



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN
NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
“MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ”

Estudio Experimental De Un
Dispositivos De Fibra Óptica Hetero
Núcleo Para Sensar

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
Eric Didier Galván Navarro

ASESOR:

DOCTOR EN CIENCIAS MATEMÁTICAS
FRANCISCO JAVIER DOMÍNGUEZ MOTA



“La inteligencia consiste no sólo en el conocimiento sino también en la destreza de aplicar los conocimientos en la práctica”.

Aristóteles.

Resumen

Los sensores de fibra óptica han tenido un gran desarrollo en las últimas décadas ya que comparados con otros tipos de sensores presentan grandes ventajas como son: tamaño y peso reducidos, robustez ante condiciones ambientales extremas, inmunidad a interferencias electromagnéticas e interferencias de radiofrecuencia, capacidad de detección multiparámetro y mayor sensibilidad. En busca de fabricar un sensor para aprovechar estas cualidades se estudia en este trabajo de investigación una variante del sensor de fibra óptica hetero núcleo. El cual se construye fácilmente mediante el proceso de corte y fusión introduciendo un segmento de fibra óptica monomodo o coreless entre dos segmentos de fibra óptica multimodo. Parte de la luz proveniente del núcleo del primer segmento multimodo se propaga como modos de revestimiento en el segmento monomodo debido a la diferencia en el diámetro de los núcleos. Estos modos de revestimiento interactúan con el medio circundante a este segmento. Posteriormente, algunos de estos modos de revestimiento se acoplan al núcleo del segundo segmento multimodo donde producen interferencia. Caracterizada por una banda de pérdidas en el espectro de luz transmitida, que es analizada ante los efectos de perturbaciones externas. El estudio de este sensor fue dividido en dos partes una experimental y una numérica. En la parte experimental mostramos los resultados de analizar la respuesta del sensor a índice de refracción, temperatura, esfuerzo, curvatura y un doble sensado de temperatura y esfuerzo simultáneamente. Numéricamente se estudió la respuesta del dispositivo considerando un revestimiento metálico. Para esto, se estudió la respuesta producida por una guía de ondas, la cual se consideró como un corte longitudinal del sensor. Además, para tener un criterio sobre la influencia de la rugosidad en la respuesta plasmónica producida en estos esquemas, se abordaron sistemas de Kretschmann con superficies rugosas, utilizando el Método de la Ecuación Integral y el Método de la Matriz de Transferencia.

Palabras clave: Fibras ópticas, Hetero núcleo, Método de la Ecuación Integral, Sensado, Resonancia de plasmón de superficie.

Abstract

Fiber optic sensors have had a great development in the last decades because compared to other types of sensors, they have great advantages such as: reduced size and weight, robustness to extreme environmental conditions, immunity to electromagnetic interference and radio frequency interference, multi-parameter detection capability, and higher sensitivity. In order to fabricate a sensor to take advantage of these qualities, a variant of the hetero-core fiber optic sensor is studied in this research work. Such device is easily constructed through the process of cutting and fusing by introducing a single-mode or coreless optical fiber segment between two multimode optical fiber segments. Some of the light guided by the core of the first multimode segment propagates as cladding modes in the single-mode segment due to the difference in the diameter of the cores. These cladding modes interact with the medium surrounding this segment. Subsequently, some of these cladding modes couple to the core of the second multimode fiber segment, where they produce interference. Characterized by a loss band in the transmitted light spectrum, which is analyzed for the effects of external disturbances. The study of this sensor was divided into two parts, experimental and numerical. In the experimental part, we show the results of analyzing the response produced by the sensor to refractive index, temperature, stress, curvature, and double sensing of temperature and stress simultaneously. In the other hand, the numerical analysis was focused on the study of the device response considering a metallic cladding. For this, the waveguide was considered like a longitudinal cut of the sensor. In addition, to have a criterion on the influence of roughness on the plasmonic response produced in these schemes, Kretschmann systems with rough surfaces were approached, using the Integral Equation Method and the Transfer Matrix Method.

Key words: Optical fibers, Hetero core, Integral Equation Method, Sensing, Surface plasmon resonance.

Dedicatoria

A mis padres Manuel Galván y Elena Navarro, por su incondicional apoyo, cariño y comprensión que me ayudaron a afrontar las distintas pruebas que me surgieron en estos años.

A mi hermano J. Manuel Galván por siempre estar ahí cuando lo necesito.

Agradecimientos

Le agradezco a mis asesores, al Dr. Héctor Pérez y al Dr. David Monzón, por sus consejos, apoyo, paciencia y el tiempo que me dedicaron durante el desarrollo de este trabajo. Sin su guía habría sido imposible realizar lo que en mi perspectiva es un trabajo tan completo e interesante.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONAHCYT) por brindarme el apoyo económico que fue vital para poder dedicar mi total atención a este trabajo de investigación.

A los miembros de mi comité tutorial: al Dr. Dagoberto Cardona, al Dr. Francisco Javier Domínguez y la Dra. Mary Carmen Peña quienes cordialmente aceptaron ser parte de mi comité, brindandome su tiempo para evaluar y revisar este trabajo.

A mis compañeros y amigos, Victor Torres, Valeria Froylán, que me dieron palabras de aliento, apoyo y momentos de diversión que me dieron motivación y determinación para alcanzar esta meta.

Índice general

Resumen	II
Abstract	III
Dedicatoria	IV
Agradecimientos	V
1. Introducción	1
1.1. Estructura de la tesis	9
2. Fundamentos teóricos	11
2.1. Estructuras de fibra óptica hetero núcleo	12
2.1.1. Análisis espectral de la estructura hetero núcleo	13
2.2. Coeficiente termo-óptico	19
2.3. Coeficiente elasto-óptico	20
2.4. Condiciones de Frontera	21
2.5. Propagación de una onda EM en materiales conductores	23
2.5.1. Modelo de Lorentz-Drude	25
2.6. Plasmones superficiales	28
3. El Método de la Ecuación Integral	34
3.1. Descripción del Método de la Ecuación Integral	34
3.1.1. Forma integral y discretización de la ecuación de Helmholtz	37
3.2. Guía de ondas	40
3.2.1. Resultados obtenidos	42
3.3. Sistema de Kretschmann con superficies rugosas aleatorias	46
3.3.1. Sistema de una película delgada	47
3.3.2. Generación numérica de una superficie rugosa	51
3.3.3. Resultados obtenidos	52
3.4. Conclusiones del capítulo	57
4. Desarrollo experimental	59
4.1. Proceso de fabricación del dispositivo de fibra óptica hetero núcleo	60
4.2. Interrogación de los dispositivos de fibra óptica hetero núcleo	62

4.2.1. Interrogación espectral del dispositivo de fibra óptica	63
4.2.2. Interrogación en potencia del dispositivo de fibra óptica	67
4.3. Respuesta a cambios en el segmento de sensado y repetibilidad de construcción del dispositivo de fibra óptica	69
4.4. Respuesta a cambios del índice de refracción del medio circundante al segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica	72
4.5. Respuesta a cambios de temperatura del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica	79
4.6. Respuesta a cambios de esfuerzo del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica	85
4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie	88
4.8. Respuesta a cambios de curvatura del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica	95
4.8.1. Aplicación del sensado de curvatura como un perfilómetro de contacto	104
4.9. Conclusiones del capítulo	109
5. Conclusiones	113
Bibliografía	117

Índice de figuras

1.1. Ejemplos de sensores de fibra óptica (a) intrínsecos y (b) extrínsecos (versión modificada de la original mostrada en Hartog (2017)).	4
1.2. Esquema de diferentes estructuras hetero núcleo.	5
2.1. Esquema del principio de operación de un sensor de fibra óptica hetero núcleo MMF-SMF-MMF.	12
2.2. Geometría del dispositivo: SMF fusionado con CF.	15
2.3. Comportamiento de la longitud de onda como función del tramo del segmento de sensado, para las bandas de transmisión y atenuación. . .	19
2.4. Interfaz plana metal-dieléctrico.	29
2.5. Curvas de la relación de dispersión para un SP en un medio dieléctrico tomada de la Referencia (Almog <i>et al.</i> , 2011).	32
2.6. Plasmón superficial formado en una interfaz metal-dieléctrico.	33
3.1. Sistema de j películas de espesor d_q siendo $q = 1, 2, \dots, j$, rodeadas por un medio incidente y un medio de transmisión, con n_p siendo $p = 1, 2, \dots, j+2$, el índice de refracción de cada medio.	35
3.2. Sistema de j películas de espesor d_q siendo $q = 1, 2, \dots, j$, rodeadas por un medio incidente y un medio de transmisión, con n_p el índice de refracción de cada medio y su respectivo contorno denotado por Γ_p siendo $p = 1, 2, \dots, j + 2$	37
3.3. Esquema de la guía de ondas construida por dos bloques de índice de refracción n_1 , rodeando un medio de índice de refracción n_0 . Se ha considerado un haz gaussiano representado por la función de onda Ψ_{inc} a un ángulo de incidencia θ_i . Los ángulos de esparcimiento son θ_r y θ_t para las respectivas funciones de onda Ψ_r y Ψ_t	41
3.4. (a) Reflectancia (R), (b) Transmitancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $30 \mu\text{m}$ y largo de $40 \mu\text{m}$ utilizando el IEM.	44
3.5. (a) Reflectancia (R), (b) Transmitancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $30 \mu\text{m}$ y largo de $50 \mu\text{m}$ utilizando el IEM.	45

3.6. (a) Reflectancia (R), (b) Transmitancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $20 \mu\text{ m}$ y largo de $60 \mu\text{ m}$ utilizando el IEM.	45
3.7. Diagrama del sistema de Kretschmann formado con películas dieléctricas y metálicas rugosas con espesores d_l con $l = 1, 2$ e índices de refracción n_j con $j = 1, 2, 3, 4$ para cada medio.	46
3.8. Sistema de una película delgada formada con 2 interfaces siendo n_p y Γ_p ($p = 1, 2, 3$), los índices de refracción y los contornos de las superficies, respectivamente.	47
3.9. Sistema de dos películas delgadas formadas con 3 interfaces siendo n_p y Γ_p ($p = 1, 2, 3, 4$), los índices de refracción y los contornos de las superficies, respectivamente.	49
3.10. Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por tres medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata) y n_3 1.0 (aire), con un espesor para la película delgada metálica de $d = 0.04 \mu\text{ m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = \sigma_h = 0.0\lambda$ y (c) $\delta_c = \sigma_h = 0.002\lambda$ para todas las interfaces. (b) Reflectancia del sistema liso con el IEM (numérico) y el TMM (analítico). (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.	53
3.11. Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por tres medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata) y n_3 1.0 (aire), con un espesor para la película delgada metálica de $d = 0.04 \mu\text{ m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = 0.007\lambda$ y $\sigma_h = 0.003\lambda$ para todas las interfaces. (c) $\delta_c = \sigma_h = 0.005\lambda$ para todas las interfaces. (b) y (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.	54
3.12. Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por cuatro medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata), $n_3 = 1.767$ (alúmina) y $n_4 = 1.0$ (aire), con un espesor para las dos películas delgadas con superficies lisas de $d = 0.04 \mu\text{ m}$. (b) Reflectancia del sistema liso con el IEM (numérico) y el TMM (analítico).	55
3.13. Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por cuatro medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata), $n_3 = 1.767$ (alúmina) y n_4 1.0 (aire), con un espesor para las dos películas delgadas de $d = 0.04 \mu\text{ m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = 0.009\lambda$ y $\sigma_h = 0.001\lambda$ para todas las interfaces. (c) $\delta_c = 0.01\lambda$ y $\sigma_h = 0.004\lambda$ para todas las interfaces. (b) y (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.	56
4.1. Esquema de un corte transversal de fibras ópticas.	61

4.2. Esquema del proceso de corte de una fibra óptica.	61
4.3. Esquema del empalme de dos fibras ópticas con núcleo de diferente diámetro.	62
4.4. Fabricación de un sensor hetero núcleo de Longitud L del segmento de sensado.	62
4.5. Esquema del sistema de interrogación espectral de un dispositivo de fibra óptica.	63
4.6. Espectros de transmisión de los dispositivos de fibra óptica hetero núcleo de 4.5, 5.0, 5.5 y 6.0 cm de segmento de sensado utilizando SM450. . .	64
4.7. (a) Suavizado de los datos. (b) Valor del mínimo obtenido de una aproximación a un polinomio. (c) Aproximación al comportamiento del modo con un polinomio en el intervalo del máximo al mínimo principal. (d) Derivada de los valores obtenidos en (c).	66
4.8. Esquema del sistema de interrogación en potencia de un dispositivo de fibra óptica.	67
4.9. Potencia transmitida para un dispositivo hetero núcleo a diferentes longitudes de onda con un segmento de sensado CF de longitud de 2.9 cm.	68
4.10. Comparativa de la longitud de onda de los mínimos de los espectros de la Figura 4.6 como función de la longitud del segmento de sensado utilizando SM450 con el comportamiento teórico esperado.	69
4.11. (a) Espectros de transmisión parcial de dispositivos hetero núcleo (banda de atenuación) de diferente longitud del segmento de sensado utilizando SM450. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 2. (d) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 como función de la longitud de la sección de SM450.	70
4.12. (a) Espectros de transmisión parcial de dispositivos hetero núcleo (Banda de atenuación) longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF y en (b) SM450. (c) Comportamiento al utilizar el método 1. (d) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 como función del número de construcción de los dispositivos de CF y SM450.	72
4.13. Bosquejo de la montura mecánica utilizada para la caracterización a cambios de índice de refracción del medio circundante a un dispositivo de fibra óptica.	73
4.14. Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de un dispositivo de longitud del segmento de sensado de 3.0 cm utilizando SM450.	74
4.15. (a) Comportamiento al utilizar el método 1. (b) Comportamiento al utilizar el método 2. (c) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 para dispositivos de segmento de sensado de 2.8, 3.0 y 4.0 cm. (d) Comparativo de los comportamientos para el dispositivo de 3.0 cm como función del índice de refracción utilizando SM450.	75

4.16. (a) Comportamiento al utilizar el método 1. (b) Comportamiento al utilizar el método 2. (c) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3. (d) Comparativo de los comportamientos para el arreglo de SM600 como función del índice de refracción, utilizando cuatro tipos diferentes de fibra óptica para el segmento de sensado, siendo CF, SM450, SM600 y SMF28.	77
4.17. (a) Espectros de transmisión parcial de 6 dispositivos hetero núcleo (bandas de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 3 para los diferentes dispositivos como función del índice de refracción.	78
4.18. Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de temperatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo. . .	79
4.19. (a) Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando SM450. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 2. (d) Comportamiento al utilizar el método 3 como función de los cambios de temperatura del segmento de sensado de SM450.	80
4.20. (a) Comportamiento del método 1. (b) Comportamiento del método 2. (c) Comportamiento del método 3. (d) Comparativo de los comportamientos como función de la temperatura para el segmento de sensado de 3.0 cm utilizando CF recubierto con el polímero PMDS.	82
4.21. (a) Comportamiento del espectro de transmisión en una porción del rango de longitudes de onda. (b) Comportamiento de la potencia como función de la temperatura a una longitud de onda específica (λ_S) para un dispositivo de segmento de sensado de 3.0 cm utilizando CF.	83
4.22. Comportamiento del índice de refracción como función de la temperatura para el polímero PMDS.	84
4.23. Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de esfuerzo en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo. . .	86
4.24. (a) Comportamiento del método 1. (b) Comportamiento del método 2. (c) Comportamiento del método 3. (d) Comparativo de los comportamientos para el arreglo de 2.9 cm como función del esfuerzo para los dispositivos de segmento de sensado de 2.9 cm y 6.0 cm usando SM450.	87
4.25. Comportamiento de la banda de atenuación del dispositivo de segmento de sensado de 3.5 cm y 4.5 cm utilizando SM450 interrogándolos independientemente y conectados en serie.	89
4.26. Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de esfuerzo y temperatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo.	90
4.27. Bandas de atenuación de la estructura en serie para la medición de temperatura considerando un esfuerzo de (a) 196.07 μ S y (b) 1176.47 μ S. . .	91

