelven muy similares. Esto es característico de un régimen de acoplamiento completo. Este comportamiento se muestra esquemáticamente en la Figura 2.13.



**Figura 2.12:** Representación esquemática del comportamiento de crossing entre el modo guiado y el modo SPP, característico de un régimen de acoplamiento incompleto.



**Figura 2.13:** Representación esquemática del comportamiento de anti-crossing entre el modo guiado y el modo SPP, característico de un régimen de acoplamiento completo.

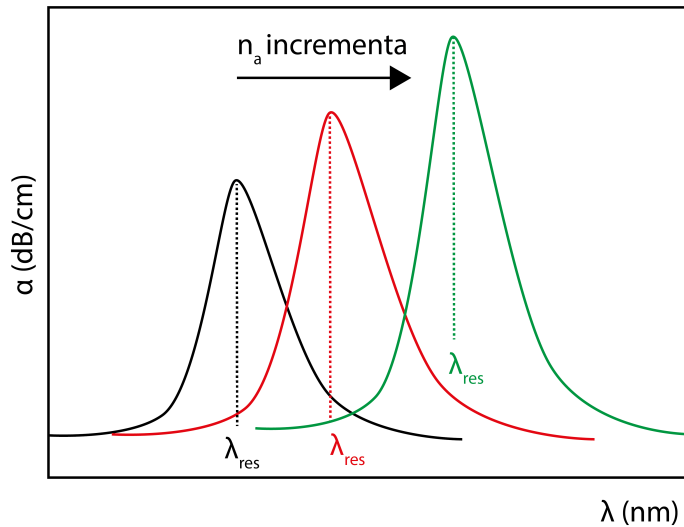
El comportamiento de anti-crossing se presenta cuando se satisface la condición de coincidencia de pérdidas. Bajo esta condición, la transferencia de energía desde el modo guiado hacia el modo SPP es máxima, lo cual se refleja tanto en los espectros de pérdidas como en la variación de las distribuciones espaciales del campo eléctrico en función de la longitud de onda.

La aparición de comportamientos de crossing o anti-crossing depende de los

parámetros del sensor, tales como las propiedades ópticas de los materiales, el espesor de la película plasmónica y la plataforma de fibra óptica empleada.

#### 2.5.4. Principio de sensado SPR

El funcionamiento de este tipo de sensores depende directamente de las propiedades ópticas del analito que rodea la película plasmónica. El modo SPP que se propaga en esa interfaz tiene un índice efectivo que depende del índice de refracción del analito. Por ello, cuando el índice de refracción del analito cambia, también lo hace el índice efectivo del modo SPP, lo que provoca un desplazamiento en la longitud de onda de resonancia ( $\lambda_{\text{res}}$ ), como se muestra en la Figura 2.14. Este desplazamiento es fundamental para cuantificar cambios en el analito y constituye la base del proceso de sensado SPR [51].



**Figura 2.14:** Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia ( $\lambda_{\text{res}}$ ) ante cambios del índice de refracción del analito ( $n_a$ ).

#### 2.5.5. Parámetros de desempeño

Para evaluar el desempeño de un sensor SPR existen diferentes parámetros que cuantifican su capacidad para detectar variaciones en el índice de refracción del

analito. Los más empleados son la sensibilidad en longitud de onda, la resolución espectral y la figura de mérito (FOM) [51]. Estos se describen a continuación.

### **Sensibilidad en longitud de onda**

La sensibilidad espectral  $S_\lambda$  mide el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia ( $\Delta\lambda_{\text{res}}$ ) debido a una variación del índice de refracción del analito ( $\Delta n_a$ ). Esta se expresa como:

$$S_\lambda = \frac{\Delta\lambda_{\text{res}}}{\Delta n_a}, \quad (2.93)$$

un valor alto implica que el sensor es capaz de detectar cambios más pequeños en el analito.

### **Resolución espectral**

La resolución en longitud de onda cuantifica el cambio mínimo en el índice de refracción que el sensor puede detectar. Se expresa como:

$$R_\lambda(\text{RIU}) = \Delta n_a \frac{\Delta\lambda_{\text{min}}}{\Delta\lambda_{\text{res}}}, \quad (2.94)$$

donde  $\Delta\lambda_{\text{min}}$  es la resolución mínima del espectrómetro, típicamente de 0.1 nm.

### **Figura de mérito (FOM)**

La FOM es un parámetro que proporciona una medida más precisa de qué tan distinguible es la curva de resonancia. Incorpora simultáneamente la sensibilidad y el ancho espectral de la curva. Se define como:

$$\text{FOM} = \frac{S_\lambda}{\text{FWHM}}, \quad (2.95)$$

donde FWHM (Full Width at Half Maximum) es el ancho espectral de la curva medido a la mitad de la pérdida máxima.

# Capítulo 3

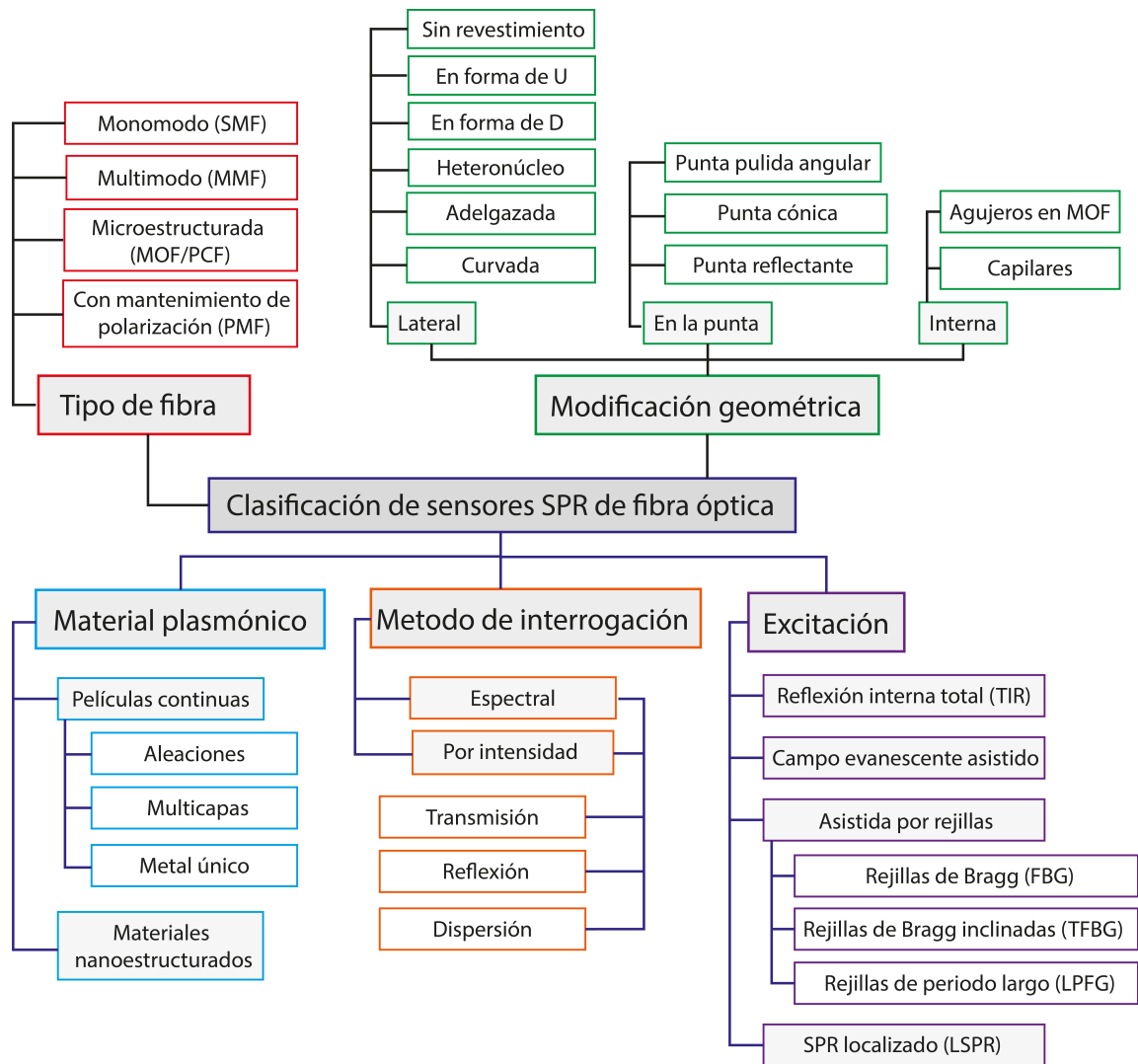
## Estado del arte de sensores SPR basados en fibra óptica

### 3.1. Clasificación de sensores SPR de fibra óptica

Los sensores SPR basados en fibra óptica se han desarrollado considerablemente debido a la necesidad de plataformas miniaturizadas, altamente sensibles y compatibles con la detección remota [13, 54]. Existen diversas formas de excitar modos SPP mediante fibra óptica, lo que ha dado lugar al desarrollo de numerosas configuraciones de sensores.

Estos pueden clasificarse según distintos criterios, tales como el tipo de fibra óptica empleada, las modificaciones geométricas realizadas en la fibra, el material plasmónico utilizado, el mecanismo de excitación SPR y el método de interrogación óptica [15–17, 55, 56]. En la Figura 3.1 se muestra una clasificación general basada en estos criterios.

Se han reportado sensores SPR basados en fibras monomodo (SMF), que permiten la interacción con un único modo guiado, lo que favorece un sensado más controlado [57–62]. Asimismo, se han reportado sensores empleando fibras multimodo (MMF), cuyo mayor diámetro de núcleo facilita la realización de modificaciones

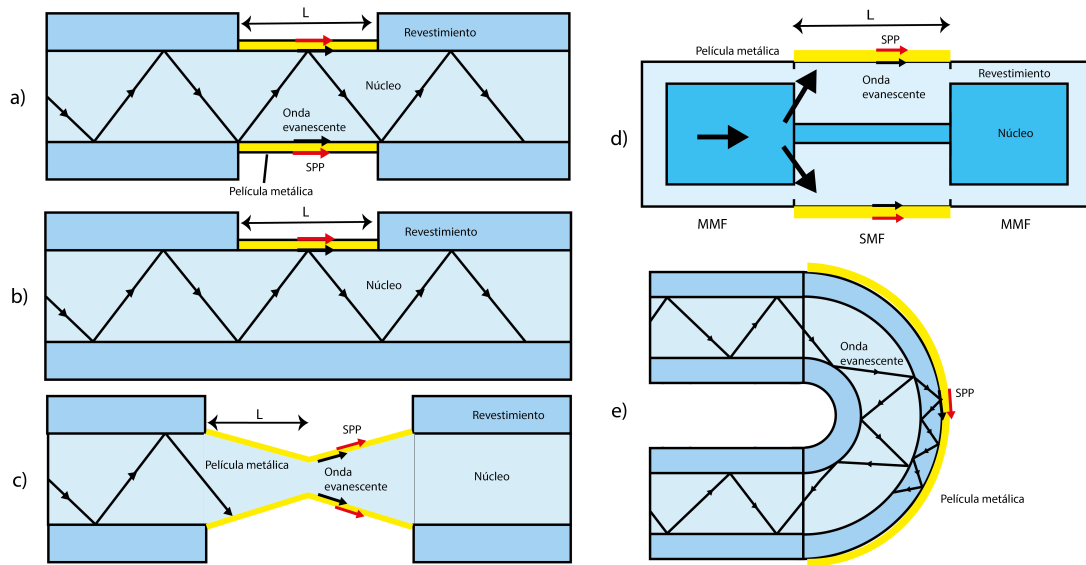


**Figura 3.1:** Clasificación general de los sensores SPR de fibra óptica según el tipo de fibra, las modificaciones geométricas, el material plasmónico, el método de interrogación y el mecanismo de excitación.

geométricas para acceder al campo evanescente, haciéndolas adecuadas para aplicaciones de biosensado, monitoreo ambiental y detección de gases [28, 63–66]. Por otro lado, las fibras microestructuradas o de cristal fotónico (MOF/PCF) presentan un arreglo periódico de microagujeros en el revestimiento que permite un confinamiento controlado de la luz, ofreciendo una alta flexibilidad de diseño y la posibilidad de optimizar el acoplamiento modal mediante el ajuste geométrico [67–71]. También se han reportado sensores basados en fibras con mantenimiento de polarización

(PMF) [72, 73].

Otra forma de clasificación se basa en la modificación geométrica de la fibra. Entre las configuraciones más reportadas se encuentran las fibras sin revestimiento, en forma de D y de U, adelgazadas, con heteronúcleo y curvadas. Algunas de estas modificaciones se muestran en la Figura 3.2. Las modificaciones geométricas pueden realizarse a lo largo de la fibra, en la punta o en su estructura interna, como en el caso de MOF con agujeros o capilares [17].



**Figura 3.2:** Modificaciones geométricas típicas en sensores SPR de fibra óptica: (a) sin revestimiento, (b) en forma de D, (c) adelgazada, (d) heteronúcleo, y (e) en forma de U.

En cuanto al material plasmónico, se han propuesto estructuras multicapa, aleaciones y materiales nanoestructurados, como nanopartículas metálicas de diversas geometrías, con la finalidad de mejorar la respuesta del sensor, ampliar el rango espectral de operación o reducir costos [74–76].

Por otro lado, el mecanismo de excitación más empleado en sensores es la reflexión interna total (TIR) o el campo evanescente asistido por modificación geométrica. Otra forma de excitación es mediante rejillas de Bragg de fibra (FBG), que básicamente consiste en una estructura con una variación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra, que actúa como un filtro selectivo que refleja una longitud de

onda específica. Hay dos variantes de estas estructuras: las rejillas de fibra de período largo (LPFG) [77–79] y las rejillas de Bragg de fibra inclinada (TFBG) [80–82], que permiten acoplar los modos guiados en el núcleo hacia el revestimiento, facilitando el acoplamiento con modos SPP [83].

Finalmente, los métodos de interrogación óptica se basan principalmente en cambios espectrales o en la intensidad. En la interrogación espectral se mide el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia, ofreciendo mayor estabilidad y resolución. En la interrogación por intensidad se monitorea la variación de la potencia óptica, siendo el esquema más simple y de menor costo, aunque es más sensible a variaciones de la fuente [17].

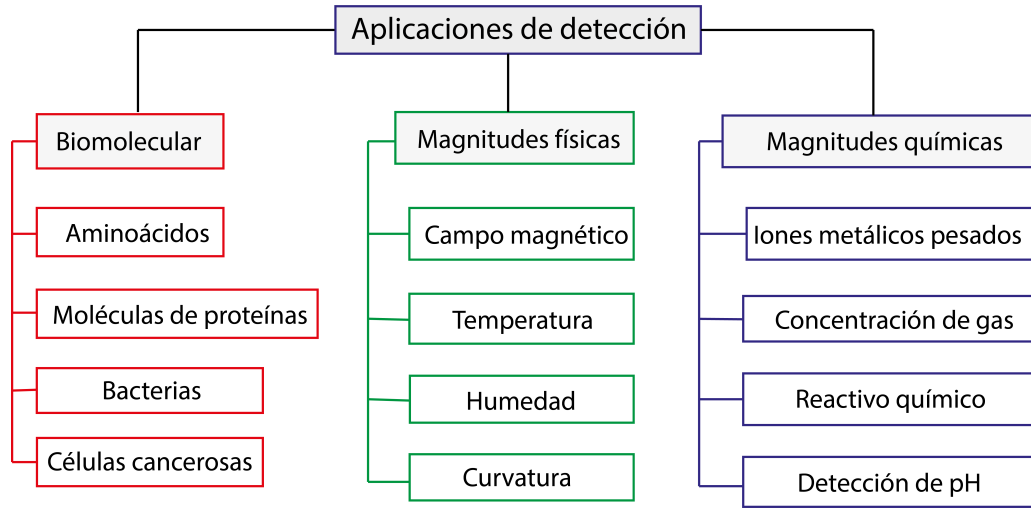
## 3.2. Aplicaciones

Los sensores SPR de fibra óptica han encontrado aplicaciones en la detección biomolecular, química y física [84]. Algunas de ellas se muestran en la Figura 3.3.

En el ámbito biomolecular, es común funcionalizar la superficie del sensor con elementos capaces de reconocer el analito de interés mediante afinidad específica, como anticuerpos [85], enzimas [86] o secuencias de ácidos nucleicos [87]. Esta interacción produce cambios en el índice de refracción del entorno, lo que se manifiesta en variaciones de la respuesta SPR. Entre las aplicaciones reportadas se encuentran la detección de proteínas [88, 89], ácidos nucleicos como DNA, cDNA, mRNA y microRNA [90–93], moléculas de interés biomédico [94–97], así como bacterias [98], virus [99] y células cancerosas [100].

En aplicaciones químicas, el proceso de detección es similar, ya que se miden variaciones del índice de refracción debido a reacciones químicas o procesos de adsorción en la superficie del sensor. Estas aplicaciones incluyen la detección de gases [101], la identificación de metales pesados [102, 103], así como el monitoreo de cambios de pH [104].

Por otra parte, también se emplean en la medición de parámetros físicos como la temperatura [105], la humedad [106], el campo magnético [107] y la curvatura [108]. Por lo general, el parámetro físico modifica las propiedades ópticas del sensor, ya sea cambiando el índice de refracción del entorno, las propiedades del material plasmónico o las condiciones de acoplamiento modal, generando una variación medible en la respuesta SPR.



**Figura 3.3:** Algunas aplicaciones de los sensores SPR de fibra óptica clasificadas según el tipo de magnitud: biomolecular, química y física.

### 3.3. Materiales plasmónicos

El material plasmónico influye directamente en la posición de la respuesta SPR, así como en las condiciones de acoplamiento y en el desempeño general del sensor. Los metales nobles siguen siendo la opción más estudiada en estos dispositivos. En particular, el Au es el material más utilizado debido a su alta estabilidad química, resistencia a la corrosión y buena biocompatibilidad, lo que lo hace adecuado para aplicaciones biomédicas y de biosensado. Sin embargo, presenta mayores pérdidas ópticas intrínsecas que la Ag, lo que puede reducir la eficiencia de acoplamiento. Por otra parte, la Ag presenta menores pérdidas ópticas y resonancias más profundas, lo que resulta en un mejor desempeño en términos de sensibilidad. Sin embargo, es

susceptible a la oxidación en ambientes abiertos o acuosos, degradando su respuesta SPR. Además, su posible carácter citotóxico limita su uso en algunos sistemas biológicos [69].

También se han empleado otros metales como el aluminio (Al) [109], el cobre (Cu) [110] y el platino (Pt) [111]. Aunque su uso es menor, se utilizan debido a su rango espectral de operación distinto o a su costo relativamente bajo, según el material.

Por otro lado, la inclusión de materiales dieléctricos como el dióxido de titanio ( $\text{TiO}_2$ ) [112] o el pentóxido de tántalo ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) [113] se ha empleado para mejorar el acoplamiento y ajustar la respuesta espectral.

En los últimos años se han estudiado alternativas a los metales nobles, como los óxidos conductores transparentes (TCOs). Estos materiales son transparentes en el rango visible y presentan alta conductividad eléctrica, así como propiedades plasmónicas ajustables. Una de las principales razones de su interés es que su respuesta plasmónica se localiza en el infrarrojo cercano (NIR) y en el infrarrojo medio (MIR). Algunos de estos materiales son el óxido de indio dopado con estaño (ITO) [18], el óxido de zinc dopado con aluminio (AZO) [114], el óxido de zinc dopado con galio (GZO) [115] y el óxido de estaño dopado con flúor (FTO) [116]. En estos materiales, la longitud de onda de resonancia puede modularse a partir del ajuste de la densidad de portadores de carga, lo que los convierte en opciones económicas y químicamente estables para aplicaciones de biosensado y detección química.

En años más recientes, se han investigado materiales bidimensionales emergentes, como los MXenes, propuestos como alternativas plasmónicas [117, 118], así como los dicalcogenuros de metales de transición (TMDs) empleados para mejorar el rendimiento del sensor [119]. No obstante, su estabilidad y su fabricación siguen presentando desafíos para su integración en estos sensores.

### 3.4. Trabajos previos con ITO

Se ha reportado una gran variedad de sensores SPR donde el ITO ha sido empleado como material plasmónico. El objetivo de esta sección es identificar las distintas geometrías propuestas, así como los resultados cuantitativos más relevantes, con el fin de establecer el estado actual del uso del ITO en plataformas de fibra óptica y contextualizar la contribución de este trabajo.

Una de las plataformas más estudiadas son las PCF, debido a que permiten manipular el confinamiento de la luz de forma controlada mediante el ajuste geométrico interno de la fibra. Es por esto que diversas estructuras de fibra óptica han sido propuestas para mejorar el acoplamiento modal entre el modo guiado y el modo SPP. En esta línea, Q. Liu et al. (2019) diseñaron numéricamente una PCF cuasi-cristalina con núcleo excéntrico recubierta con ITO, donde la asimetría estructural permite intensificar el acoplamiento modal, alcanzando una sensibilidad de hasta 21,100 nm/RIU [43]. En un trabajo posterior, los mismos autores (2020) propusieron numéricamente una PCF con ocho orificios de aire dispuestos de forma rectangular, reportando sensibilidades de hasta 35,000 nm/RIU en el rango de RI de 1.26 a 1.28 [45]. De forma similar, J. N. Dash y R. Jha (2014) propusieron teóricamente una PCF de polimetilmetacrilato (PMMA) con ajuste de fase mediante un orificio central y agujeros alternos en la segunda capa recubiertos con ITO, alcanzando una sensibilidad de 2,000 nm/RIU a una longitud de onda de  $\sim 1550$  nm [44].

Otra estrategia es formar fibras con forma de D que permitan depositar el ITO sobre la superficie más cercana al núcleo. En este contexto, T. Huang (2017) propuso una PCF de red hexagonal, alcanzando una sensibilidad de hasta 6,000 nm/RIU [120], mientras que C. Liu et al. (2020) optimizaron numéricamente el espesor de ITO en una PCF tipo D, alcanzando 15,000 nm/RIU [121]. Posteriormente, W. Liu et al. (2022) emplearon una red cuadrada de orificios de aire para la detección de RI altos en el rango NIR, logrando una sensibilidad de hasta 60,000 nm/RIU [122]. En esta misma línea, J. N. Dash y R. Jha (2016) propusieron teóricamente una PCF

birrefringente tipo D que evita el relleno de huecos y facilita la deposición del ITO, alcanzando una sensibilidad de hasta 17,000 nm/RIU [123]. Asimismo, J. Tian et al. (2021) introdujeron numéricamente una monocapa de grafeno sobre el ITO en una PCF cuasi-D con dos orificios elípticos junto al núcleo para inducir birrefringencia, alcanzando 12,000 nm/RIU [124], mientras que V. Kaur y S. Singh (2020) estudiaron numéricamente una bicapa ITO/ZnO en una PCF tipo D, reportando 10,000 nm/RIU [125]. Asimismo, P. Bing et al. (2023) sugirieron una PCF tipo D con microcanales laterales integrados, alcanzando sensibilidades de 25,000 nm/RIU [126]. W. An et al. (2023) diseñaron numéricamente una PCF de forma de abanico con canales laterales curvos que funcionan como región de acoplamiento, alcanzando 10,500 nm/RIU [127]. Y. Fei et al. (2024) propusieron numéricamente un diseño de doble núcleo con un agujero elíptico adicional para mejorar el acoplamiento modal, reportando una sensibilidad de hasta 29,300 nm/RIU [128]. H. Pan et al. (2024) propusieron teóricamente una PCF de clúster tetragonal, donde un orificio de aire rectangular central genera una asimetría que permite la operación en doble polarización, alcanzando sensibilidades de hasta 31,500 nm/RIU [129]. Más recientemente, Y. Fei et al. (2025) propusieron numéricamente una PCF tipo D de doble núcleo donde la configuración dual-core incrementa el acoplamiento modal, alcanzando una sensibilidad de hasta 22,100 nm/RIU [130].

El efecto SPR también ha sido empleado con otros fines. Por ejemplo, R. A. Shima et al. (2020) propusieron numéricamente un filtro de polarización SPR basado en una PCF tipo D con recubrimiento bimetálico Au/ITO para lograr discriminación de polarización mediante pérdidas selectivas [42].

Por otro lado, el ITO también ha sido estudiado en configuraciones basadas en fibras convencionales. R. K. Verma y B. D. Gupta (2010) propusieron teóricamente un sensor SPR basado en una MMF sin revestimiento recubierta con ITO, demostrando una sensibilidad de 1,310 nm/RIU, aproximadamente 60% mayor que la de un sensor equivalente pero usando oro [18]. En esta misma línea, Y. Wang et al. (2017) propusieron teóricamente un sensor SPR basado en una fibra de dos modos

pulida lateralmente recubierta con ITO, operando en la región NIR, y reportaron una sensibilidad de aproximadamente 10,400 nm/RIU [19]. S. Singh y B. D. Gupta (2010) analizaron teóricamente sensores SPR con materiales compuestos modelados mediante Maxwell-Garnett [131]. Experimentalmente, C. R. Zamarreño et al. (2010) desarrollaron un refractómetro basado en fibra con revestimiento plástico recubierta con ITO, reportando sensibilidades promedio de 3,125 nm/RIU [132]. Más recientemente, W. Lin et al. (2025) demostraron experimentalmente un sensor SPR operando en el rango MIR mediante una MMF tipo D recubierta con ITO, con una sensibilidad de 1065.70 nm/RIU [27].

Posteriormente, diversas configuraciones multicapa han sido propuestas para mejorar la respuesta espectral. Sharma et al. (2013) estudiaron teóricamente una bicapa ITO/Au que genera dos resonancias espectrales [133]. S. Shukla et al. (2015) propusieron teóricamente una bicapa ITO/ZnO, mostrando mejoras en la sensibilidad [134], mientras que V. Kapoor et al. (2019) demostraron experimentalmente incrementos de hasta 20 % mediante el uso de ZnO [135]. A. K. Mishra y S. K. Mishra (2015) propusieron teóricamente estructuras multicapa ITO/TiO<sub>2</sub>/Si para mejorar el confinamiento del campo [136]. En otro trabajo del mismo año, estos autores plantearon teóricamente una configuración con revestimiento primario de nitrógeno y recubrimiento de ITO sobre la sílice secundaria [137]. Asimismo, A. Patnaik et al. (2015) reportaron numéricamente una SMF tipo D recubierta con ITO/grafeno, alcanzando una sensibilidad máxima de 5,700 nm/RIU [58].

El uso del ITO también ha sido estudiado en aplicaciones específicas de sensado químico y biológico mediante la incorporación de capas funcionales sobre la superficie activa. En este contexto, S. K. Mishra y B. D. Gupta (2012) desarrollaron experimentalmente sensores para la detección de hidrógeno [138]; posteriormente, propusieron configuraciones experimentales similares recubiertas con polianilina y bromocresol púrpura (BCP) para la detección de concentraciones de amoníaco, NH<sub>3</sub> [139, 140]. Asimismo, los mismos autores (2013) desarrollaron experimentalmente un sensor SPR de pH mediante una estructura Ag/ITO/hidrogel [141].

Por otro lado, el ITO se ha empleado en plataformas de biosensado. Q. Wang et al. (2019) demostraron experimentalmente un biosensor SPR basado en una bicapa Cu/ITO para la detección de albúmina sérica bovina (BSA) [19]. De forma similar, S. K. Mishra y A. K. Mishra (2021) reportaron experimentalmente una MMF recubierta con ITO y una matriz polimérica PAH/PAA, con una sensibilidad máxima de 10.28  $\mu\text{m}/\text{RIU}$  [142].

En configuraciones basadas en la resonancia de plasmones superficiales localizados (LSPR), M. Rani et al. (2013) reportaron una sensibilidad máxima de 6,240 nm/RIU empleando nanopartículas de ITO, superando al Au, Ag y Cu bajo las mismas condiciones [143].

### 3.5. Contribución del presente trabajo

La revisión realizada muestra que los sensores SPR basados en ITO se han enfocado, en su mayoría, en configuraciones tipo D, estructuras birrefringentes y diseños de doble núcleo dentro de arquitecturas de PCF. En el caso de fibras convencionales, los estudios se han centrado en configuraciones tipo D o en fibras sin revestimiento, con el propósito de intensificar el acoplamiento modal entre el modo guiado y el modo SPP.

Sin embargo, las estructuras de fibra óptica multinúcleo han sido escasamente estudiadas en el contexto de sensores SPR con ITO. Las estructuras de fibra óptica analizadas en este trabajo, correspondientes a una fibra de doble núcleo concéntrico (DCCF) y una fibra óptica de siete núcleos (SCF), no han sido reportadas previamente para este tipo de aplicación. A diferencia de las configuraciones convencionales, estas estructuras incorporan el acoplamiento entre núcleos como un mecanismo adicional para controlar la distribución espacial del campo eléctrico del supermodo guiado y, con ello, favorecer la interacción con el modo SPP.

Adicionalmente, se estudia una configuración basada en SMF con revestimiento

parcialmente reducido, la cual tampoco ha sido reportada para sensores SPR con ITO. Esta estructura sirve como referencia y permite comparar el comportamiento modal frente a las arquitecturas multinúcleo.

De esta manera, el presente estudio amplía el conjunto de plataformas de fibra óptica investigadas en sensores SPR basados en ITO y abre la posibilidad de aprovechar la interacción entre núcleos para obtener diferentes supermodos guiados y distribuciones espaciales del campo eléctrico, analizando más allá de las estrategias geométricas convencionales.

# Capítulo 4

## Metodología general de simulación numérica

En este capítulo se describe el procedimiento seguido para la simulación numérica de los sensores SPR de fibra óptica recubiertos con ITO analizados en este trabajo. Se presenta la ecuación de onda que describe la propagación modal, así como las propiedades ópticas de los materiales empleados. Posteriormente, se muestra de forma ordenada el proceso general de modelado y solución en COMSOL Multiphysics. Finalmente, se describen las variables de simulación evaluadas y los parámetros utilizados para cuantificar el desempeño de cada sensor, estableciendo la metodología para interpretar los resultados de los siguientes capítulos.

### 4.1. Ecuación de onda a resolver

En este trabajo se realizaron simulaciones numéricas de tres sensores SPR de fibra óptica recubiertos con ITO, empleando el módulo *Electromagnetic Waves, Frequency Domain* de COMSOL Multiphysics. Este módulo nos permite resolver las ecuaciones de Maxwell para las secciones transversales de los sensores mediante el método de elementos finitos (FEM).

El enfoque empleado es un *análisis modal*, el cual permite obtener los modos de

propagación del sistema y su índice efectivo complejo asociado. La ecuación de onda empleada por COMSOL corresponde a la ecuación (2.16). Al considerar  $\varepsilon_r = n^2$  y  $\sigma = 0$ , dicha ecuación se simplifica a:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) - k_0^2 n^2(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (4.1)$$

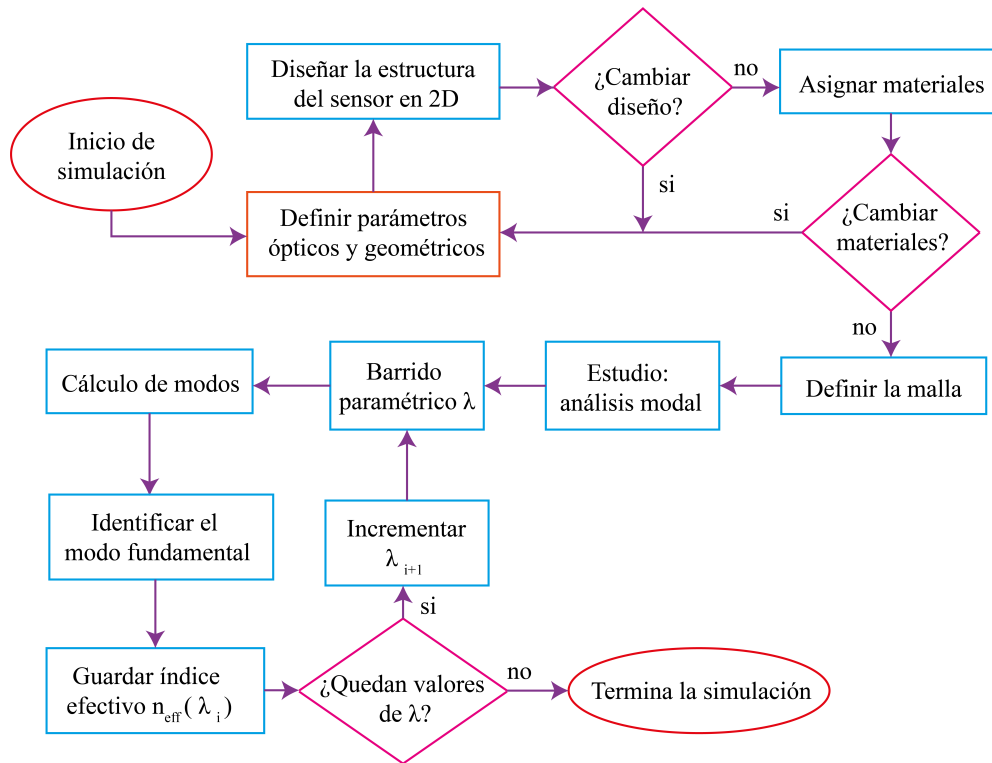
Las propiedades ópticas de los materiales se incorporaron mediante su índice de refracción, definido a partir de los modelos presentados en la sección 2.2. En el caso del ITO se utilizó el modelo de Drude expresado en la ecuación (2.60), considerando los parámetros listados en la Tabla 2.6. Por otra parte, para modelar las estructuras de fibra óptica se utilizó la ecuación de Sellmeier indicada en (2.61), con los parámetros mostrados en la Tabla 2.7. En particular, para los núcleos de fibra se consideró sílice dopada con 3.1 % de GeO<sub>2</sub>, mientras que para los revestimientos se empleó sílice pura.

## 4.2. Proceso de simulación en COMSOL

Para comprender el proceso de simulación llevado a cabo, en la Figura 4.1 se muestra un diagrama de flujo que sintetiza el procedimiento seguido para la simulación numérica de los sensores analizados.

El proceso inicia con la definición de los parámetros ópticos y geométricos del sistema, es decir, las propiedades ópticas y variables asociadas con la construcción del sensor, seguido del diseño en 2D de la estructura y la asignación de los materiales en los distintos dominios.

Para evitar reflexiones no deseadas en los bordes del sistema, se añadió una capa perfectamente adaptada (PML) en la región exterior del sistema. Esta capa absorbe la luz que llega a los bordes del dominio, de modo que se simule un espacio abierto. Las PML se definieron con un espesor suficiente para garantizar la estabilidad de los valores numéricos obtenidos. Una vez construida la geometría, se discretiza el espacio, lo cual es esencial para resolver la ecuación de onda mediante el FEM. La



**Figura 4.1:** Diagrama de flujo del procedimiento seguido en COMSOL Multiphysics para la simulación de los sensores SPR de fibra óptica.

calidad de la malla influye directamente en la precisión de los resultados. Por ello, es conveniente generar un mallado fino especialmente en la interfaz metal-dieléctrico, donde se localizan los modos SPP y se determina la respuesta del sensor.

Posteriormente, se asigna el estudio correspondiente, que en este caso consiste en un análisis modal. Se incorporó un barrido paramétrico de la longitud de onda dentro del rango de 1000 a 3000 nm, correspondiente al rango IR. Para cada valor de  $\lambda$  se encuentran los modos guiados y se identifica el modo fundamental a partir de su índice efectivo, su distribución del campo eléctrico y su estado de polarización. Este modo se reconoce por tener el valor más alto de  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  y por mostrar una distribución de intensidad del campo eléctrico concentrada en el centro del núcleo y el estado de polarización esperado. Una vez identificado, se guarda su índice efectivo complejo y el procedimiento continúa hasta completar el barrido espectral, lo que concluye la simulación.

### 4.3. Variables de simulación y evaluación del desempeño del sensor

En las simulaciones realizadas se consideraron dos parámetros principales: el espesor de la película de ITO y el índice de refracción (RI) del analito. Ambos parámetros influyen en la excitación del modo SPP y, por tanto, en la respuesta espectral y en las pérdidas por confinamiento asociadas al modo guiado (o supermodo) de interés.

El espesor de la película de ITO se varió con el fin de analizar su efecto sobre la eficiencia de acoplamiento entre el modo guiado y el modo SPP, la distribución de la intensidad del campo eléctrico y las pérdidas por confinamiento. Este análisis permite identificar espesores que optimicen el desempeño del sensor. Por otro lado, el RI del analito se varió dentro del intervalo de 1.30 a 1.40, con incrementos de 0.01, valores típicos en aplicaciones de sensado químico y biológico. Para cada valor de RI, se realizó el barrido paramétrico en la longitud de onda, obteniéndose la curva de pérdidas por confinamiento asociada al modo guiado.

A partir de estas curvas, fue posible calcular los parámetros de desempeño descritos en la sección 2.5.5: la sensibilidad, la resolución espectral, así como el FWHM y el FOM. Adicionalmente, se verificaron las condiciones de acoplamiento (coincidencia de fase y de pérdidas) para determinar el régimen de operación del sensor. Este análisis permite evaluar la eficiencia de cada estructura de fibra óptica propuesta, las cuales se abordarán en los siguientes capítulos.

# Capítulo 5

## Sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO

### 5.1. Introducción

La fibra óptica monomodo (SMF) se ha empleado ampliamente en sensores SPR, ya que ofrece ventajas frente a configuraciones convencionales basadas en prismas, tales como alta sensibilidad, miniaturización, inmunidad a interferencias electromagnéticas, capacidad de monitorización en tiempo real y un límite de detección más bajo [144]. En comparación con otras fibras, como las fibras multimodo (MMF), que soportan una gran cantidad de modos guiados, que pueden excitar múltiples modos SPP, lo que resulta en una respuesta espectral SPR más ancha. Por otro lado, la SMF soporta un único modo, el modo fundamental, lo que favorece la excitación de un único modo SPP y, por tanto, una respuesta SPR más estrecha, favoreciendo la obtención de una mejor resolución y precisión de detección [29].

Para excitar el modo SPP en configuraciones basadas en SMF, generalmente se modifica la forma de la fibra. Por ejemplo, se ha reportado el efecto SPR mediante la curvatura de la fibra, donde el doblamiento provoca una fuga de luz en forma de onda evanescente hacia el revestimiento. En este tipo de configuraciones, la magnitud del campo evanescente depende de la curvatura, haciendo que la respuesta SPR sea

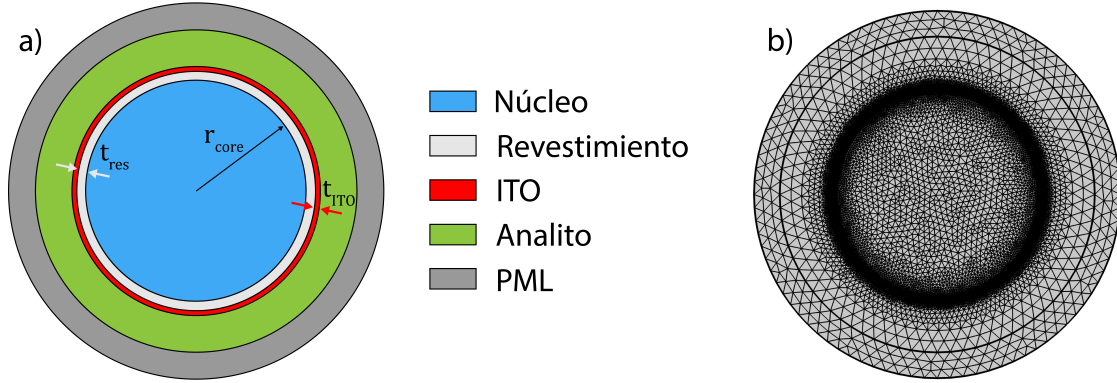
sensible a la curvatura de la fibra [108].

Una de las geometrías más empleadas es la fibra en forma de D, donde se remueve una parte del revestimiento mediante pulido lateral en una sección de la fibra, dándole una sección transversal en forma de D. Esto permite el acceso al campo evanescente de la región plana de la fibra. Se han reportado sensores SPR en esta estructura recubiertas con capas metálicas como Au y Ag, donde se analiza el impacto del espesor del metal, el espesor del revestimiento residual, el RI del analito, entre otros parámetros, sobre la respuesta SPR [29, 50, 144, 145]. Asimismo, el ITO ya ha sido implementado como material plasmónico en esta geometría, junto con grafeno para mejorar la respuesta SPR [58]. Además, se ha demostrado que esta geometría puede operar en distintos regímenes de acoplamiento modal, mostrando comportamientos de crossing y anti-crossing, lo que permite optimizar el desempeño del sensor [50].

Otra geometría propuesta es el adelgazamiento químico mediante el proceso de etching, en el cual una sección de la SMF se somete a un desgaste con ácido fluorhídrico para reducir el espesor del revestimiento, teniendo acceso al campo evanescente del modo guiado [146]. Se han realizado simulaciones de sensores que emplean fibras sin revestimiento recubiertas con nanopartículas metálicas, dando lugar a sensores basados en la resonancia de plasmones superficiales localizados (LSPR). Se ha reportado el uso de nanopartículas de oro, modeladas como una película con espesores de 40 – 50 nm, donde se evalúa la respuesta del sensor frente a distintos medios como agua, aire y tejidos biológicos [147, 148]. También se ha estudiado el uso de nanopartículas de plata como película con un espesor de 50 nm, donde se ha evaluado la respuesta del sensor ante diferentes analitos como agua, alcoholes y tejidos biológicos [149].

En este contexto, se propone un sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO, dado que aún no se ha explorado la implementación de ITO en configuraciones de fibra óptica con revestimiento reducido. Aunque se trata de una estructura simple, es adecuada para estudiar la respuesta SPR del ITO. En la siguiente sección se presenta el diseño estructural del sensor propuesto.

## 5.2. Diseño estructural



**Figura 5.1:** Estructura del sensor SPR de fibra óptica monomodo con recubrimiento de ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica.

La Figura 5.1a muestra el diseño transversal del sensor SPR de fibra óptica monomodo analizado. La estructura corresponde a una fibra monomodo estándar, cuyo núcleo se encuentra rodeado por un revestimiento residual de espesor  $t_{res}$ , sobre el cual se encuentra una película delgada de ITO de espesor  $t_{ITO}$ . La región externa que rodea la estructura corresponde al analito. Finalmente, todo el dominio es rodeado por una PML para evitar reflexiones artificiales en los bordes.

En la Figura 5.1b se presenta el mallado utilizado en las simulaciones. La malla se refinó en las interfaces donde se encuentra presente el ITO, debido a la fuerte variación espacial del campo eléctrico en estas regiones. En las demás zonas se utilizó un mallado más grueso para reducir el costo computacional sin afectar la precisión de los resultados.

Los parámetros geométricos utilizados se resumen en la Tabla 5.1. El radio del núcleo se fijó en  $4.1 \mu\text{m}$ , mientras que el espesor del revestimiento residual se varió entre 0 y  $1 \mu\text{m}$  para analizar su impacto en la respuesta del sensor. El espesor de la película de ITO se estudió en el rango de 10 a 40 nm, con incrementos de 5 nm, y posteriormente en 50, 60 y 70 nm, con el fin de evaluar su impacto en el rango

dinámico de RI estudiado.

El espesor del analito se fijó en  $2 \mu\text{m}$ , lo suficiente para garantizar que el modo SPP se encuentre dentro del dominio. Finalmente, la PML se definió con un espesor de  $1 \mu\text{m}$ .

**Tabla 5.1:** Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO.

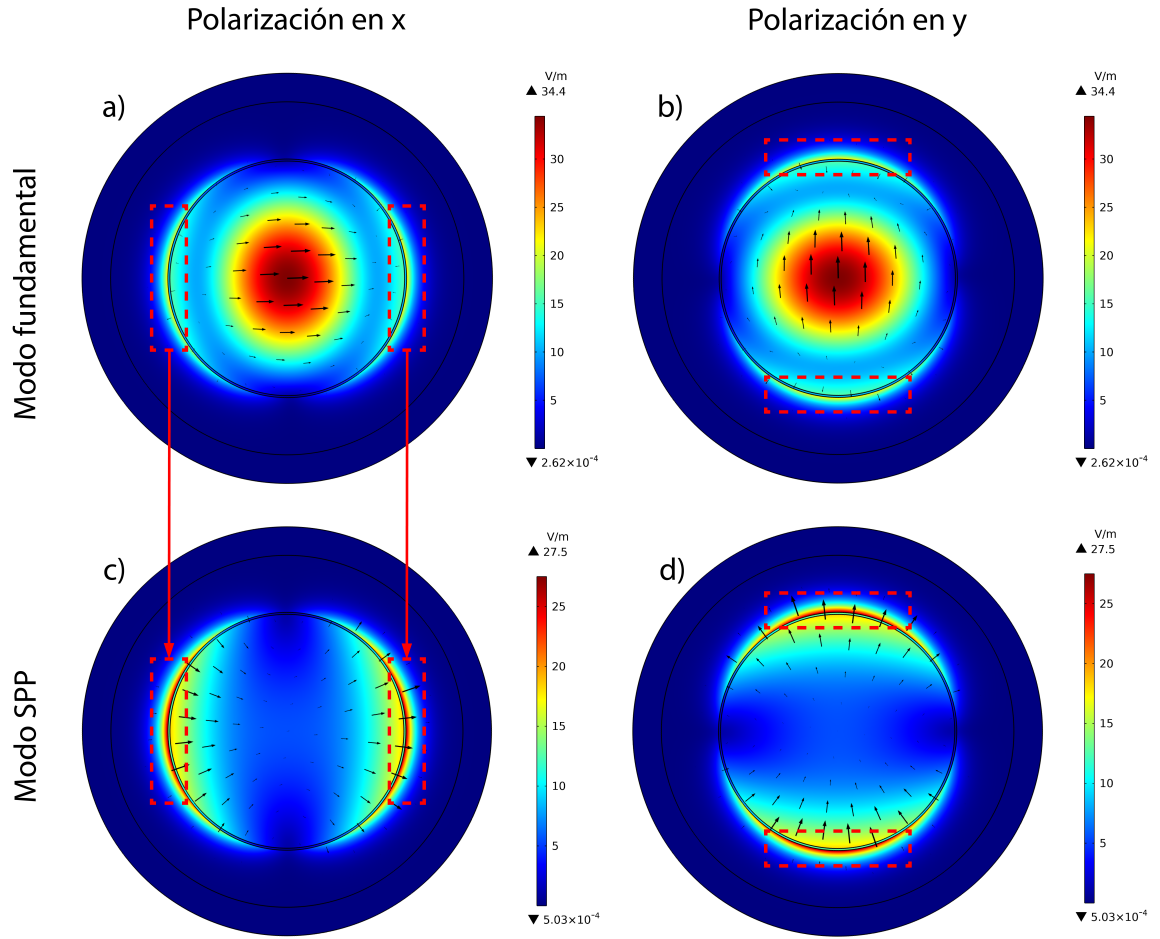
Parámetro	Valor
Radio del núcleo ( $r_{\text{core}}$ )	$4.1 \mu\text{m}$
Espesor de revestimiento residual ( $t_{\text{res}}$ )	$0 - 1 \mu\text{m}$
Espesor de la película de ITO ( $t_{\text{ITO}}$ )	$10 - 40, 5 \text{ nm}; 50, 60 \text{ y } 70 \text{ nm}$
Espesor del analito	$2 \mu\text{m}$
Espesor PML	$1 \mu\text{m}$

### 5.3. Modo fundamental y SPP

La Figura 5.2 muestra la distribución de intensidad del campo eléctrico del modo fundamental y del modo SPP correspondiente, para ambos estados de polarización, considerando un espesor de ITO de  $70 \text{ nm}$ , un revestimiento residual nulo, una longitud de onda de  $1500 \text{ nm}$  y un RI de  $1.30$ . Las Figuras 5.2a y 5.2b corresponden al modo fundamental para polarizaciones en  $x$  y  $y$ , respectivamente. El campo eléctrico se encuentra fuertemente confinado en el núcleo de la fibra, con una distribución casi simétrica, ligeramente deformada en la dirección de la polarización.

En contraste, las Figuras 5.2c y 5.2d muestran el modo SPP correspondiente a las mismas polarizaciones. A diferencia del modo fundamental, la intensidad del campo se concentra únicamente en regiones específicas de la interfaz ITO-analito. Esta localización se debe a que la excitación de un SPP requiere una componente del campo eléctrico normal a dicha interfaz. Esto explica por qué, por ejemplo, en

la polarización en  $x$ , el modo SPP se observa principalmente en los lados izquierdo y derecho de la estructura.



**Figura 5.2:** Distribuciones de intensidad del campo eléctrico del modo fundamental y del modo SPP para  $t_{ITO} = 70$  nm,  $t_{res} = 0$   $\mu$ m,  $\lambda = 1500$  nm y RI = 1.30. (a)-(b) Modo fundamental para polarización en x e y; (c)-(d) modo SPP para las mismas polarizaciones.

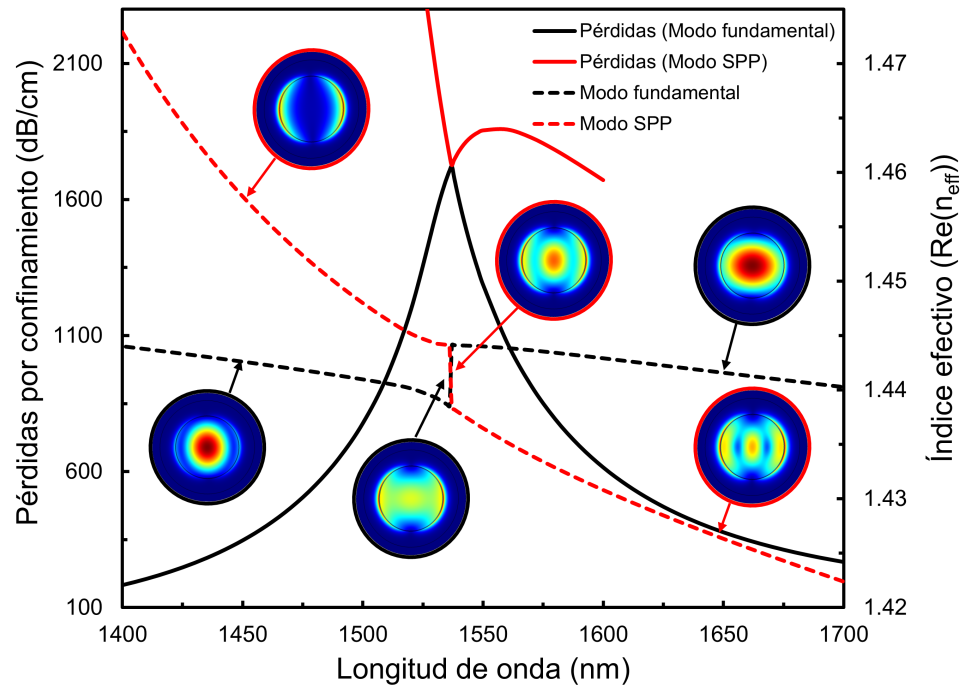
Además, en la distribución del campo eléctrico del modo fundamental se observa una pequeña fracción del campo localizada en la interfaz ITO-analito, indicada mediante los recuadros rojos. Esta coincidencia espacial con las regiones de máxima intensidad del modo SPP evidencia un acoplamiento modal, mostrando el fenómeno SPR. La eficiencia de dicho acoplamiento se analizará en las siguientes secciones.

Finalmente, debido a la simetría geométrica de la estructura del sensor, ambos estados de polarización presentan la misma respuesta. En las siguientes secciones,

basta con analizar solo uno de ellos.

## 5.4. Condiciones de acoplamiento

La Figura 5.3 presenta las pérdidas por confinamiento y la parte real del índice efectivo de ambos modos, junto con los mapas de campo correspondientes a diferentes longitudes de onda, lo que permite analizar las condiciones de acoplamiento del sensor para el caso  $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ ,  $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$  y  $\text{RI} = 1.30$ .



**Figura 5.3:** Pérdidas por confinamiento y  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  del modo fundamental y del modo SPP para  $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ ,  $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$  y  $\text{RI} = 1.30$ . Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal a distintas longitudes de onda.

La curva de pérdidas del modo fundamental presenta un pico bien definido alrededor de  $\lambda = 1537 \text{ nm}$ , que corresponde a la longitud de onda de resonancia, donde se alcanza la máxima transferencia de energía al modo SPP. Esta resonancia puede producirse ya sea cuando se cumple la condición de coincidencia de fase, o bien

cuando dichas curvas se aproximan sin cruzarse, dando lugar a lo que se denomina régimen de anti-crossing.

En este caso, se observa que las curvas de dispersión de ambos modos se aproximan en este punto y presentan un comportamiento de anti-crossing. Al mismo tiempo, las pérdidas de ambos modos convergen, por lo que se satisface la condición de coincidencia de pérdidas. Bajo estas condiciones, el sensor opera en un régimen de acoplamiento completo.

Este comportamiento se refleja en la evolución espectral de los campos. Antes de la resonancia, el modo fundamental se encuentra confinado en el núcleo. A medida que la longitud de onda se aproxima al punto de resonancia, el campo comienza a extenderse hacia la interfaz ITO-analito hasta alcanzar una distribución espacial similar a la del modo SPP, lo que indica que la energía del modo fundamental se ha transferido casi en su totalidad al modo SPP. Para longitudes de onda mayores, el campo vuelve a concentrarse en el núcleo, aunque con un carácter modal distinto.

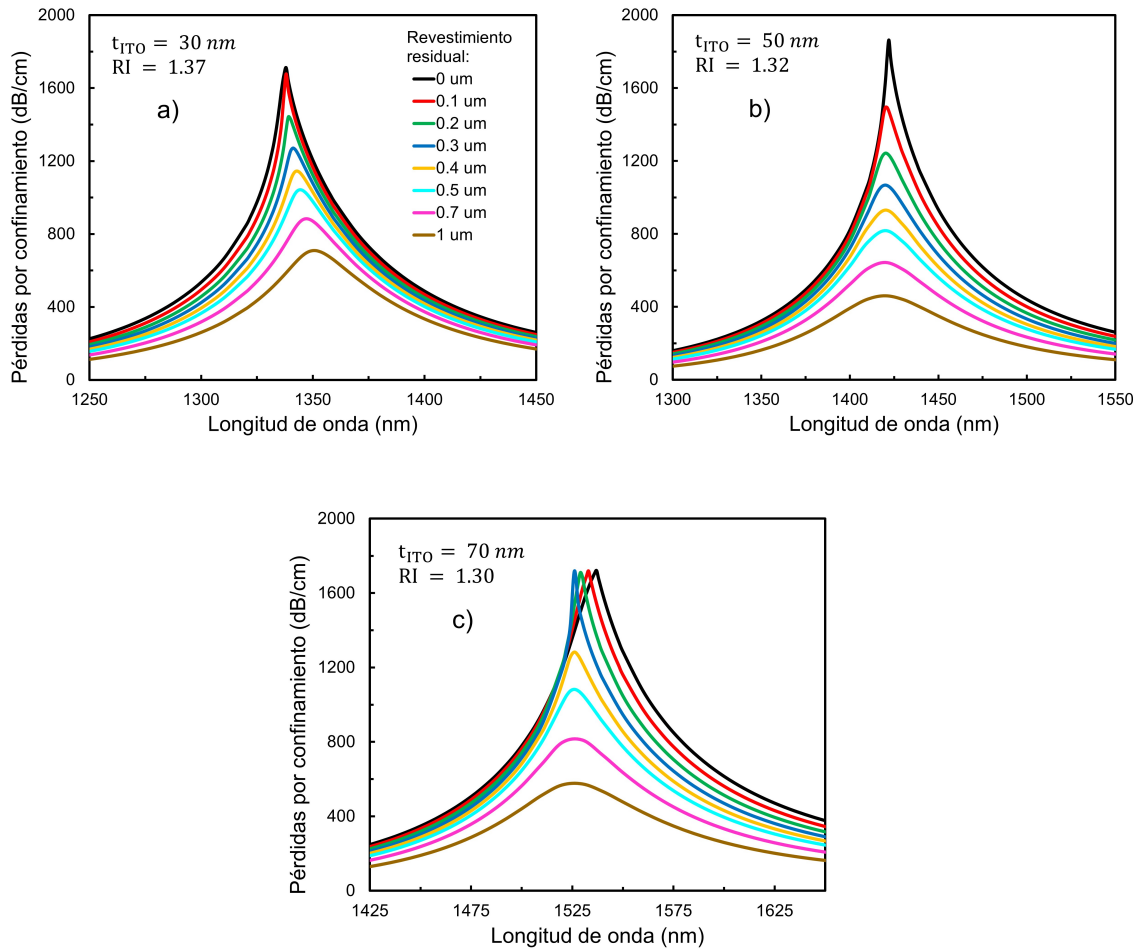
En conjunto, estos resultados demuestran que el sensor puede operar en un régimen de acoplamiento completo bajo las condiciones analizadas.

## 5.5. Influencia del revestimiento residual

La Figura 5.4 muestra los espectros de pérdidas del modo fundamental para diferentes valores de revestimiento residual, entre 0 y 1  $\mu\text{m}$ , considerando tres espesores de la película de ITO:  $t_{\text{ITO}} = 30, 50$  y  $70$  nm, y seleccionando en cada caso el valor de RI del analito que dio la mejor respuesta del sensor.

Para los tres espesores de ITO analizados, la tendencia observada en las Figuras 5.4a-c es que, al incrementar el espesor del revestimiento residual, la amplitud del pico de pérdidas disminuye progresivamente. En el caso de un revestimiento residual nulo, el pico de resonancia alcanza su máxima amplitud, lo que indica un acoplamiento más eficiente entre los modos. Este comportamiento puede atribuirse al aumento de

la distancia efectiva entre el núcleo de la fibra y la película de ITO, lo cual hace que el campo evanescente del modo fundamental se atenúe progresivamente en la región de la interfaz ITO-analito. Como consecuencia, se reduce la transferencia de energía al modo SPP.



**Figura 5.4:** Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para distintos valores de revestimiento residual  $t_{res}$  entre 0 y 1  $\mu\text{m}$ , y tres espesores de ITO: (a)  $t_{ITO} = 30 \text{ nm}$ , (b)  $t_{ITO} = 50 \text{ nm}$  y (c)  $t_{ITO} = 70 \text{ nm}$ .

Asimismo, se observa que el impacto del revestimiento depende del espesor de la película de ITO. En la Figura 5.4a, correspondiente a  $t_{ITO} = 30 \text{ nm}$ , pequeñas variaciones en el revestimiento residual producen cambios considerables en la amplitud y definición del pico de pérdidas. En contraste, en la Figura 5.4c, correspondiente a

$t_{\text{ITO}} = 70$  nm, la resonancia se mantiene relativamente estable frente a valores intermedios de revestimiento residual. Esto sugiere que un mayor espesor de ITO puede compensar parcialmente el efecto del revestimiento residual sobre la respuesta SPR.

En conjunto, estos resultados indican que el uso de un revestimiento residual muy pequeño o nulo favorece la aparición de respuestas SPR más definidas. Por esta razón, el análisis posterior del desempeño del sensor se realiza considerando  $t_{\text{res}} = 0$   $\mu\text{m}$ , con el objetivo de estudiar la condición de operación más favorable.

## 5.6. Efecto del espesor de ITO

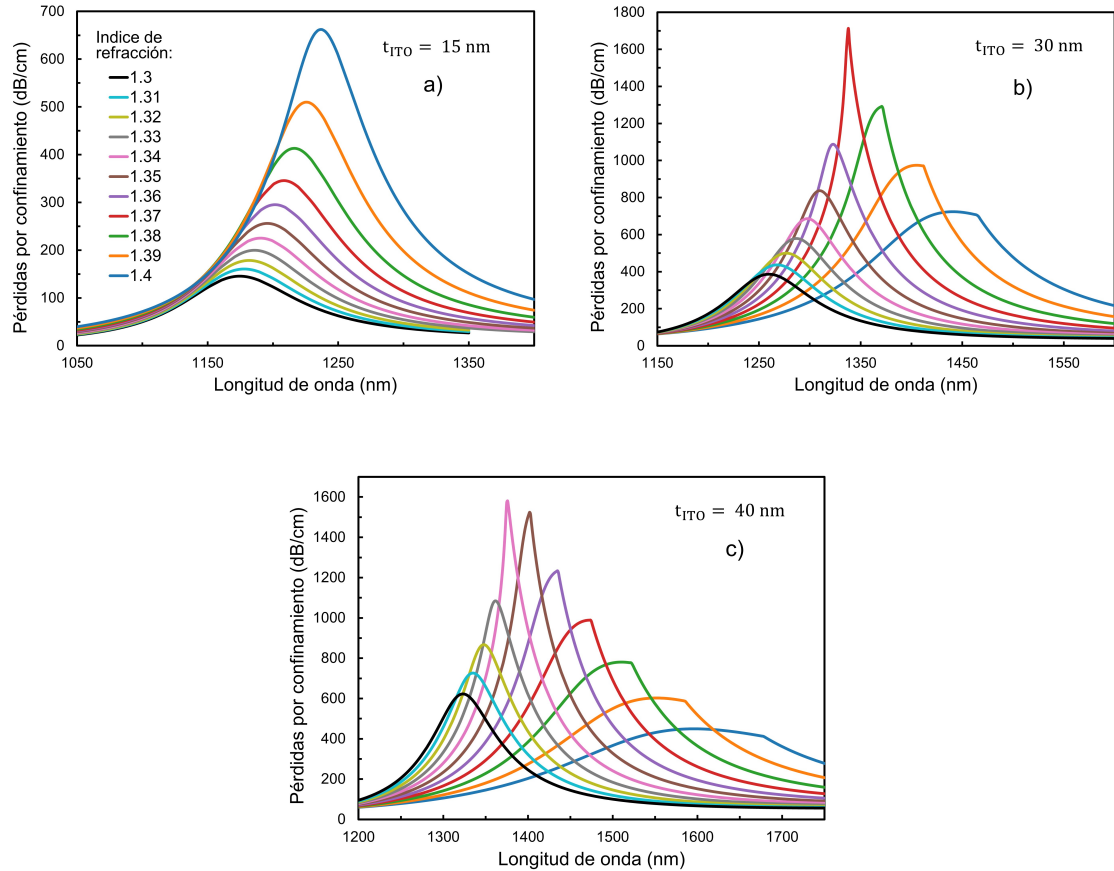
Al variar el espesor de la película de ITO, se modifican las condiciones de acoplamiento, lo que se refleja en desplazamientos de la longitud de onda de resonancia y en la amplitud del pico de pérdidas. El comportamiento del sensor depende tanto del espesor de la película de ITO como del rango de RI del analito.