4.28. Comportamiento obtenido por (a) y (b) método 1, (c) y (d) método 2 y (e) y (f) método 3 en la caracterización de temperatura (gráficos de la izquierda) considerando un esfuerzo constante (gráficos de la derecha), en la unión de los dispositivos con segmento de sensado de CF.	92
4.29. Bandas de atenuación de la estructura en serie para la medición de esfuerzo, considerando una temperatura de (a) 20 °C y (b) 60 °C.	93
4.30. Comportamiento obtenido por a) y b) método 1, c) y d) método 2 y e) y f) método 3 en la caracterización de esfuerzo (gráficos de la izquierda) considerando una temperatura constante (gráficos de la derecha), en la unión de dispositivos con segmento de sensado de CF.	94
4.31. Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de curvatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo. . .	96
4.32. (a) Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. (b) Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales.	96
4.33. Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales en tres muestreos diferentes entre 0 y 3.25 m ⁻¹ en pasos de 0.32 m ⁻¹ del dispositivo del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF.	98
4.34. (a) Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales en el intervalo de 0.49 a 0.65 m ⁻¹ en pasos de 0.01632 m ⁻¹ . (b) Comportamiento en el intervalo de 0.65 a 0.82 m ⁻¹ en pasos de 0.00816 m ⁻¹ del dispositivo del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. .	98
4.35. (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios en la curvatura de 0.326 m ⁻¹ . (b) Para cambios en la curvatura de 0.244 m ⁻¹ . (c) Para cambios en la curvatura de 0.16 m ⁻¹ . (d) Promedio de los valores obtenidos de las mediciones temporales como función de la curvatura aplicada.	99
4.36. (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios en la curvatura de 0.00326 m ⁻¹ . (b) Promedio de los valores obtenidos de las mediciones temporales como función de la curvatura aplicada.	101
4.37. Método de medición en potencia de la flexión inducida en el segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica.	102
4.38. (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios de flexión de 50 μm. (b) Cálculo de la flexión a partir de los valores de potencia obtenidos.	103
4.39. (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios de flexión de 10 μm. (b) Cálculo de la flexión a partir de los valores de potencia obtenidos.	104
4.40. (a) Esquema para la medición del perfil de un objeto utilizando un dispositivo de fibra óptica. (b) Medidas de la punta de contacto del sistema de medición.	105

4.41. (a) Modelo 3D del perfil escalonado. (b) Análisis de la impresión 3D del modelo utilizando un perfilómetro por contacto Mahr. (c) Respuesta en potencia obtenida del sistema de medición propuesto. (d) Análisis de la medida en potencia.	106
4.42. (a) Modelo 3D del perfil de sierra. (b) Análisis de la impresión 3D del modelo utilizando un perfilómetro por contacto Mahr. (c) Respuesta en potencia obtenida del sistema de medición propuesto. (d) Análisis de la medida en potencia.	108

Capítulo 1

Introducción

Los sensores son considerados una parte indispensable en los sistemas de monitoreo. La palabra sensor tiene su raíz latina “sentire”, lo que significa “percibir”. Un sensor es un dispositivo que responde a estímulos, o a una señal de entrada generando salidas procesables. Estas salidas están funcionalmente relacionadas con los estímulos de entrada que generalmente se denominan mensurandos. Transductor es el otro término que a veces se usa indistintamente en lugar del término sensor, aunque existen diferencias sutiles. Un transductor es un dispositivo que convierte un tipo de energía en otro. Un sensor comúnmente consta de dos componentes principales: un elemento sensible y un transductor. El elemento sensible tiene la capacidad de interactuar con un objeto a medir y provocar un cambio en el transductor de operación. Afectado por este cambio, el transductor produce una señal, que se traduce en información legible por un sistema de adquisición de datos (Kalantar-zadeh, 2013). En equipos automatizados, los sensores proporcionan señales de retroalimentación para controlar las operaciones. En ingeniería industrial, civil y aeronáutica, los sensores indican las condiciones de las estructuras, como son las tensiones y deformaciones, vibraciones y cambios de temperatura. Asimismo en el cuidado de la salud, se utilizan para detectar y transmitir información bioquímica, entre muchas otras áreas y aplicaciones (Fang *et al.*, 2012a). Esto ha producido que la demanda de los sensores aumente y por lo tanto la investigación para reducir costos y hacerlos más eficientes. Debido a esta investigación se han desarrollado e inventado

diversos tipos de sensores. La mayoría de estos pueden clasificarse en sensores eléctricos y ópticos, que cuentan con sus respectivas ventajas y desventajas. Los sensores ópticos son aquellos sensores que utilizan un haz de luz para realizar la medición de una magnitud particular y transportar la información. Un grupo de sensores ópticos que ha tenido un gran desarrollo en las últimas décadas, son aquellos que utilizan fibras ópticas como parte del sistema de sensado, formando así una subdivisión de este grupo como sensores de fibras ópticas.

En la década de 1920 se propusieron y fabricaron las primeras fibras ópticas (Baird, 2004; Hancell, 2004), demostrando la capacidad de propagación de la luz en una guía de ondas de vidrio utilizando el principio de reflexión interna total. La invención de la fibra óptica rompió la limitación que se tenía para propagar la luz a grandes distancias. En la búsqueda de mejorar el rendimiento de la fibra óptica se encontró que la sílice (SiO_2) es el material más adecuado para la fabricación de las fibras; esto debido a que tiene un bajo costo y una alta calidad. Así, junto con el desarrollo de los láseres semiconductores, se aprovecharon al máximo tres bandas de baja pérdida a 850, 1300 y 1550 nm. Y debido a esto, en la década de 1980, se construyeron sistemas de comunicación de fibra óptica para aplicaciones prácticas de telecomunicaciones (Kaminow and Koch, 1997).

Estimulados por el gran desarrollo en las tecnologías para las fibras ópticas, se desarrollaron una gran variedad de dispositivos y componentes ópticos. Además de los láseres semiconductores y los fotodetectores en diferentes bandas de longitud de onda, los moduladores ópticos, los conmutadores, etc. Este progreso condujo a pensamientos pioneros sobre la aplicación de esta misma tecnología a la detección física (Bucaro *et al.*, 1977) e incluso química (Norris, 1989). Demostrando así que las fibras ópticas podían utilizarse como sensor para una amplia variedad de medidas. Además, también se mostró que muchos atributos de la luz que viaja en la fibra óptica podrían aplicarse a la detección, como son: la intensidad, fase, polarización y longitud de onda. Estos pueden transportar información y, por lo tanto, pueden usarse como parámetros del

sensor. Según estos parámetros, la mayoría de los sensores puntuales de fibra óptica se dividen en dos categorías: sensores modulados en intensidad y sensores modulados en fase. Los sensores de intensidad modulada cuestan menos, mientras que los sensores de fase modulada brindan mayor sensibilidad y mayor precisión.

De igual manera dependiendo del papel de la fibra óptica en el sistema de sensado, los sensores de fibra óptica se dividen en sensores intrínsecos y extrínsecos. En el sensor intrínseco, la luz permanece dentro de una fibra óptica en todo el sistema y se modula dentro de la fibra; por ejemplo, por pérdida inducida, cambios en su espectro o polarización, etc. (ver Figura 1.1 (a)). Por el contrario, en el sensor extrínseco, el sensor es un dispositivo óptico con componentes de bulto, como un cristal electroóptico o podría ser un elemento fluorescente que absorbe la luz proveniente de la fibra óptica de entrada y vuelve a emitir luz a una longitud de onda diferente que es recolectada por la fibra de salida y devuelta al interrogador (ver Figura 1.1 (b)).

En la Figura 1.1 se muestran algunos de los sensores de fibra óptica intrínsecos y extrínsecos que han sido reportados en las últimas décadas. En cada uno de los ejemplos, se indica en la parte superior o inferior lo que se busca medir; así como el proceso físico involucrado en el proceso de transducción y cómo se ve modificada la señal óptica de entrada (Hartog, 2017).

Los sensores de fibra óptica intrínsecos presentan una gran cantidad de ventajas como son: tamaño y peso reducidos, robustez a cambios ambientales, inmunidad a interferencias electromagnéticas e interferencias de radiofrecuencia, capacidad de detección multiparámetro, gran ancho de banda y mayor sensibilidad. Debido a estas características consideramos el trabajar con un sensor intrínseco modulado en intensidad y en fase conocido como hetero núcleo. Este sensor está construido con al menos tres segmentos de fibra óptica: dos para los extremos (a los que llamaremos segmentos de comunicación) y al menos uno para la parte central (al que llamaremos segmento de sensado). El principio de funcionamiento se puede describir brevemente en los siguientes términos.

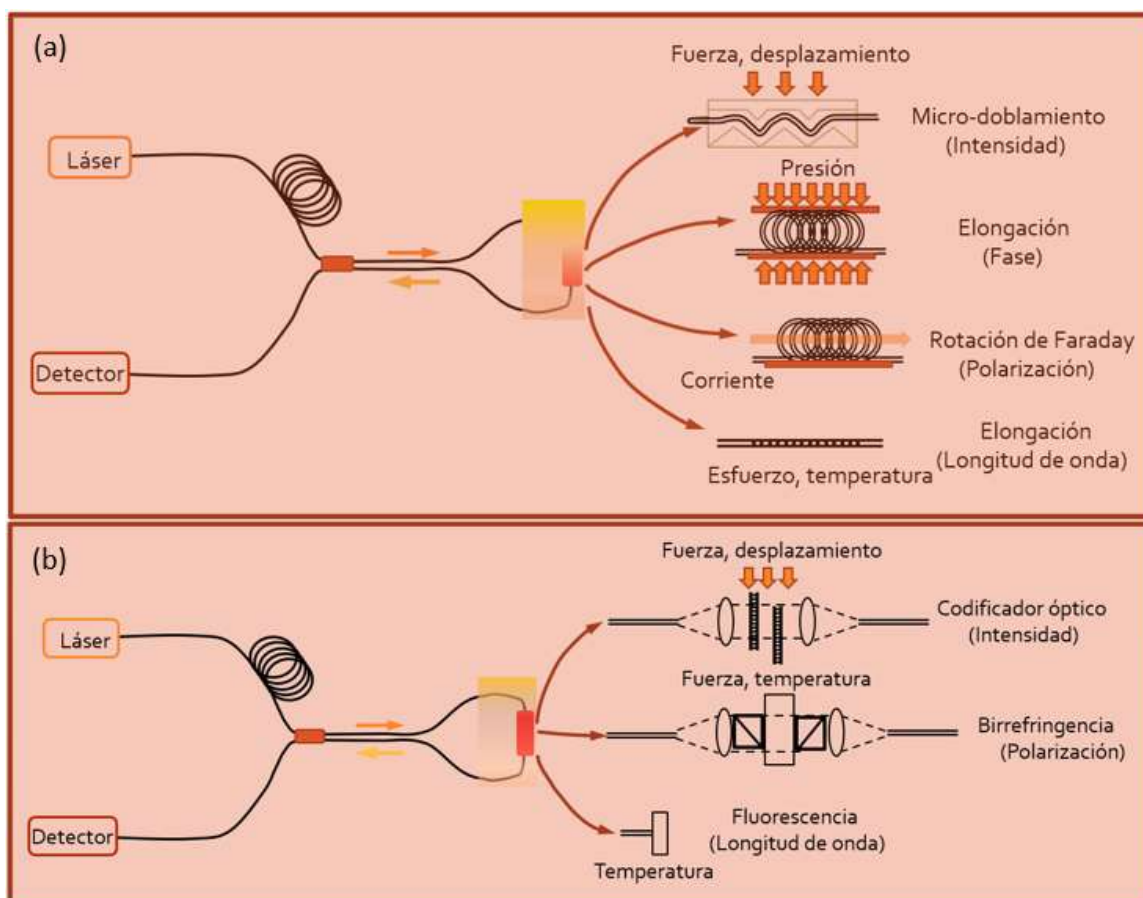


Figura 1.1: Ejemplos de sensores de fibra óptica (a) intrínsecos y (b) extrínsecos (versión modificada de la original mostrada en Hartog (2017)).

La fibra óptica utilizada para el segmento de sensado tiene un diámetro de núcleo diferente a la fibra óptica utilizada para los segmentos de comunicación. Esto produce que parte de la luz que incide por uno de los segmentos de comunicación se propague como modos de revestimiento en el segmento de sensado, lo cual produce campo evanescente en la frontera del medio externo-revestimiento y de esta manera interactuamos con este medio externo.

Se han construido diferentes estructuras hetero núcleo para poder realizar diversos tipos de sensado. Algunas de las fibras ópticas que se han empleado son la fibra óptica multimodo (MMF¹), la fibra óptica monomodo (SMF²), la fibra óptica sin núcleo

¹Por sus siglas en inglés, Multi-Mode Fiber.

²Por sus siglas en inglés, Single-Mode Fiber.

(CF³) y la fibra óptica hueca (HCF⁴). Utilizando estas fibras ópticas se han construido estructuras para sensar índice de refracción como son la estructura MMF-CF-MMF (Jung *et al.*, 2006), la MMF-SMF-MMF (Velázquez-González *et al.*, 2017a) y la SMF-MMF-SMF (Zhao *et al.*, 2014). Se ha sensado temperatura utilizando las estructuras SMF-CF-SMF (Silva *et al.*, 2012), SMF-MMF-HCF-MMF-SMF (Marrujo-García *et al.*, 2020), MMF-SMF-MMF (Velázquez-González *et al.*, 2017a) y SMF-MMF-SMF (Zhang *et al.*, 2013). También se ha sensado esfuerzo utilizando la estructura SMF-MMF-SMF (Sun *et al.*, 2017). Además de sensado de humedad y acidez utilizando la estructura MMF-SMF-MMF (Okimuro *et al.*, 2015; Iga *et al.*, 2003). Y hasta nivel de líquido utilizando la estructura MMF-CF-MMF (Fabián *et al.*, 2019). En la Figura 1.2 se muestra un esquema de las estructuras hetero núcleo mencionadas.

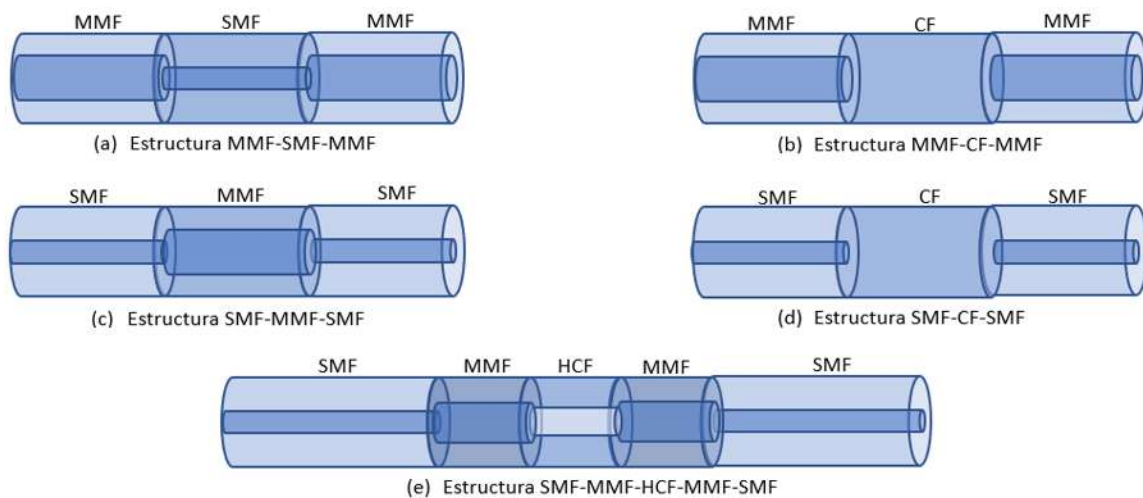


Figura 1.2: Esquema de diferentes estructuras hetero núcleo.