En este trabajo, el análisis se centra principalmente en el rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40. En este intervalo, se estudian espesores de ITO entre 10 y 40 nm, en los que el sensor presenta una respuesta espectral adecuada para su evaluación. Además, se analiza el comportamiento del sensor para espesores de ITO mayores, en particular de 50, 60 y 70 nm, con el fin de identificar las limitaciones que aparecen al considerar el mismo rango dinámico de RI.

En las siguientes secciones se presentan los espectros de pérdidas, el análisis de las condiciones de acoplamiento en casos representativos, así como la evaluación de la sensibilidad y de los parámetros de desempeño del sensor.

### 5.6.1. Respuesta espectral para RI en el intervalo 1.30–1.40

La Figura 5.5 muestra los espectros de pérdidas del modo fundamental en el intervalo de RI de 1.30 a 1.40, correspondientes a tres espesores representativos de la película de ITO: (a)  $t_{\text{ITO}} = 15$  nm, (b)  $t_{\text{ITO}} = 30$  nm y (c)  $t_{\text{ITO}} = 40$  nm.



**Figura 5.5:** Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para valores de RI entre 1.30 y 1.40 y tres espesores representativos de la película de ITO: (a)  $t_{ITO} = 15$  nm, (b)  $t_{ITO} = 30$  nm y (c)  $t_{ITO} = 40$  nm.

Conforme aumenta el RI del analito, la longitud de onda de resonancia se desplaza de manera ordenada hacia valores más altos, lo cual constituye la base del principio de detección SPR. Este comportamiento se observa en las Figuras 5.5a-c. Al incrementar el espesor de la película de ITO, la resonancia se desplaza hacia longitudes de onda más largas y la amplitud del pico de pérdidas tiende a aumentar, lo que indica un acoplamiento más eficiente entre el modo fundamental y el modo SPP. En particular, las Figuras 5.5b y 5.5c muestran picos de mayor intensidad y desplazamientos espectrales más pronunciados que en la Figura 5.5a.

Sin embargo, para los espesores de 30 y 40 nm se observa que la definición de la curva no aumenta de manera monótona con el RI. Existen valores intermedios

del RI para los cuales la resonancia es más definida y estrecha, mientras que para valores más altos la curva tiende a ensancharse y a reducir su amplitud máxima. Estos resultados indican que, dentro del rango de RI estudiado, los espesores de ITO considerados permiten obtener resonancias SPR bien definidas, aunque con una variación en la resolución espectral en función del RI. En la siguiente sección se analizan las condiciones de acoplamiento para los casos más representativos.

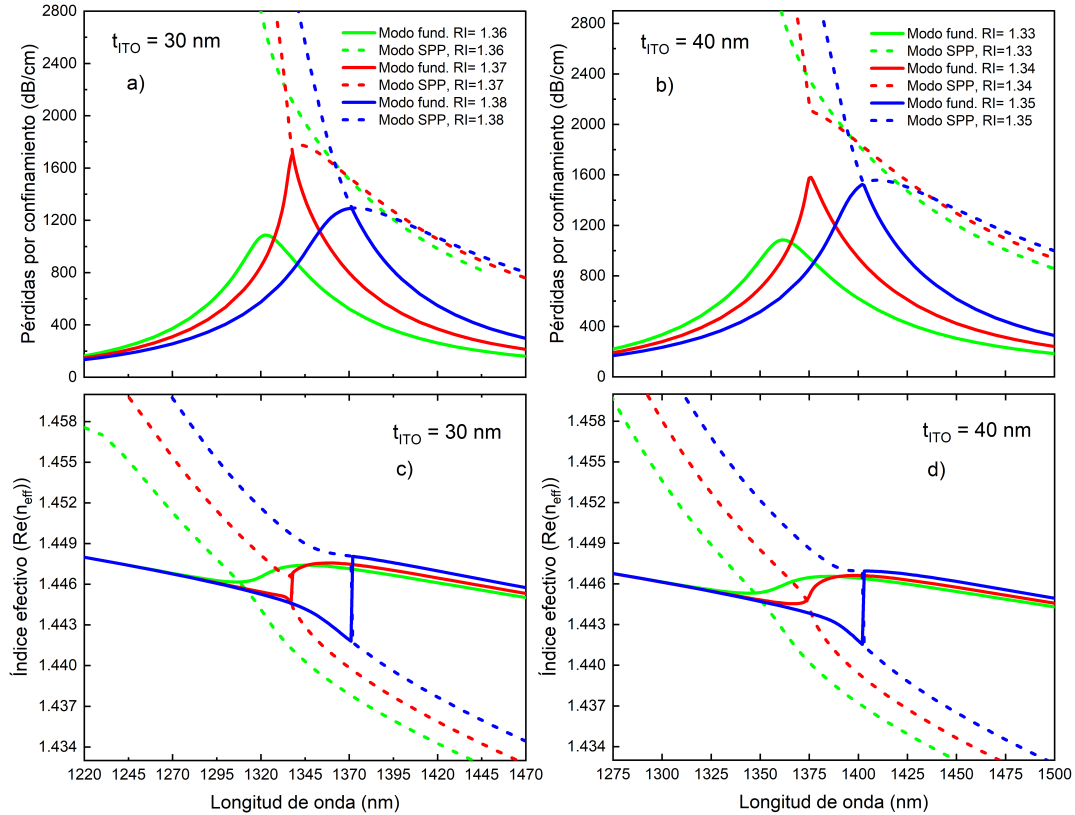
### 5.6.2. Verificación de las condiciones de acoplamiento

La Figura 5.6 presenta una comparación de las condiciones de acoplamiento para espesores de ITO de 30 y 40 nm, considerando los valores de RI del analito para los cuales se obtuvieron las resonancias mejor definidas. En particular, las Figuras 5.6a y 5.6b muestran los espectros de pérdidas del modo fundamental y del modo SPP, mientras que las Figuras 5.6c y 5.6d presentan las correspondientes relaciones de dispersión de la parte real del índice efectivo. Este análisis permite evaluar la transición entre regímenes de acoplamiento incompleto y completo a partir del comportamiento de las relaciones de dispersión y de las pérdidas por confinamiento.

Para un espesor de 30 nm, cuando  $RI = 1.36$ , las relaciones de dispersión del modo fundamental y del modo SPP presentan un crossing directo, como se observa en la Figura 5.6c, lo que indica el cumplimiento de la condición de coincidencia de fase. En este caso, las pérdidas de ambos modos no coinciden en la longitud de onda de resonancia, según se muestra en la Figura 5.6a, por lo que el sensor opera en un régimen de acoplamiento incompleto.

Al incrementar el RI a 1.37 y 1.38, se observa en la Figura 5.6c que las curvas de dispersión dejan de cruzarse directamente y dan lugar a un comportamiento de anti-crossing bien definido, evidenciando un acoplamiento fuerte. De forma consistente, en la Figura 5.6a las pérdidas del modo fundamental y del modo SPP convergen, lo que indica el cumplimiento de la condición de coincidencia de pérdidas. Por lo tanto, el sensor entra en un régimen de acoplamiento completo. Adicionalmente, se observa

que el gap asociado al anti-crossing aumenta al pasar de  $RI = 1.37$  a  $RI = 1.38$ , lo que sugiere que la interacción entre modos se fortalece.



**Figura 5.6:** Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del modo fundamental y del modo SPP para  $t_{ITO} = 30$  nm ( $RI = 1.36, 1.37$  y  $1.38$ ) y  $40$  nm ( $RI = 1.33, 1.34$  y  $1.35$ ), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos.

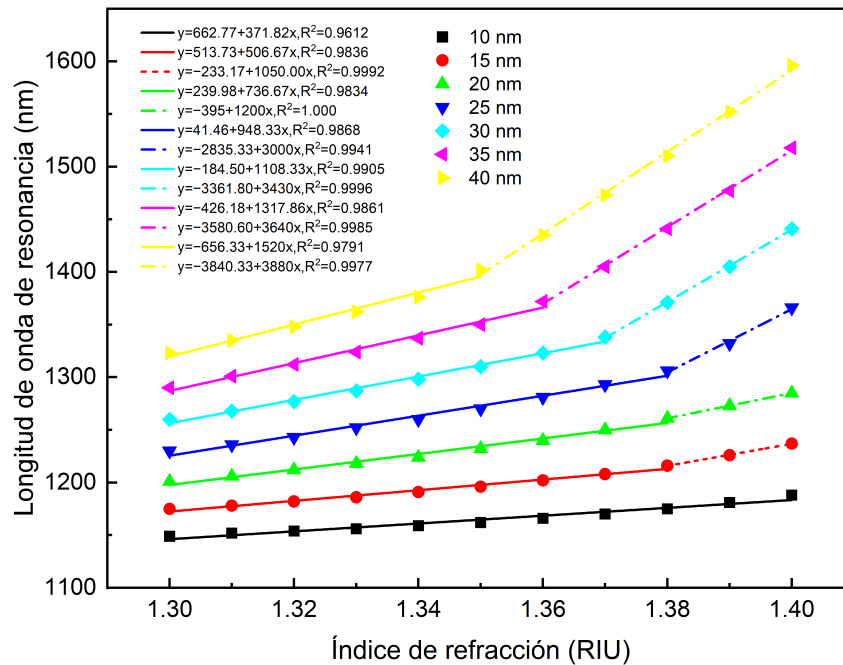
Para un espesor de  $40$  nm se observa un comportamiento análogo. En la Figura 5.6d, para el valor más bajo de  $RI$ , se presenta un crossing en las relaciones de dispersión, asociado a un régimen de acoplamiento incompleto. Al aumentar el  $RI$ , aparece un anti-crossing bien definido, acompañado de la convergencia de las pérdidas de ambos modos en la longitud de onda de resonancia, como se observa en la Figura 5.6b, mostrando una transición hacia un régimen de acoplamiento completo.

Estos resultados muestran la influencia del espesor de la película de ITO en la

transición entre regímenes de acoplamiento. Para un espesor de 30 nm, el acoplamiento completo se alcanza a partir de  $RI = 1.37$ , mientras que para un espesor de 40 nm, se alcanza para un  $RI = 1.35$ . En la siguiente sección se analiza la sensibilidad en longitud de onda del sensor para determinar su desempeño con distintos espesores de la película de ITO.

## 5.7. Sensibilidad en longitud de onda

La Figura 5.7 muestra el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO dentro del rango dinámico considerado.



**Figura 5.7:** Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO en el rango dinámico de RI de 1.30 a 1.40.

Dado que la respuesta del sensor no mantiene un comportamiento lineal uniforme en todo el intervalo de RI, el análisis de sensibilidad se realizó considerando subran-

gos. En todos los casos, se observa un desplazamiento de la longitud de onda de resonancia hacia valores mayores a medida que aumenta el RI del analito. Asimismo, la pendiente de las curvas aumenta al incrementar el espesor de la película de ITO, lo que indica una mayor sensibilidad espectral a mayores espesores.

A partir de los ajustes lineales realizados en los subrangos identificados en la Figura 5.7, se calcularon las sensibilidades espectrales correspondientes, cuyos valores se resumen en la Tabla 5.2. Los valores obtenidos muestran que la sensibilidad aumenta en ciertos subrangos de RI. Este comportamiento está relacionado con las ventanas de operación donde el acoplamiento entre modos es más eficiente, particularmente cerca del régimen de acoplamiento completo.

**Tabla 5.2:** Valores de sensibilidad espectral y coeficiente de correlación  $R^2$  del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO, para distintos espesores de la película de ITO y subrangos de RI del analito.

<b>Espesor ITO (nm)</b>	<b>Rango de RI</b>	<b>Sensibilidad (nm/RIU)</b>	<b><math>R^2</math></b>
10	1.30–1.40	371.82	0.9612
15	1.30–1.38	506.67	0.9836
	1.38–1.40	1050.00	0.9992
20	1.30–1.38	736.67	0.9834
	1.38–1.40	1200.00	1.0000
25	1.30–1.38	948.33	0.9868
	1.38–1.40	3000.00	0.9941
30	1.30–1.37	1108.33	0.9905
	1.37–1.40	3430.00	0.9996
35	1.30–1.36	1317.86	0.9861
	1.36–1.40	3640.00	0.9985
40	1.30–1.35	1520.00	0.9791
	1.35–1.40	3840.00	0.9977

La sensibilidad más baja obtenida fue de 371.82 nm/RIU, correspondiente al espesor de ITO más delgado analizado, de 10 nm. En contraste, para un espesor de 40 nm y en el intervalo de RI de 1.30 a 1.35, el sensor alcanza una sensibilidad de 1520 nm/RIU y muestra, además, una buena definición en sus espectros de pérdidas según la Figura 5.5. La sensibilidad máxima obtenida fue de 3840 nm/RIU, también para un espesor de 40 nm, en el subrango de RI de 1.35 a 1.40.

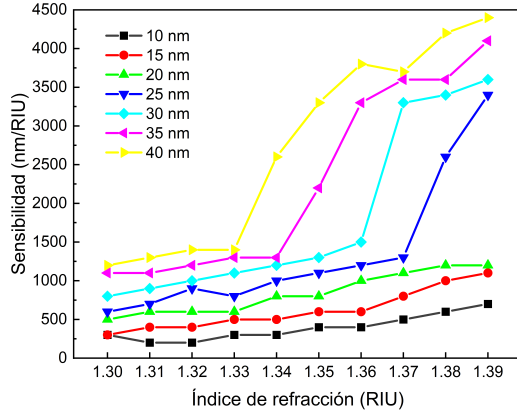
En conjunto, estos valores de sensibilidad muestran que el espesor de la película de ITO es un parámetro relevante para optimizar la sensibilidad del sensor y que existe un compromiso entre la magnitud de la sensibilidad y el rango dinámico de operación. En la siguiente sección se analizan los parámetros de desempeño con el objetivo de evaluar la calidad de la respuesta SPR, dado que la sensibilidad por sí sola no es suficiente para caracterizar el sensor.

## 5.8. Parámetros de desempeño

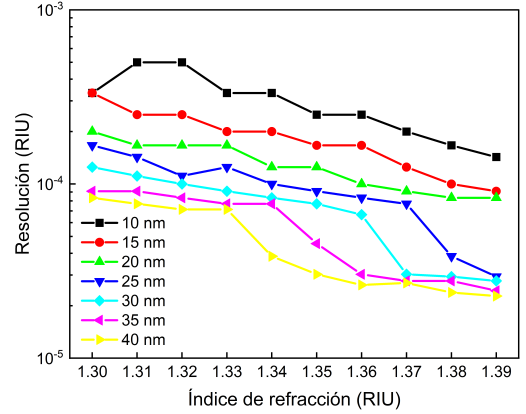
La Figura 5.8 muestra la evolución de los parámetros de desempeño del sensor SPR en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO.

En la Figura 5.8a se muestra la sensibilidad del sensor. A diferencia de los valores reportados en la sección anterior, aquí se presenta la evolución puntual de esta magnitud a lo largo del intervalo analizado. Se observa que, para todos los espesores de ITO analizados, la sensibilidad aumenta en general al incrementarse el RI del analito. Este aumento es más pronunciado en espesores mayores de ITO. Este comportamiento es consistente con la mejora del acoplamiento modal que hemos discutido anteriormente.

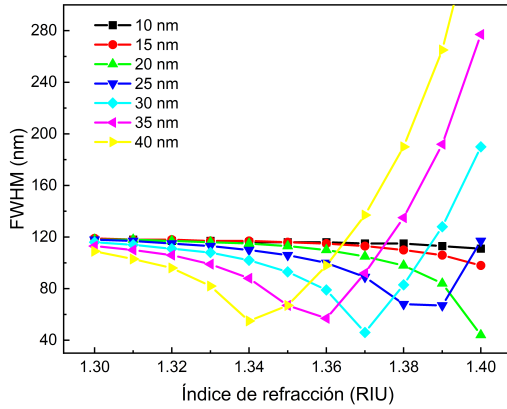
La resolución espectral, mostrada en la Figura 5.8b, está relacionada con la sensibilidad del sensor y con la resolución mínima del espectrómetro, considerada en este trabajo como 0.1 nm. Se observa que la resolución mejora a medida que aumenta el RI. Para espesores de ITO entre 10 y 25 nm, la resolución se mantiene principal-



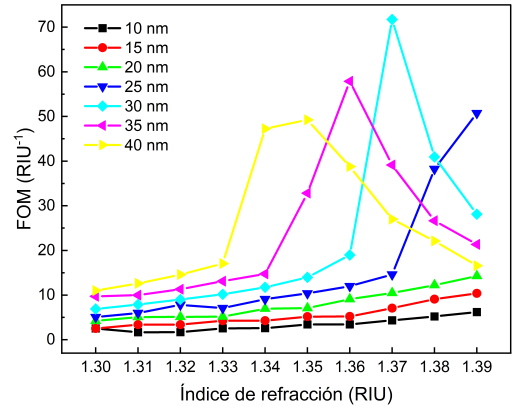
(a) Sensibilidad.



(b) Resolución.



(c) Ancho a media altura (FWHM).



(d) Figura de mérito (FOM).

**Figura 5.8:** Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica monomodo recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM.

mente en el orden de  $10^{-4}$  RIU. Para espesores mayores de ITO, entre 30 y 40 nm, la resolución alcanza el orden de  $10^{-5}$  RIU.

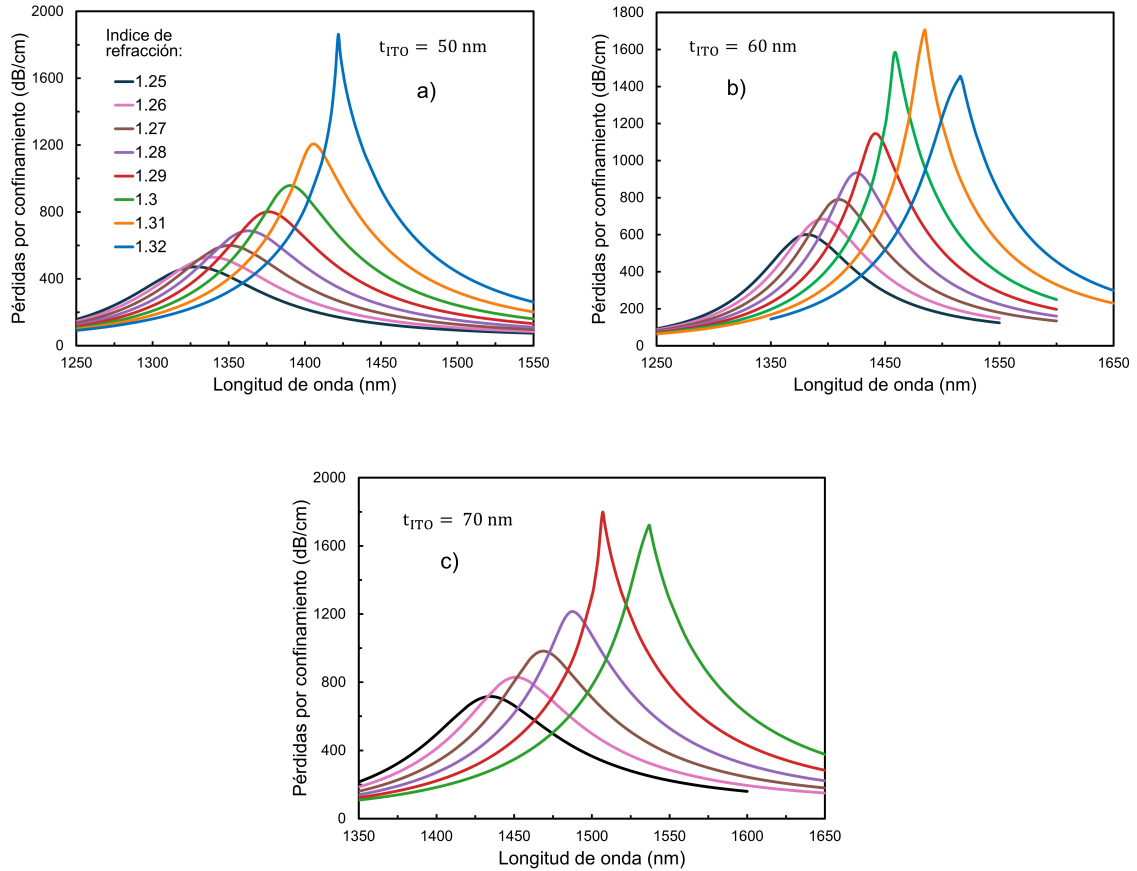
Por otro lado, el comportamiento del FWHM, mostrado en la Figura 5.8c, se mantiene alrededor de 120 nm para los espesores más delgados de ITO (10–20 nm). Conforme el RI aumenta, el FWHM empieza a disminuir hasta alcanzar un valor mínimo para espesores mayores de ITO (25–40 nm). Sin embargo, a partir de este valor mínimo, el FWHM empieza a aumentar considerablemente, alcanzando valores superiores a 200 nm, lo que evidencia un deterioro de la respuesta espectral.

El comportamiento de la FOM se muestra en la Figura 5.8d. La FOM presenta valores entre 2 y 15  $\text{RIU}^{-1}$  para valores bajos de RI, independientemente del espesor de ITO. Conforme aumenta el RI, la FOM aumenta, pero de manera significativa en los espesores mayores de ITO, alcanzando un valor máximo de 70  $\text{RIU}^{-1}$ . No obstante, se observa que, después de alcanzar un valor máximo, la FOM comienza a disminuir, ya que el incremento del FWHM no puede ser compensado por el aumento de la sensibilidad, limitando el valor de la FOM para RI altos. Por ello, los espesores intermedios de ITO, en particular entre 30 y 35 nm, ofrecen el mejor compromiso entre los parámetros de desempeño dentro del rango de RI analizado. También se observa que, para el espesor más alto considerado (40 nm), se presentan los mayores valores de FOM para RI bajos. Esto sugiere que para espesores de ITO más grandes, la respuesta puede resultar más favorable en un rango dinámico de RI distinto, desplazado hacia valores más bajos de RI.

## 5.9. Análisis para espesores mayores de ITO (50, 60 y 70 nm)

Para espesores superiores de la película de ITO, la región de operación del sensor se desplaza hacia valores más bajos del RI del analito. En la Figura 5.9 se muestran los espectros de pérdidas del modo fundamental para tres espesores de la película de ITO: (a)  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm, (b)  $t_{\text{ITO}} = 60$  nm y (c)  $t_{\text{ITO}} = 70$  nm. Se observa que la resonancia se presenta para valores de RI entre 1.25 y 1.32 y que la longitud de onda de resonancia se desplaza hacia valores mayores a medida que aumenta el RI. Esto indica que el acoplamiento modal sigue siendo eficiente, aunque en un rango de operación distinto del RI.

Asimismo, en la Figura 5.10 se muestran las curvas de pérdidas por confinamiento y las relaciones de dispersión del modo fundamental y del modo SPP para aquellos valores de RI en los que se obtiene la mejor respuesta para los espesores de ITO de 60 y 70 nm. En particular, las Figuras 5.10a y 5.10b presentan los espectros de pérdidas,

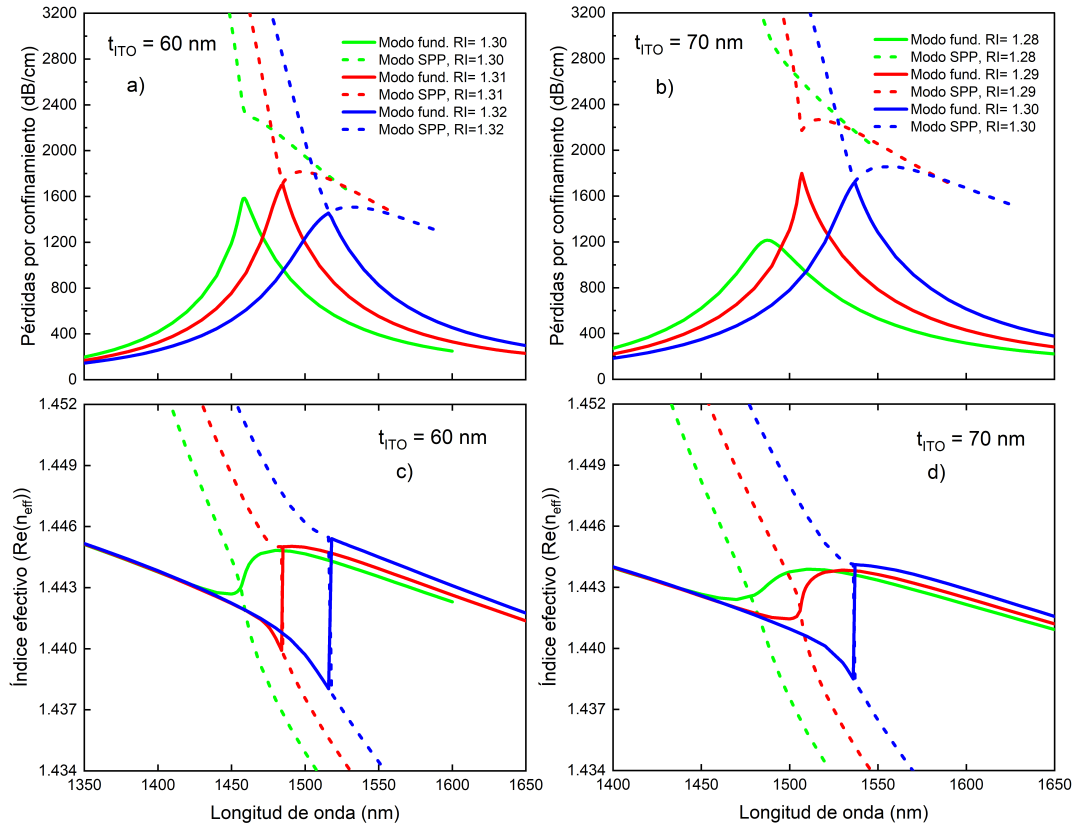


**Figura 5.9:** Espectros de pérdidas por confinamiento del modo fundamental para espesores mayores de la película de ITO: (a)  $t_{ITO} = 50$  nm, (b)  $t_{ITO} = 60$  nm y (c)  $t_{ITO} = 70$  nm, considerando distintos valores del índice de refracción del analito en el rango de RI de 1.25 a 1.32.

mientras que las Figuras 5.10c y 5.10d muestran las correspondientes relaciones de dispersión de la parte real del índice efectivo.

Para el espesor de 60 nm, se observa en la Figura 5.10a que la convergencia de las pérdidas de ambos modos se alcanza para un RI = 1.31, lo que indica el cumplimiento de la condición de coincidencia de pérdidas. De manera consistente, en la Figura 5.10c se observa un comportamiento de anti-crossing, lo que evidencia un acoplamiento completo.

Por otro lado, para el espesor de 70 nm, la Figura 5.10b muestra que la condición



**Figura 5.10:** Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del modo fundamental y del modo SPP para  $t_{\text{ITO}} = 60 \text{ nm}$  ( $\text{RI} = 1.30, 1.31$  y  $1.32$ ) y  $70 \text{ nm}$  ( $\text{RI} = 1.28, 1.29$  y  $1.30$ ), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos.

de coincidencia de pérdidas se cumple para un  $\text{RI} = 1.30$ , llegando también al régimen de acoplamiento completo. De forma correspondiente, la Figura 5.10d presenta un comportamiento de anti-crossing bien definido en las relaciones de dispersión. Estos resultados muestran que el sensor puede operar en un régimen de acoplamiento completo para valores de RI bajos, utilizando espesores de ITO mayores, lo que demuestra que el sensor puede optimizarse según el rango de RI de interés mediante una elección adecuada del espesor de la película de ITO.

## 5.10. Resumen

Se estudió un sensor SPR de fibra óptica monomodo con revestimiento reducido y recubierto con ITO, con el propósito de analizar el acoplamiento entre el modo fundamental y el modo SPP mediante las pérdidas por confinamiento y las relaciones de dispersión. Para las condiciones  $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ ,  $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$  y  $\text{RI} = 1.30$ , la resonancia se localizó en  $\lambda = 1537 \text{ nm}$ . En este caso se presentó un comportamiento anti-crossing y, por tanto, una transferencia eficiente al modo SPP. Además, se observó que la amplitud del pico de pérdidas disminuyó al incrementar el revestimiento residual en el intervalo de 0 a 1  $\mu\text{m}$ , por lo que se eligió  $t_{\text{res}} = 0 \text{ }\mu\text{m}$  para evaluar el desempeño del sensor.

En el rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40, la longitud de onda de resonancia se desplazó hacia valores mayores a medida que aumentaba el RI. La verificación de acoplamiento mostró una transición a régimen completo a partir de  $\text{RI} = 1.37$  para  $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$  y de  $\text{RI} = 1.35$  para  $t_{\text{ITO}} = 40 \text{ nm}$ . La sensibilidad espectral aumentó con el espesor de ITO  $t_{\text{ITO}}$  y mostró dependencia por subrangos de RI: se obtuvo un valor mínimo de 371.82 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 10 \text{ nm}$ ,  $\text{RI} : 1.30 - 1.40$ ), mientras que para espesores mayores se alcanzaron sensibilidades de 3430 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ ,  $\text{RI} : 1.37 - 1.40$ ), 3640 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 35 \text{ nm}$ ,  $\text{RI} : 1.36 - 1.40$ ) y un máximo de 3840 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 40 \text{ nm}$ ,  $\text{RI} : 1.35 - 1.40$ ). Por otro lado, el FWHM se mantuvo en 120 nm para espesores menores, pero aumentó significativamente para valores altos de RI, lo que afectó la calidad espectral. La FOM alcanzó un valor máximo de aproximadamente  $70 \text{ RIU}^{-1}$  para espesores grandes, antes de disminuir debido al incremento del FWHM.

Finalmente, para  $t_{\text{ITO}} = 50, 60$  y  $70 \text{ nm}$ , la respuesta del sensor se desplazó hacia valores más bajos de RI, entre 1.25 y 1.32, mostrando que el espesor de ITO permite ajustar el rango de operación de RI del sensor.

# Capítulo 6

## Sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO

### 6.1. Introducción

La fibra óptica de doble núcleo concéntrico (dual-concentric-core fiber, DCCF) puede considerarse una fibra multinúcleo de geometría concéntrica, compuesta por un núcleo central y un núcleo anular concéntrico, separados por una región de revestimiento. Generalmente, el RI del núcleo central es mayor que el del núcleo anular. Esta geometría permite la propagación tanto de los modos del núcleo central como de los asociados al núcleo anular. Cuando ambos núcleos están lo suficientemente cercanos, el modo propagado por un núcleo puede acoplarse al otro y viceversa, y, por tanto, permitir la propagación de supermodos a través de la estructura [150].

En el área de sensado, la DCCF ha sido utilizada en configuraciones interferométricas que consideran núcleos desacoplados, donde un segmento de DCCF se empalma entre fibras monomodo estándar, lo que permite la excitación simultánea de un modo del núcleo central y de un modo asociado al núcleo anular, dando lugar a un patrón de interferencia cuya respuesta es sensible a perturbaciones externas.

Esta configuración ha sido utilizada para la medición de temperatura [151].

Otra aplicación que se le ha dado es a partir del uso de rejillas de período largo inscritas en la DCCF. Bajo la misma configuración entre fibras monomodo, la rejilla induce el acoplamiento del modo fundamental del núcleo central hacia modos del núcleo anular, generando resonancias en el espectro de transmisión. Se ha demostrado la medición de la curvatura mediante el monitoreo de la variación del intervalo entre dos resonancias adyacentes y, al mismo tiempo, la insensibilidad a la temperatura y a la deformación axial [152].

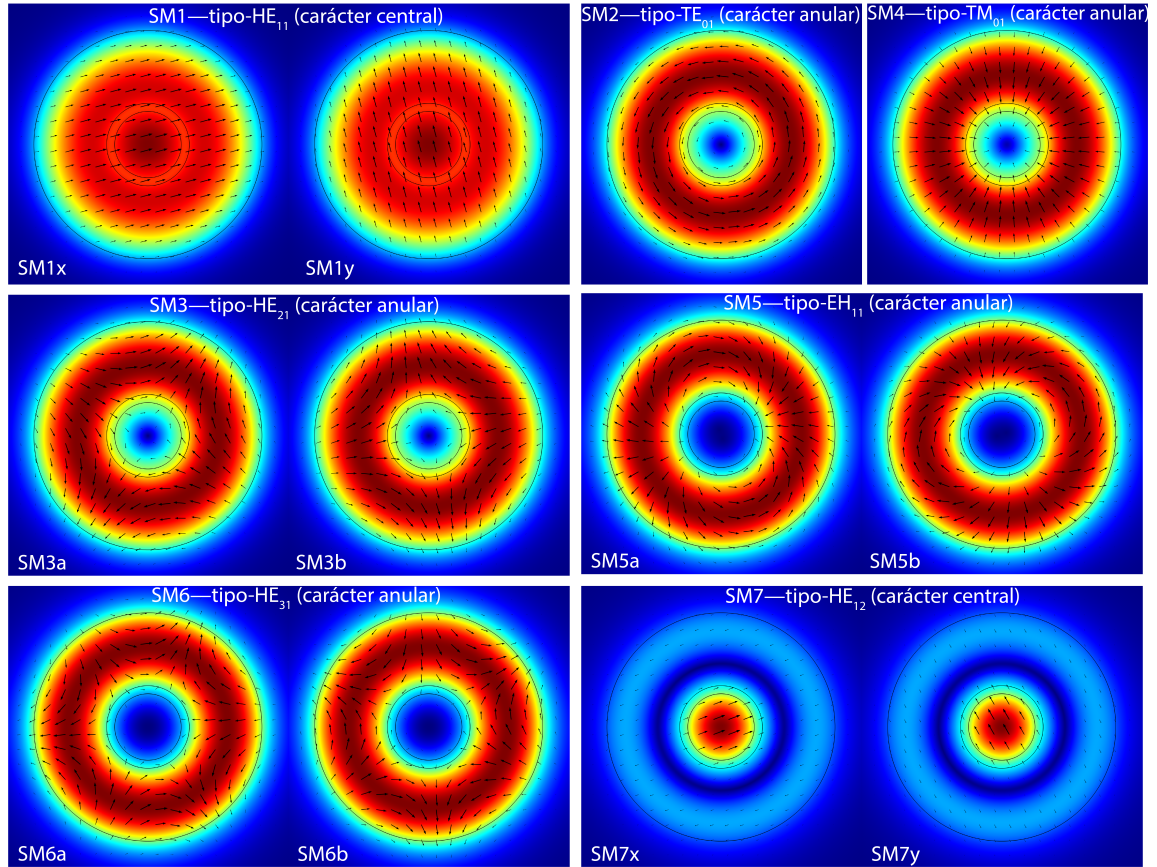
Cuando la separación entre los núcleos es pequeña, la DCCF puede describirse como un sistema óptico acoplado. En estas condiciones, la interacción entre los modos guiados de ambos núcleos da lugar a la formación de supermodos. Se ha reportado que la DCCF puede soportar principalmente dos supermodos, con un comportamiento análogo a los modos  $LP_{01}$  y  $LP_{02}$  de una fibra de índice escalonado convencional, cuyas propiedades de dispersión difieren considerablemente entre sí. Por esta razón, otra aplicación a la que se le ha dado es el diseño de fibras compensadoras de dispersión cromática en el área de telecomunicaciones [150].

En la DCCF considerada en este trabajo, los núcleos se encuentran lo suficientemente próximos como para permitir la formación de supermodos. En particular, el supermodo fundamental resulta de interés, ya que su distribución espacial se concentra principalmente en el núcleo central, pero con una fracción significativa del campo extendida al núcleo anular. Al considerar una DCCF sin revestimiento, el campo evanescente asociado a este supermodo puede alcanzar regiones externas de la fibra más amplias que la SMF analizada en el capítulo anterior, lo cual resulta favorable para su empleo como plataforma para la excitación de modos SPP.

En este trabajo se propone un sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO, aprovechando las propiedades de la DCCF y del ITO previamente descritas. En la siguiente sección se presenta el análisis modal de la DCCF, donde se describen los primeros supermodos guiados que soporta la estructura.

## 6.2. Análisis modal de la DCCF

Para el análisis modal de la DCCF se consideró un revestimiento externo de diámetro de  $125 \mu\text{m}$ , un núcleo central de radio de  $4.1 \mu\text{m}$ , un revestimiento intermedio de  $1 \mu\text{m}$  de espesor y un núcleo anular de  $9 \mu\text{m}$  de espesor. Ambos núcleos tienen el mismo índice de refracción. El análisis se realizó considerando una longitud de onda de operación de  $1550 \text{ nm}$ .



**Figura 6.1:** Distribuciones de intensidad del campo eléctrico de los primeros supermodos de la DCCF.

En la Figura 6.1 se muestra la distribución de intensidad del campo eléctrico correspondiente a los primeros supermodos guiados soportados por la DCCF, identificados como SM1 a SM7. Debido a la cercanía entre ambos núcleos, los modos de esta estructura pueden describirse como supermodos. La clasificación de estas solu-

ciones se basa en el valor del índice efectivo y en la similitud de sus distribuciones de intensidad con los modos vectoriales de una fibra de índice escalonado. La nomenclatura empleada es del tipo HE, TE, TM y EH, donde el término tipo se utiliza para indicar dicha similitud, sin implicar una correspondencia exacta.

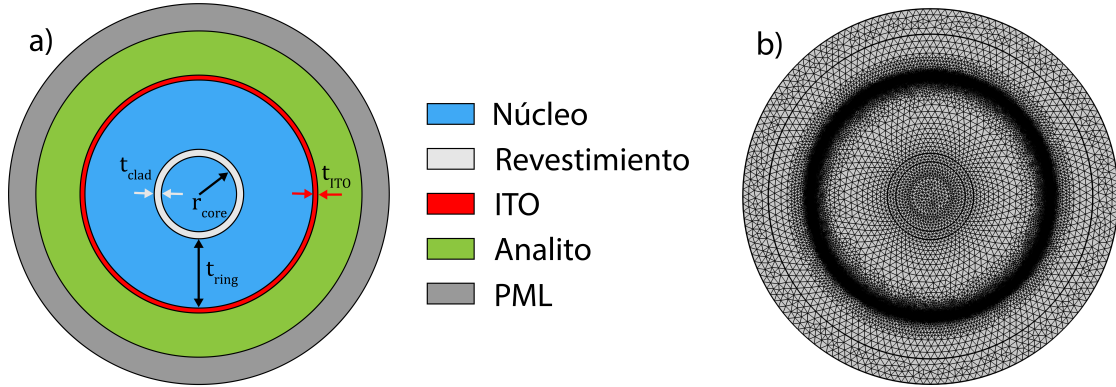
En este sentido, se muestra el supermodo fundamental (SM1), un par degenerado que presenta un comportamiento de tipo  $HE_{11}$  con carácter central, en el sentido de que la intensidad del campo eléctrico es mayor en el núcleo central, donde se alcanza el máximo principal del supermodo. No obstante, este carácter central no implica un confinamiento únicamente a esta región, ya que, como se observa, la intensidad es muy alta en el núcleo anular.

Para soluciones de orden mayor aparecen supermodos con carácter anular, es decir, aquellos en los cuales la intensidad del campo se localiza principalmente en el núcleo anular. Algunos de estos son el supermodo SM2 de tipo  $TE_{01}$  y, de forma análoga, el supermodo SM4 de tipo  $TM_{01}$ . También están los supermodos SM3, SM5 y SM6, asociados a comportamientos de tipo  $HE_{21}$ ,  $EH_{11}$  y  $HE_{31}$ , respectivamente, que presentan degeneración doble.

Por último, se muestra el supermodo SM7, que presenta un comportamiento del tipo  $HE_{12}$  con carácter central. Se caracteriza por tener un máximo en el núcleo central, acompañado de un segundo máximo más externo, localizado en el núcleo anular. Al igual que el supermodo SM1, el supermodo SM7 aparece como un par degenerado con polarizaciones ortogonales.

En esta estructura, bajo una configuración de fibras monomodo, es posible excitar los supermodos SM1 y SM7 debido a su carácter central y al solapamiento con el modo fundamental de la fibra monomodo, lo cual resulta favorable para el diseño de sensores SPR más simples.

### 6.3. Diseño estructural



**Figura 6.2:** Estructura del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica.

El diseño del sensor SPR propuesto se basó en la DCCF. La sección transversal del sensor SPR se muestra en la Figura 6.2a, la cual corresponde a la región activa del sensor. En este caso, se consideró la DCCF sin revestimiento externo, con el objetivo de aprovechar la extensión del campo evanescente hacia la superficie de la fibra. Sobre la superficie externa del núcleo anular se encuentra la película delgada de ITO de espesor  $t_{\text{ITO}}$ . La región que rodea la fibra corresponde al analito y, finalmente, se encuentra una PML.

En la Figura 6.2b se muestra el mallado empleado. Se utilizó una malla fina en las interfaces donde aparece la respuesta SPR. Los parámetros geométricos empleados se resumen en la Tabla 6.1. El espesor de la película de ITO se varió en el rango de 30 a 50 nm, con incrementos de 5 nm, mientras que el espesor del analito se mantuvo en  $5 \mu\text{m}$  y la PML se definió con un espesor de  $3 \mu\text{m}$ .

El análisis del sensor propuesto se centró en el supermodo SM1, dado que corresponde al supermodo fundamental de la DCCF y puede excitarse empleando fibra monomodo. Además, la distribución del campo eléctrico es favorable para la excita-

ción de modos SPP en la interfaz.

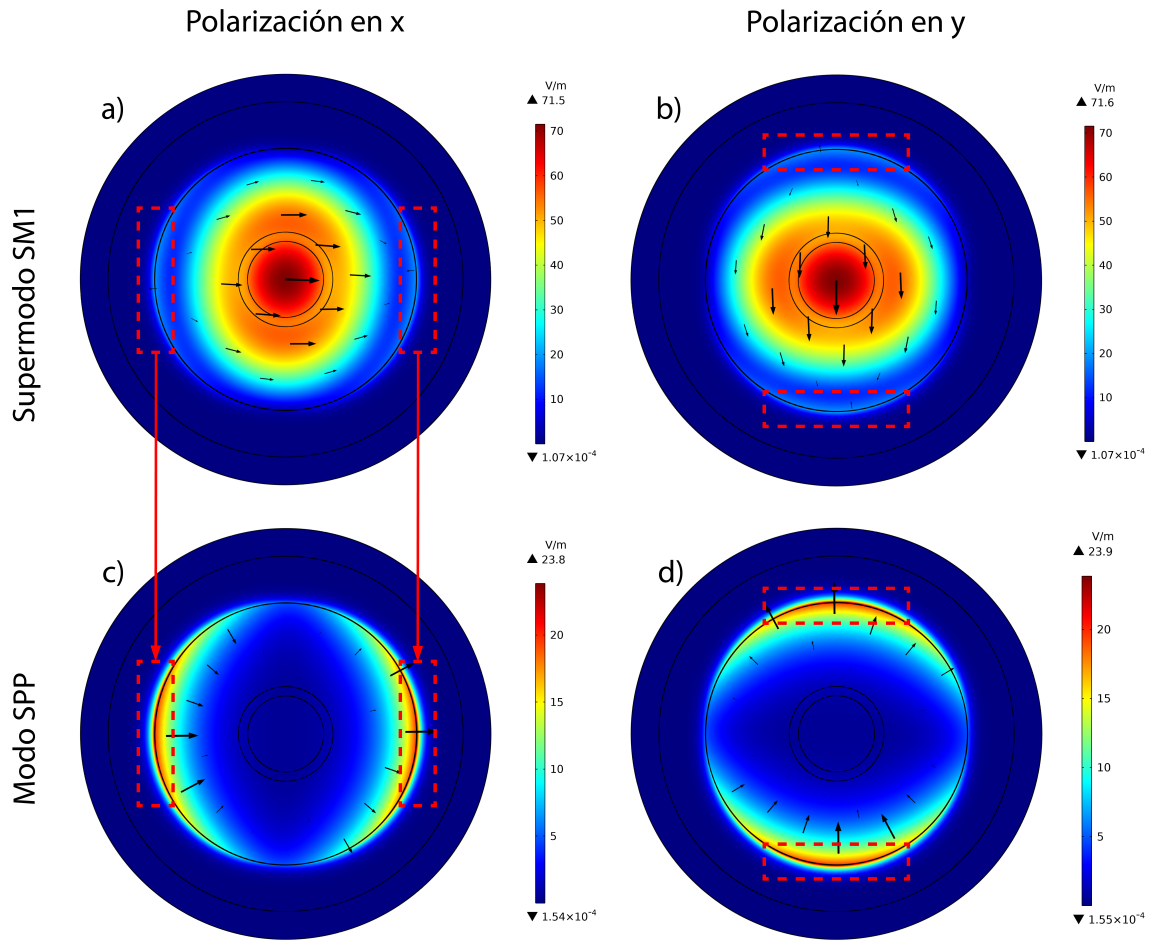
**Tabla 6.1:** Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO.

Parámetro	Valor
Radio del núcleo ( $r_{\text{core}}$ )	$4.1 \mu\text{m}$
Espesor del anillo de revestimiento ( $t_{\text{clad}}$ )	$1 \mu\text{m}$
Espesor del núcleo anular ( $t_{\text{ring}}$ )	$9 \mu\text{m}$
Espesor de la película de ITO ( $t_{\text{ITO}}$ )	$30 - 50, 5 \text{ nm}$
Espesor del analito	$5 \mu\text{m}$
Espesor PML	$3 \mu\text{m}$

## 6.4. Supermodo SM1 y modo SPP

En la Figura 6.3 se muestran las distribuciones de intensidad del campo eléctrico del supermodo SM1 y del modo SPP correspondiente, para los dos estados de polarización, en las condiciones descritas.

En las Figuras 6.3a y 6.3b se observa que el campo eléctrico del supermodo SM1 se concentra principalmente en el núcleo central de la DCCF, con una extensión considerable hacia el núcleo anular y las regiones externas de la fibra, presentando una ligera deformación en la dirección de la polarización. Esta distribución evidencia que, en la estructura de doble núcleo concéntrico, el acoplamiento entre núcleos induce una redistribución espacial del campo eléctrico del supermodo guiado. Por otro lado, en las Figuras 6.3c y 6.3d se aprecia que el modo SPP tiene un campo eléctrico fuertemente localizado en regiones particulares de la interfaz ITO-analito, las cuales se indican mediante los recuadros rojos en la figura. La localización de estas regiones depende del estado de polarización del supermodo SM1.

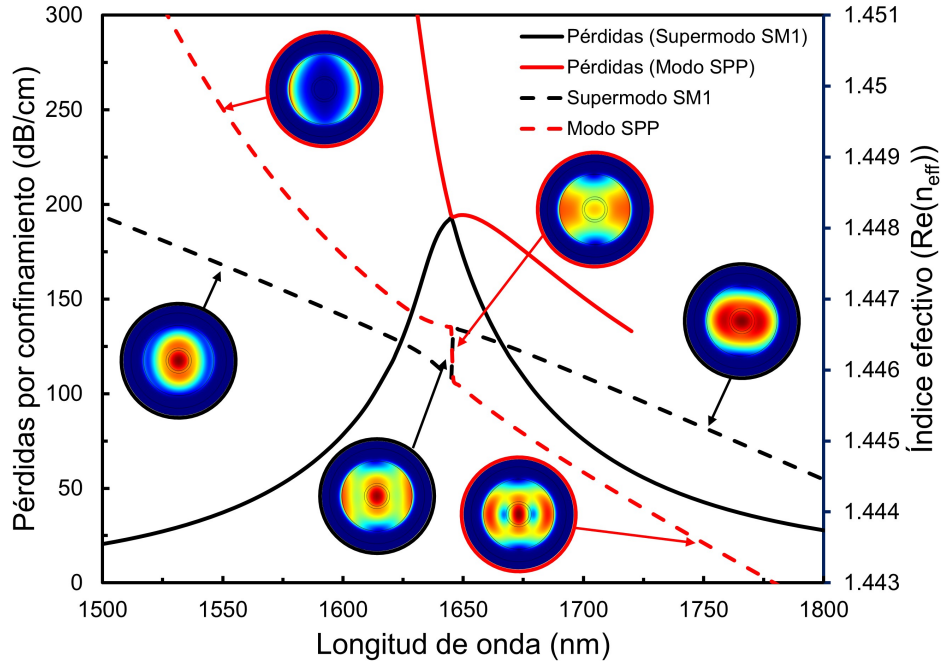


**Figura 6.3:** Distribuciones de intensidad del campo eléctrico obtenidas para  $t_{ITO} = 45$  nm,  $\lambda = 1550$  nm y  $RI = 1.38$ . (a) y (b) muestran el supermodo SM1 para la polarización en x e y, respectivamente; (c) y (d) presentan el modo SPP para las mismas polarizaciones.

Además, se puede apreciar que una fracción del campo eléctrico del supermodo SM1 se encuentra en esas mismas regiones, mostrando una coincidencia espacial entre el campo evanescente del supermodo SM1 y el campo del modo SPP. Lo que confirma la existencia de un acoplamiento modal entre ambos y pone de manifiesto que el acoplamiento entre el núcleo central y el núcleo anular favorece una interacción más eficiente con la película de ITO y, en consecuencia, con la excitación del modo SPP. Por último, debido a la simetría estructural del sensor, la respuesta SPR es equivalente en ambos estados de polarización, lo que simplifica el análisis en las siguientes secciones.

## 6.5. Condiciones de acoplamiento

En la Figura 6.4 se muestran las pérdidas por confinamiento y las relaciones de dispersión del supermodo SM1 y del modo SPP, junto con mapas de intensidad del campo eléctrico que permiten analizar la interacción entre ambos modos para los parámetros geométricos indicados.



**Figura 6.4:** Pérdidas por confinamiento y  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  del supermodo SM1 y del modo SPP para  $t_{\text{TTO}} = 45 \text{ nm}$  y  $\text{RI} = 1.38$ . Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal a distintas longitudes de onda.

Al analizar las pérdidas por confinamiento del supermodo SM1, se observa un pico bien definido alrededor de la longitud de onda de resonancia, ubicada en  $\lambda = 1645 \text{ nm}$ . En esta región, las pérdidas de ambos modos alcanzan valores cercanos, lo que evidencia que se satisface la condición de coincidencia de pérdidas.

Por otro lado, las curvas de dispersión muestran que ambos modos empiezan a presentar valores del índice efectivo muy cercanos entre sí a medida que se aproximan a la longitud de onda de resonancia. Sin embargo, al alcanzar este valor, las curvas

no se cruzan, sino que presentan un comportamiento de anti-crossing, lo cual indica un régimen de acoplamiento completo.

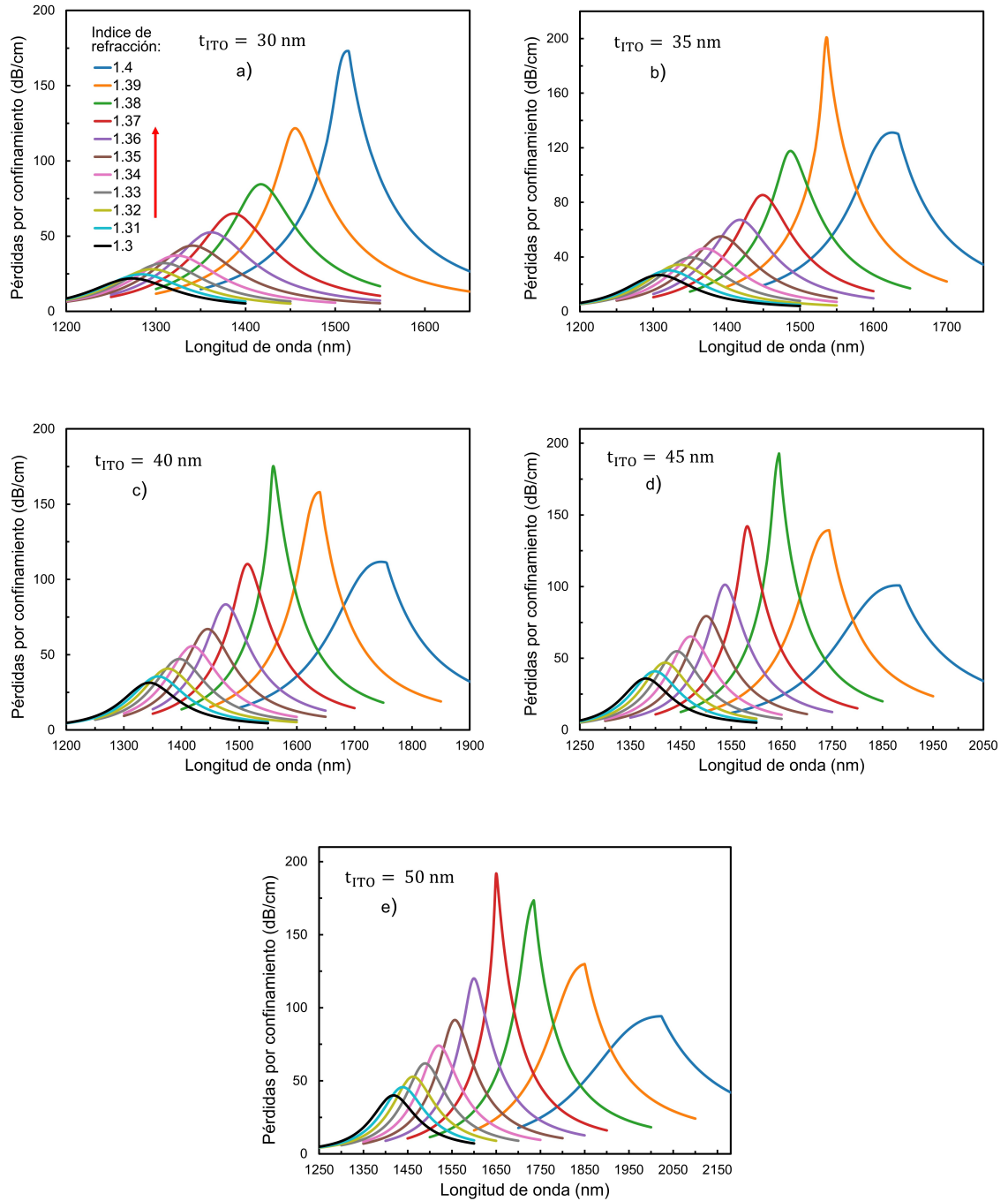
En los mapas de campo eléctrico se puede apreciar la evolución del acoplamiento modal. Para longitudes de onda alejadas de la resonancia, el campo del supermodo SM1 conserva su forma y confina mayoritariamente el campo en el núcleo central. Al acercarse a la longitud de onda de resonancia, el campo se redistribuye y aumenta su intensidad en la interfaz ITO-analito, mostrando una distribución espacial similar a la del modo SPP, lo que evidencia un acoplamiento eficiente entre ambos modos. Al superar la longitud de onda de resonancia, el campo del supermodo SM1 vuelve a recuperar su forma en el núcleo central; no obstante, las distribuciones de campo de ambos modos difieren de las observadas antes de la resonancia, reflejando el intercambio de carácter modal inducido por el acoplamiento.

Estos resultados muestran que el sensor puede operar en un régimen de acoplamiento completo bajo las condiciones analizadas, lo cual es fundamental para obtener un desempeño óptimo del sensor.

## 6.6. Efecto del espesor de ITO

En la Figura 6.5 se muestran las pérdidas por confinamiento del supermodo SM1 para distintos valores de RI del analito, entre 1.30 y 1.40, y para diferentes espesores de la película de ITO: (a)  $t_{\text{ITO}} = 30$  nm, (b)  $t_{\text{ITO}} = 35$  nm, (c)  $t_{\text{ITO}} = 40$  nm, (d)  $t_{\text{ITO}} = 45$  nm y (e)  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm. Como se observa, los picos asociados a la excitación del modo SPP dependen tanto del espesor de ITO como del RI del analito.

En la Figura 6.5a, correspondiente a  $t_{\text{ITO}} = 30$  nm, los picos de resonancia se localizan en el intervalo de longitudes de onda entre 1250 y 1550 nm, presentando amplitudes relativamente menores en comparación con los espesores intermedios. Al incrementar el espesor de la película a 35 y 40 nm, como se observa en las Figuras 6.5b y 6.5c, se presenta un desplazamiento progresivo de la longitud de onda de



**Figura 6.5:** Espectros de pérdidas del supermodo SM1 para valores de RI entre 1.30 y 1.40 y distintos espesores de la película de ITO: (a)  $t_{ITO} = 30$  nm, (b)  $t_{ITO} = 35$  nm, (c)  $t_{ITO} = 40$  nm, (d)  $t_{ITO} = 45$  nm y (e)  $t_{ITO} = 50$  nm.

resonancia hacia valores mayores, además de un aumento en la amplitud de los picos

de pérdidas, lo cual evidencia un acoplamiento modal más eficiente.

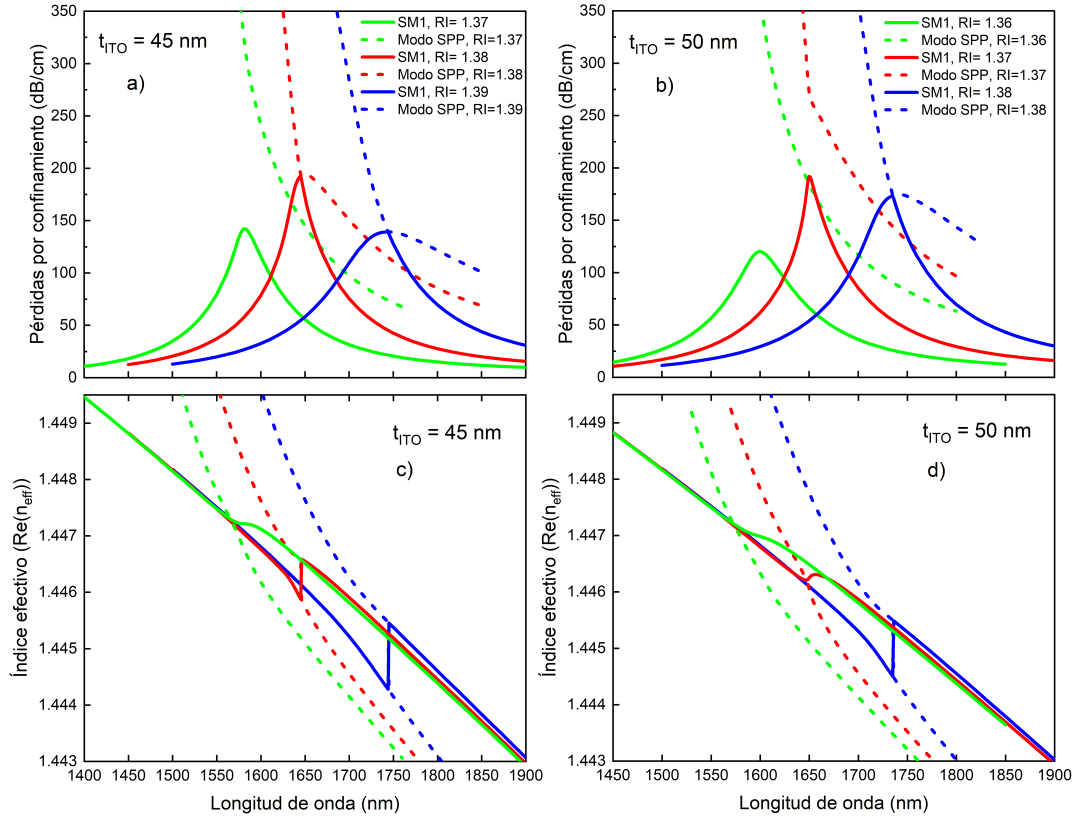
Para espesores mayores de ITO, como 45 y 50 nm, mostrados en las Figuras 6.5d y 6.5e, las resonancias continúan desplazándose hacia longitudes de onda más largas. Sin embargo, los picos de RI altos comienzan a ensancharse y a perder definición espectral.