Para aumentar la sensibilidad de la estructura hetero núcleo se ha optado por realizar un recubrimiento con una película metálica en el segmento de sensado y así poder generar una respuesta plasmónica como lo muestran Velázquez-González *et al.* (2017a). Dadas las propiedades ópticas de los materiales expresadas mediante la función dieléctrica y la conductividad en las ecuaciones de Maxwell que dan la información de la interacción

³Por sus siglas en inglés, Coreless Fiber.

⁴Por sus siglas en inglés, Hollow Core Fiber.

de la luz (ondas electromagnéticas) con la materia, la respuesta óptica de un sistema compuesto de diferentes materiales y una geometría dada en el espacio, se puede determinar mediante las cantidades observables definidas por la reflexión, la transmisión y la absorción. Particularmente, cuando se da esta interacción con los metales existen efectos que involucran un campo de estudio de la física conocido como plasmónica (Kittel, 1995). Este campo se encarga de estudiar las oscilaciones del plasma como resultado del acoplamiento de la luz con los electrones de un metal; particularmente aquellos localizados en la superficie del mismo.

Los metales además de reflejar la luz tienen una propiedad óptica peculiar que bajo ciertas condiciones la luz puede excitar grupos de cargas eléctricas que se comportan como partículas llamadas plasmones de superficie (SPs⁵). Estas oscilaciones colectivas están altamente confinadas a la superficie. Ésta es una propiedad interesante, ya que regularmente la luz viaja por el espacio y no se le confina con facilidad.

Los SPs son modos electromagnéticos que se pueden determinar mediante las ecuaciones de Maxwell. También se pueden determinar soluciones de la ecuación de Laplace para un potencial escalar que se propagan de una manera ondulatoria a lo largo de una interfaz dieléctrica-metal plana, y cuyas amplitudes disminuyen exponencialmente con la distancia en la dirección normal a la interfaz en cada medio (Maradudin *et al.*, 2005). Los plasmones de superficie son básicamente cuantos de oscilaciones de plasma en una superficie metálica. Cuando un plasmón de superficie se acopla con un fotón, se forma una cuasipartícula llamada plasmón polaritón de superficie (SPP⁶) y se produce la resonancia de plasmones de superficie (SPR⁷) (Bera and Ray, 2009).

Una fracción de la energía de luz incidente en un estrecho intervalo angular definido puede interactuar con los electrones de la película metálica (plasmón). Dicha interacción reduce la intensidad de la luz reflejada. El ángulo de incidencia apropiado en el cual

⁵Por sus siglas en inglés, Surface Plasmons.

⁶Por sus siglas en inglés, Surface Plasmon Polariton.

⁷Por sus siglas en inglés, Surface Plasmon Resonance.

esto ocurre depende de varios factores como son: el espesor de la capa metálica en sí y el índice de refracción del material en contacto con su superficie contigua. Dado que la posición angular del plasmón es altamente sensible a cambios en el índice de refracción del medio de contacto en la superficie donde éste se excita, se utiliza como sensor de reacciones químicas (Ramírez, 2005), detección microbiológica (Slavík *et al.*, 2002), temperatura (Velázquez-González *et al.*, 2017b), etc.

El uso de fibra óptica en la creación de dispositivos en base de SPR ha llamado la atención en las últimas décadas debido a su estructura compacta que permite su aplicación en espacios reducidos, detección en tiempo real e incluso medición *in situ in vivo* (Yong Zhao and Peng, 2019). Para una fibra óptica estándar, el campo evanescente es casi cero en la frontera del revestimiento de la fibra óptica y el medio externo, lo que repercute en no poder excitar un SP. Para generar una SPR, se deben cumplir tres condiciones simultáneamente: parte de la energía en el núcleo de la fibra se filtra hacia el revestimiento de la fibra, el espesor de la película metálica delgada debe ser de 30 a 50 nm y se debe controlar el estado de polarización de la luz (Yong Zhao and Peng, 2019). Por ello la estructura de fibra óptica hetero núcleo es un buen candidato de estudio, debido al campo evanescente que se propaga en el segmento de sensado.

Los problemas físicos previamente mencionados también han sido estudiados por técnicas numéricas. Por ejemplo, el estudio de la propagación de la luz a través de guías de ondas se basa en métodos numéricos, como el Método de la Ecuación Integral (IEM⁸) (Mendoza *et al.*, 2006; Pérez *et al.*, 2009) que consideraremos en este trabajo. El cual presenta algunas ventajas en comparación con otros métodos, ya que tiene la capacidad de estudiar diferentes aspectos de estos sistemas que tienen geometrías complicadas. Como veremos, el formalismo propuesto ha sido considerado como una alternativa a los métodos existentes en el sentido de que da buenos resultados. Además para tener un punto de comparación con algunos de los resultados obtenidos también se

⁸Por sus siglas en inglés, Integral Equation Method.

tomará en cuenta una técnica analítica que ha sido descrita y estudiada anteriormente en Galván Navarro (2021), la cual se conoce como el Método de la Matriz de Transferencia (TMM⁹).

Inicialmente se tenía como objetivo principal de este trabajo la fabricación, caracterización experimental y estudio teórico-numérico de la estructura hetero núcleo con un depósito de una película metálica en el segmento de sensado para así estudiar la respuesta plasmónica. Debido a la falta de equipo y gracias a que obtuvimos una respuesta de interés utilizando la estructura hetero núcleo sin el depósito de la película metálica, el estudio se dividió en dos partes. La primera fue realizando la fabricación, caracterización experimental y estudio teórico de la estructura hetero núcleo. En este caso estudiamos el comportamiento de la estructura variando sus dimensiones y utilizando distintos tipos de fibras ópticas con el fin de encontrar la respuesta más óptima. De este modo, se construyeron alrededor de 100 a 120 dispositivos, con los cuales fue posible realizar un estudio a cambios del índice de refracción del medio circundante, de temperatura, de esfuerzo, y de curvatura sobre el segmento de sensado. La segunda parte fue el estudio teórico-numérico de la respuesta SPR de la estructura hetero núcleo con el depósito de la película metálica. Así como el estudio de los cambios en la respuesta plasmónica si trabajamos con un sistema que presenta rugosidad sobre la superficie de las películas. De esta manera poder realizar un trabajo futuro sobre este sistema. Para dar severidad a la respuesta producida por la rugosidad fue necesario estudiar la respuesta sobre la estructura de Kretschmann, debido a que en Galván Navarro (2021) ya se tenía un estudio de la respuesta plasmónica utilizando dicha estructura en un sistema sin rugosidad, por lo cual era posible realizar una comparación de los resultados obtenidos.

⁹Por sus siglas en inglés, Transfer Matrix Method.

1.1. Estructura de la tesis

La estructura de la tesis está organizada de la siguiente manera:

En el capítulo 2 se habla del principio de funcionamiento de las estructuras hetero núcleo. Además, se realiza un análisis espectral de la interferencia producida por los modos que se propagan por esta estructura. Seguido de esto se muestra una breve explicación de los coeficientes elasto-óptico y termo-óptico. Se desarrollan brevemente las condiciones de frontera entre dos medios. Así como la teoría de propagación de la luz en materiales conductores y como complemento a esto consideramos el modelo de Lorentz-Drude. Por último, desarrollamos la teoría para determinar la relación de dispersión de los plasmones de superficie.

En el capítulo 3 se describe de manera detallada el Método de la Ecuación Integral. Así como las ecuaciones necesarias para estudiar una guía de ondas, en un símil al segmento de sensado de una estructura hetero núcleo con un revestimiento metálico. Además se presentan los resultados obtenidos para diferentes dimensiones de la guía de onda. También se muestran las ecuaciones necesarias para estudiar la estructura de Kretschmann de 2 y 3 películas delgadas; del mismo modo que las ecuaciones necesarias para poder considerar rugosidad en las interfaces que conforman estas estructuras. Seguido de esto se muestran los resultados obtenidos con el IEM para estructuras con diferentes parámetros para la rugosidad. Por último, se presentan las conclusiones correspondientes al capítulo.

En el capítulo 4 se ilustran los resultados experimentales obtenidos para la estructura de fibra óptica hetero núcleo. De igual manera que el proceso de fabricación e interrogación, seguido de la respuesta a cambios del segmento de sensado, de índice de refracción, de temperatura, de esfuerzo y de curvatura. Para este último análisis se sugiere una aplicación como un perfilómetro por contacto. Como último apartado se presentan las conclusiones correspondientes al capítulo.

Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones generales de este trabajo.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

En este capítulo se presenta el principio de funcionamiento de los dispositivos de fibra óptica hetero núcleo. Además, se realiza un análisis teórico de la interferencia producida dentro del mismo. Se explican brevemente el coeficiente termo-óptico y elasto-óptico de los materiales, que son dos factores físicos que pueden afectar las propiedades internas de los materiales cambiando así su índice de refracción. Por otro lado, se estudian las condiciones de frontera que se producen en un sistema bidimensional. La función dieléctrica que determina como se propaga la luz en un metal, la cual penetra una pequeña distancia característica llamada profundidad de piel del material y decae con una envolvente exponencial convirtiendo parte de la energía de la onda electromagnética en calor. Asimismo, para comprender las propiedades de los metales se desarrolla el modelo de Lorentz-Drude con el que es posible derivar la función dieléctrica que determina su comportamiento como función de la longitud de onda de la luz incidente. Y por último los efectos al iluminar una película metálica mediante una onda evanescente para poder excitar los plasmones superficiales.

2.1. Estructuras de fibra óptica hetero núcleo

Las estructuras de fibra óptica hetero núcleo como su nombre lo indica consisten en estructuras construidas con fibras ópticas que tienen diferentes diámetros del núcleo. En la Figura 2.1 se muestra esquemáticamente una fibra óptica hetero núcleo que consta de una fibra óptica multimodo y un segmento de una fibra óptica monomodo incrustado, el cual funciona como una región sensora, formando así una estructura MMF-SMF-MMF. En la estructura hetero núcleo, puesto que el diámetro del núcleo de la fibra óptica del segmento de sensado, en este caso SMF, es más pequeño que el de la fibra óptica de los segmentos de comunicación (MMF) una porción de la luz que se propaga por el núcleo del segmento inicial de comunicación se acopla al núcleo del segmento de sensado y el resto al revestimiento. Cuando la luz se refleja en la frontera del revestimiento y el entorno circundante bajo la condición de reflexión total interna, induce una onda evanescente. Por otro lado, la onda de luz que viaja a través del segmento de sensado se acoplará parcialmente en el núcleo del siguiente segmento de comunicación, donde se produce la interferencia de los modos del núcleo y el revestimiento.

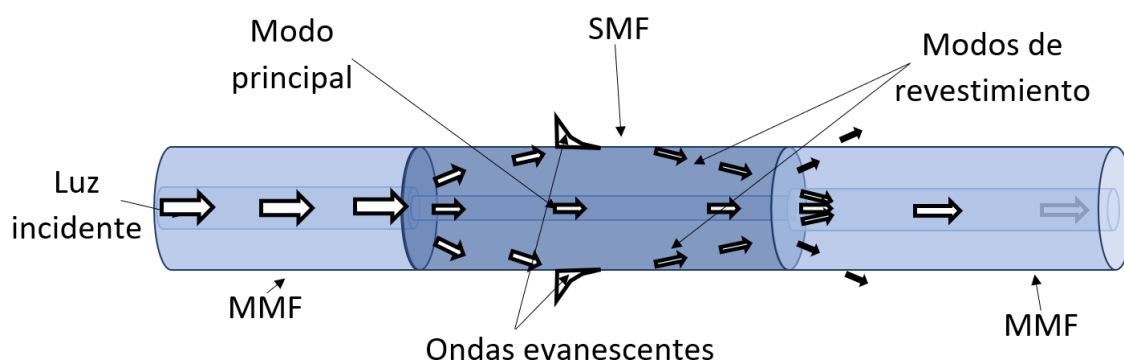


Figura 2.1: Esquema del principio de operación de un sensor de fibra óptica hetero núcleo MMF-SMF-MMF.

2.1.1. Análisis espectral de la estructura hetero núcleo

El desarrollo que se presenta a continuación está basado en el trabajo propuesto por Mohammed *et al.* (2004). En la que se considera una estructura SMF-CF-SMF. Para determinar las ubicaciones de autoimagen (SI) que se refiere a la posición en donde las condiciones del campo de luz en la entrada del segmento de la CF o segmento de sensado se replica, tanto en amplitud como en fase, en la salida del segmento de la CF para una longitud de onda específica. Primero es necesario determinar qué modos se activan en la CF en función de la fuente de entrada en la SMF. Esto puede derivarse de la eficiencia de acoplamiento asociada con los modos de propagación dentro de la CF. Usando la aproximación del modo polarizado linealmente, el campo de entrada proporcionado por la SMF, $\mathbf{E}_s(r)$, puede ser aproximado por un haz Gaussiano,

$$\mathbf{E}_s(r) = e^{-(r/\omega)^2} e^{-1\beta_0 x} \hat{\mathbf{j}}, \quad (2.1)$$

donde β_0 es la constante de propagación longitudinal para el modo guiado LP_{01} en la SMF. El semiancho del haz Gaussiano $\omega = (a_0/\sqrt{\ln 2})(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 2.879V^{-6})$ se determina empíricamente en función del radio de la SMF, a_0 , y el número V , con $V = (2\pi a_0/\lambda)\sqrt{n_n^2 - n_r^2}$, donde n_n y n_r son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento de la SMF, respectivamente.

Este campo incidente excita un número específico de modos guiados dentro de la CF, los cuales forman un conjunto ortogonal; es decir, solo se excitan los modos que son perpendiculares entre si. Despreciando la interacción de los modos radiantes, la distribución del campo en cualquier punto de la CF se puede escribir como una expansión en serie de los modos guiados como:

$$\mathbf{E}(r, \theta, x) = \sum_{\mu=-M}^M \sum_{\nu=1}^N \Psi_{\nu,\mu}(r, \theta, x). \quad (2.2)$$

En la Ecuación (2.2) los subíndices μ y ν son los índices para las componentes radial y azimutal, respectivamente. N y $2M + 1$ son el número total de modos radiales y azimutales, respectivamente. $\Psi_{\nu,\mu}(r, \theta, x)$ representa el vector de campo complejo del modo guiado. Aplicando la separación de variables y resolviendo las ecuaciones de Maxwell dentro de la CF para modos polarizados linealmente, $\Psi_{\nu,\mu}(r, \theta, x)$ se puede escribir de la siguiente manera:

$$\Psi_{\nu,\mu}(r, \theta, z) = \begin{cases} c_{\nu,\mu} J_{\mu}(u_{\nu,\mu} \frac{r}{a}) \cos(\mu\theta) e^{-i\beta_{\nu,\mu} z \hat{\mathbf{j}}} & r \leq a, \\ d_{\nu,\mu} K_{\mu}(w_{\nu,\mu} \frac{r}{a}) \cos(\mu\theta) e^{-i\beta_{\nu,\mu} z \hat{\mathbf{j}}} & r > a, \end{cases} \quad (2.3)$$

donde $u_{\nu,\mu}$, $w_{\nu,\mu}$, $\beta_{\nu,\mu}$ y a son la constante transversal de propagación dentro del núcleo, en el revestimiento, la constante de propagación longitudinal para este modo y el radio de la CF, respectivamente. Los números de onda transversales normalizados $u_{\nu,\mu}$ y $w_{\nu,\mu}$ están definidos como $u_{\nu,\mu} = a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta_{\nu,\mu}^2}$ y $w_{\nu,\mu} = a\sqrt{\beta_{\nu,\mu}^2 - k_0^2}$, donde n_c y k_0 son el índice de refracción de la CF y el número de onda en el vacío. $c_{\nu,\mu}$ y $d_{\nu,\mu}$ son las constantes de excitación del campo relacionadas a través de la siguiente relación: $d_{\nu,\mu} = (J_{\mu}(u_{\nu,\mu})/K_{\mu}(w_{\nu,\mu}))c_{\nu,\mu}$ siendo J_{μ} y K_{μ} las funciones de Bessel de primera clase y de segunda clase modificada, respectivamente. Entonces, la Ecuación (2.3) se puede sustituir en la Ecuación (2.2) para representar los modos radiales y azimutales dentro de la CF.