Estos resultados muestran que debe existir un compromiso en la elección del espesor de la película de ITO, ya que influye directamente tanto en la eficiencia del acoplamiento modal como en la definición del espectro de pérdidas. En la siguiente sección se analiza en detalle el impacto del espesor de ITO en las condiciones de acoplamiento.

### 6.6.1. Verificación de las condiciones de acoplamiento

En la Figura 6.6 se muestra la verificación de las condiciones de acoplamiento entre el supermodo SM1 y el modo SPP para espesores de ITO de 45 y 50 nm, considerando valores de RI para los cuales se obtiene la mejor respuesta SPR. En particular, las Figuras 6.6a y 6.6b muestran los espectros de pérdidas por confinamiento del supermodo SM1 y del modo SPP para los dos espesores de ITO mencionados, respectivamente, mientras que las Figuras 6.6c y 6.6d muestran las correspondientes relaciones de dispersión de la parte real del índice efectivo para los mismos casos.

Para  $t_{\text{ITO}} = 45$  nm y  $\text{RI} = 1.37$ , se observa en la Figura 6.6a que las pérdidas por confinamiento de ambos modos no coinciden en la longitud de onda de resonancia. Por otro lado, en la Figura 6.6c, las curvas de dispersión correspondientes presentan un crossing directo, lo cual indica que, bajo estas condiciones, el sensor opera en un régimen de acoplamiento incompleto. Al incrementar el valor del RI, las pérdidas de ambos modos empiezan a coincidir, mientras que las curvas de dispersión muestran un comportamiento de anti-crossing en la longitud de onda de resonancia, lo que indica una transición hacia un régimen de acoplamiento completo.



**Figura 6.6:** Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del supermodo SM1 y del modo SPP para  $t_{\text{ITO}} = 45 \text{ nm}$  ( $\text{RI} = 1.37, 1.38$  y  $1.39$ ) y  $50 \text{ nm}$  ( $\text{RI} = 1.36, 1.37$  y  $1.38$ ), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos.

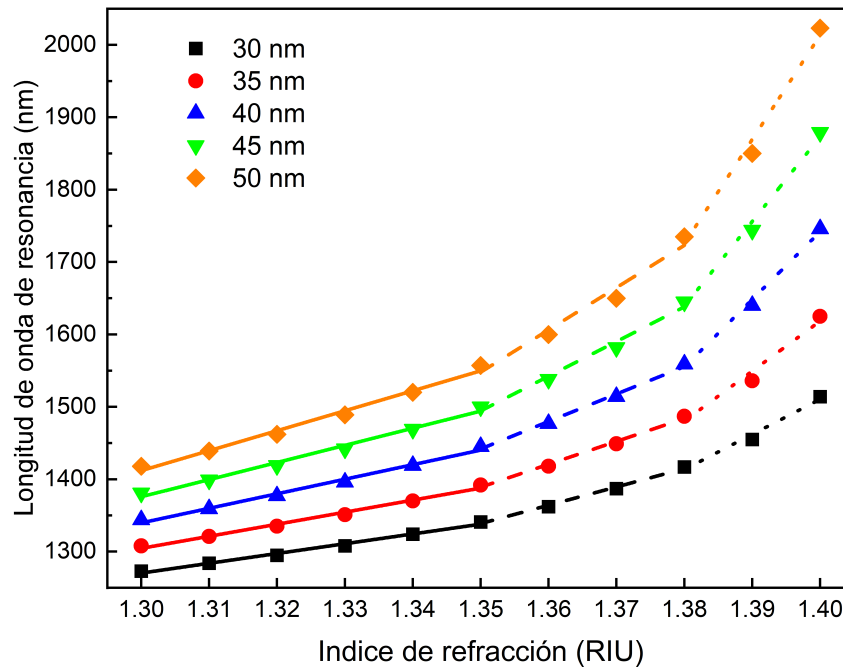
Para  $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$ , el comportamiento mostrado en las Figuras 6.6b y 6.6d es similar al descrito para el espesor anterior. En ambos casos, el sensor alcanza el régimen de acoplamiento completo para  $\text{RI} = 1.38$ . Sin embargo, la diferencia principal radica en la longitud de onda a la que se alcanza dicho régimen: para  $t_{\text{ITO}} = 45 \text{ nm}$ , se alcanza para  $\lambda = 1645 \text{ nm}$ , mientras que para  $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$ , este se desplaza hacia  $\lambda = 1735 \text{ nm}$ .

Otra característica observada es que, para  $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$  y  $\text{RI} = 1.37$ , las pérdidas por confinamiento del supermodo SM1 y del modo SPP se encuentran más próximas entre sí, y las curvas de dispersión de ambos modos muestran un comportamiento

más cercano al anti-crossing que el correspondiente a  $t_{\text{ITO}} = 40$  nm para el mismo valor de RI. Este comportamiento sugiere que, al incrementar el espesor de la película de ITO, la transición al régimen de acoplamiento completo se vuelve más favorable para valores más bajos de RI.

## 6.7. Sensibilidad en longitud de onda

En la Figura 6.7 se muestra el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO, en el rango dinámico de RI de 1.30 a 1.40. Para cada espesor, se realizaron ajustes lineales en tres subrangos de RI (1.30 – 1.35, 1.35 – 1.38 y 1.38 – 1.40) para obtener los valores de sensibilidad con el mejor ajuste lineal.



**Figura 6.7:** Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO en el rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40.

Se aprecia que el espesor de ITO influye en la posición de la longitud de onda de

resonancia. Al incrementar el espesor, las resonancias se desplazan a valores mayores y, además, presentan cambios más marcados ante variaciones del RI.

En la Tabla 6.2 se presentan los valores de sensibilidad y el coeficiente de correlación para los tres subrangos de RI considerados. Lo primero que se observa es que, independientemente del espesor de ITO, la sensibilidad crece al pasar de un subrango a otro, lo que indica que los valores más altos se obtienen en el intervalo de RI de 1.38 a 1.40.

**Tabla 6.2:** Valores de sensibilidad espectral y coeficiente de correlación  $R^2$  del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO, para distintos espesores de la película de ITO y rangos de RI.

Espesor ITO (nm)	Rango de RI	Sensibilidad (nm/RIU)	$R^2$
30	1.30–1.35	1351.43	0.9905
	1.35–1.38	2530.00	0.9935
	1.38–1.40	4850.66	0.9692
35	1.30–1.35	1665.71	0.9896
	1.35–1.38	3160.00	0.9928
	1.38–1.40	6900.00	0.9728
40	1.30–1.35	2011.43	0.9905
	1.35–1.38	3790.00	0.9949
	1.38–1.40	9350.17	0.9881
45	1.30–1.35	2365.71	0.9895
	1.35–1.38	4790.00	0.9859
	1.38–1.40	11700.00	0.9922
50	1.30–1.35	2757.14	0.9887
	1.35–1.38	5840.00	0.9726
	1.38–1.40	14400.00	0.9867

La sensibilidad más baja obtenida corresponde al espesor de  $t_{ITO} = 30$  nm en el

subrango de RI de 1.30 a 1.35, con un valor de 1351.43 nm/RIU. Para este mismo subrango, la sensibilidad aumenta de forma progresiva al incrementar el espesor de ITO, alcanzando su valor más alto para  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm, con una sensibilidad de 2757.14 nm/RIU. Por otro lado, la sensibilidad máxima corresponde a  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm en el subrango superior de RI, donde se obtiene un valor de 14400 nm/RIU.

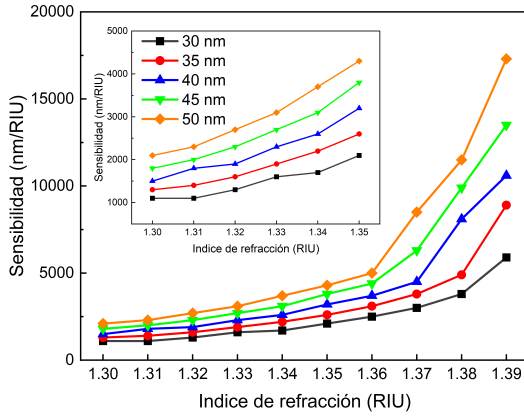
Estos resultados muestran la relación entre el espesor de la película de ITO y la sensibilidad espectral, siendo un parámetro importante al querer optimizar la respuesta SPR en un rango de RI de interés. No obstante, la sensibilidad por sí sola no es suficiente para caracterizar el desempeño de un sensor SPR. Por ello, en la siguiente sección se analizan otros parámetros de desempeño del sensor para una evaluación más completa.

## 6.8. Parámetros de desempeño

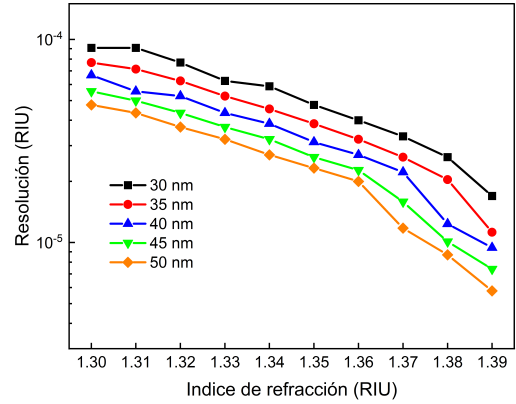
En la Figura 6.8 se muestran los parámetros de desempeño del sensor SPR en función del RI del analito, para los distintos espesores de la película de ITO considerados. En la Figura 6.8a se muestra nuevamente la sensibilidad del sensor, pero ahora evaluada de forma local. Como se observa, la sensibilidad aumenta para todos los espesores de ITO a medida que aumenta el RI del analito, y es más pronunciada en valores altos de RI.

La resolución del sensor se muestra en la Figura 6.8b. Se observa que la resolución mejora a medida que aumenta el RI, ya que esta depende inversamente de la sensibilidad. Para la mayoría de los espesores de ITO analizados, la resolución se mantiene en el orden de  $10^{-5}$  RIU. No obstante, la resolución puede alcanzar valores del orden de  $10^{-6}$  RIU para valores altos de RI y para los espesores de ITO de 45 y 50 nm.

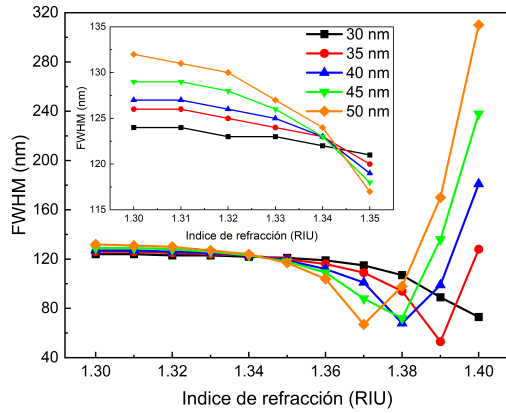
Por otro lado, en la Figura 6.8c se muestra el FWHM de los picos de pérdidas por confinamiento. Se observa que, para valores bajos de RI ( $\text{RI} < 1.35$ ), el FWHM



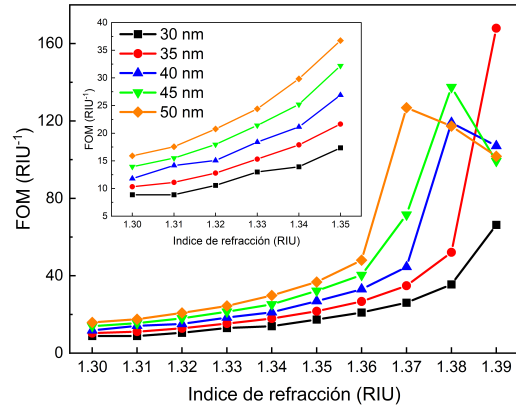
(a) Sensibilidad.



(b) Resolución.



(c) Ancho a media altura (FWHM).



(d) Figura de mérito (FOM).

**Figura 6.8:** Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM.

se mantiene estable entre 115 y 135 nm, independientemente del espesor de ITO. Conforme aumenta el RI, el FWHM alcanza un valor mínimo y, posteriormente, aumenta considerablemente. Este comportamiento se vuelve más marcado a medida que aumentan los espesores de ITO.

En la Figura 6.8d se muestra la FOM. Para valores bajos de RI ( $RI < 1.35$ ), la FOM se encuentra entre 5 y 40  $RIU^{-1}$  y depende del espesor de la película de ITO. El incremento de la FOM en este intervalo se debe principalmente al aumento de la sensibilidad, dado que el FWHM se mantiene prácticamente estable. Conforme

se alcanzan valores altos de RI, la FOM muestra un aumento más pronunciado. No obstante, para espesores de ITO de 40, 45 y 50 nm, se observa un valor máximo de FOM, a partir del cual comienza a disminuir con valores mayores de RI. Esto se debe al aumento considerable del FWHM, que no puede ser compensado por el aumento de la sensibilidad del sensor.

Estos resultados muestran que la optimización del sensor debe realizarse considerando todos los parámetros de desempeño y no únicamente la maximización de la sensibilidad, para garantizar la mejor respuesta SPR.

## 6.9. Resumen

Se estudió mediante simulaciones numéricas un sensor SPR de fibra óptica de doble núcleo concéntrico (DCCF) recubierta con ITO. En esta configuración se aprovecha el acoplamiento entre núcleos para formar supermodos con un campo modal más extendido que el de la estructura SMF. A partir del análisis modal, se identificaron los primeros supermodos (SM1 a SM7) y se seleccionó el supermodo fundamental (SM1) por su carácter central y su posibilidad de excitación en una configuración con SMF. Se verificó el acoplamiento entre el supermodo SM1 y el modo SPP correspondiente mediante el análisis de las pérdidas por confinamiento y de las relaciones de dispersión. Para  $t_{\text{ITO}} = 45$  nm y  $\text{RI} = 1.38$ , la resonancia se localizó en  $\lambda = 1645$  nm, donde se observó convergencia de pérdidas y un comportamiento de anti-crossing, siendo consistente con un régimen de acoplamiento completo. Para  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm, el acoplamiento completo se alcanzó alrededor de  $\text{RI} = 1.38$ , desplazando la resonancia hacia  $\lambda = 1735$  nm, lo que muestra que el incremento de  $t_{\text{ITO}}$  desplaza la operación hacia longitudes de onda mayores y puede favorecer la transición al acoplamiento completo para valores ligeramente menores de RI.

En el rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40, la longitud de onda de resonancia se desplazó hacia valores mayores al incrementarse el RI. La sensibilidad espectral se obtuvo mediante ajustes lineales en subrangos de RI (1.30 – 1.35, 1.35 – 1.38,

1.38 – 1.40), mostrando un incremento tanto en el RI como en  $t_{\text{ITO}}$ . El valor mínimo obtenido fue de 1351.43 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 30$  nm, RI : 1.30 – 1.35) y el máximo alcanzó 14400 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 50$  nm, RI : 1.38 – 1.40). La resolución se mantuvo del orden de  $10^{-5}$  RIU y alcanzó  $10^{-6}$  RIU para RI altos con  $t_{\text{ITO}} = 45$  y 50 nm.

Por otro lado, el FWHM se mantuvo entre 115 y 135 nm para RI < 1.35, pero aumentó para valores de RI altos y espesores grandes. De forma similar, la FOM presentó valores entre 5 y 40 RIU<sup>-1</sup> para RI bajos, con un incremento a medida que aumentaba el RI. Sin embargo, para espesores de ITO entre 40 y 50 nm, se observó un máximo a partir del cual la FOM disminuyó debido al incremento del FWHM.

Estos resultados muestran que es viable la implementación del sensor SPR basado en una fibra de doble núcleo concéntrico recubierta con ITO. La formación de supermodos (en particular, SM1) favorece la redistribución del campo eléctrico, lo que permite el acoplamiento con el modo SPP. Además, se observó que el espesor de ITO permite ajustar el régimen de acoplamiento y la respuesta del sensor.

# Capítulo 7

## Sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO

### 7.1. Introducción

La fibra óptica de siete núcleos (seven-core fiber, SCF) es una de las fibras de la familia de fibras multinúcleo convencionales. Esta fibra está compuesta por un núcleo central hexagonal, rodeado por seis núcleos idénticos, dispuestos de manera ordenada en un patrón hexagonal. Este arreglo favorece el acoplamiento entre los núcleos adyacentes, dando lugar a la formación de supermodos, cuyas propiedades de propagación y distribución espacial dependen de la geometría de la fibra y de las condiciones de excitación modal [30].

Se ha demostrado que la SCF soporta siete pares de supermodos [153]. De ellos, únicamente dos pares pueden excitarse al empalmar un segmento de SCF entre dos fibras monomodo estándar. En esta configuración, se ha observado que estos dos supermodos interfieren entre sí, produciendo un espectro de interferencia bien definido [154, 155]. Desde el punto de vista experimental, una ventaja relevante es su compatibilidad con fibra monomodo estándar, debido a las bajas pérdidas de inserción asociadas a los empalmes y a la alta reproducibilidad, lo que además permite la fabricación de interferómetros compactos para su operación en entornos reales [156].

La interferencia entre estos dos supermodos ha sido ampliamente utilizada en aplicaciones de sensado óptico para la medición de parámetros físicos como la curvatura [157], la temperatura [154, 158], la vibración [159], la torsión [160] y la deformación [156].

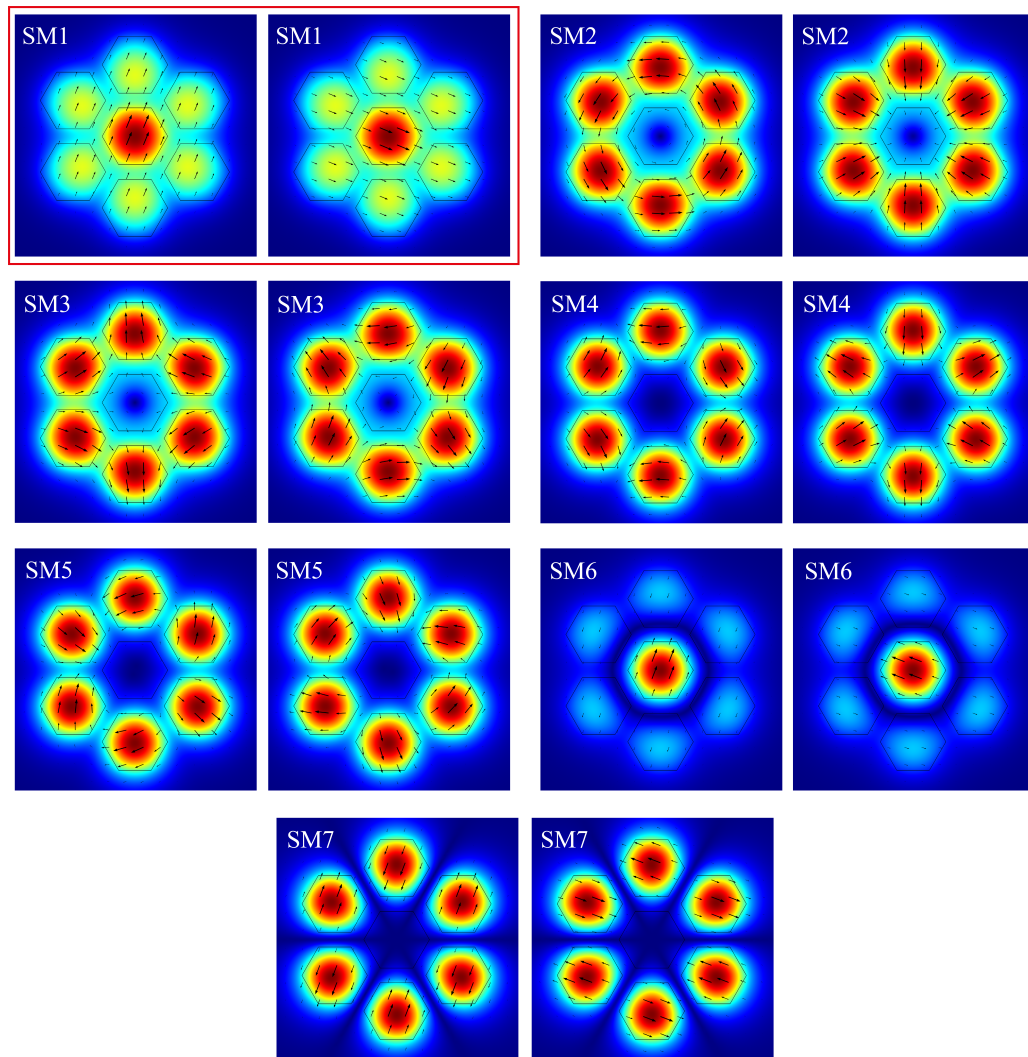
Asimismo, se ha demostrado que el adelgazamiento local de la fibra permite intensificar la interacción entre supermodos, mejorando la visibilidad del espectro de interferencia, así como la sensibilidad del sensor [161].

Estos trabajos muestran que la SCF ha sido empleada principalmente en sensores mecánicos o interferométricos. Sin embargo, se considera que la presencia de múltiples núcleos favorece una redistribución espacial más eficiente del campo evanescente debido al acoplamiento entre ellos. Esto favorece el desplazamiento de energía hacia los núcleos exteriores, permitiendo que el campo evanescente alcance los bordes de la SCF cuando esta se adelgaza mediante etching, lo cual resulta favorable para la excitación de modos SPP. Además, la configuración simple basada en el empalme con fibra monomodo permite la excitación de únicamente dos supermodos, los cuales serían los únicos capaces de generar una respuesta SPR. De esta manera, se evita el solapamiento de la respuesta espectral asociada a la contribución de múltiples modos.

En este trabajo se propone un sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO, con el objetivo de aprovechar las propiedades modales de la SCF, así como las propiedades plasmónicas del ITO previamente descritas en esta tesis. En la siguiente sección se presenta el análisis modal de la SCF, en el que se muestran y describen los supermodos guiados, con el fin de establecer las bases para el análisis posterior del desempeño del sensor SPR propuesto.

## 7.2. Análisis modal de la SCF

Para el análisis modal de la SCF se consideró un revestimiento con un diámetro de  $125\ \mu\text{m}$ , en el cual están incorporados los siete núcleos hexagonales idénticos. Cada núcleo tiene un diámetro de  $11\ \mu\text{m}$ , mientras que la distancia centro a centro (pitch,  $\Lambda$ ) entre núcleos adyacentes es de  $12\ \mu\text{m}$ . El análisis se realizó considerando una longitud de onda de operación de  $1550\ \text{nm}$ .



**Figura 7.1:** Distribuciones de intensidad del campo eléctrico de los siete pares de supermodos de la SCF.

En la Figura 7.1 se muestran las distribuciones de intensidad del campo eléctrico

correspondientes a los siete pares de supermodos guiados de la SCF, identificados como SM1 a SM7. Cada supermodo se caracteriza por un índice efectivo y una distribución espacial del campo distintos. Asimismo, se observa que cada supermodo presenta dos estados de polarización.

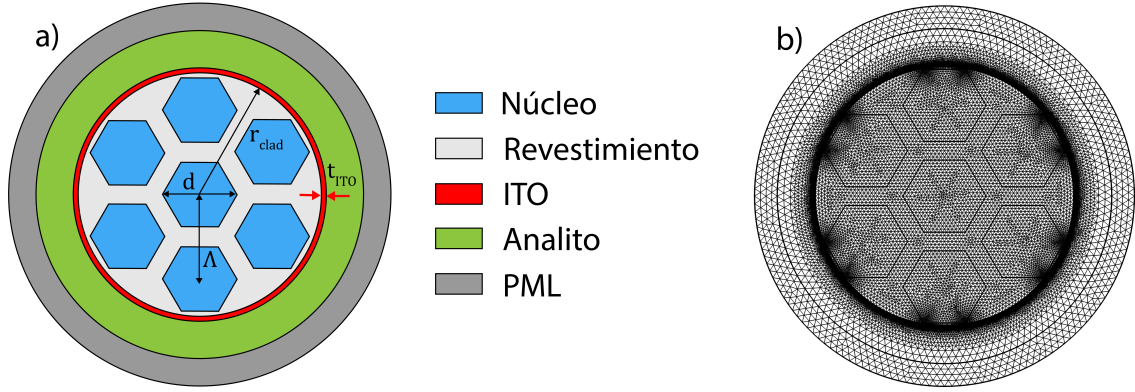
El primer par de supermodos (SM1) tiene una distribución de intensidad máxima en el núcleo central, con contribuciones menores en los núcleos adyacentes, y además presenta una polarización simple. Esta distribución tiene una gran similitud con el modo fundamental ( $HE_{11}$ ) de una fibra monomodo estándar.

De manera similar, el sexto par de supermodos (SM6) también presenta una intensidad máxima del campo en el núcleo central, aunque con menor energía en los núcleos exteriores que en SM1. Este comportamiento es análogo al del modo  $HE_{12}$  de una fibra estándar.

Por otro lado, los pares de supermodos intermedios (SM2-SM5 y SM7) presentan distribuciones de intensidad del campo localizadas en los núcleos exteriores. Las diferencias en la distribución espacial del campo entre los supermodos tienen implicaciones al excitarlos cuando la SCF se empalma entre fibras monomodo estándar. Los supermodos con intensidad dominante en el núcleo central presentan una mayor similitud con el modo fundamental de la fibra monomodo, lo que favorece su excitación. Lo contrario ocurre con los supermodos cuya energía se encuentra en los núcleos exteriores. Esto hace que la excitación de ciertos supermodos mediante el empalme con fibra monomodo sea conveniente para el desarrollo de diseños simples de sensores SPR.

### **7.3. Diseño estructural del sensor SPR**

El diseño estructural del sensor se basó en la SCF. A partir de dicha estructura, se realizó una modificación geométrica para favorecer la interacción entre el campo evanescente del supermodo guiado y la película de ITO considerada.



**Figura 7.2:** Estructura del sensor SPR de fibra de siete núcleos recubierta con ITO. (a) Sección transversal del sensor propuesto. (b) Mallado empleado en la simulación numérica.

La sección transversal del sensor propuesto se muestra en la Figura 7.2a. Esta región corresponde a la zona activa del sensor. En dicha región, el revestimiento de fibra se adelgazó hasta un radio  $r_{clad}$  para permitir la interacción del campo evanescente con la película delgada de ITO, que se encuentra en contacto directo con el analito. De manera análoga a los sensores analizados en capítulos anteriores, se utilizó una PML para evitar reflexiones en los límites del dominio de simulación. En la Figura 7.2b se muestra la malla utilizada, en la que se empleó una malla fina tanto en los núcleos como en la interfaz entre la SCF y la película de ITO.

Los parámetros geométricos del sensor se resumen en la Tabla 7.1. En particular, el espesor de la película de ITO se varió entre 30 y 70 nm, con incrementos de 5 nm. Asimismo, se consideró un espesor del analito de  $5 \mu\text{m}$  y una PML de  $3 \mu\text{m}$ .

El análisis del sensor SPR propuesto se centró en el supermodo SM1, ya que corresponde al supermodo fundamental de la SCF y puede excitarse mediante la configuración de empalme con fibra monomodo. Además, la distribución espacial del campo eléctrico resulta favorable para la excitación del modo SPP.

**Tabla 7.1:** Parámetros geométricos del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO.

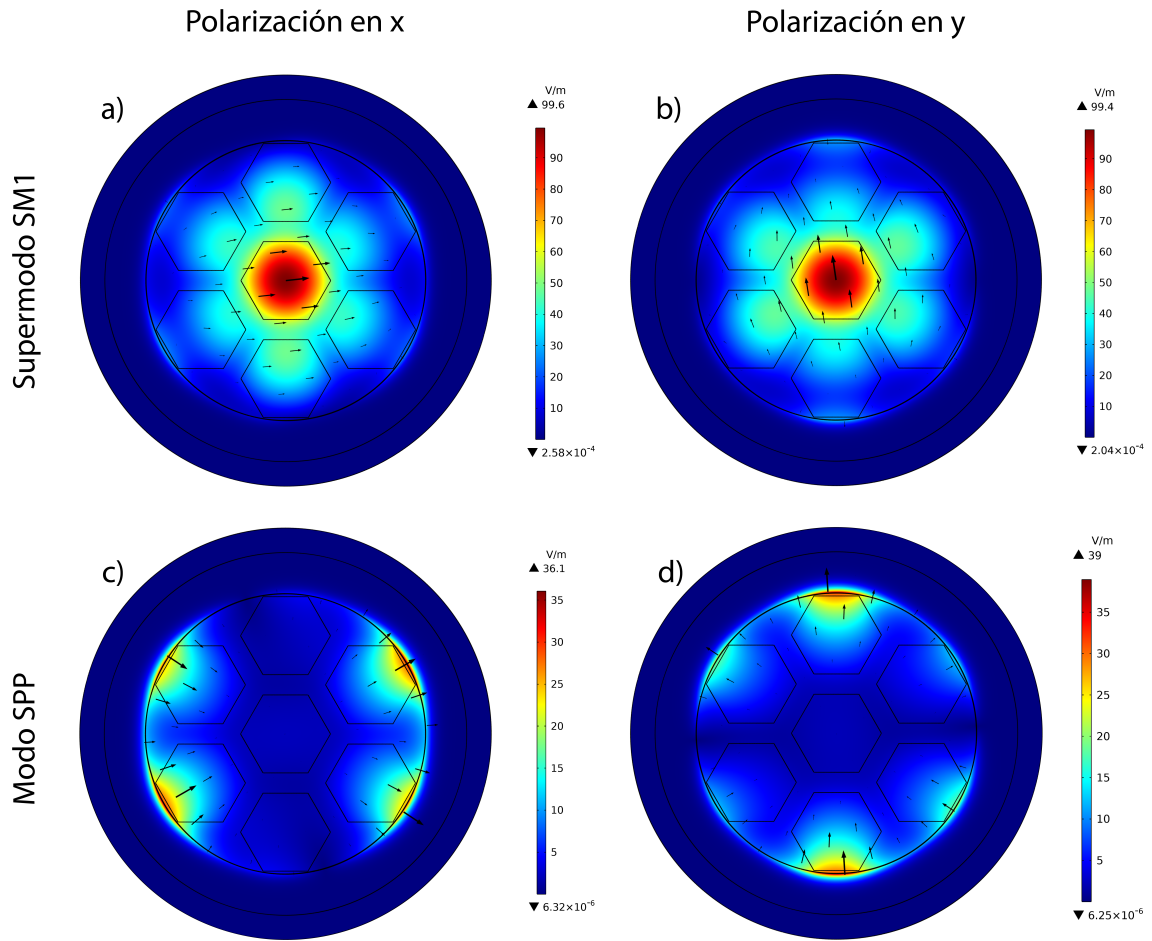
Parámetro	Valor
Diámetro del núcleo ( $d$ )	$11 \mu\text{m}$
Distancia entre centros de núcleos (pitch, $\Lambda$ )	$12 \mu\text{m}$
Radio del revestimiento ( $r_{\text{clad}}$ )	$17.1 \mu\text{m}$
Espesor de la película de ITO ( $t_{\text{ITO}}$ )	30–70, 5 nm
Espesor del analito	$5 \mu\text{m}$
Espesor PML	$3 \mu\text{m}$

## 7.4. Supermodo SM1 y modo SPP

La Figura 7.3 muestra las distribuciones de intensidad del campo eléctrico del supermodo SM1 y del modo SPP asociado, para ambos estados de polarización, considerando un espesor de ITO de  $t_{\text{ITO}} = 55 \text{ nm}$ , un  $\text{RI} = 1.38$  y una longitud de onda de  $1720 \text{ nm}$ .