En la posición $x = 0$, las expresiones de campo que describen los modos presentes dentro de la CF representan una proyección del campo de entrada sobre un conjunto ortogonal de las componentes del campo transversal de los modos guiados (ver Figura 2.2). Además, recordando que la representación del campo incidente en la Ecuación (2.1) no contiene componentes azimutales, la distribución del campo dentro de la CF también carece de componentes azimutales. Esto implica que los coeficientes de excitación sean cero para valores de $\mu \neq 0$. Entonces, los modos que son excitados dentro de la CF son

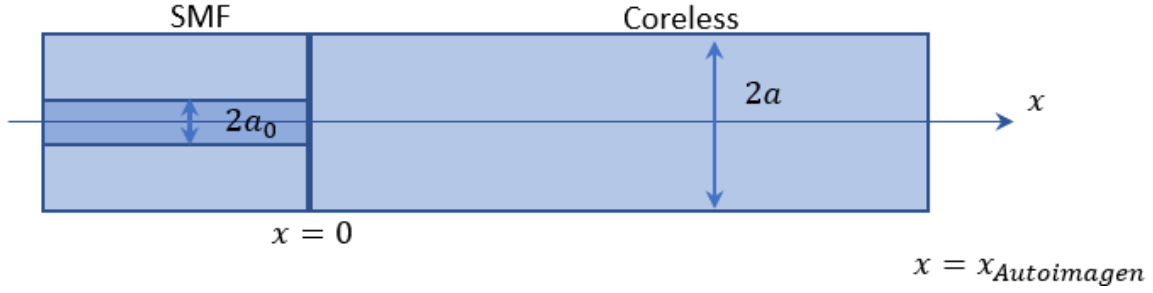


Figura 2.2: Geometría del dispositivo: SMF fusionado con CF.

modos puramente radiales y son expresados de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}_s(r, 0) = \begin{cases} \sum_{\nu=1}^N c_{\nu,0} J_0(u_{\nu,0} \frac{r}{a}) \hat{\mathbf{j}} & r \leq a, \\ \sum_{\nu=1}^N d_{\nu,0} K_0(w_{\nu,0} \frac{r}{a}) \hat{\mathbf{j}} & r > a. \end{cases} \quad (2.4)$$

Simplificaremos la nomenclatura escribiendo $c_{\nu,0} = c_\nu$, $d_{\nu,0} = d_\nu$, $u_{\nu,0} = u_\nu$, y $w_{\nu,0} = w_\nu$. Para calcular los coeficientes de excitación del campo, usaremos el coeficiente de acoplamiento de potencia η_ν . El coeficiente de acoplamiento de potencia determina la cantidad de potencia del campo incidente que se acopla a cada modo específico en la CF. En términos de integrales en coordenadas cilíndricas η_ν se puede determinar usando la siguiente expresión:

$$\eta_\nu = \frac{[\int_0^\infty E_s(r) E_\nu(r) r dr]^2}{\int_0^\infty |E_s(r)|^2 r dr \int_0^\infty |E_\nu(r)|^2 r dr}, \quad (2.5)$$

donde $E_\nu(r)$ representa la distribución del campo del ν -ésimo modo radial. Debido a las condiciones de confinamiento en una fibra óptica vamos a despreciar la extensión del campo modal para $r > a$ en el numerador de la Ecuación (2.5). Usando esta suposición, el coeficiente de excitación del campo, c_ν , puede estar relacionado con la eficiencia del acoplamiento de potencia, η_ν , a través de $c_\nu = \sqrt{\eta_\nu}$, ya que la integración en el numerador de la Ecuación (2.5) es la correlación cruzada entre el campo incidente y los

campos de la CF. En este caso, la integral de superposición se puede escribir como

$$\eta_\nu = \frac{\left| \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{\omega^2}} J_0\left(\frac{u_\nu r}{a}\right) r dr \right|^2}{\int_0^\infty e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} r dr \left[\int_0^a J_0^2\left(\frac{u_\nu r}{a}\right) r dr + \left(\frac{J_0(u_\nu)}{K_0(w_\nu)}\right)^2 \int_a^\infty K_0^2\left(\frac{w_\nu r}{a}\right) r dr \right]}. \quad (2.6)$$

Utilizando las propiedades de la transformada de Hankel, se puede deducir una solución, obteniendo así

$$\eta_\nu = \frac{2 \left(\frac{\omega}{a}\right)^2 e^{-\left(\frac{\omega^2}{a}\right)\left(\frac{u_\nu^2}{2}\right)}}{J_0(u_\nu)^2 + J_1(u_\nu)^2 + \left(\frac{J_0(u_\nu)}{K_0(w_\nu)}\right)^2 [K_1^2(w_\nu) - K_0^2(w_\nu)]}. \quad (2.7)$$

A partir de la formulación asintótica de las raíces de la función de Bessel de orden cero como se hizo en Marcuse (1991), los números de onda transversales normalizados se pueden escribir como

$$u_\nu = \left(2\nu - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2}, \quad (2.8)$$

$$w_\nu = \sqrt{V^2 - \left(\left(2\nu - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2}\right)^2}, \quad (2.9)$$

donde V es el número V de la CF definida como $V^2 = u_\nu^2 + w_\nu^2$. Así, la Ecuación (2.7) puede ser modificada de la siguiente forma:

$$\eta_\nu = \frac{2 \left(\frac{\omega}{a}\right)^2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega^2}{a}\right)\left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right)^2}}{J_0^2\left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right) + J_1^2\left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right) + \left(\frac{K_1^2\left(\sqrt{V^2 - \left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right)^2}\right)}{K_0^2\left(\sqrt{V^2 - \left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right)^2}\right)} - 1\right) J_0^2\left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (2.10)$$

Para determinar qué modo guiado radial tiene la mayor eficiencia de acoplamiento asociada, es necesario calcular la derivada del coeficiente de acoplamiento con respecto

al número de modo como:

$$\frac{\partial \eta_\nu}{\partial \nu} = \frac{2\pi \left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2} \right) \left(\frac{\omega}{a} \right)^2 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega^2}{a^2} \right) \left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2} \right)^2} D\nu - \left(\frac{\omega}{a} \right)^2 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega^2}{a^2} \right) \left([2\nu - \frac{1}{2}] \frac{\pi}{2} \right)^2} D'\nu}{D_\nu^2} = 0. \quad (2.11)$$

Estas soluciones para la Ecuación (2.11) dan como resultado el valor $\nu = \nu_p$ que maximiza el coeficiente de acoplamiento. Este modo es, en general, el modo radial más dominante en la CF. Para que la luz dentro de la CF se concentre en una ubicación en el eje, es necesario que la diferencia de fase entre el modo pico ν_p y el modo adyacente sea igual a un múltiplo entero de 2π . Además, la condición SI es un caso especial de este criterio, o más específicamente, un múltiplo entero específico de la distancia característica de una ubicación donde ocurre la condensación de campo.

La diferencia entre las constantes de propagación longitudinal entre dos modos radiales ν_1 y ν_2 puede ser expresada de la siguiente manera donde u_{ν_1} y u_{ν_2} se asignan en la Ecuación (2.8) para la formulación asintótica de las raíces de la función de Bessel de orden cero,

$$(\beta_{\nu_1} - \beta_{\nu_2}) = \frac{u_{\nu_2}^2 - u_{\nu_1}^2}{2k_0 a^2 n_c}. \quad (2.12)$$

Considerando los dos modos ν_p y ν_{p-1} , la diferencia de fase entre estos dos modos se puede expresar como

$$(\beta_{\nu_{p-1}} - \beta_{\nu_p}) x = \frac{\pi^2 (4\nu_p - 3)}{4k_0 a^2 n_c} x. \quad (2.13)$$

La ubicación SI donde se duplica el campo de entrada de origen se deriva de la representación del campo dado en la Ecuación (2.2). Observando el vector de campo complejo contenido en esta formulación, el término de fase se puede manipular factorizando el término de fase característico del modo radial que tiene asociado un acoplamiento máximo, $e^{-i\beta_{\nu_p} x}$. Al hacerlo, la distancia SI se puede determinar observando el término de diferencia de fase resultante, $(\beta_\nu - \beta_{\nu_p}) x$. La distancia SI se define como la distancia, $L = x_{Autoimagen}$, que corresponde a cuando esta diferencia de fase entre estos dos modos

radiales guiados es igual a un múltiplo entero de 2π . Por lo tanto, la distancia SI se puede calcular de la siguiente manera formulando una expresión para la diferencia de fase entre los modos ν -ésima y ν_p como se hace en la Ecuación (2.13),

$$(\beta_\nu - \beta_{\nu_p}) x = \frac{\pi^2 [2(\nu^2 - \nu_p^2) + (\nu_p - \nu)]}{4k_0 a^2 n_c} x = 2\pi p, \quad (2.14)$$

donde p es un número entero. Por lo tanto, la distancia que deben propagar los dos modos para satisfacer las condiciones SI se puede expresar como

$$L = [2(\nu^2 - \nu_p^2) + (\nu_p - \nu)] x = \frac{8n_c k_0 a^2}{\pi} p, \quad (2.15)$$

que considerando $D = 2a$ y $k_0 = 2\pi/\lambda$, se puede reescribir como

$$L = \frac{4n_n D^2}{\lambda} p, \quad (2.16)$$

donde D y n_c son el diámetro y el índice de refracción de la CF, respectivamente, y λ es la longitud de onda operativa.

Si aplicamos la Ecuación (2.16), en la Figura 2.3 tenemos el comportamiento de la longitud de onda operativa como función de la distancia de SI. En este caso se consideró el comportamiento de la primera banda SI ($p = 1$), a la cual llamaremos banda de transmisión. Además tenemos el comportamiento de la mitad de la longitud de onda de la primera banda SI a la que llamaremos banda de atenuación. Esto fue considerado debido a que, para la SI los cambios de fase como se mencionó difieren en múltiplos de 2π ; mientras que para la mitad de esta longitud los cambios de fase son múltiplos enteros π . Es decir cambios de media fase, los cuales consideramos de importancia debido a que se obtendrá una respuesta en este cambio de fase (Fabián *et al.*, 2019). En un capítulo posterior compararemos estos comportamientos de las bandas con los obtenidos de los arreglos experimentales, donde gracias a esta banda de

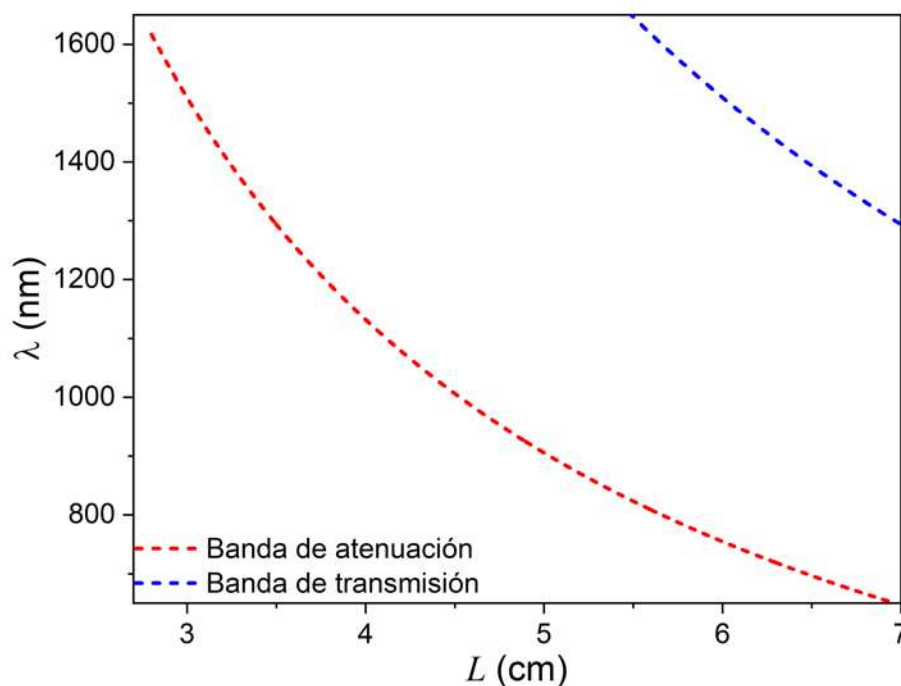


Figura 2.3: Comportamiento de la longitud de onda como función del tramo del segmento de sensado, para las bandas de transmisión y atenuación.

atenuación fue posible trabajar con dispositivos más compactos gracias a que podemos tomar segmentos más cortos de la CF.

2.2. Coeficiente termo-óptico

Generalmente se considera que el índice de refracción de los materiales dieléctricos es constante, pero en realidad existen varios factores físicos que pueden deformar la estructura interna de los mismos y a su vez su índice de refracción implicando que éste no sea constante. La variación del índice de refracción con la temperatura a presión constante se denomina coeficiente termo-óptico (CTO), el cual se denota como dn/dT , siendo n y T el índice de refracción y la temperatura, respectivamente. Normalmente el valor del CTO es muy pequeño, del orden de $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ a $10^{-3}/^{\circ}\text{C}$. Aunque el valor es bastante pequeño, éste ha logrado medirse con bastante precisión. El análisis de los coeficientes termo-ópticos es esencial para caracterizar los dispositivos ópticos no

lineales dependientes de la temperatura, los sistemas de comunicación de fibra óptica, etc. Este es un cambio en las propiedades del material producido por un calor de radiación.

Debido a la absorción, el material aumenta su temperatura, lo que modifica el índice de refracción. Esto se debe principalmente a la modificación de la densidad del material. La variación del índice de refracción se puede calcular como:

$$n = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T, \quad (2.17)$$

donde n_0 y ΔT es el valor del índice de refracción a una temperatura T_0 y el cambio de temperatura respecto a T_0 , respectivamente. El coeficiente termo-óptico se puede calcular como

$$\frac{dn}{dT} = \frac{\lambda}{2L_c \Delta T} - n_0 \alpha, \quad (2.18)$$

con λ siendo la longitud de onda del láser utilizado, L_c el espesor de la muestra y α el coeficiente de expansión térmico. Cada conjunto de mediciones proporciona un número estadísticamente grande de valores del CTO que luego se promedian. La precisión de los valores dn/dT depende en gran medida de la precisión de los valores de n_0 y α utilizados en el cálculo y de la precisión de la termometría en el experimento (Palik, 1997).

2.3. Coeficiente elasto-óptico

La variación del índice de refracción debido a un campo de tensión a temperatura constante se le denomina coeficiente elasto-óptico. Cuando un cristal se somete a un campo de tensión, los efectos ópticos resultantes dependen en general de la orientación de este campo con respecto a los ejes del cristal. Por lo tanto, es útil expresar las

propiedades del índice de refracción en un elipsoide,

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (2.19)$$

que también puede reescribirse como

$$\sum_{ij} B_{ij} x_i y_j = 1, \quad (2.20)$$

siendo $B_{ij} = (1/\varepsilon)_{ij} = (1/n^2)_{ij}$ con $i, j = 1, 2, 3$, la impermeabilidad y ε la constante dieléctrica del material.