Como se describió anteriormente, el campo eléctrico del supermodo SM1 se encuentra en su mayoría confinado en el núcleo central. No obstante, la interacción entre los núcleos de la estructura favorece la extensión del campo hacia la parte exterior de la fibra, de modo que una parte del campo evanescente alcanza la región recubierta con ITO. Esto puede apreciarse en las Figuras 7.3a y 7.3b, correspondientes a las polarizaciones en  $x$  e  $y$ , respectivamente.

Por otro lado, la distribución del campo eléctrico del modo SPP se manifiesta de manera localizada en zonas bien definidas de la interfaz ITO-analito. En las Figuras 7.3c y 7.3d se observa que dichas regiones dependen del estado de polarización considerado. Al comparar ambas distribuciones, se observa que las regiones donde el SM1 presenta un campo evanescente coinciden con las zonas de máxima intensidad



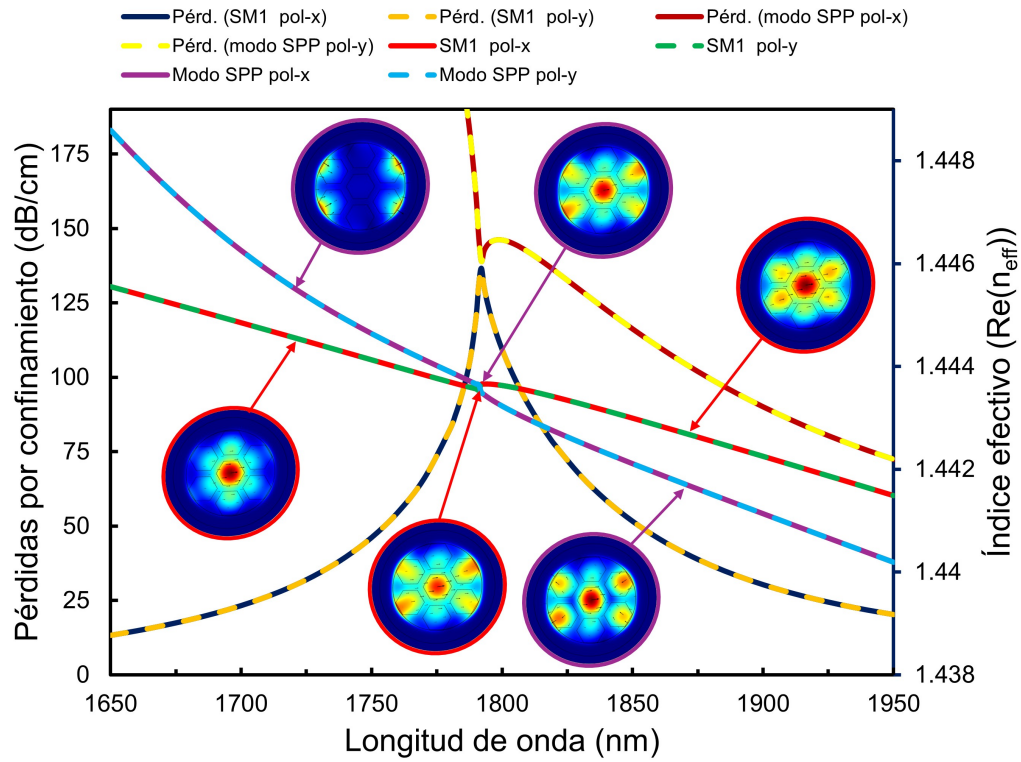
**Figura 7.3:** Distribuciones de intensidad del campo eléctrico obtenidas para  $t_{\text{ITO}} = 55$  nm,  $\lambda = 1720$  nm y  $\text{RI} = 1.38$ . (a) y (b) muestran el supermodo SM1 para polarización en x e y, respectivamente; (c) y (d) presentan el modo SPP para dichas polarizaciones.

del modo SPP. Esto indica que el supermodo SM1 es capaz de excitar el modo SPP mostrado, lo que confirma la existencia de un acoplamiento entre ambos modos y evidencia que el acoplamiento entre núcleos resulta favorable para la excitación del modo SPP.

En la siguiente sección se estudian las pérdidas por confinamiento y las relaciones de dispersión para ambos estados de polarización, para identificar la respuesta SPR y las condiciones de acoplamiento.

## 7.5. Condiciones de acoplamiento

En la Figura 7.4 se muestran las pérdidas por confinamiento y la parte real del índice efectivo del supermodo SM1 y del modo SPP bajo las condiciones mencionadas. Asimismo, se incluyen mapas de intensidad del campo eléctrico en ambos modos, que permiten visualizar la evolución del acoplamiento modal a medida que varía la longitud de onda, considerando la polarización en  $x$ .



**Figura 7.4:** Pérdidas por confinamiento y  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  del supermodo SM1 y del modo SPP para  $t_{\text{TTO}} = 55 \text{ nm}$  y  $\text{RI} = 1.38$ . Los mapas de campo muestran la evolución del acoplamiento modal en distintas longitudes de onda para la polarización en  $x$ .

En primer lugar, se observa que se obtienen los mismos resultados en ambas polarizaciones. Esto indica que la respuesta del sensor es equivalente para ambos estados de polarización. Por esta razón, en el análisis posterior se considera únicamente un estado de polarización.

Las pérdidas por confinamiento del supermodo SM1 presentan un pico bien definido alrededor de  $\lambda = 1792$  nm, que corresponde a la longitud de onda de resonancia. En este punto ocurre una transferencia eficiente de energía desde el supermodo hacia el modo SPP. De hecho, conforme la longitud de onda se aproxima a la resonancia, las pérdidas de ambos modos toman valores comparables, acercándose al cumplimiento de la condición de coincidencia de pérdidas.

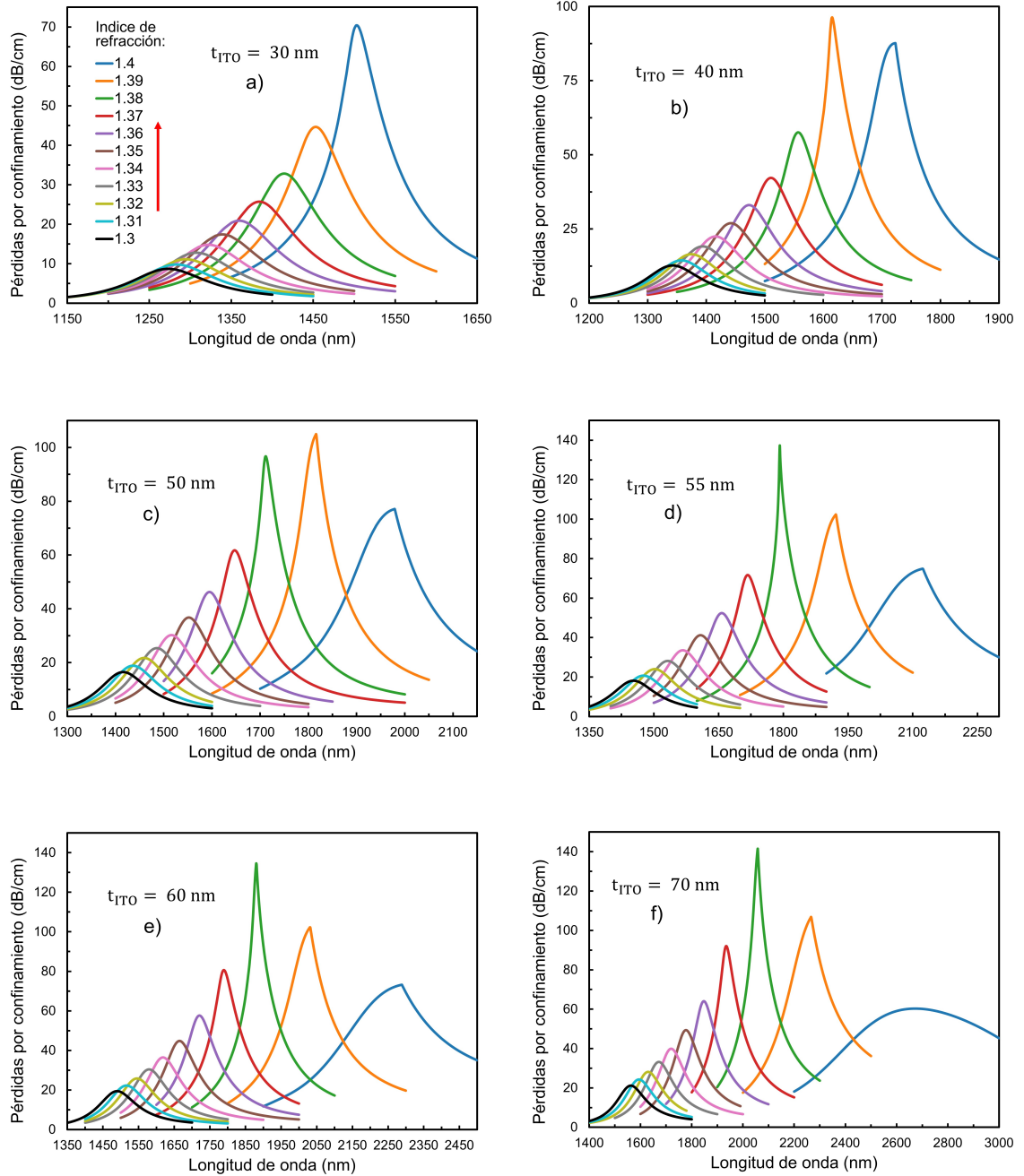
De manera simultánea, el análisis de la parte real del índice efectivo muestra que las curvas de dispersión de ambos modos se acercan entre sí sin llegar a cruzarse, mostrando un comportamiento de anti-crossing, acompañado de un pequeño gap. Esto indica que el sensor opera en un régimen de acoplamiento completo.

Se puede observar la evolución del acoplamiento en los mapas del campo eléctrico. Para longitudes de onda menores que la longitud de onda de resonancia, el campo del supermodo SM1 se encuentra predominantemente confinado en el núcleo central. Conforme la longitud de onda se aproxima a la resonancia, el campo comienza a extenderse hacia la interfaz ITO-analito, hasta el punto en que ambos modos son muy similares tanto en su índice efectivo como en la distribución del campo. Esto muestra un fuerte acoplamiento entre los modos. Para longitudes de onda mayores, el campo vuelve a concentrarse en el núcleo central, pero con un carácter modal diferente.

## 7.6. Efecto del espesor de ITO

En la Figura 7.5 se muestran los espectros de pérdidas por confinamiento del supermodo SM1 para diferentes RI del analito, entre 1.30 y 1.40, y para distintos espesores de la película de ITO.

Para todos los espesores analizados, se observa que el incremento del RI produce un desplazamiento de la longitud de onda de resonancia hacia valores más altos. Otra característica apreciable es que el aumento del espesor de ITO provoca un



**Figura 7.5:** Espectros de pérdidas del supermodo SM1 para valores de RI entre 1.30 y 1.40, y distintos espesores de ITO: (a)  $t_{ITO} = 30$  nm, (b)  $t_{ITO} = 40$  nm, (c)  $t_{ITO} = 50$  nm, (d)  $t_{ITO} = 55$  nm, (e)  $t_{ITO} = 60$  nm y (f)  $t_{ITO} = 70$  nm.

desplazamiento de la resonancia hacia longitudes de onda más largas, así como un incremento de las pérdidas por confinamiento del supermodo.

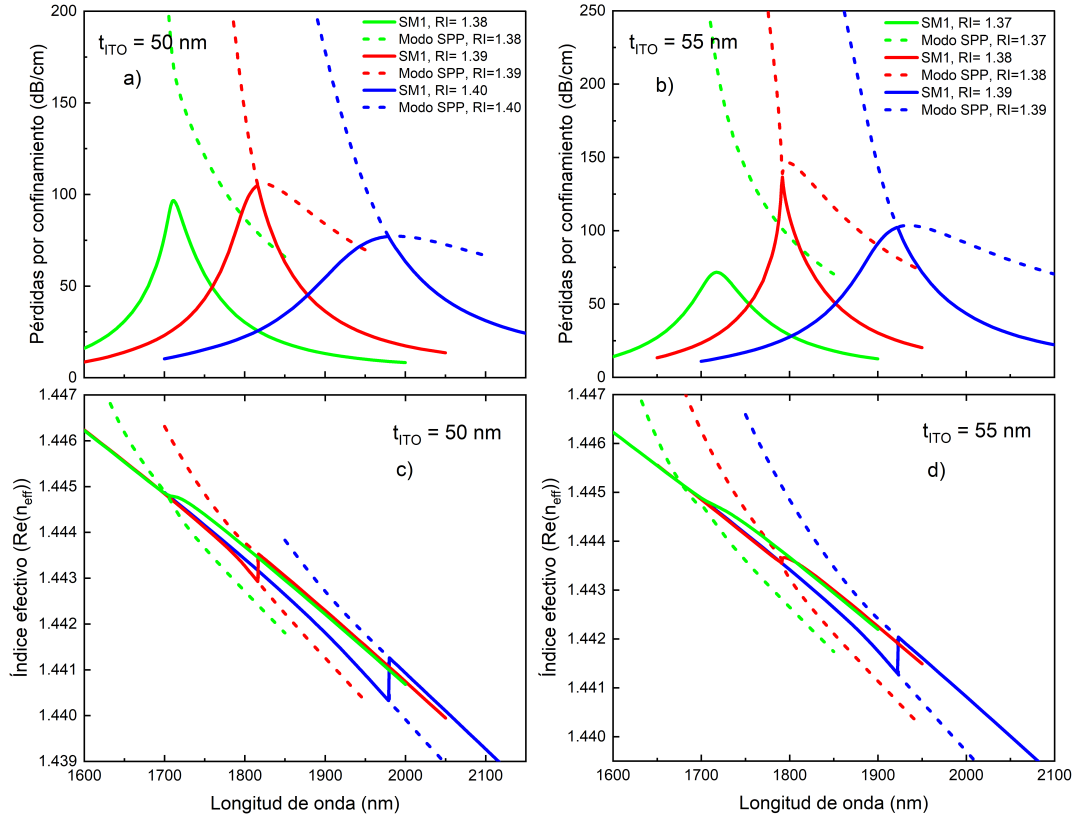
Para espesores pequeños, como los mostrados en las Figuras 7.5a y 7.5b ( $t_{\text{ITO}} = 30$  y  $40$  nm), la respuesta del sensor se presenta en longitudes de onda más cortas y con pérdidas relativamente bajas. En el caso de espesores intermedios, como los de las Figuras 7.5c–e ( $t_{\text{ITO}} = 50, 55$  y  $60$  nm), los picos de pérdidas se hacen más definidos, lo que sugiere un acoplamiento más eficiente entre los modos. Para espesores mayores, como el mostrado en la Figura 7.5f ( $t_{\text{ITO}} = 70$  nm), el sensor sigue presentando desplazamientos considerables en la longitud de onda de resonancia; sin embargo, la definición de los picos de pérdidas comienza a reducirse.

Estos resultados muestran la dependencia de la respuesta espectral del sensor con el espesor de la película de ITO. En la siguiente sección se analiza de manera más detallada la influencia del espesor de ITO sobre las condiciones de acoplamiento.

### 7.6.1. Verificación de las condiciones de acoplamiento

La Figura 7.6 muestra la verificación de las condiciones de acoplamiento para espesores de la película de ITO de  $50$  y  $55$  nm, considerando valores de RI para los cuales se presenta la mejor respuesta del sensor. En particular, las Figuras 7.6a y 7.6b muestran los espectros de pérdidas del supermodo SM1 y del modo SPP, mientras que las Figuras 7.6c y 7.6d presentan las correspondientes relaciones de dispersión de la parte real del índice efectivo para los mismos casos.

Para el espesor de  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm, en el caso de  $\text{RI} = 1.38$ , se observa en la Figura 7.6a que las curvas de pérdidas de ambos modos no coinciden en la longitud de onda de resonancia. De manera consistente, en la Figura 7.6c las curvas de dispersión presentan un crossing directo, lo que indica un régimen de acoplamiento incompleto. Al incrementar el RI, las pérdidas de ambos modos se aproximan entre sí y las curvas de dispersión dejan de cruzarse directamente, lo que evidencia un comportamiento de anti-crossing y permite la transición a un régimen de acoplamiento completo. Además, se observa que el gap asociado al anti-crossing aumenta a medida que el RI aumenta, lo que indica una interacción más fuerte.



**Figura 7.6:** Verificación de las condiciones de acoplamiento. (a)–(b) Espectros de pérdidas del supermodo SM1 y del modo SPP para  $t_{\text{ITO}} = 50$  nm (RI = 1.38, 1.39 y 1.40) y 55 nm (RI = 1.37, 1.38 y 1.39), respectivamente. (c)–(d) Correspondientes relaciones de dispersión del índice efectivo real para los mismos casos.

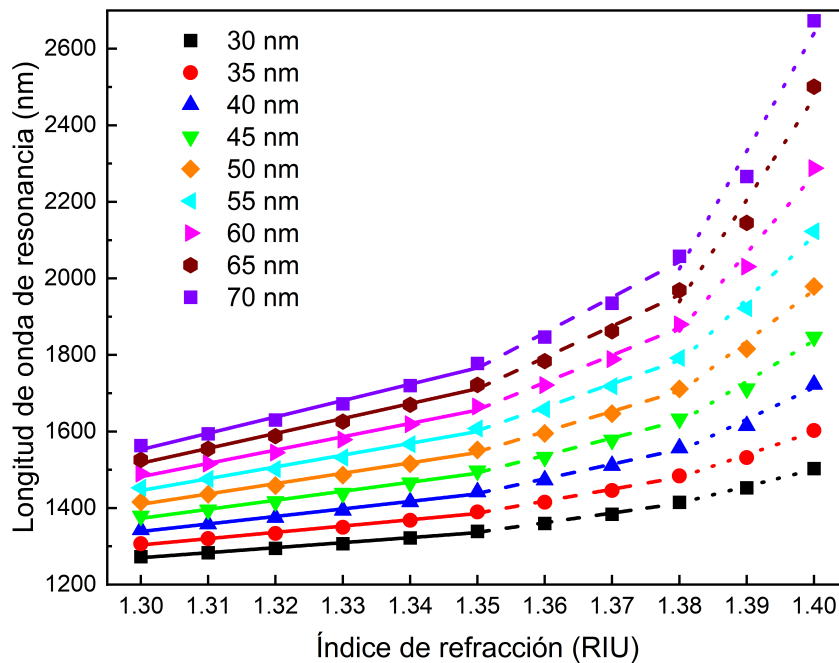
Un comportamiento análogo se observa para el espesor de  $t_{\text{ITO}} = 55$  nm. En la Figura 7.6d, para el valor más bajo de RI, las curvas de dispersión presentan un crossing, asociado a un régimen de acoplamiento incompleto. Al aumentar el RI, se observa un comportamiento de anti-crossing, junto con la convergencia de las pérdidas de ambos modos en la longitud de onda de resonancia, como se muestra en la Figura 7.6b, lo que indica una transición hacia un régimen de acoplamiento completo.

En conjunto, estos resultados indican que el espesor de ITO modula el régimen de acoplamiento. Para un espesor de 50 nm, el acoplamiento completo se alcanza

a partir de  $RI = 1.39$ , mientras que para un espesor de 55 nm se alcanza para  $RI = 1.38$ . En la siguiente sección se analiza la sensibilidad en longitud de onda del sensor, con el fin de evaluar su desempeño para distintos espesores de la película de ITO.

## 7.7. Sensibilidad en longitud de onda

En la Figura 7.7 se muestra el desplazamiento de la longitud de onda de resonancia en función del RI del analito para diferentes espesores de la película de ITO. El desplazamiento espectral no es completamente lineal en todo el rango de RI considerado; en particular, se identifican tres regiones en las que la pendiente de la curva cambia de forma apreciable. Es por esto que la sensibilidad del sensor se evalúa en subrangos de RI más pequeños.



**Figura 7.7:** Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO, dentro del rango dinámico de RI entre 1.30 y 1.40.

**Tabla 7.2:** Sensibilidad espectral y coeficiente de correlación  $R^2$  del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO, para espesores de la película de ITO entre 30 y 45 nm y subrangos de RI del analito.

Esesor ITO (nm)	Rango de RI	Sensibilidad (nm/RIU)	$R^2$
30	1.30–1.35	1311.43	0.99107
	1.35–1.38	2520.00	0.99194
	1.38–1.40	4400.00	0.99384
35	1.30–1.35	1642.86	0.99043
	1.35–1.38	3130.00	0.99144
	1.38–1.40	5950.00	0.98770
40	1.30–1.35	1965.71	0.99005
	1.35–1.38	3830.00	0.99328
	1.38–1.40	8300.00	0.97065
45	1.30–1.35	2157.14	0.98885
	1.35–1.38	4530.00	0.99128
	1.38–1.40	10700.00	0.97768

En las Tablas 7.2 y 7.3 se muestran los valores de sensibilidad y el coeficiente de correlación para los tres subrangos de RI considerados. En el subrango más bajo, para valores de RI entre 1.30 y 1.35, se presentan los valores de sensibilidad más bajos, alcanzando hasta un valor de 4271.43 nm/RIU. Para el subrango de RI de 1.35 a 1.38, la sensibilidad aumenta hasta 9280 nm/RIU. Finalmente, en el subrango de RI de 1.38 a 1.40 se obtienen las sensibilidades más altas. Aunque el valor máximo corresponde a  $t_{ITO} = 70$  nm, con 30750 nm/RIU, el espesor de 60 nm muestra una sensibilidad de 20400 nm/RIU y una respuesta espectral bien definida del sensor según la Figura 7.5e.

Estos resultados muestran que la sensibilidad del sensor puede optimizarse mediante la selección adecuada del espesor de la película de ITO, considerando el rango de RI de operación de interés. En particular, los espesores mayores favorecen sen-

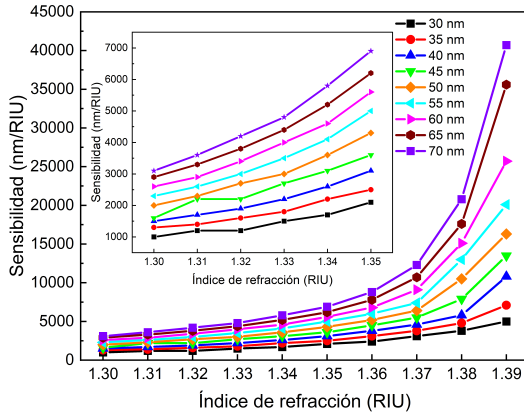
**Tabla 7.3:** Sensibilidad espectral y coeficiente de correlación  $R^2$  del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO, para espesores de la película de ITO entre 50 y 70 nm y subrangos de RI del analito.

Espesor ITO (nm)	Rango de RI	Sensibilidad (nm/RIU)	$R^2$
50	1.30–1.35	2705.71	0.98919
	1.35–1.38	5290.00	0.99215
	1.38–1.40	13400.00	0.98463
55	1.30–1.35	3080.00	0.98864
	1.35–1.38	6120.00	0.99233
	1.38–1.40	16550.00	0.98489
60	1.30–1.35	3480.00	0.98844
	1.35–1.38	7130.00	0.99391
	1.38–1.40	20400.00	0.97800
65	1.30–1.35	3894.29	0.98868
	1.35–1.38	8190.00	0.98489
	1.38–1.40	26600.00	0.96324
70	1.30–1.35	4271.43	0.98755
	1.35–1.38	9280.00	0.98306
	1.38–1.40	30750.00	0.96628

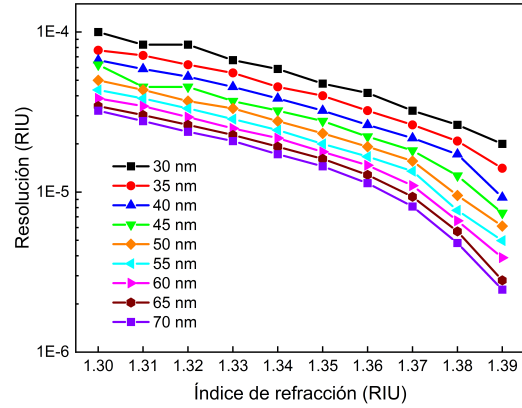
sibilidades más altas, aunque no necesariamente la mejor definición espectral. En la siguiente sección se presentan los parámetros de desempeño del sensor para un análisis más profundo.

## 7.8. Parámetros de desempeño

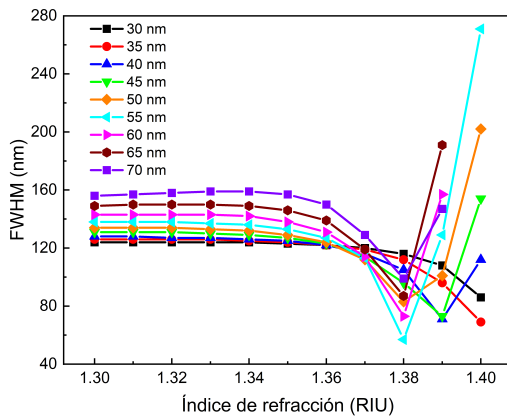
En la Figura 7.8 se muestran los parámetros de desempeño del sensor SPR en función del RI del analito, para distintos espesores de la película de ITO.



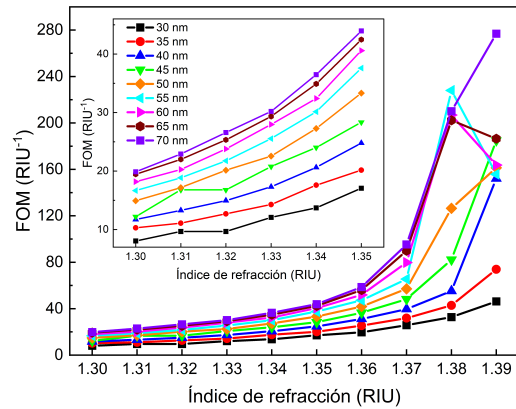
(a) Sensibilidad.



(b) Resolución.



(c) Ancho a media altura (FWHM).



(d) Figura de mérito (FOM).

**Figura 7.8:** Parámetros de desempeño del sensor SPR de fibra óptica de siete núcleos recubierta con ITO en función del RI del analito para distintos espesores de la película de ITO: (a) sensibilidad, (b) resolución, (c) FWHM y (d) FOM.

En particular, la Figura 7.8a muestra la sensibilidad local del sensor. Se observa que esta sensibilidad aumenta de forma continua a medida que se incrementa el RI para todos los espesores analizados, siendo el aumento más marcado para espesores de ITO mayores. Por consiguiente, en la Figura 7.8b se observa que, en la mayoría de los casos, se obtiene una resolución en el orden de  $10^{-5}$  RIU. El sensor alcanza los mejores valores de resolución para espesores de ITO entre 60 y 70 nm y para valores altos de RI, alcanzando el orden de magnitud de  $10^{-6}$  RIU.

En la Figura 7.8c se muestra el comportamiento del FWHM. Para valores bajos

de RI ( $RI < 1.36$ ), el ancho de las curvas se mantiene relativamente estable entre 120 y 160 nm; sin embargo, empieza a reducirse en valores de RI donde el acoplamiento entre modos es más fuerte, lo que evidencia una mejor definición de los picos de pérdidas. Al salir de esta región de acoplamiento eficiente, el FWHM empieza a incrementarse, indicando una degradación de la calidad de la curva, especialmente para espesores grandes de ITO.

Finalmente, la Figura 7.8d muestra la evolución de la FOM. Esta aumenta considerablemente con el RI y el espesor de la película de ITO, hasta alcanzar sus valores máximos cuando la sensibilidad es alta y el FWHM es reducido. Este comportamiento indica que, aunque la curva espectral va perdiendo definición, los desplazamientos en longitud de onda siguen aumentando con el RI, manteniendo la FOM en valores elevados, alcanzando valores superiores a  $200 \text{ RIU}^{-1}$ .

Si bien la sensibilidad y la resolución tienden a mejorar con el incremento del espesor de la película de ITO, la respuesta espectral empieza a presentar picos menos definidos para valores de RI altos, como se observa en el comportamiento del FWHM. Un ejemplo de este efecto se observa para un espesor de 70 nm.

A partir de este análisis, se puede identificar un espesor de ITO que tenga el mejor compromiso entre el desempeño y la definición espectral del sensor. En particular, el espesor de 60 nm tiene una combinación favorable de alta sensibilidad, buena resolución, anchos espectrales moderados y valores altos de FOM en el rango de RI analizado, por lo que puede considerarse un espesor adecuado para el sensor propuesto.

## 7.9. Resumen

Se estudió mediante simulaciones numéricas un sensor SPR basado en una fibra óptica de siete núcleos (SCF) recubierta con ITO, aprovechando el acoplamiento entre núcleos para la formación de supermodos. A partir del análisis modal, se identificaron los siete pares de supermodos (SM1 a SM7) y se seleccionó el supermodo

fundamental SM1, ya que concentra su máxima intensidad en el núcleo central y puede excitarse en una configuración de empalme con SMF. La región activa se consideró con un adelgazamiento del revestimiento hasta  $r_{\text{clad}} = 17.1 \mu\text{m}$ . Se verificó el acoplamiento entre el supermodo SM1 y el modo SPP mediante las pérdidas por confinamiento y las relaciones de dispersión, lo que mostró independencia de la polarización en la respuesta. Para  $t_{\text{ITO}} = 55 \text{ nm}$  y  $\text{RI} = 1.38$ , la resonancia se ubicó en  $\lambda = 1792 \text{ nm}$ , mostrando un comportamiento de anti-crossing y pérdidas comparables entre modos, operando en un régimen de acoplamiento completo.