Un cristal expuesto a una tensión \mathbf{S} mostrará un cambio de su impermeabilidad. Así, las constantes fotoelásticas (o elasto-ópticas), P_{ijkl} , están definidas por

$$\Delta \left[\frac{1}{\varepsilon} \right]_{ij} = \Delta \left[\frac{1}{n^2} \right]_{ij} = \sum_{kl} P_{ijkl} S_{kl}, \quad (2.21)$$

donde n es el índice de refracción y S_{kl} son los elementos del tensor de esfuerzo. Además P_{ijkl} son los elementos de un tensor de cuarto rango (Haynes, 2016).

2.4. Condiciones de Frontera

Para el desarrollo de este trabajo consideraremos únicamente sistemas bidimensionales, a pesar de que las condiciones de contorno se pueden establecer en general para superficies en el espacio tridimensional. En este caso las condiciones de frontera sobre las componentes tangenciales de los campos electromagnéticos (EM) establecen que son continuas a través de la frontera entre dos medios,

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0; \quad (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0, \quad (2.22)$$

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \cdot \hat{\mathbf{t}} = 0; \quad (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \cdot \hat{\mathbf{t}} = 0. \quad (2.23)$$

En estas relaciones $\hat{\mathbf{t}}$ y $\hat{\mathbf{n}}$ son los vectores unitarios tangente y normal, respectivamente. También es de interés determinar las condiciones de contorno de las derivadas normales de los campos $\partial\mathbf{E}/\partial n$, $\partial\mathbf{H}/\partial n$. Siendo los campos independientes de la coordenada z . En tal caso, es posible separar los componentes de los campos EM en dos polarizaciones diferentes. Este hecho se hace evidente si escribimos las ecuaciones de Faraday y Ampere-Maxwell para medios sin densidades de carga y corriente para campos armónicos por componentes. Además si consideramos la independencia de z las podemos expresar como

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_x; \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y; \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon E_z, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = -i\omega\varepsilon E_x; \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\varepsilon E_y; \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z. \quad (2.25)$$

El conjunto de ecuaciones diferenciales parciales (Ecuaciones (2.24)) relaciona las componentes H_x , H_y y E_z . En este caso se tiene que el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia, a la cual se le refiere como la polarización eléctrica transversal (TE). En la cual es posible calcular la condición de frontera correspondiente siendo,

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial n} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial n}. \quad (2.26)$$

Recordando que, a frecuencias ópticas en medios dieléctricos y metálicos, la permeabilidad magnética se mantiene constante e igual a la del vacío, por lo que la derivada normal del campo eléctrico es continua a través del límite.

Para el caso del conjunto de Ecuaciones (2.25) se relacionan las componentes E_x , E_y y H_z . Es decir, se tiene que el campo magnético es perpendicular al plano de incidencia y se le conoce como la polarización magnética transversal (TM). Para este caso la

condición de frontera obtenida es:

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial \mathbf{H}_1}{\partial n} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \mathbf{H}_2}{\partial n}. \quad (2.27)$$

En consecuencia, la derivada normal del vector magnético es discontinua a través del límite. De manera general cuando tenemos p medios diferentes podemos reescribir estas condiciones de frontera obtenidas como:

$$\Psi_{n,k}^p = \Psi_{n,k}^{p+1}, \quad \Phi_{n,k}^p = f_{pp+1} \Phi_{n,k}^{p+1}, \quad (2.28)$$

donde f_{pp+1} corresponde a la razón entre las permeabilidades magnéticas o las permitividades eléctricas de los medios p y $p + 1$.

2.5. Propagación de una onda EM en materiales conductores

Para desarrollar la teoría de la propagación de una onda EM en un material conductor, es necesario considerar el caso en el que $\mathbf{J} \neq \mathbf{0}$ en las ecuaciones de Maxwell; es decir, que existe una densidad de corriente. De esta manera, si utilizamos el modelo de Lorentz para considerar este efecto, necesitamos resolver la ecuación de movimiento del electrón libre sujeto a un campo oscilante armónico. La ecuación de movimiento del electrón puede escribirse en términos de su velocidad \mathbf{v} , pero considerando la corriente que fluirá debido a la perturbación del campo siendo $\mathbf{J} = Ne\mathbf{v}$. Así, la ecuación de movimiento es

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + \frac{1}{\tau} \mathbf{J} = \frac{Ne^2 \mathbf{E}}{m}, \quad (2.29)$$

donde la constante τ representa al tiempo de relajación de la corriente. En el caso dinámico, con un campo oscilando a frecuencia ω , $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, la solución a la Ecuación

(2.29) será

$$\mathbf{J} = \frac{\sigma}{1 - i\omega\tau} \mathbf{E}. \quad (2.30)$$

Ahora, usando la Ecuación (2.30) en la Ecuación (2.29) se llega a la siguiente ecuación de onda,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\mu_0 \sigma}{1 - i\omega\tau} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.31)$$

Proponiendo una solución a esta ecuación de la forma $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(Kz - \omega t)}$, se tiene la siguiente condición:

$$K^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{1 - i\omega\tau}. \quad (2.32)$$

Ésta es la relación de dispersión para el conductor real. Para examinar sus consecuencias, hagamos una simplificación considerando $\omega\tau \simeq 0$. Puesto que $\tau \sim 10^{-13}$ s para muchos metales, ésta es una buena aproximación para frecuencias de hasta 10^{12} Hz.

Con esto,

$$K^2 \simeq \frac{\omega^2}{c^2} + i\mu_0\sigma\omega = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right), \quad (2.33)$$

lo que lleva a que

$$K \simeq k(1 + i) \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\varepsilon_0}}, \quad (2.34)$$

si $\omega\varepsilon_0 \ll \sigma$ y $k = \omega/c$.

Para ver cómo influye esta relación de dispersión en la propagación de una onda en un metal, sustituyamos esta expresión aproximada para K en la solución a la ecuación de onda,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-z/\delta} e^{i(z/\delta - \omega t)}, \quad (2.35)$$

la cual es una onda evanescente. La exponencial real representa una atenuación de la onda al propagarse en el medio conductor. Por lo que la distancia de penetración de la

onda (skin depth) está definida como

$$\delta = \sqrt{\frac{2\omega\epsilon_0}{\sigma}}$$

y es en general extremadamente pequeña del orden de 10^{-7} m, para un amplio intervalo de longitudes de onda.

2.5.1. Modelo de Lorentz-Drude

Para estudiar las propiedades ópticas de los metales se requiere un modelo de plasma, o gas de electrones libres de densidad N que se mueve contra un fondo fijo de núcleos de iones positivos. Esta aproximación se le conoce como modelo de Drude (Drude, 1900). En 1900, Paul Drude propuso un modelo para la conducción eléctrica, como el resultado de aplicar la teoría cinética de electrones en un sólido; ya que en los metales los electrones no están unidos a los núcleos. Entonces este modelo considera a los electrones de conducción de un metal como un gas homogéneo de electrones inmerso en un potencial positivo uniforme impuesto por los iones inmóviles de la red cristalina.

Lo interesante es que este modelo aparentemente simple permite predecir de manera bastante aceptable la conductividad eléctrica y térmica de los metales en cierto rango de longitudes de onda. Este modelo no da buenos resultados en el infrarrojo y el visible, por lo que posteriormente Lorentz realizó una modificación en lo que se conoce como el modelo de Lorentz-Drude. En este modelo es necesario considerar que el medio está constituido por átomos cuyos electrones están ligados armónicamente a los núcleos y cuyo movimiento es forzado por el campo eléctrico de la onda. Como veremos el modelo de Drude es un caso simple del modelo de Lorentz-Drude; es decir, el modelo de Lorentz-Drude lo que hace es tomar en cuenta más detalles al momento de calcular las permitividades relativas (Benavides *et al.*, 2016).

Haciendo uso del modelo de Lorentz para un átomo,

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega_0^2\right) \mathbf{x}(t) = \frac{e}{m} f \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.36)$$

tenemos que f es el factor de intensidad de la oscilación, ω_0 la frecuencia natural de oscilación, e la carga eléctrica y m la masa del electrón.

Además, el modelo del oscilador armónico considera que la energía de oscilación del electrón se pierde o es disipada gradualmente hasta que éste regresa a su estado relajado y es representado como una fuerza de amortiguamiento igual al producto de la constante del resorte y la velocidad del oscilador, que puede ser escrita como

$$\gamma v = \gamma \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \gamma \mathbf{x}'. \quad (2.37)$$

Si sustituimos la Ecuación (2.37) en la Ecuación (2.36) obtenemos la ecuación amortiguada del modelo de Lorentz,

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \gamma \frac{d}{dt} + \omega_0^2\right) \mathbf{x}(t) = \frac{e}{m} f \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (2.38)$$

Si el desplazamiento $\mathbf{x}(t)$ es armónico en el tiempo con la misma frecuencia del campo eléctrico aplicado, $\mathbf{x}(t) = \mathbf{A}e^{i\omega t}$ y colocando \mathbf{r} en el origen del campo eléctrico aplicado, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$, entonces obtenemos que

$$\mathbf{A} = \frac{\frac{e}{m} f \mathbf{E}_0}{\omega_0^2 + i\gamma\omega - \omega^2}. \quad (2.39)$$

La densidad de polarización inducida por unidad de volumen que contiene N átomos es $\mathbf{P} = N e \mathbf{x}(t)$. Si sustituimos $\mathbf{x}(t)$ y realizamos un cambio de variable $\omega_p^2 = N e^2 / \epsilon_0 m$,

donde ω_p es la frecuencia del plasma tenemos que

$$\mathbf{P} = \frac{f\omega_p^2}{\omega_0^2 + i\gamma\omega - \omega^2} \varepsilon_0 \mathbf{E}. \quad (2.40)$$

Ahora, teniendo que $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$, podemos calcular la susceptibilidad eléctrica χ como

$$\chi(\omega) = \frac{f\omega_p^2}{\omega_0^2 + i\gamma\omega - \omega^2}. \quad (2.41)$$

Por lo tanto, la permitividad relativa que puede ser calculada como $\varepsilon_r = 1 + \chi$ en términos de ω es

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{f\omega_p^2}{\omega_0^2 + i\gamma\omega - \omega^2}, \quad (2.42)$$

que es la función dieléctrica de Lorentz.

Si tenemos un j -ésimo oscilador en el volumen, entonces la función dieléctrica se reescribe como

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^N \frac{f_j \omega_p^2}{\omega_{0,j}^2 + i\gamma_j \omega - \omega^2}. \quad (2.43)$$

En el modelo de Drude, el material se puede representar como un gas de electrones libres. El modelo predice de buena manera las propiedades ópticas de los metales, y es usado para modelar parámetros tales como absorción y conductividad debido a transiciones electrónicas, donde la frecuencia de oscilación es cero. Es decir, la constante de fuerza K_s es cero e implica que $\omega_0 = 0$, ya que $\omega_0^2 = K_s/m$.

Ahora cambiando la variable $\Omega_p = \sqrt{f}\omega_p$, donde Ω_p es la frecuencia de plasma asociada con las transiciones intrabanda, el modelo de Drude para las propiedades dieléctricas de los metales es expresada como

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega}. \quad (2.44)$$

Para el modelo de Lorentz-Drude, la función dieléctrica considera la contribución de

ambos electrones libres y electrones unidos a iones, y es expresada como

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r,\infty} + \sum_{j=0}^K \frac{f_j \omega_p^2}{\omega_{0,j}^2 + i\gamma_j \omega - \omega^2}, \quad (2.45)$$

donde $\varepsilon_{r,\infty}$ es la constante óptica dieléctrica a frecuencia infinita y K depende del número de electrones unidos a iones. Si $j = 0$ y $\omega_0 = 0$, esto representa el modelo de Drude. Pero si $j > 0$ y $\omega_0 > 0$, entonces ésta corresponde al modelo de Lorentz.

2.6. Plasmones superficiales

Muchas de las propiedades fundamentales del estado sólido pueden ser descritas con una analogía de un sólo electrón moviéndose en un arreglo periódico de átomos a los que se les asocia una carga positiva. En otras palabras utilizando el concepto de Plasma que, desde el punto de vista teórico los plasmones superficiales (SPs) se tratarán como la representación de ondas electromagnéticas de superficie, cuyo máximo de intensidad se da en la superficie y con un decaimiento exponencial perpendicular en la dirección a la superficie. Los SPs pueden ser excitados por luz. De esta manera el plasmón, se define como un cuanto de energía asociado con ondas propagándose en la interfaz metal-dieléctrico a través del movimiento colectivo de un gran número de electrones. La energía de un plasmón es característica tanto del tipo de material como de la geometría del sistema. Si un campo eléctrico (invariante en el tiempo) actúa sobre una partícula u otra muestra delimitada, el campo polariza la muestra con una densidad de carga eléctrica (variante en el tiempo). Las cargas inducidas en la superficie actúan una sobre otra eléctricamente de una manera colectiva para regresar al equilibrio. Si dicho campo es suspendido, un regreso muy rápido hacia el equilibrio le da a las cargas más energía cinética, la cual les produce un equilibrio sobre saturado. El proceso es reversible y entonces, oscilaciones colectivas de carga superficial son establecidas y se les denomina

Plasmones de Superficie. Desde una perspectiva cuántica, a los SPs se les asocia además de energía, ondas electromagnéticas. Estas ondas, viajando a lo largo de la interfaz de dos medios diferentes se les conoce como Ondas de Plasma Superficiales (SPWs¹).

La frecuencia natural de oscilación de los plasmones en un medio puede ser obtenida en función del número de electrones libres y su masa. A ésta se le llama frecuencia de plasma que está dada por $\omega_p^2 = Ne^2/\epsilon_0 m$.

Los SPs son modos electromagnéticos que aparecen en una interfaz entre un dieléctrico y un metal, como consecuencia de la interacción entre la luz y los electrones de conducción de una superficie metálica. Para determinar las propiedades de los plasmones se aplican las ecuaciones de Maxwell a una interfaz plana metal-dieléctrico (ver Figura 2.4).

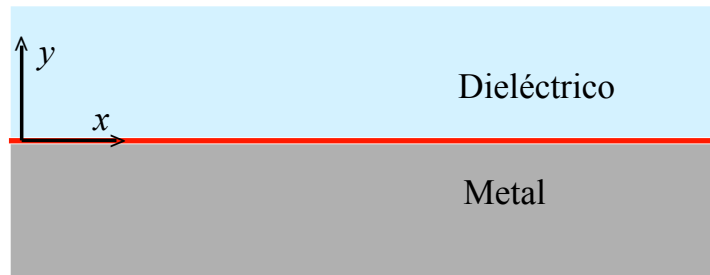


Figura 2.4: Interfaz plana metal-dieléctrico.

Partiendo de las Ecuaciones (2.24)-(2.25) para analizar la propagación del campo en una dimensión, se tiene que la permitividad eléctrica ϵ depende sólo de una coordenada espacial. Para ello, consideremos que la onda viaja en la dirección x sin variación perpendicular en el plano $z = 0$, tal que para el plano $y = 0$ el campo eléctrico se puede describir de la forma $E(x, y) = E(y)e^{i\beta x} = 0$, como se muestra en la Figura 2.4. Definiendo a $\beta = k_x$ la constante de propagación de la onda viajera, que corresponde a la componente del vector de onda en la dirección de propagación. Para ondas planas se cumple que la $\partial/\partial t = -i\omega$ y además por la propagación sólo en la dirección x ,

¹Por sus siglas en inglés, Surface Plane Waves.