En el rango de RI entre 1.30 y 1.40, la resonancia se desplazó hacia longitudes de onda mayores al aumentar el RI y al incrementar  $t_{\text{ITO}}$ . La verificación de acoplamiento mostró una transición del acoplamiento incompleto al completo a partir de  $\text{RI} = 1.39$  para  $t_{\text{ITO}} = 50 \text{ nm}$  y de  $\text{RI} = 1.38$  para  $t_{\text{ITO}} = 55 \text{ nm}$ , lo que indica que el espesor de ITO modula las ventanas de operación del acoplamiento eficiente. La sensibilidad se evaluó en tres subrangos de RI (1.30 – 1.35, 1.35 – 1.38, 1.38 – 1.40), observándose un incremento con el RI y con  $t_{\text{ITO}}$ . El valor más bajo fue de 1311.43 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 30 \text{ nm}$ , RI : 1.30 – 1.35), mientras que el máximo alcanzó 30750 nm/RIU ( $t_{\text{ITO}} = 70 \text{ nm}$ , RI : 1.38 – 1.40). Para  $t_{\text{ITO}} = 60 \text{ nm}$  se obtuvo 20400 nm/RIU en el subrango de RI de 1.38 a 1.40, con una respuesta espectral bien definida. La resolución se mantuvo en el orden de  $10^{-5}$  RIU y alcanzó valores del orden de  $10^{-6}$  RIU para espesores de ITO de 60 a 70 nm en valores de RI elevados. El FWHM se mantuvo entre 120 y 160 nm para RI bajos ( $\text{RI} < 1.36$ ), disminuyó en la región de acoplamiento completo y, posteriormente, aumentó para valores altos de RI y espesores mayores de ITO. Por otro lado, la FOM aumentó con el RI y con  $t_{\text{ITO}}$ , alcanzando valores superiores a  $200 \text{ RIU}^{-1}$ .

Estos resultados confirman que es viable implementar un sensor SPR de fibra de siete núcleos recubierta con ITO. La formación de supermodos, como el supermodo SM1, permite la distribución del campo hacia la interfaz ITO-analito, favoreciendo el acoplamiento con el modo SPP. Además, se mostró cómo el espesor de ITO influye en la resonancia, en el régimen de operación y en el desempeño del sensor.

# Capítulo 8

## Conclusiones

En este trabajo se realizó, mediante simulaciones numéricas, el diseño y análisis de sensores SPR de fibra óptica basados en películas delgadas de ITO en tres configuraciones: fibra óptica monomodo (SMF), fibra de doble núcleo concéntrico (DCCF) y fibra de siete núcleos (SCF). Los resultados muestran la factibilidad de implementar ITO como material plasmónico en plataformas de fibra de distintas geometrías para el desarrollo de nuevos sensores SPR. A continuación se presentan las conclusiones generales de este trabajo.

- Se demostró que el uso de ITO como material plasmónico permite la excitación de modos SPP en el rango IR en las tres plataformas de fibra óptica analizadas.
- En las tres plataformas se evidenció el acoplamiento entre el modo (o supermodo) guiado y el modo SPP, a partir de las distribuciones espaciales del campo eléctrico de los modos y del análisis de las pérdidas por confinamiento. El régimen de acoplamiento se corroboró mediante las condiciones de acoplamiento, observándose la transición a un acoplamiento completo y el comportamiento anti-crossing en las curvas de dispersión bajo condiciones adecuadas de geometría, espesor de ITO ( $t_{\text{ITO}}$ ) e índice de refracción del analito (RI).
- Se comprobó que la geometría de la fibra, la distribución modal y el espesor de ITO ( $t_{\text{ITO}}$ ) influyen en la posición de la longitud de onda de resonancia, en

las pérdidas por confinamiento, en el régimen de acoplamiento de operación y en los parámetros de desempeño del sensor.

- En la plataforma SMF, el revestimiento residual afectó la respuesta SPR. Al incrementarse el espesor del revestimiento residual ( $t_{\text{res}}$ ), disminuyó la amplitud del pico de resonancia, lo que debilita el acoplamiento. Por ello, la condición  $t_{\text{res}} = 0 \mu\text{m}$  resultó la más favorable en la simulación.
- La implementación de estructuras multinúcleo (DCCF y SCF) aportó un mecanismo adicional: la redistribución espacial del campo asociada a la formación de supermodos. En particular, los supermodos con carácter central (SM1) mostraron una extensión suficiente del campo hacia la región externa para favorecer el acoplamiento con el modo SPP, manteniendo la compatibilidad con esquemas de excitación mediante empalme con SMF.
- En los parámetros de desempeño se observó un compromiso entre sensibilidad, FWHM y FOM, ya que existen condiciones que incrementan la sensibilidad, pero pueden acompañarse de un ensanchamiento de la respuesta SPR, por lo que es importante considerarlas simultáneamente.

## 8.1. Trabajo a futuro

A partir de los resultados obtenidos mediante las simulaciones numéricas, se identificaron líneas de trabajo futuras para ampliar el alcance de esta investigación. Se proponen las siguientes:

- Analizar la contribución de supermodos de orden superior en la excitación de modos SPP, así como su impacto en el desempeño del sensor.
- Validar experimentalmente la respuesta de los sensores SPR de fibra óptica propuestos, para reproducir la respuesta SPR mostrada en este trabajo.

- Incorporar capas funcionales sobre el ITO para explorar aplicaciones químicas y biomoleculares específicas, evaluando su impacto en el acoplamiento y en los parámetros de desempeño del sensor.
- Ampliar el estudio hacia otras plataformas y materiales, considerando nuevas configuraciones multinúcleo con núcleos acoplados, así como materiales plasmónicos alternativos o híbridos, con el fin de mejorar el desempeño y ampliar el rango de aplicaciones.

## 8.2. Estudio experimental complementario

Se realizó un estudio experimental como complemento del trabajo de esta tesis. Se depositaron y caracterizaron películas delgadas de ITO mediante la técnica de deposición por magnetrón sputtering de radiofrecuencia (RF). Este estudio se realizó como una aproximación para explorar la factibilidad de fabricar el material plasmónico considerado, así como la posibilidad de ajustar sus propiedades mediante parámetros experimentales.

Se evaluaron las propiedades ópticas, superficiales y eléctricas de las películas de ITO. Las caracterizaciones realizadas incluyen mediciones de transmitancia, estimación de la banda prohibida, análisis de rugosidad y espesor, así como mediciones eléctricas por efecto Hall, con las cuales se obtienen la resistividad, la densidad de portadores de carga y la movilidad. Este estudio tiene como finalidad formar una base experimental para una futura implementación en los sensores SPR estudiados en este trabajo. Con el fin de no desviar el enfoque principal del trabajo, los resultados más relevantes se presentan de forma resumida en el Apéndice.

# Bibliografía

- [1] G. Gauglitz and G. Proll, *Strategies for Label-Free Optical Detection*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008, pp. 395–432. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1007/10\\_2007\\_076](https://doi.org/10.1007/10_2007_076)
- [2] M. Pirzada and Z. Altintas, “Recent Progress in Optical Sensors for Biomedical Diagnostics,” *Micromachines*, vol. 11, no. 4, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/mi11040356>
- [3] A. K. Singh, S. Mittal, M. Das, A. Saharia, and M. Tiwari, “Optical biosensors: a decade in review,” *Alexandria Engineering Journal*, vol. 67, pp. 673–691, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.aej.2022.12.040>
- [4] C. Chen and J. Wang, “Optical biosensors: an exhaustive and comprehensive review,” *Analyst*, vol. 145, pp. 1605–1628, 2020. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1039/C9AN01998G>
- [5] H. H. Nguyen, J. Park, S. Kang, and M. Kim, “Surface Plasmon Resonance: A Versatile Technique for Biosensor Applications,” *Sensors*, vol. 15, no. 5, pp. 10 481–10 510, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s150510481>
- [6] D. Capelli, V. Scognamiglio, and R. Montanari, “Surface plasmon resonance technology: Recent advances, applications and experimental cases,” *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, vol. 163, p. 117079, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.trac.2023.117079>

- [7] M. Mahmoudpour, J. Ezzati Nazhad Dolatabadi, M. Torbati, and A. Homayouni-Rad, “Nanomaterials based surface plasmon resonance signal enhancement for detection of environmental pollutions,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 127, pp. 72–84, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.bios.2018.12.023>
- [8] S. A. Maier *et al.*, *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer, 2007, vol. 1.
- [9] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, “Nano-optics of surface plasmon polaritons,” *Physics Reports*, vol. 408, no. 3, pp. 131–314, 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.001>
- [10] A. Otto, “Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, vol. 216, no. 4, pp. 398–410, 1968. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/BF01391532>
- [11] E. Kretschmann, “Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 241, pp. 313–324, 1971. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/BF01395428>
- [12] R. Jorgenson and S. Yee, “A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 12, no. 3, pp. 213–220, 1993. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1016/0925-4005\(93\)80021-3](https://doi.org/10.1016/0925-4005(93)80021-3)
- [13] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. Gupta, “Fiber-Optic Sensors Based on Surface Plasmon Resonance: A Comprehensive Review,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 7, no. 8, pp. 1118–1129, 2007. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2007.897946>
- [14] J. Li, “A review: Development of novel fiber-optic platforms for bulk and surface refractive index sensing applications,” *Sensors and Actuators*

- Reports*, vol. 2, no. 1, p. 100018, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snr.2020.100018>
- [15] J. Lv, J. Wang, L. Yang, W. Liu, H. Fu, P. K. Chu, and C. Liu, “Recent advances of optical fiber biosensors based on surface plasmon resonance: sensing principles, structures, and prospects,” *Sens. Diagn.*, vol. 3, pp. 1369–1391, 2024. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1039/D4SD00045E>
- [16] Y. Esfahani Monfared, “Overview of Recent Advances in the Design of Plasmonic Fiber-Optic biosensors,” *Biosensors*, vol. 10, no. 7, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/bios10070077>
- [17] E. Klantsataya, P. Jia, H. Ebendorff-Heidepriem, T. M. Monro, and A. François, “Plasmonic Fiber Optic Refractometric Sensors: From Conventional Architectures to Recent Design Trends,” *Sensors*, vol. 17, no. 1, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s17010012>
- [18] R. K. Verma and B. D. Gupta, “Surface plasmon resonance based fiber optic sensor for the ir region using a conducting metal oxide film,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27, no. 4, pp. 846–851, Apr 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.27.000846>
- [19] Y. Wang, J. Dong, Y. Luo, J. Tang, H. Lu, J. Yu, H. Guan, J. Zhang, and Z. Chen, “Indium Tin Oxide Coated Two-Mode Fiber for Enhanced SPR Sensor in Near-Infrared Region,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 6, pp. 1–9, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2017.2757513>
- [20] G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, “Alternative Plasmonic Materials: Beyond Gold and Silver,” *Advanced Materials*, vol. 25, no. 24, pp. 3264–3294, 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/adma.201205076>
- [21] H. Khamh, E. Sacht, K. Kelly, J.-P. Maria, and S. Franzen, “As good as gold and better: conducting metal oxide materials for mid-infrared plasmonic

- applications,” *J. Mater. Chem. C*, vol. 6, pp. 8326–8342, 2018. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1039/C7TC05760A>
- [22] F. Michelotti, L. Dominici, E. Descrovi, N. Danz, and F. Menchini, “Thickness dependence of surface plasmon polariton dispersion in transparent conducting oxide films at 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 6, pp. 839–841, Mar 2009. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OL.34.000839>
- [23] M. A. Noginov, L. Gu, J. Livener, G. Zhu, A. K. Pradhan, R. Mundle, M. Bahoura, Y. A. Barnakov, and V. A. Podolskiy, “Transparent conductive oxides: Plasmonic materials for telecom wavelengths,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 2, p. 021101, 07 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.3604792>
- [24] C. Rhodes, S. Franzen, J.-P. Maria, M. Losego, D. N. Leonard, B. Laughlin, G. Duscher, and S. Weibel, “Surface plasmon resonance in conducting metal oxides,” *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 5, p. 054905, 09 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.2222070>
- [25] S. Franzen, “Surface Plasmon Polaritons and Screened Plasma Absorption in Indium Tin Oxide Compared to Silver and Gold,” *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 112, no. 15, pp. 6027–6032, 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/jp7097813>
- [26] S. Franzen, C. Rhodes, M. Cerruti, R. W. Gerber, M. Losego, J.-P. Maria, and D. E. Aspnes, “Plasmonic phenomena in indium tin oxide and ito-au hybrid films,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 18, pp. 2867–2869, Sep 2009. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OL.34.002867>
- [27] W. Lin, O. Bang, and G. Woyessa, “Mid-infrared surface plasmon resonance fiber optic sensors,” *Opt. Express*, vol. 33, no. 2, pp. 1962–1968, Jan 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.547355>

- [28] M. Chauhan and V. K. Singh, "Fiber optic plasmonic sensors based on theoretical analysis: A review," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 53, no. 7, p. 409, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-021-03034-3>
- [29] T. Khanikar and V. K. Singh, "Gold grating assisted SPR based D-shaped single mode fiber for detection of liquid refractive index," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 51, no. 9, p. 296, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-019-2013-7>
- [30] D. A. May-Arrijoja and J. R. Guzman-Sepulveda, *Fiber Optic Sensors Based on Multicore Structures*. Cham: Springer International Publishing, 2017, pp. 347–371. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-42625-9\\_16](https://doi.org/10.1007/978-3-319-42625-9_16)
- [31] J. R. Guzman-Sepulveda and D. A. May-Arrijoja, "In-fiber directional coupler for high-sensitivity curvature measurement," *Opt. Express*, vol. 21, no. 10, pp. 11 853–11 861, May 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.21.011853>
- [32] A. W. Snyder, J. D. Love *et al.*, *Optical waveguide theory*. Chapman and hall London, 1983, vol. 175.
- [33] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*. Cambridge University Press, 2023.
- [34] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*. Elsevier, 2021.
- [35] F. A. Hopf and G. I. Stegeman, *Applied Classical Electrodynamics, Linear Optics*. Wiley-VCH, 1985, vol. 1.
- [36] N. Ashcroft, "Solid state physics," *Thomson Learning*, vol. 39, 1976.
- [37] A. K. Sharma and B. D. Gupta, "On the performance of different bimetallic combinations in surface plasmon resonance based fiber optic sensors," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 9, p. 093111, 05 2007. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.2721779>

- [38] R. A. Kadhim, L. Yuan, H. Xu, J. Wu, and Z. Wang, “Highly Sensitive D-Shaped Optical Fiber Surface Plasmon Resonance Refractive Index Sensor Based on Ag-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Grating,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 20, no. 17, pp. 9816–9824, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2020.2992854>
- [39] J. Txintxurreta, E. G-Berasategui, R. Ortiz, O. Hernández, L. Mendizábal, and J. Barriga, “Indium Tin Oxide Thin Film Deposition by Magnetron Sputtering at Room Temperature for the Manufacturing of Efficient Transparent Heaters,” *Coatings*, vol. 11, no. 1, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/coatings11010092>
- [40] J. C. C. Fan and J. B. Goodenough, “X-ray photoemission spectroscopy studies of Sn-doped indium-oxide films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 8, pp. 3524–3531, 08 1977. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.324149>
- [41] C. Rhodes, M. Cerruti, A. Efremenko, M. Losego, D. E. Aspnes, J.-P. Maria, and S. Franzen, “Dependence of plasmon polaritons on the thickness of indium tin oxide thin films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 9, p. 093108, 05 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.2908862>
- [42] R. A. Shima, M. A. Mollah, and M. Y. Ali, “Au-ITO deposited D-shaped photonic crystal fiber polarizer with a micro-opening based on surface plasmon resonance,” *Optik*, vol. 224, p. 165489, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165489>
- [43] Q. Liu, J. Sun, Y. Sun, W. Liu, F. Wang, L. Yang, C. Liu, Q. Liu, Q. Li, Z. Ren, T. Sun, and P. K. Chu, “Surface plasmon resonance sensor based on eccentric core photonic quasi-crystal fiber with indium tin oxide,” *Appl. Opt.*, vol. 58, no. 25, pp. 6848–6853, Sep 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/AO.58.006848>
- [44] J. N. Dash and R. Jha, “SPR Biosensor Based on Polymer PCF Coated With Conducting Metal Oxide,” *IEEE Photonics Technology*

- Letters*, vol. 26, no. 6, pp. 595–598, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/LPT.2014.2301153>
- [45] Q. Liu, J. Sun, Y. Sun, Z. Ren, C. Liu, J. Lv, F. Wang, L. Wang, W. Liu, T. Sun, and P. K. Chu, “Surface plasmon resonance sensor based on photonic crystal fiber with indium tin oxide film,” *Optical Materials*, vol. 102, p. 109800, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2020.109800>
- [46] Sellmeier, “Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen,” *Annalen der Physik*, vol. 219, no. 6, pp. 272–282, 1871. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/andp.18712190612>
- [47] I. H. Malitson, “Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, no. 10, pp. 1205–1209, Oct 1965. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/JOSA.55.001205>
- [48] M. Herzberger, “The Dispersion of Optical glass,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 32, no. 2, pp. 70–77, Feb 1942. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/JOSA.32.000070>
- [49] J. W. Fleming, “Dispersion in GeO<sub>2</sub>–SiO<sub>2</sub> glasses,” *Appl. Opt.*, vol. 23, no. 24, pp. 4486–4493, Dec 1984. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/AO.23.004486>
- [50] J. K. Nayak and R. Jha, “Numerical simulation on the performance analysis of a graphene-coated optical fiber plasmonic sensor at anti-crossing,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 12, pp. 3510–3517, Apr 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/AO.56.003510>
- [51] B. D. Gupta, R. Verma, and S. K. Srivastava, *Fiber optic sensors based on plasmonics*. World Scientific, 2015.
- [52] Z. Zhang, Y. Shi, B. Bian, and J. Lu, “Dependence of leaky mode coupling on loss in photonic crystal fiber with hybrid cladding,” *Opt.*

- Express*, vol. 16, no. 3, pp. 1915–1922, Feb 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.16.001915>
- [53] B. Shuai, L. Xia, Y. Zhang, and D. Liu, “A multi-core holey fiber based plasmonic sensor with large detection range and high linearity,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 5974–5986, Mar 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.20.005974>
- [54] S. Zhang, B. Han, Y.-n. Zhang, Y. Liu, W. Zheng, and Y. Zhao, “Multichannel Fiber Optic SPR Sensors: Realization Methods, Application Status, and Future Prospects,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 16, no. 8, p. 2200009, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/lpor.202200009>
- [55] M. S. A. Gandhi, S. Chu, K. Senthilnathan, P. R. Babu, K. Nakkeeran, and Q. Li, “Recent Advances in Plasmonic Sensor-Based Fiber Optic Probes for Biological Applications,” *Applied Sciences*, vol. 9, no. 5, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/app9050949>
- [56] C. Caucheteur, T. Guo, and J. Albert, “Review of plasmonic fiber optic biochemical sensors: improving the limit of detection,” *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol. 407, no. 14, pp. 3883–3897, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s00216-014-8411-6>
- [57] X.-M. Wang, C.-L. Zhao, Y.-R. Wang, and S. Jin, “A proposal of T-structure fiber-optic refractive index sensor based on surface plasmon resonance,” *Optics Communications*, vol. 369, pp. 189–193, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.02.006>
- [58] A. Patnaik, K. Senthilnathan, and R. Jha, “Graphene-Based Conducting Metal Oxide Coated D-Shaped Optical Fiber SPR Sensor,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 23, pp. 2437–2440, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2467189>

- [59] N. Rezaei and A. Yahaghi, “A High Sensitivity Surface Plasmon Resonance D-Shaped Fiber Sensor Based on a Waveguide-Coupled Bimetallic Structure: Modeling and Optimization,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 14, no. 10, pp. 3611–3615, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2014.2329896>
- [60] R. Zakaria, W. Kam, Y. S. Ong, S. F. A. Z. Yusoff, H. Ahmad, and W. S. Mohammed, “Fabrication and simulation studies on D-shaped optical fiber sensor via surface plasmon resonance,” *Journal of Modern Optics*, vol. 64, no. 14, pp. 1443–1449, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1080/09500340.2017.1293858>
- [61] A. Aray, H. Saghafifar, and M. Soltanolkotabi, “Calculation of Dispersion Relation and Single Mode Operation in Surface Plasmon Resonance Based Fiber Optic Refractive Index Sensors,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, no. 11, pp. 2782–2788, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2016.2542199>
- [62] J. Zhao, S. Cao, C. Liao, Y. Wang, G. Wang, X. Xu, C. Fu, G. Xu, J. Lian, and Y. Wang, “Surface plasmon resonance refractive sensor based on silver-coated side-polished fiber,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 230, pp. 206–211, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.02.020>
- [63] K. Tong, J. Guo, P. Dang, M. Wang, F. Wang, Y. Zhang, and M. Wang, “Surface plasmon resonance fiber optic biosensor-based graphene and photonic crystal,” *Modern Physics Letters B*, vol. 32, no. 06, p. 1850072, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1142/S0217984918500720>
- [64] S. Kumar, G. C. Yadav, G. Sharma, and V. Singh, “Study of surface plasmon resonance sensors based on silver–gold nanostructure alloy film coated tapered optical fibers,” *Applied Physics A*, vol. 124, no. 10, p. 695, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s00339-018-2120-5>
- [65] R. Kant and R. Tabassum, “Mechanistic Modeling for Performance Engineering of SPR-Based Fiber-Optic Sensor Employing Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> and

- Graphene Multilayers in Phase Interrogation scheme,” *Plasmonics*, vol. 15, no. 3, pp. 647–659, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-019-01065-x>
- [66] M. Alagdar, B. Yousif, N. F. Areed, and M. Elzalabani, “Highly sensitive fiber optic surface plasmon resonance sensor employing 2D nanomaterials,” *Applied Physics A*, vol. 126, no. 7, p. 522, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s00339-020-03712-1>
- [67] S. Sawraj, D. Kumar, R. Pravesh, V. Shanker Chaudhary, B. Prasad Pandey, S. Sharma, and S. Kumar, “PCF-Based Sensors for Biomedical Applications: A Review,” *IEEE Transactions on NanoBioscience*, vol. 24, no. 2, pp. 157–164, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/TNB.2024.3462748>
- [68] S. Singh, B. Chaudhary, A. Upadhyay, D. Sharma, N. Ayyanar, and S. A. Taya, “A review on various sensing prospects of SPR based photonic crystal fibers,” *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 54, p. 101119, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2023.101119>
- [69] A. Ramola, A. K. Shakya, V. Kumar, and A. Bergman, “Recent Advances in Photonic Crystal Fiber-Based SPR Biosensors: Design Strategies, Plasmonic Materials, and Applications,” *Micromachines*, vol. 16, no. 7, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/mi16070747>
- [70] K. Shanmugam, R. Senthil, and T. K. Das, “SPR-based PCF sensors for next generation research: A review,” *Results in Physics*, vol. 76, p. 108409, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2025.108409>
- [71] M. R. Khatun and M. S. Islam, “Advances in PCF-SPR sensors: a comprehensive review of biosensing and environmental applications,” *Measurement*, vol. 258, p. 119226, 2026. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2025.119226>

- [72] M. Piliarik, J. Homola, Z. Maníková, and J. Čtyroký, “Surface plasmon resonance sensor based on a single-mode polarization-maintaining optical fiber,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 90, no. 1, pp. 236–242, 2003, proceedings of the 6th European Conference on Optical Chemical Sensors and Biosensors EUROPT(R)ODE VI. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1016/S0925-4005\(03\)00034-0](https://doi.org/10.1016/S0925-4005(03)00034-0)
- [73] A. Hosoki, M. Nishiyama, K. Watanabe, and N. Sakurai, “Surface plasmon resonance sensor using a polarization-maintaining fiber on a hetero-core optical fiber structure with gold thin film,” *Opt. Express*, vol. 30, no. 20, pp. 35 348–35 360, Sep 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.469165>
- [74] S. Lee, H. Song, H. Ahn, S. Kim, J.-r. Choi, and K. Kim, “Fiber-Optic Localized Surface Plasmon Resonance Sensors Based on Nanomaterials,” *Sensors*, vol. 21, no. 3, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s21030819>
- [75] M. E. Martínez-Hernández, P. J. Rivero, J. Goicoechea, and F. J. Arregui, “Trends in the Implementation of Advanced Plasmonic Materials in Optical Fiber Sensors (2010–2020),” *Chemosensors*, vol. 9, no. 4, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/chemosensors9040064>
- [76] S. Vatani, J. Biney, V. Faramarzi, G. Jabbour, and J. Park, “Advances in Plasmonic Photonic Crystal Fiber Biosensors: Exploring Innovative Materials for Bioimaging and Environmental Monitoring,” *ChemistrySelect*, vol. 9, no. 28, p. e202401265, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/slct.202401265>
- [77] T. Schuster, R. Herschel, N. Neumann, and C. G. Schaffer, “Miniaturized Long-Period Fiber Grating Assisted Surface Plasmon Resonance Sensor,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 8, pp. 1003–1008, 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2166756>

- [78] Z. Gu, J. Lan, and K. Gao, “Characteristics of plasmon coupling mode in SPR based LPFG,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 48, no. 2, p. 171, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-016-0452-y>
- [79] W. Wei, J. Nong, G. Zhang, L. Tang, X. Jiang, N. Chen, S. Luo, G. Lan, and Y. Zhu, “Graphene-Based Long-Period Fiber Grating Surface Plasmon Resonance Sensor for High-Sensitivity Gas Sensing,” *Sensors*, vol. 17, no. 1, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s17010002>
- [80] Y. Shevchenko, G. Camci-Unal, D. F. Cuttica, M. R. Dokmeci, J. Albert, and A. Khademhosseini, “Surface plasmon resonance fiber sensor for real-time and label-free monitoring of cellular behavior,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 56, pp. 359–367, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.bios.2014.01.018>
- [81] X. Chen, Y. Nan, X. Ma, H. Liu, W. Liu, L. Shi, and T. Guo, “In-Situ Detection of Small Biomolecule Interactions Using a Plasmonic Tilted Fiber Grating Sensor,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 11, pp. 2792–2799, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2870337>
- [82] E. D. Chubchev, K. A. Tomyshev, I. A. Nechepurenko, A. V. Dorofeenko, and O. V. Butov, “Machine Learning Approach to Data Processing of TFBG-Assisted SPR Sensors,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 40, no. 9, pp. 3046–3054, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3148533>
- [83] T. Guo, González-Vila, M. Loyez, and C. Caucheteur, “Plasmonic Optical Fiber-Grating Immunosensing: A Review,” *Sensors*, vol. 17, no. 12, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s17122732>
- [84] Z. Wang, W. Zhang, X. Liu, M. Li, X. Lang, R. Singh, C. Marques, B. Zhang, and S. Kumar, “Novel Optical Fiber-Based Structures for Plasmonics Sensors,” *Biosensors*, vol. 12, no. 11, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/bios12111016>

- [85] V. Malachovská, C. Ribaut, V. Voisin, M. Surin, P. Leclère, R. Wattiez, and C. Caucheteur, “Fiber-Optic SPR Immunosensors Tailored To Target Epithelial Cells through Membrane Receptors,” *Analytical Chemistry*, vol. 87, no. 12, pp. 5957–5965, 2015, pMID: 25962700. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/acs.analchem.5b00159>
- [86] R. Kant and B. D. Gupta, “Fiber-Optic SPR Based Acetylcholine Biosensor Using Enzyme Functionalized Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> Nanoflakes for Alzheimer’s Disease Diagnosis,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 18, pp. 4018–4024, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2856924>
- [87] L. Li, Y. nan Zhang, W. Zheng, X. Li, and Y. Zhao, “Optical fiber SPR biosensor based on gold nanoparticle amplification for DNA hybridization detection,” *Talanta*, vol. 247, p. 123599, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.talanta.2022.123599>
- [88] W. Wang, Z. Mai, Y. Chen, J. Wang, L. Li, Q. Su, X. Li, and X. Hong, “A label-free fiber optic SPR biosensor for specific detection of C-reactive protein,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 16904, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-17276-3>
- [89] J. Lao, L. Han, Z. Wu, X. Zhang, Y. Huang, Y. Tang, and T. Guo, “Gold Nanoparticle-Functionalized Surface Plasmon Resonance Optical Fiber Biosensor: In Situ Detection of Thrombin With 1 n · m Detection Limit,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 11, pp. 2748–2755, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2822827>
- [90] W. Yang, J. Yu, X. Xi, Y. Sun, Y. Shen, W. Yue, C. Zhang, and S. Jiang, “Preparation of Graphene/ITO Nanorod Metamaterial/U-Bent-Annealing Fiber Sensor and DNA Biomolecule Detection,” *Nanomaterials*, vol. 9, no. 8, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/nano9081154>
- [91] P. Gong, Y. Wang, X. Zhou, S. Wang, Y. Zhang, Y. Zhao, L. V. Nguyen, H. Ebendorff-Heidepriem, L. Peng, S. C. Warren-Smith, and

- X. Li, “In Situ Temperature-Compensated DNA Hybridization Detection Using a Dual-Channel Optical Fiber Sensor,” *Analytical Chemistry*, vol. 93, no. 30, pp. 10 561–10 567, 2021, PMID: 34291916. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/acs.analchem.1c01660>
- [92] Y.-T. Tseng, W.-Y. Li, Y.-W. Yu, C.-Y. Chiang, S.-Q. Liu, L.-K. Chau, N.-S. Lai, and C.-C. Chou, “Fiber Optic Particle Plasmon Resonance Biosensor for Label-Free Detection of Nucleic Acids and Its Application to HLA-B27 mRNA Detection in Patients with Ankylosing Spondylitis,” *Sensors*, vol. 20, no. 11, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s20111317>
- [93] H.-Y. Wen, C.-W. Huang, Y.-L. Li, J.-L. Chen, Y.-T. Yeh, and C.-C. Chiang, “A Lamping U-Shaped Fiber Biosensor Detector for MicroRNA,” *Sensors*, vol. 20, no. 5, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s20051509>
- [94] L. Singh, R. Singh, B. Zhang, B. K. Kaushik, and S. Kumar, “Localized Surface Plasmon Resonance Based Hetero-Core Optical Fiber Sensor Structure for the Detection of L-Cysteine,” *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 19, pp. 201–208, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/TNANO.2020.2975297>
- [95] L. Singh, G. Zhu, R. Singh, B. Zhang, W. Wang, B. K. Kaushik, and S. Kumar, “Gold Nanoparticles and Uricase Functionalized Tapered Fiber Sensor for Uric Acid Detection,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 20, no. 1, pp. 219–226, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2019.2942388>
- [96] M. Li, R. Singh, C. Marques, B. Zhang, and S. Kumar, “2D material assisted SMF-MCF-MMF-SMF based LSPR sensor for creatinine detection,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 23, pp. 38 150–38 167, Nov 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.445555>
- [97] Vikas, I. S. Weitz, L. G. Nobili, L. Magagnin, and P. Saccomandi, “Fiber Optic SPR Sensor Modified With Copper Oxide Nanoparticles for

- Highly Sensitive and Selective Detection of Dopamine,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 24, no. 5, pp. 6121–6128, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2023.3343600>
- [98] C. Zhou, H. Zou, M. Li, C. Sun, D. Ren, and Y. Li, “Fiber optic surface plasmon resonance sensor for detection of e. coli o157:h7 based on antimicrobial peptides and agnps-rgo,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 117, pp. 347–353, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.bios.2018.06.005>
- [99] S. Jiang, S. Qian, S. Zhu, J. Lu, Y. Hu, C. Zhang, Y. Geng, X. Chen, Y. Guo, Z. Chen, J. Pu, Z. Guo, and S. Liu, “A Point-of-Care Testing Device Utilizing Graphene-Enhanced Fiber Optic SPR Sensor for Real-Time Detection of Infectious Pathogens,” *Biosensors*, vol. 13, no. 12, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/bios13121029>
- [100] R. Singh, S. Kumar, F.-Z. Liu, C. Shuang, B. Zhang, R. Jha, and B. K. Kaushik, “Etched multicore fiber sensor using copper oxide and gold nanoparticles decorated graphene oxide structure for cancer cells detection,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 168, p. 112557, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.bios.2020.112557>
- [101] R. Tabassum and R. Kant, “Recent trends in surface plasmon resonance based fiber–optic gas sensors utilizing metal oxides and carbon nanomaterials as functional entities,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 310, p. 127813, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2020.127813>
- [102] A. Abdulkhaleq Alwahib, S. Fawzi Alhasan, M. H. Yaacob, H. N. Lim, and M. Adzir Mahdi, “Surface plasmon resonance sensor based on D-shaped optical fiber using fiberbench rotating wave plate for sensing pb ions,” *Optik*, vol. 202, p. 163724, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163724>
- [103] C. Teng, R. Yang, S. Ying, H. Xia, Y. Zhang, L. Shi, S. Deng, Z. Chen, H. Qiao, and L. Yuan, “Chitosan/Polyacrylic Acid Functionalized Side-Polish Polymer

- Optical Fiber-Based SPR Sensor for Cu<sup>2+</sup> Ion Detection,” *Photonics*, vol. 12, no. 5, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/Photonics12050461>
- [104] Y. Zhao, M. Lei, S.-X. Liu, and Q. Zhao, “Smart hydrogel-based optical fiber SPR sensor for pH measurements,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 261, pp. 226–232, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2018.01.120>
- [105] Y. Zhao, Z.-Q. Deng, and H.-F. Hu, “Fiber-Optic SPR Sensor for Temperature Measurement,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 64, no. 11, pp. 3099–3104, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/TIM.2015.2434094>
- [106] Y. Peng, S. Qin, Y. Ye, and Y. Zhao, “Miniature fiber optic SPR high sensitivity humidity sensor based on coated polyvinyl alcohol film,” *Optical Fiber Technology*, vol. 87, p. 103934, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2024.103934>
- [107] X. Zhou, X. Li, S. Li, G.-W. An, and T. Cheng, “Magnetic Field Sensing Based on SPR Optical Fiber Sensor Interacting With Magnetic Fluid,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 68, no. 1, pp. 234–239, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/TIM.2018.2834222>
- [108] Y. Wei, C. Liu, C. Liu, L. Li, L. Hu, Y. Zhang, X. Zhao, T. Jiang, R. Wang, and C. Shi, “Single-mode fiber curvature sensor based on SPR,” *Appl. Opt.*, vol. 61, no. 15, pp. 4620–4626, May 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/AO.456788>
- [109] N. K. Sharma, “Performances of different metals in optical fibre-based surface plasmon resonance sensor,” *Pramana*, vol. 78, no. 3, pp. 417–427, 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s12043-011-0245-6>

- [110] V. Kapoor, N. K. Sharma, S. Gupta, and P. Kumar, "Fiber optic SPR sensing of liquids using copper and zinc oxide," *Optik*, vol. 238, p. 166727, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2021.166727>
- [111] K. Shah, N. K. Sharma, and V. Sajal, "Analysis of fiber optic SPR sensor utilizing platinum based nanocomposites," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 50, no. 6, p. 265, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-018-1533-x>
- [112] T. Wang, M. Zhang, K. Liu, J. Jiang, Y. Zhao, J. Ma, and T. Liu, "The effect of the TiO<sub>2</sub> film on the performance of the optical fiber SPR sensor," *Optics Communications*, vol. 448, pp. 93–97, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.05.023>
- [113] S. Das and V. K. Singh, "The role of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin film on a plasmonic refractive index sensor based on photonic crystal fiber," *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 44, p. 100904, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2021.100904>
- [114] J. N. Dash, R. Das, and R. Jha, "AZO Coated Microchannel Incorporated PCF-Based SPR Sensor: A Numerical Analysis," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 11, pp. 1032–1035, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2829920>
- [115] K. M. M. Rahman and S. Rahman, "Ultra-Wide Refractive Index Range Photonic Crystal Fiber Based Sensor with Gallium Doped Zinc Oxide Coating," in *2021 5th International Conference on Electrical Engineering and Information Communication Technology (ICEEICT)*, 2021, pp. 1–6. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/ICEEICT53905.2021.9667813>
- [116] B. Li, M. Wu, X. Liu, G. Zhou, T. Wang, Z. Sheng, Z. Hou, and C. Xia, "Design and Characterization of Bio-Chemical Sensor Based on Photonic Crystal Fiber with Fluorine-Doped Tin Oxides Film," *Plasmonics*, vol. 14, no. 1, pp. 197–203, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0793-4>

- [117] B. Kaur, S. Kumar, and B. K. Kaushik, “MXenes-Based Fiber-Optic SPR Sensor for Colorectal Cancer Diagnosis,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 22, no. 7, pp. 6661–6668, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2022.3154385>
- [118] R. Mu, H. Wan, W. Shi, H. Liang, and Y. Lou, “Design and Theoretical Analysis of High-Sensitive Surface Plasmon Resonance Sensor Based on Au/Ti<sub>3</sub>C<sub>2</sub>Tx-MXene Hybrid Layered D-Shaped Photonic Crystal Fiber,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 23, no. 16, pp. 18 160–18 167, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2023.3285915>
- [119] L. Li, L. Zhao, X. Zong, Y. Li, P. Li, and Y. Liu, “Transition metal dichalcogenides boost the performance of optical fiber SPR sensors,” *Optics Communications*, vol. 520, p. 128485, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2022.128485>
- [120] T. Huang, “Highly Sensitive SPR Sensor Based on D-shaped Photonic Crystal Fiber Coated with Indium Tin Oxide at Near-Infrared Wavelength,” *Plasmonics*, vol. 12, no. 3, pp. 583–588, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-016-0301-7>
- [121] C. Liu, J. Wang, F. Wang, W. Su, L. Yang, J. Lv, G. Fu, X. Li, Q. Liu, T. Sun, and P. K. Chu, “Surface plasmon resonance (SPR) infrared sensor based on D-shape photonic crystal fibers with ITO coatings,” *Optics Communications*, vol. 464, p. 125496, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2020.125496>
- [122] W. Liu, C. Hu, L. Zhou, Z. Yi, C. Liu, J. Lv, L. Yang, and P. K. Chu, “A square-lattice D-shaped photonic crystal fiber sensor based on SPR to detect analytes with large refractive indexes,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 138, p. 115106, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.physe.2021.115106>

- [123] J. N. Dash and R. Jha, “Highly Sensitive Side-Polished Birefringent PCF-Based SPR Sensor in near IR,” *Plasmonics*, vol. 11, no. 6, pp. 1505–1509, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-016-0203-8>
- [124] J. Tian, C. Xu, S. Cui, L. Ma, and Y. Fu, “A Photonic Crystal Fiber-Based Biosensor with Quasi-D-shaped Layout and ITO-Graphene Combination,” *Plasmonics*, vol. 16, no. 5, pp. 1451–1460, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-020-01344-y>
- [125] V. Kaur and S. Singh, “Design of D-Shaped PCF-SPR sensor with dual coating of ITO and ZnO conducting metal oxide,” *Optik*, vol. 220, p. 165135, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165135>
- [126] P. Bing, J. Zhao, Q. Liu, X. Yi, Z. Li, H. Zhang, Z. Chen, and J. Xu, “Photonic crystal fiber-based plasmonic sensor with ITO for medical applications,” *The European Physical Journal D*, vol. 77, no. 4, p. 68, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-023-00655-z>
- [127] W. An, C. Li, D. Wang, W. Chen, S. Guo, S. Gao, and C. Zhang, “Design and analysis of a high-sensitivity fan-shaped photonic crystal fiber sensor based on surface plasmon resonance,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 55, no. 12, p. 1047, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-023-05249-y>
- [128] Y. Fei, B. Luo, M. An, T. Hu, W. Lin, and H. Jia, “Highly Sensitive Surface Plasmon Resonance Refractive Index Sensor Based on D-Shaped Dual-Core Photonic Crystal Fiber with ITO Film,” *Plasmonics*, vol. 19, no. 3, pp. 1633–1647, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-023-02103-5>
- [129] H. Pan, Z. Zhao, H. Dai, N. Cui, Z. Wang, R. Li, and C. Chen, “Dual Polarized High Sensitivity Photonic Crystal Fiber Surface Plasmon Resonance Sensor Coated with Indium Tin Oxide,” *Plasmonics*, vol. 19, no. 5, pp. 2663–2672, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-023-02188-y>

- [130] Y. Fei, B. Luo, M. An, T. Hu, W. Lin, and H. Jia, “A Highly Efficient D-Shaped Dual-Core PCF-SPR Sensor Coated with ITO Film for Refractive Index Detection,” *Plasmonics*, vol. 20, no. 3, pp. 1379–1393, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-024-02393-3>
- [131] S. Singh and B. D. Gupta, “Simulation of a surface plasmon resonance-based fiber-optic sensor for gas sensing in visible range using films of nanocomposites,” *Measurement Science and Technology*, vol. 21, no. 11, p. 115202, sep 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/21/11/115202>
- [132] C. R. Zamarreno, M. Hernaez, I. Del Villar, I. R. Matias, and F. J. Arregui, “ITO Coated Optical Fiber Refractometers Based on Resonances in the Infrared Region,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, no. 2, pp. 365–366, 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2009.2034628>
- [133] N. K. Sharma, M. Rani, and V. Sajal, “Surface plasmon resonance based fiber optic sensor with double resonance dips,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 188, pp. 326–333, 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2013.07.007>
- [134] S. Shukla, N. K. Sharma, and V. Sajal, “Theoretical analysis of surface plasmon resonance based fiber optic sensor using ITO and ZnO thin films,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 48, no. 1, p. 57, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11082-015-0351-7>
- [135] V. Kapoor, N. K. Sharma, and V. Sajal, “Effect of zinc oxide overlayer on the sensitivity of fiber optic SPR sensor with indium tin oxide layer,” *Optik*, vol. 185, pp. 464–468, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.03.122>
- [136] A. K. Mishra and S. K. Mishra, “Infrared spr sensitivity enhancement using ito/tio<sub>2</sub>/silicon overlays,” *Europhysics Letters*, vol. 112, no. 1, p. 10001, oct 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/112/10001>

- [137] A. K. Mishra, S. K. Mishra, and B. D. Gupta, "Gas-Clad Two-Way Fiber Optic SPR Sensor: a Novel Approach for Refractive Index Sensing," *Plasmonics*, vol. 10, no. 5, pp. 1071–1076, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-015-9897-2>
- [138] S. K. Mishra and B. D. Gupta, "Surface Plasmon Resonance-Based Fiber-Optic Hydrogen Gas Sensor Utilizing Indium–Tin Oxide (ITO) Thin Films," *Plasmonics*, vol. 7, no. 4, pp. 627–632, 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-012-9351-7>
- [139] S. K. Mishra, D. Kumari, and B. D. Gupta, "Surface plasmon resonance based fiber optic ammonia gas sensor using ITO and polyaniline," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 171–172, pp. 976–983, 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.06.013>
- [140] S. K. Mishra, S. Bhardwaj, and B. D. Gupta, "Surface Plasmon Resonance-Based Fiber Optic Sensor for the Detection of Low Concentrations of Ammonia Gas," *IEEE Sensors Journal*, vol. 15, no. 2, pp. 1235–1239, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2014.2356251>
- [141] S. K. Mishra and B. D. Gupta, "Surface plasmon resonance based fiber optic pH sensor utilizing Ag/ITO/Al/hydrogel layers," *Analyst*, vol. 138, pp. 2640–2646, 2013. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1039/C3AN00097D>
- [142] S. K. Mishra and A. K. Mishra, "ITO/Polymer matrix assisted surface plasmon resonance based fiber optic sensor," *Results in Optics*, vol. 5, p. 100173, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.rio.2021.100173>
- [143] M. Rani, N. K. Sharma, and V. Sajal, "Localized surface plasmon resonance based fiber optic sensor with nanoparticles," *Optics Communications*, vol. 292, pp. 92–100, 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.11.087>

- [144] A. K. Pathak, V. K. Singh, S. Ghosh, and B. M. A. Rahman, “Investigation of a SPR based refractive index sensor using a single mode fiber with a large D shaped microfluidic channel,” *OSA Continuum*, vol. 2, no. 11, pp. 3008–3018, Nov 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OSAC.2.003008>
- [145] S. Liu, S. Cao, Z. Zhang, Y. Wang, C. Liao, and Y. Wang, “Temperature Sensor Based on Side-Polished Fiber SPR Device Coated with Polymer,” *Sensors*, vol. 19, no. 19, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s19194063>
- [146] L. Coelho, J. M. M. M. de Almeida, J. L. Santos, R. A. S. Ferreira, P. S. André, and D. Viegas, “Sensing Structure Based on Surface Plasmon Resonance in Chemically Etched Single Mode Optical Fibres,” *Plasmonics*, vol. 10, no. 2, pp. 319–327, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-014-9811-3>
- [147] A. S. Azzahrani, M. A. Fakhri, E. T. Salim, A. B. M. Ali, S. M. Tariq, S. K. Majeed, Z. T. Salim, and S. C. B. Gopinath, “Modeling and simulating of unclad fiber-optic biosensor based on localized surface plasmon resonance,” *Journal of Optics*, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s12596-024-02130-3>
- [148] S. M. Tariq, M. A. Fakhri, E. T. Salim, U. Hashim, and F. H. Alsultany, “Design of an unclad single-mode fiber-optic biosensor based on localized surface plasmon resonance by using COMSOL Multiphysics 5.1 finite element method,” *Appl. Opt.*, vol. 61, no. 21, pp. 6257–6267, Jul 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/AO.458175>
- [149] E. T. Salim, M. A. Fakhri, S. M. Tariq, A. S. Azzahrani, R. K. Ibrahim, A. A. Alwahib, S. F. H. Alhasan, A. Ramizy, E. Y. Salih, and Z. T. Salim, “The Unclad Single-Mode Fiber-Optic Sensor Simulation for Localized Surface Plasmon Resonance Sensing Based on Silver Nanoparticles Embedded Coating,” *Plasmonics*, vol. 19, no. 1, pp. 131–143, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11468-023-01949-z>

- [150] F. Gerome, J.-L. Auguste, J. Maury, J.-M. Blondy, and J. Marcou, “Theoretical and experimental analysis of a chromatic dispersion compensating module using a dual concentric core fiber,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 442–448, 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.2005.859848>
- [151] S. Yao, Y. Shen, Y. Wu, W. Jin, and S. Jian, “Strain-insensitive temperature sensor based on a few-mode dual-concentric-core fiber,” *Optics Laser Technology*, vol. 111, pp. 95–99, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.09.046>
- [152] Z. Wu, P. P. Shum, X. Shao, H. Zhang, N. Zhang, T. Huang, G. Humbert, J.-L. Auguste, F. Gérome, J.-M. Blondy, and X. Q. Dinh, “Temperature- and strain-insensitive curvature sensor based on ring-core modes in dual-concentric-core fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 2, pp. 380–383, Jan 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OL.41.000380>
- [153] N. Kishi, E. Yamashita, and K. Atsuki, “Modal and coupling field analysis of optical fibers with circularly distributed multiple cores and a central core,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 8, pp. 991–996, 1986. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/JLT.1986.1074869>
- [154] A. V. Newkirk, E. Antonio-Lopez, G. Salceda-Delgado, R. Amezcua-Correa, and A. Schülzgen, “Optimization of multicore fiber for high-temperature sensing,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 16, pp. 4812–4815, Aug 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OL.39.004812>
- [155] X. Dong, Y.-H. Xie, J.-L. Ou, C. Wu, J. Li, and B.-O. Guan, “Supermode Bragg grating inscribed in a strongly coupled seven-core fiber and its responses to temperature and curvature,” *Opt. Express*, vol. 31, no. 2, pp. 3258–3268, Jan 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.480929>
- [156] J. Villatoro, O. Arrizabalaga, G. Durana, I. Saez de Ocariz, E. Antonio-Lopez, J. Zubia, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, “Accurate strain sensing

- based on super-mode interference in strongly coupled multi-core optical fibres,” *Scientific reports*, vol. 7, no. 1, p. 4451, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-04902-3>
- [157] G. Salceda-Delgado, A. V. Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, A. Martinez-Rios, A. Schülzgen, and R. A. Correa, “Compact fiber-optic curvature sensor based on super-mode interference in a seven-core fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 7, pp. 1468–1471, Apr 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OL.40.001468>
- [158] G. Salceda-Delgado, M. Rodriguez-Nieto, J. E. Antonio-Lopez, and R. Amezcua-Correa, “All-fiber tunable laser based on thermal control of supermode interference in a seven-core fiber,” *Laser Physics*, vol. 35, no. 11, p. 115101, nov 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1555-6611/ae1943>
- [159] J. Villatoro, E. Antonio-Lopez, J. Zubia, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, “Interferometer based on strongly coupled multi-core optical fiber for accurate vibration sensing,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 21, pp. 25 734–25 740, Oct 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.25.025734>
- [160] F. Tan, Z. Liu, J. Tu, C. Yu, C. Lu, and H.-Y. Tam, “Torsion sensor based on inter-core mode coupling in seven-core fiber,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 16, pp. 19 835–19 844, Aug 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.26.019835>
- [161] M.-S. Yoon, S.-B. Lee, and Y.-G. Han, “In-line interferometer based on intermodal coupling of a multicore fiber,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 14, pp. 18 316–18 322, Jul 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.23.018316>
- [162] M. A. Butt, G. S. Voronkov, E. P. Grakhova, R. V. Kutluyarov, N. L. Kazanskiy, and S. N. Khonina, “Environmental Monitoring: A Comprehensive

Review on Optical Waveguide and Fiber-Based Sensors,” *Biosensors*, vol. 12, no. 11, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/bios12111038>

- [163] I. Antohe, L.-I. Jinga, V.-A. Antohe, and G. Socol, “Sensitive pH Monitoring Using a Polyaniline-Functionalized Fiber Optic—Surface Plasmon Resonance Detector,” *Sensors*, vol. 21, no. 12, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/s21124218>
- [164] S. Banerji, W. Peng, Y.-C. Kim, N. Menegazzo, and K. S. Booksh, “Evaluation of polymer coatings for ammonia vapor sensing with surface plasmon resonance spectroscopy,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 147, no. 1, pp. 255–262, 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2010.02.015>
- [165] Q. Wang, B. Sun, E. Hu, and W. Wei, “Cu/ITO-Coated Uncladded Fiber-Optic Biosensor Based on Surface Plasmon Resonance,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 14, pp. 1159–1162, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/LPT.2019.2908288>

# Apéndice A

## Fabricación y caracterización preliminar de películas delgadas de ITO por magnetron sputtering RF

En este apéndice se presentan las condiciones de depósito y los resultados de la caracterización de películas delgadas de ITO fabricadas mediante magnetron sputtering RF.

### A.1. Objetivo de estudio

El objetivo de este estudio fue depositar películas delgadas de ITO mediante magnetron sputtering RF y evaluar la influencia de las condiciones de depósito en sus propiedades ópticas, superficiales y eléctricas. Se analizó cómo la variación del flujo de oxígeno ( $O_2$ ) durante la deposición modifica la transmitancia, la banda prohibida, la rugosidad, la resistividad, la densidad de portadores de carga y la movilidad, estableciendo una base experimental inicial para una futura implementación en sensores SPR.

### A.2. Depósito de películas delgadas de ITO

Las películas delgadas de ITO se depositaron sobre sustratos de vidrio Corning mediante la técnica de magnetron sputtering RF. Durante la deposición se mantuvieron constantes los principales parámetros de depósito, mientras que se utilizó un

flujo de oxígeno como parámetro variable. El tiempo de depósito se ajustó según la muestra fabricada. Las condiciones empleadas se muestran en la Tabla A.1.

**Tabla A.1:** Condiciones de depósito empleadas para la deposición de películas delgadas de ITO mediante magnetrón sputtering RF.

Parámetro	Valor
Flujo de Argón	20 sccm
Potencia de trabajo	100 W
Potencia reflejada	0–1 W
Distancia target-sustrato	8 cm
Presión base	$5 \times 10^{-5}$ Torr
Presión de trabajo	$3.2 \times 10^{-3}$ Torr
Flujo de O <sub>2</sub>	0, 0.2, 0.5, 0.7, 1 y 2 sccm
Tiempo de depósito	5 min para 0 sccm de O <sub>2</sub> 7 min para 0.2 sccm de O <sub>2</sub> 10 min para 0.5, 0.7, 1 y 2 sccm de O <sub>2</sub>

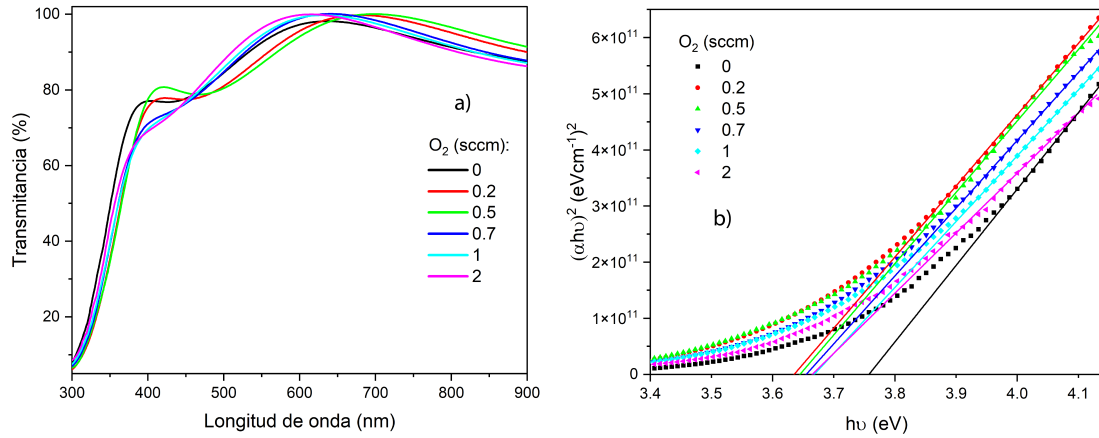
A partir de estas condiciones, se obtuvieron distintas muestras de ITO, que se caracterizaron para analizar la variación de sus propiedades en función del flujo de oxígeno. La transmitancia se midió mediante espectroscopía UV-Vis con un espectrofotómetro JASCO V-750, mientras que la rugosidad superficial y el espesor por escalón se determinaron mediante microscopía de fuerza atómica (AFM) con un microscopio Park NX10. Las propiedades eléctricas se evaluaron mediante el efecto Hall.

### A.3. Caracterización óptica y superficial

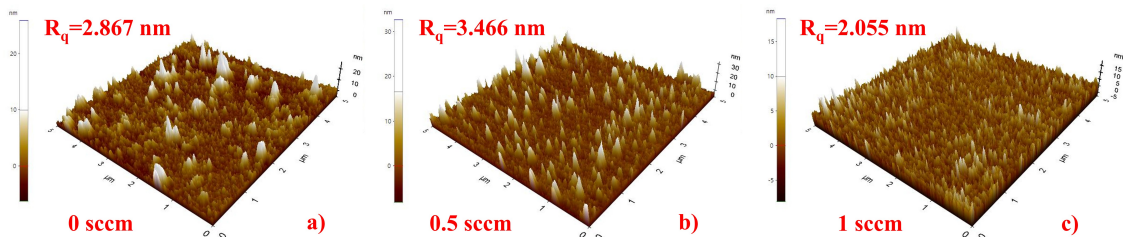
La Figura A.1 muestra la caracterización óptica de las películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno. En la Figura A.1a se observa que las películas de ITO presentan una alta transmitancia en la región visible, con variaciones

en la forma de las curvas al modificar el flujo de oxígeno. Esto es consistente dado que el oxígeno modifica la cristalinidad y la estequiometría, afectando la respuesta óptica del material [39]. Un aumento adecuado del flujo de oxígeno favorece una alta transmitancia en el rango visible.

La Figura A.1b muestra los valores de la banda prohibida obtenidos mediante el método de Tauc. Los valores obtenidos fueron de 3.7577, 3.6355, 3.6444, 3.6548, 3.6588 y 3.6652 eV para flujos de oxígeno de 0, 0.2, 0.5, 0.7, 1 y 2 sccm, respectivamente. Se observa que la banda prohibida es mayor en ausencia de oxígeno y alcanza el valor más bajo a 0.2 sccm; posteriormente, aumenta gradualmente conforme se incrementa el flujo de oxígeno.



**Figura A.1:** Resultados de la caracterización óptica de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno: (a) espectros de transmitancia y (b) estimación de la banda prohibida.



**Figura A.2:** Imágenes AFM de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno: (a) 0 sccm, (b) 0.5 sccm y (c) 1 sccm. En cada caso se indica el valor de rugosidad cuadrática media  $R_q$ .

La Figura A.2 muestra imágenes AFM de las muestras con (a) 0 sccm, (b) 0.5 sccm y (c) 1 sccm de oxígeno. Los valores de rugosidad cuadrática media  $R_q$  fueron 2.867, 3.466 y 2.055 nm, respectivamente, mostrando una rugosidad baja dentro de este intervalo de flujos. En la literatura se menciona que, a bajos flujos de oxígeno, el ITO suele presentar superficies poco rugosas [39].

## A.4. Caracterización por efecto Hall

Se realizaron mediciones por efecto Hall en las muestras de ITO depositadas. A partir de estas mediciones se obtuvieron valores de resistividad, densidad de portadores de carga y movilidad. Los espesores empleados se obtuvieron mediante mediciones de escalón con AFM. Los resultados se muestran en la Tabla A.2.

**Tabla A.2:** Resultados promedio de la caracterización eléctrica por efecto Hall de películas delgadas de ITO depositadas con distintos flujos de oxígeno.

Muestra	Flujo de $O_2$ (sccm)	Espesor (nm)	Resistividad ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )	Densidad de carga ( $\text{cm}^{-3}$ )	Movilidad ( $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ )
M1	0.0	72.66	$6.57 \times 10^{-4}$	$4.81 \times 10^{20}$	19.78
M2	0.2	99.54	$3.21 \times 10^{-3}$	$6.37 \times 10^{19}$	30.55
M3	0.5	158.25	$1.34 \times 10^{-2}$	$1.64 \times 10^{19}$	28.28
M4	0.7	146.61	$3.41 \times 10^{-1}$	$9.78 \times 10^{17}$	18.73
M5	1.0	143.71	$8.38 \times 10^{-2}$	$3.84 \times 10^{18}$	19.45
M6	2.0	153.04	—	—	—

Se observa que el incremento del flujo de oxígeno reduce la densidad de portadores de carga y aumenta la resistividad de las películas. La muestra depositada sin flujo de oxígeno presentó la menor resistividad ( $6.57 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ ) y la mayor densidad de portadores ( $4.81 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). La muestra depositada con 0.2 sccm presentó la mayor movilidad ( $30.55 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ). En el caso de la muestra depositada con 2 sccm

de oxígeno, no fue posible obtener una medición confiable.

Estos resultados muestran que el flujo de oxígeno es un parámetro importante para modular las propiedades eléctricas del ITO.

Este estudio experimental complementa el trabajo desarrollado en esta tesis. Muestra la factibilidad de depositar películas delgadas de ITO y de modificar sus propiedades ópticas, superficiales y eléctricas mediante el control del flujo de oxígeno durante la deposición. Esto es importante dado que el ITO fue considerado como material plasmónico en el diseño de los sensores SPR de fibra óptica. Estos resultados constituyen una base experimental inicial para su implementación en los sensores propuestos.

## Anexo B

# Productos derivados durante la maestría

Durante la maestría, tuve la oportunidad de trabajar en diversas actividades de investigación y divulgación que complementaron mi proceso de aprendizaje y formación. Agradezco a todos los investigadores que me permitieron formar parte de sus proyectos, ya que contribuyeron significativamente a mi desarrollo como investigador.

### B.1. Artículos publicados

- D. A. Huerta-Arteaga, M. A. Ruiz-Robles, S. Surabhi, S. S. Samhitha, S. Girish, M. J. Martínez-Carreón, F. Solís-Pomar, A. Martínez-Huerta, J.-R. Jeong, and E. Pérez-Tijerina, “Unveiling Thickness-Dependent Oxidation Effect on Optical Response of Room Temperature RF-Sputtered Nickel Ultrathin Films on Amorphous Glass: An Experimental and FDTD Investigation,” *Materials*, vol. 18, no. 12, art. no. 2891, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3390/ma18122891>
- D. A. Huerta-Arteaga, R. M. Estrada-Martinez, M. Maldonado-Muñiz, N. Elizondo-Villarreal, F. Paraguay-Delgado, M. Torres-Torres, M. Rodriguez-Nieto, and G. Salceda-Delgado, “Mach–Zehnder interferometer based on graded-index core mismatch with a customizable interrogation method for protein and refractive index sensing,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 396, art. no. 117183, 2025. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.sna.2025.117183>

## B.2. Participación en congresos

- **Congreso:** 32nd International Materials Research Congress 2024.  
**Trabajo:** Experimental investigation of thickness dependent oxidation effect on optical and surficial properties of nickel thin films.  
**Tipo de presentación:** Póster.
- **Congreso:** LXVII Congreso Nacional de Física 2024.  
**Trabajo:** Sensor de medición de ángulo basado en un interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica adelgazada.  
**Tipo de presentación:** Póster.
- **Congreso:** XIII Congreso Nacional de Microscopía 2024.  
**Trabajo:** “Investigación experimental del efecto de la oxidación dependiente del tiempo en las propiedades superficiales de películas delgadas de níquel”.  
**Tipo de presentación:** Póster.
- **Congreso:** Optica Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP) 2024.  
**Trabajo:** “Angle Laser Sensor Based On Bending a Mach-Zehnder Interferometer Constructed With a Tapered Microfiber”.  
**Tipo de presentación:** Trabajo publicado en memorias del congreso, sesión de póster.