$\partial/\partial x = i\beta$, se pueden reescribir las Ecuaciones (2.24) y (2.25) como:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_x; \quad \beta E_z = -i\omega\mu_0 H_y; \quad \beta H_y - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon E_z, \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = -i\omega\varepsilon E_x; \quad \beta H_z = i\omega\varepsilon E_y; \quad \beta E_y - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z. \quad (2.47)$$

Consideremos las Ecuaciones (2.47) para las componentes E_x , E_y y H_z diferentes de cero; es decir, para modos transversales magnéticos, se reducen a

$$E_x = -\frac{1}{i\omega\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (2.48)$$

$$E_y = \frac{\beta}{\omega\varepsilon} H_z. \quad (2.49)$$

Suponiendo que para la interfaz plana metal-dieléctrico en $y > 0$ está presente el dieléctrico de permitividad eléctrica real ε_2 , y para $y < 0$ se tiene un material metálico con permitividad eléctrica ε_1 (Figura 2.4), se puede definir a $H_{z2}(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y}$. Así para $y > 0$, las Ecuaciones (2.48) y (2.49) se reescriben como

$$E_{x2} = -iA_2 \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.50)$$

$$E_{y2} = A_2 \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 y}. \quad (2.51)$$

Para $y < 0$, $H_{z1}(y) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y}$, sobre estas mismas ecuaciones, se obtiene

$$E_{x1} = iA_1 \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.52)$$

$$E_{y1} = A_1 \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.53)$$

donde $k_1 = k_{y1}$ y $k_2 = k_{y2}$ son las componentes del vector de onda perpendicular a la interfaz.

Utilizando la ecuación relacionada al campo eléctrico de la Ecuación (2.22) en las

Ecuaciones (2.51) y (2.53) tenemos que

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_2 E_{y2} - \varepsilon_1 E_{y1} &= 0, \\
 A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \Big|_{y=0} - A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} e^{i\beta x} e^{k_1 y} \Big|_{y=0} &= 0, \\
 A_2 &= A_1,
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

y usando la ecuación relacionada al campo eléctrico de la Ecuación (2.23) en las Ecuaciones (2.50) y (2.52),

$$\begin{aligned}
 E_{x2} - E_{x1} &= 0, \\
 -iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \Big|_{xz} - iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 y} \Big|_{xz} &= 0, \\
 \frac{A_2 k_2}{\varepsilon_2} &= -\frac{A_1 k_1}{\varepsilon_1}.
 \end{aligned} \tag{2.55}$$

Finalmente sustituyendo la Ecuación (2.54) en la Ecuación (2.55), obtenemos la relación

$$\frac{k_{y1}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{y2}}{\varepsilon_2} = 0. \tag{2.56}$$

La expresión de H_z tiene que satisfacer la ecuación de onda para la polarización TM, llegando a lo siguiente:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon + \beta^2) H_z = 0, \tag{2.57}$$

por lo que se obtienen las siguientes condiciones:

$$k_{y1} = \beta^2 + k_0^2 \varepsilon_1, \tag{2.58}$$

$$k_{y2} = \beta^2 + k_0^2 \varepsilon_2. \tag{2.59}$$

Combinando las Ecuaciones (2.56), (2.58) y (2.59) se llega a la relación de dispersión de los plasmones que se propagan en una interfaz entre los dos medios. La relación de

dispersión conecta la longitud de onda con el vector de onda con su frecuencia y se expresa de la siguiente manera:

$$\beta = k_0 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2}, \quad (2.60)$$

o bien,

$$k_y^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (2.61)$$

Utilizando la ecuación anterior, se pueden obtener las curvas de dispersión. En la Figura 2.5 se observa que para valores bajos de k_y , la relación de dispersión es lineal. Vemos

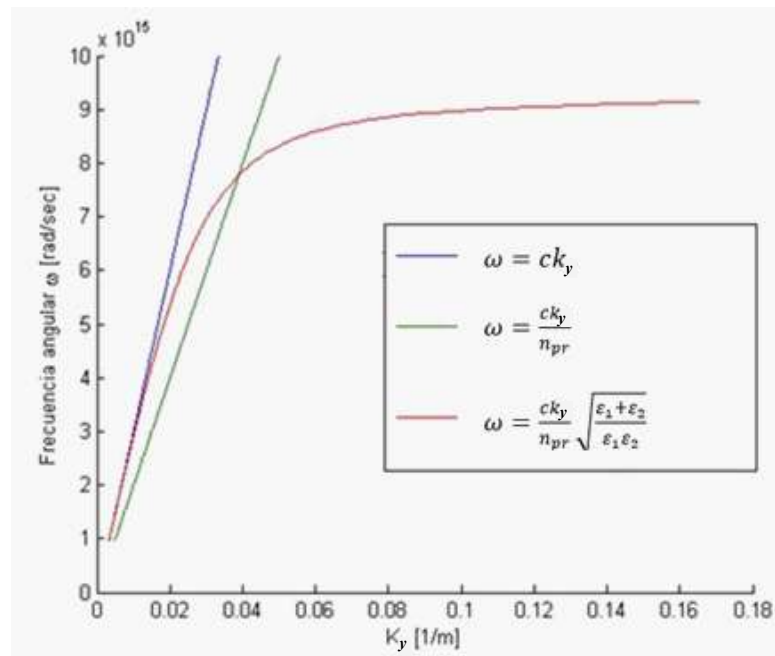


Figura 2.5: Curvas de la relación de dispersión para un SP en un medio dieléctrico tomada de la Referencia (Almog *et al.*, 2011).

a medida que k_y aumenta, la relación de dispersión se va curvando hasta alcanzar un valor límite llamado “frecuencia de plasma superficial”. Además, se observa que la curva de dispersión del plasmón superficial cruza con la línea recta (verde) que pasa por un medio dieléctrico con un índice de refracción n_{pr} (prisma). Sin embargo, la curva de dispersión del plasmón superficial no cruza con la línea recta (azul) del aire. Por lo

tanto, los SPPs no pueden ser excitados directamente por la luz que se propaga del aire a un medio metálico. Como acabamos de demostrar si se tienen modos transversales magnéticos se logra la excitación de los SPPs como se muestra en la Figura 2.6.

Para los modos transversales eléctricos, siguiendo el mismo procedimiento llegaremos a que $C_1 = C_2 = 0$; es decir no existen SPPs para la polarización TE en una interfaz metal-dieléctrico. Por lo tanto, sólo pueden existir para los modos transversales magnéticos (polarización TM) (E_x , E_y y $H_z \neq 0$, ver Figura 2.6).

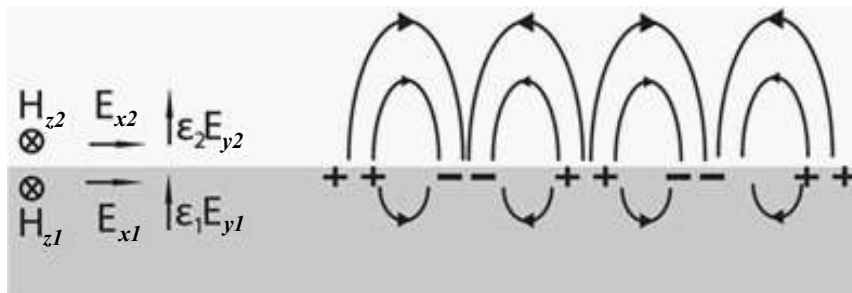


Figura 2.6: Plasmón superficial formado en una interfaz metal-dieléctrico.

Capítulo 3

El Método de la Ecuación Integral

En este capítulo se describe una técnica rigurosa para modelar la interacción de la luz con una configuración de Kretschmann y una guía de ondas. La técnica se conoce como el Método de la Ecuación Integral (IEM). El método se aplica, en particular, para estudiar la propagación de luz a través de sistemas con geometrías dadas. Además, se presenta un planteamiento teórico que permite evaluar los coeficientes de reflexión y transmisión. Asimismo, se presentan los resultados obtenidos a partir de este método para dos esquemas de la estructura de Kretschmann con rugosidad y para una guía de ondas.

3.1. Descripción del Método de la Ecuación Integral

El método de la ecuación integral permite encontrar el comportamiento de la luz a diferentes ángulos de incidencia mediante el cálculo de la reflectancia y la transmitancia. Para describir el método, consideraremos un sistema de j películas en un arreglo periódico embebidas entre un medio de incidencia y un medio de transmisión, caracterizadas por un índice de refracción n_p ($p = 1, 2, \dots, j + 2$) para cada medio del sistema y espesores d_q ($q=1,2,\dots,j$) para cada una de las películas delgadas como se muestra en

la Figura 3.1.

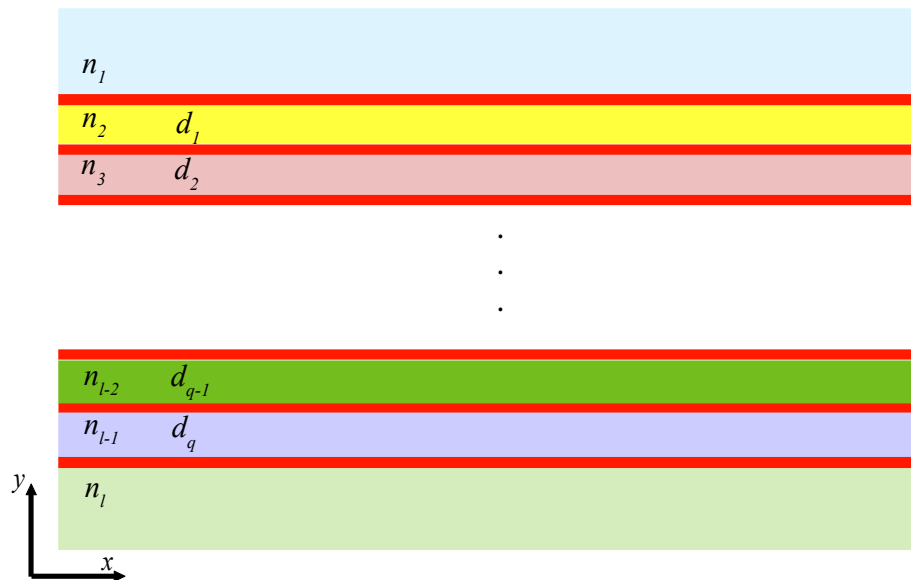


Figura 3.1: Sistema de j películas de espesor d_q siendo $q = 1, 2, \dots, j$, rodeadas por un medio incidente y un medio de transmisión, con n_p siendo $p = 1, 2, \dots, j + 2$, el índice de refracción de cada medio.

El método se plantea en base al segundo teorema integral de Green aplicado a la ecuación de Helmholtz que tiene como incógnitas el campo y su derivada normal evaluadas sobre las fronteras de las superficies involucradas. Posteriormente se discretiza el sistema de ecuaciones integro-diferenciales, obteniéndose una ecuación matricial inhomógena cuya solución tienen como resultado las funciones fuente, con las cuales se pueden encontrar la reflectancia y la transmitancia.

Este método implica ecuaciones independientes del tiempo, dado que se plantea en el espacio de las longitudes de onda y se aplica a sistemas en 2D. Éste funciona a lo largo de los contornos de las fronteras involucradas en las geometrías que se consideran, las cuales pueden ser superficies complejas con rugosidad aleatoria e incluso superficies de estructura fractal.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell es posible obtener las ecuaciones de onda para los campos eléctrico (\mathbf{E}) y magnético (\mathbf{H}) siendo,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0; \quad \nabla^2 \mathbf{H} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.1)$$

Tomando en cuenta una dependencia armónica del tiempo $e^{-i\omega t}$ para los campos electromagnéticos,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}; \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}, \quad (3.2)$$

podemos reescribir las Ecuaciones (3.1), las cuales en forma general se pueden expresar como

$$\nabla^2 \Psi_p(\mathbf{r}) + k_p^2 \Psi_p(\mathbf{r}) = 0. \quad (3.3)$$

Así en la Ecuación (3.3), Ψ_p representa el campo magnético o el campo eléctrico en el p -ésimo medio, siendo $p = 1, 2, 3, \dots, j + 2$ y la magnitud del vector de onda está dada por

$$k_p = n_p(\lambda) \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (3.4)$$

donde el índice de refracción $n_p = \sqrt{\mu_p(\lambda)\varepsilon_p(\lambda)}$, involucra las propiedades de los materiales y está dado en términos de la permeabilidad magnética $\mu_p(\lambda)$ y la permitividad eléctrica $\varepsilon_p(\lambda)$; ambas funciones dependientes de la longitud de onda λ .

Para resolver la Ecuación (3.3) vamos a introducir una función de Green $G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, la cual es una solución a la ecuación:

$$\nabla^2 G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + k_p^2 G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (3.5)$$

donde $G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = i\pi H_0^{(1)}(k_p|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ siendo $H_0^{(1)}$ la función de Hankel de primera clase y de orden cero y $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ es la delta de Dirac.

3.1.1. Forma integral y discretización de la ecuación de Helmholtz

Aplicando la segunda identidad de Green a las funciones $\Psi_p(\mathbf{r})$ y $G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, para la región incidente ($p = 1$), se obtiene el campo total

$$\Psi_{inc}(\mathbf{r}) + \Psi_1(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \left[\frac{\partial G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_1(\mathbf{r}') - G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_1(\mathbf{r}')}{\partial n'} \right] ds', \quad (3.6)$$

donde Γ_1 representa el contorno cerrado que delimita la superficie S_1 (ver Figura 3.2) y Ψ_{inc} el campo incidente caracterizado con un haz Gaussiano, el cual se comporta de

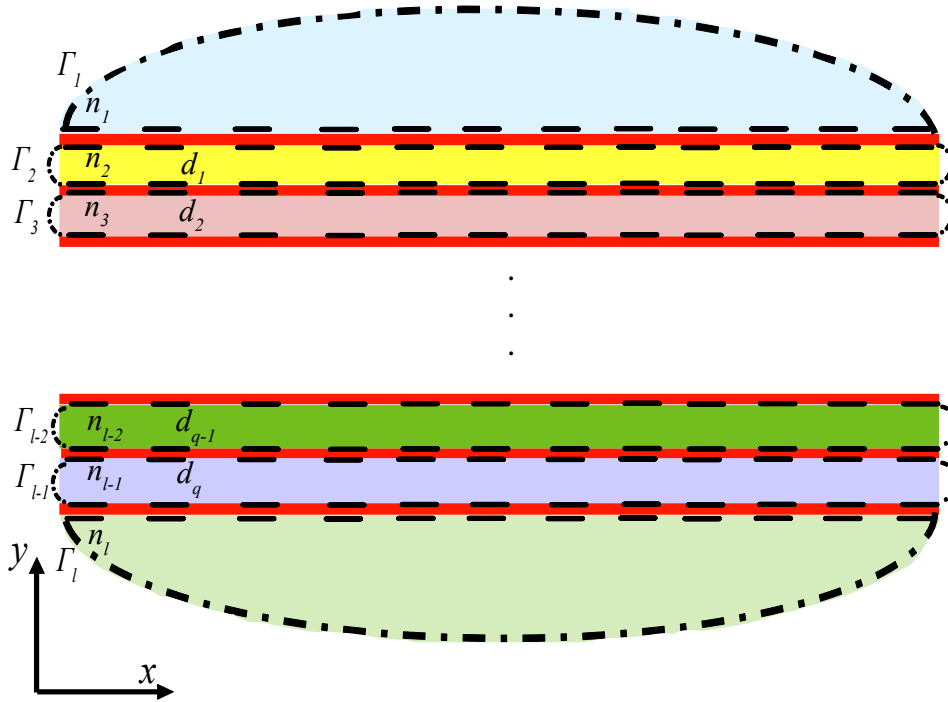


Figura 3.2: Sistema de j películas de espesor d_q siendo $q = 1, 2, \dots, j$, rodeadas por un medio incidente y un medio de transmisión, con n_p el índice de refracción de cada medio y su respectivo contorno denotado por Γ_p siendo $p = 1, 2, \dots, j + 2$.

acuerdo a la ecuación

$$\Psi_{inc}(x, d) = \Psi_0 e^{ik_1 x} e^{-x^2/g^2}. \quad (3.7)$$

En esta ecuación Ψ_0 representa una constante con las unidades apropiadas. El parámetro $k_1 = n_1(\lambda) \sin \theta_{inc}$ es otra representación para la magnitud del vector de onda, donde θ_{inc}

y n_1 representan el ángulo de incidencia y el medio inicial del sistema, respectivamente.

Las funciones fuente $\Psi_1(\mathbf{r}')$ y $\partial\Psi_1(\mathbf{r}')/\partial n'_1$, que representan los valores del campo eléctrico o magnético y su derivada normal evaluadas sobre el contorno Γ_1 . Para los valores de ($l > 1$) tenemos

$$\Theta(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_p} \left[\frac{\partial G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_p(\mathbf{r}') - G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_p(\mathbf{r}')}{\partial n'} \right] ds', \quad (3.8)$$

donde la integral de superficie se ha representado mediante el producto del campo por la función escalón,

$$\Theta(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{r} \in S, \\ 0 & \text{si } \mathbf{r} \notin S, \end{cases} \quad (3.9)$$

y se toma la consideración que $\mathbf{r} \in S$ si la normal apunta hacia el medio donde ésta se encuentra.

En la Ecuación (3.8) se tienen dos integrales de contorno las cuales, al dividir en N pequeños segmentos de longitud de arco Δs , las ecuaciones integro-diferenciales pueden ser expresadas como:

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_p} \left[\frac{\partial G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_p(\mathbf{r}') \right] ds' \approx \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^N \Psi_n^l \int_{s_n - \Delta s/2}^{s_n + \Delta s/2} \frac{\partial G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} ds', \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_p} \left[G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_p(\mathbf{r}')}{\partial n'} \right] ds' \approx \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^N \Phi_n^l \int_{s_n - \Delta s/2}^{s_n + \Delta s/2} G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \quad (3.11)$$

donde se han definido las funciones

$$\Phi_n^p = \frac{\partial \Psi_p(\mathbf{r}')}{\partial n'} \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'_n}; \quad \Psi_n^p = \Psi_p(\mathbf{r}') \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'_n}. \quad (3.12)$$

En las Ecuaciones (3.10) y (3.11) se ha considerado que Δs es lo suficientemente pequeño para que podamos tener un muestreo fino y así poder considerar que el campo $\Psi_p(\mathbf{r})$ y

su derivada normal $\partial\Psi_p(\mathbf{r}')/\partial n'$ sean aproximadamente constantes.

Ahora, evaluando las integrales de las Ecuaciones (3.10) y (3.11) en el punto de observación $\mathbf{r} = \mathbf{r}_m$, se obtienen los elementos de matriz definidos por

$$L_{mn} = \frac{1}{4\pi} \oint_{s_n-\Delta s/2}^{s_n+\Delta s/2} G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds'; \quad N_{mn} = \frac{1}{4\pi} \oint_{s_n-\Delta s/2}^{s_n+\Delta s/2} \frac{\partial G_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} ds', \quad (3.13)$$

donde el subíndice m indica el punto de observación y el subíndice n el punto de integración. Estos elementos de matriz, ya calculados (Centeno Jiménez, 2014), están dados por las expresiones:

$$L_{mn}^{(j)} = \frac{i\Delta s}{4\pi} H_0^{(1)}(k_j R_{mn})(1 - \delta_{mn}) + \left[\frac{i\Delta s}{4} H_0^{(1)} \left(k_j \frac{\Delta s}{2e} \right) \right] \delta_{mn}, \quad (3.14)$$

$$N_{mn}^{(j)} = \frac{i\Delta s}{4\pi} k_j H_1^{(1)}(k_j R_{mn}) \hat{\mathbf{n}}_n \cdot \frac{\mathbf{R}_{mn}}{R_{mn}} (1 - \delta_{mn}) + \left[\frac{1}{2} + \frac{\Delta s}{4\pi} \hat{\mathbf{n}}_n \cdot \hat{\mathbf{t}}'_n \right] \delta_{mn}, \quad (3.15)$$

siendo

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{R}_{mn} = -y'(s)(x_m - x_n) + x'(s)(y_m - y_n), \quad (3.16)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_n \cdot \hat{\mathbf{t}}'_n = x'(s)y''(s) - y'(s)x''(s), \quad (3.17)$$

$$R_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}. \quad (3.18)$$

Utilizando estos elementos de matriz es posible calcular la solución del sistema que tendrá la forma $\mathbf{M}\mathbf{x} = \mathbf{b}$, donde \mathbf{M} es la matriz construida con estos elementos de matriz, \mathbf{x} corresponde a las fuentes del campo y su derivada normal, y \mathbf{b} corresponde al campo incidente. Una vez obtenidas las fuentes del campo y su derivada normal respectivamente, se obtienen las potencias esparcidas. Teniendo que la reflectancia se calcula como

$$R(\theta_s) = \frac{1}{2(2\pi)^{3/2} g k_1 \cos(\theta_i)} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\sigma_R(\theta_s)|^2 d\theta_s, \quad (3.19)$$

para ambas polarizaciones. En la integral tenemos que $\sigma_R(\theta_s)$ es la sección eficaz de esparcimiento para R definida como

$$\sigma_R(\theta_s) = \Delta s \sum_{n=1}^N [ik_1(y'_n \sin(\theta_s) - x'_n \cos(\theta_s))\Psi_n^1 - \Phi_n^1] e^{-ik_1(x_n \sin(\theta_s) - y_n \cos(\theta_s))}. \quad (3.20)$$

Para el caso de la transmitancia tenemos que para la polarización TE se calcula como

$$T(\theta_s) = \frac{1}{2(2\pi)^{3/2} \left(\frac{\mu_3}{\mu_1}\right) \left(\frac{n_1}{n_3}\right) gk_3 \cos(\theta_i)} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |\sigma_T(\theta_s)|^2 d\theta_s, \quad (3.21)$$

y para la polarización TM

$$T(\theta_s) = \frac{1}{2(2\pi)^{3/2} \left(\frac{n_3}{n_1}\right) gk_3 \cos(\theta_i)} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |\sigma_T(\theta_s)|^2 d\theta_s. \quad (3.22)$$

Nuevamente tenemos que $\sigma_T(\theta_s)$ es la sección eficaz de esparcimiento para T definida como

$$\sigma_T(\theta_s) = \Delta s \sum_{n=1}^N [ik_1(y'_n \sin(\theta_s) + x'_n \cos(\theta_s))\Psi_n^1 - \Phi_n^1] e^{-ik_1(x_n \sin(\theta_s) - y_n \cos(\theta_s))}. \quad (3.23)$$

Cabe recordar que dichas expresiones, en ambas polarizaciones, deben a su vez obedecer la ley de conservación de la energía dada por $R + T = 1$ cuando el sistema no tiene absorción. Puede verse a detalle cómo se calcula la potencia esparcida en Mendoza *et al.* (2006).

3.2. Guía de ondas

A continuación se mostrará el desarrollo necesario para representar el segmento de sensado del arreglo de fibra óptica hetero núcleo con el depósito de una película delgada

metálica de manera simple como una guía de ondas. El sistema está descrito por dos películas metálicas con un ancho d_1 , un largo l_1 y están separadas una distancia l_2 , las cuales tienen un índice de refracción n_2 . Estas películas aíslan un medio dieléctrico que tiene un índice de refracción n_1 . En esta guía incide un haz Gaussiano Ψ_{inc} a un ángulo específico θ_i , obteniendo como respuesta un haz reflejado Ψ_r y un haz transmitido Ψ_t , cada uno de estos a su respectivo ángulo de propagación θ_r y θ_t . El esquema correspondiente lo podemos ver en la Figura 3.3.

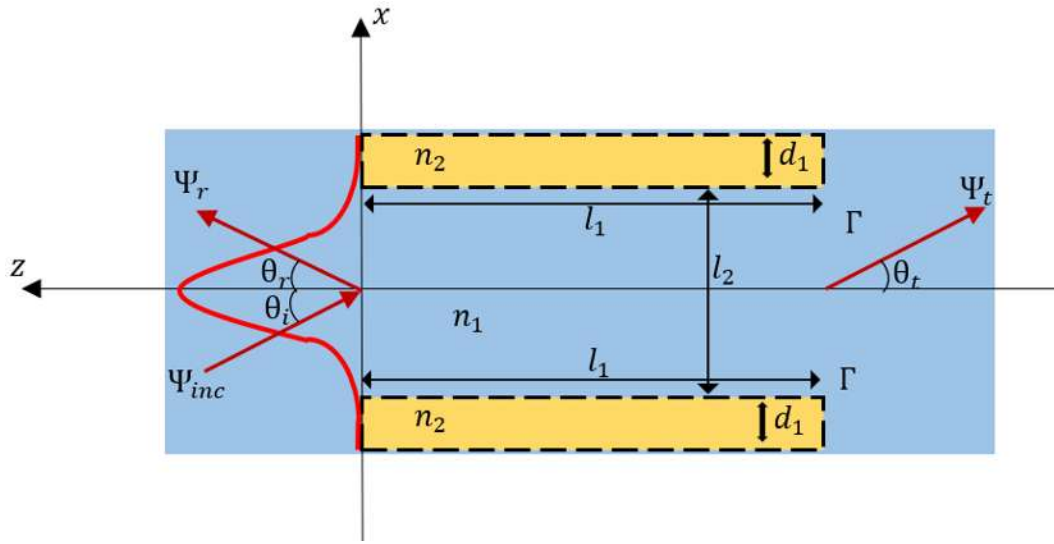


Figura 3.3: Esquema de la guía de ondas construida por dos bloques de índice de refracción n_1 , rodeando un medio de índice de refracción n_0 . Se ha considerado un haz gaussiano representado por la función de onda Ψ_{inc} a un ángulo de incidencia θ_i . Los ángulos de esparcimiento son θ_r y θ_t para las respectivas funciones de onda Ψ_r y Ψ_t .

Al aplicar la Ecuación (3.8) sobre el contorno Γ de las dos películas metálicas que conforman la guía de ondas, obtenemos que las ecuaciones integro-diferenciales que se derivan de este problema son las siguientes:

$$\Psi_1(\mathbf{r}) + \Psi_{inc}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma} \left[G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_1(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Phi_1 \right] ds', \quad (3.24)$$

$$0 = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma} \left[G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_2(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Phi_2 \right] ds'. \quad (3.25)$$

Es posible escribir estas ecuaciones en términos de sumatorias utilizando los elementos de matriz L_{nm}^j y N_{nm}^j como se ha mencionado anteriormente, obteniendo

$$-\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^1 \Phi_{n,1}^1 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,1}^1 - \delta_{mn,1}] \Psi_{n,1}^1 = \Psi_{inc}, \quad (3.26)$$

$$\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^2 \Phi_{n,1}^2 - \sum_{n=1}^N N_{mn,1}^2 \Psi_{n,1}^2 = 0. \quad (3.27)$$

Así, aplicando las condiciones de frontera de la Ecuación (2.28) sobre el sistema, podemos reescribir las Ecuaciones (3.26)-(3.27) de la siguiente manera:

$$-\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^1 \Phi_{n,1}^1 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,1}^1 - \delta_{mn,1}] \Psi_{n,1}^1 = \Psi_{inc}, \quad (3.28)$$

$$\frac{1}{f_{12}} \sum_{n=1}^N L_{mn,1}^2 \Phi_{n,1}^1 - \sum_{n=1}^N N_{mn,1}^2 \Psi_{n,1}^1 = 0. \quad (3.29)$$

Para determinar las fuentes, cada ecuación se evalúa en todos los puntos del contorno correspondiente, constituyendo un sistema de ecuaciones lineal e inhomógeno de rango $2N \times 2N$. El cual se puede reescribir de manera matricial con 4 entradas de $N \times N$, de la siguiente forma:

$$\mathbb{M} = \begin{bmatrix} L_{11}^1 & N_{11}^1 - \delta_{11} \\ \frac{1}{f_{12}} L_{11}^2 & -N_{11}^2 \end{bmatrix}. \quad (3.30)$$

Una vez obtenidas las fuentes del campo y su derivada normal respectivamente, se obtienen las potencias esparcidas.

3.2.1. Resultados obtenidos

Aplicamos el IEM a la guía de ondas como se describió anteriormente (ver Figura 3.3), en el caso de tener una aproximación a un corte longitudinal de una fibra óptica con un revestimiento metálico. Para este desarrollo se consideró como medio interno de

la guía un dieléctrico con índice de refracción $n_1 = 1.723$. Además, está formada por dos películas metálicas de un espesor $d_1 = 0.1 \mu\text{m}$, siendo el metal del oro utilizado con un índice de refracción de $n_2 = 0.25701 + i3.7171$ correspondiente a una longitud de onda de $\lambda = 700 \text{ nm}$. A esta misma longitud de onda la guía de ondas fue acoplada con un haz gaussiano.

En las Figuras 3.4, 3.5 y 3.6 se muestran en (a) la reflectancia (R), en (b) la transmitancia (T) y en (c) la absorbancia (A) resultantes al acoplar la luz sobre las guías de ondas que se construyeron. En la Figura 3.4 se consideró el ancho de la guía de ondas de $30 \mu\text{m}$ y el largo de $40 \mu\text{m}$, en la Figura 3.5 el ancho es de $20 \mu\text{m}$ y el largo de $50 \mu\text{m}$ y en la Figura 3.6 de $20 \mu\text{m}$ y de $60 \mu\text{m}$. Se utilizó esta longitud de la guía, porque es un primer avance en la estructuración del sistema de interés y queríamos ver cómo era el comportamiento de la luz en esta representación. Se observó que la luz transmitida tiene una relación con el ángulo de incidencia y el largo de las guías de ondas. También se hizo un análisis del poder de cómputo utilizado para este arreglo y vimos que el requerimiento no sería el suficiente con el que se cuenta para modelar el sistema de la fibra óptica.

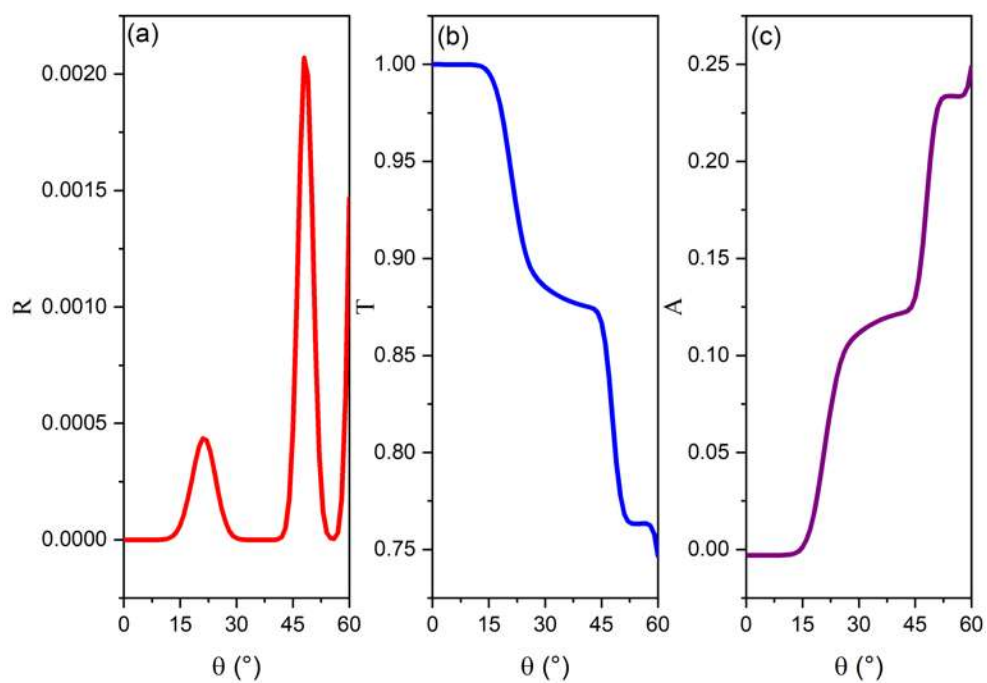


Figura 3.4: (a) Reflectancia (R), (b) Transmitancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $30 \mu\text{m}$ y largo de $40 \mu\text{m}$ utilizando el IEM.

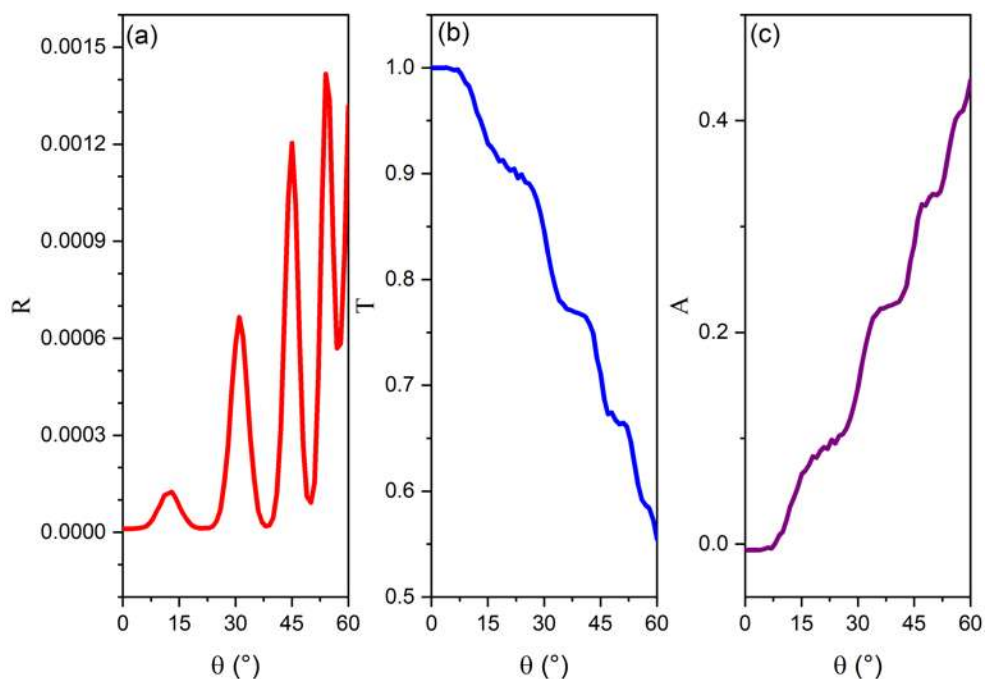


Figura 3.5: (a) Reflectancia (R), (b) Transmitancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $30 \mu\text{m}$ y largo de $50 \mu\text{m}$ utilizando el IEM.

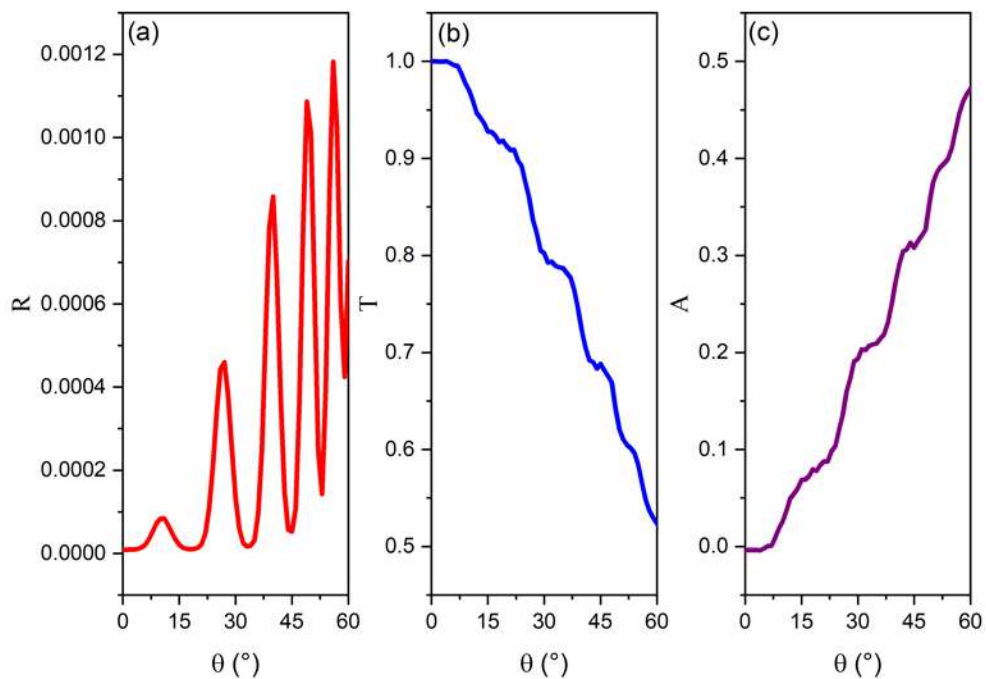


Figura 3.6: (a) Reflectancia (R), (b) Transmittancia (T) y (c) Absorbancia (A) obtenidas de una guía de ondas con un ancho de $20 \mu\text{m}$ y largo de $60 \mu\text{m}$ utilizando el IEM.

3.3. Sistema de Kretschmann con superficies rugosas aleatorias

El sistema para este caso está descrito por la estructura de Kretschmann, la cual está conformada por dos películas embebidas entre un medio incidente y un medio de transmisión. El medio incidente se considerará como un prisma con índice de refracción n_1 , seguido de una película metálica con índice de refracción n_2 y un espesor d_1 . En seguida tenemos una película dieléctrica con índice de refracción n_3 y un espesor d_2 . Para finalizar en el medio de transmisión consideramos el aire con un índice de refracción n_4 como se muestra en la Figura 3.7. Para superficies más realistas se considerará

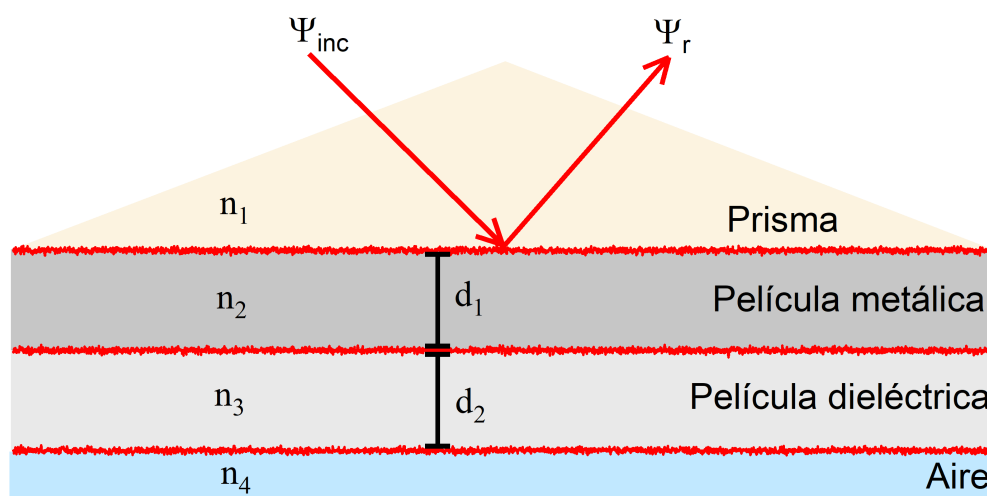


Figura 3.7: Diagrama del sistema de Kretschmann formado con películas dieléctricas y metálicas rugosas con espesores d_l con $l = 1, 2$ e índices de refracción n_j con $j = 1, 2, 3, 4$ para cada medio.

que las interfaces que conforman la estructura de Kretschmann tienen rugosidad aleatoria. Para este caso mostraremos como se calcula el IEM para un sistema de 1 y 2 películas delgadas, los cuales corresponden a los sistemas de Kretschmann estudiados. El desarrollo para i interfaces puede verse en Galván Navarro (2021).

3.3.1. Sistema de una película delgada

De acuerdo a la Ecuación (3.8), tenemos las siguientes ecuaciones integro-diferenciales considerando los contornos Γ_p con $p = 1, 2, 3$ de la Figura 3.8:

$$\Psi_1(\mathbf{r}) + \Psi_{inc}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \left[G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_1(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_1(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.31)$$

$$0 = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_2} \left[G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_2(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_2(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.32)$$

$$\Psi_3(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_3} \left[G_3(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_3(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_3(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_3(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.33)$$

que en términos de las sumatorias utilizando los elementos de matriz L_{nm}^j y N_{nm}^j se

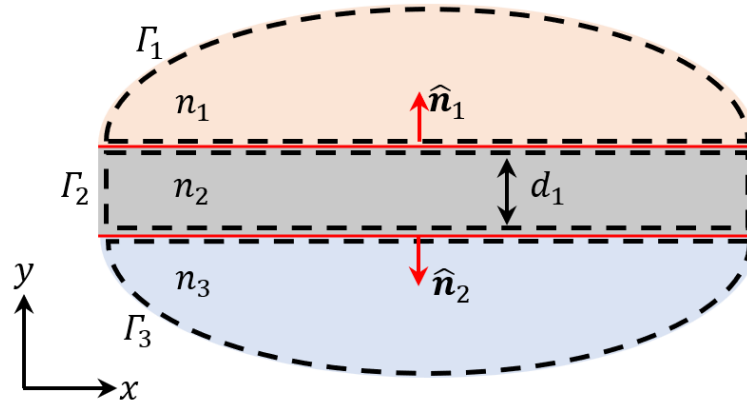


Figura 3.8: Sistema de una película delgada formada con 2 interfaces siendo n_p y Γ_p ($p = 1, 2, 3$), los índices de refracción y los contornos de las superficies, respectivamente.

pueden reescribir como:

$$-\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^1 \Phi_{n,1}^1 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,1}^1 - \delta_{mn,1}] \Psi_{n,1}^1 = \Psi_{inc}, \quad (3.34)$$

$$\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^2 \Phi_{n,1}^2 - \sum_{n=1}^N N_{mn,1}^2 \Psi_{n,1}^2 + \sum_{n=1}^N L_{mn,2}^2 \Phi_{n,2}^2 - \sum_{n=1}^N N_{mn,2}^2 \Psi_{n,2}^2 = 0, \quad (3.35)$$

$$-\sum_{n=1}^N L_{mn,2}^3 \Phi_{n,2}^3 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,2}^3 - \delta_{mn,2}] \Psi_{n,2}^3 = 0. \quad (3.36)$$

Usando las condiciones de frontera de la Ecuación (2.28), el sistema de ecuaciones anterior se reescribe como:

$$-f_{12} \sum_{n=1}^N L_{mn,1}^1 \Phi_{n,1}^2 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,1}^1 - \delta_{mn,1}] \Psi_{n,1}^2 = \Psi_{inc}, \quad (3.37)$$

$$\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^2 \Phi_{n,1}^2 - \sum_{n=1}^N N_{mn,1}^2 \Psi_{n,1}^2 + f_{23} \sum_{n=1}^N L_{mn,2}^2 \Phi_{n,2}^3 - \sum_{n=1}^N N_{mn,2}^2 \Psi_{n,2}^3 = 0, \quad (3.38)$$

$$-\sum_{n=1}^N L_{mn,2}^3 \Phi_{n,2}^3 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,2}^3 - \delta_{mn,2}] \Psi_{n,2}^3 = 0. \quad (3.39)$$

Para determinar las fuentes cada ecuación se evalúa en todos los puntos del contorno constituyendo así un sistema lineal e inhomógeno de ecuaciones de rango $4N \times 4N$. El cual se puede reescribir de manera matricial con 4×4 entradas de tamaño $N \times N$:

$$\mathbb{M} = \begin{bmatrix} -f_{12}L_{11}^1 & N_{11}^1 - \delta_{11} & 0 & 0 \\ L_{11}^2 & -N_{11}^2 & f_{23}L_{12}^2 & -N_{12}^2 \\ L_{21}^2 & -N_{21}^2 & f_{23}L_{22}^2 & -N_{22}^2 \\ 0 & 0 & -L_{22}^3 & N_{22}^3 - \delta_{22} \end{bmatrix}. \quad (3.40)$$

Para simplificar la notación matricial, las submatrices $\mathbb{A}_{uo}^l = \mathbb{A}_{m,u,n,o}^l$ denotan el elemento A evaluado en un punto m del contorno Γ_u de observador, y el punto n en el contorno Γ_o de integración para el medio l .

Sistema de dos películas delgadas

Utilizando la Ecuación (3.8) sobre los contornos Γ_p con $p = 1, 2, 3, 4$ mostrados en la Figura 3.9, tenemos las siguientes ecuaciones integro-diferenciales:

$$\Psi_1(\mathbf{r}) + \Psi_{inc}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \left[G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_1(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_1(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.41)$$

$$0 = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_2} \left[G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_2(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_2(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.42)$$

$$\Psi_3(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_3} \left[G_3(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_3(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_3(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_3(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.43)$$

$$0 = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma_4} \left[G_4(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Psi_4(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial G_4(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \Psi_4(\mathbf{r}') \right] ds', \quad (3.44)$$

que en términos de las sumatorias y usando las condiciones de frontera de la Ecuación

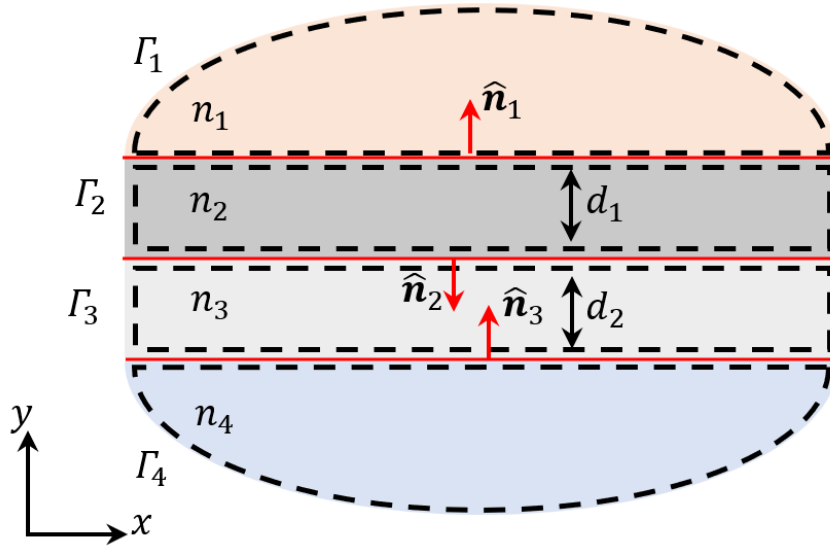


Figura 3.9: Sistema de dos películas delgadas formadas con 3 interfaces siendo n_p y Γ_p ($p = 1, 2, 3, 4$), los índices de refracción y los contornos de las superficies, respectivamente.

(2.28), obtenemos:

$$-f_{12} \sum_{n=1}^N L_{mn,1}^1 \Phi_{n,1}^2 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,1}^1 - \delta_{mn,1}] \Psi_{n,1}^2 = \Psi_{inc}, \quad (3.45)$$

$$\sum_{n=1}^N L_{mn,1}^2 \Phi_{n,1}^2 - \sum_{n=1}^N N_{mn,1}^2 \Psi_{n,1}^2 + f_{23} \sum_{n=1}^N L_{mn,2}^2 \Phi_{n,2}^3 - \sum_{n=1}^N N_{mn,2}^2 \Psi_{n,2}^3 = 0, \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{n=1}^N L_{mn,2}^3 \Phi_{n,2}^3 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,2}^3 - \delta_{mn,2}] \Psi_{n,2}^3 \\ & - f_{34} \sum_{n=1}^N L_{mn,3}^3 \Phi_{n,3}^4 + \sum_{n=1}^N [N_{mn,3}^3 - \delta_{mn,3}] \Psi_{n,3}^4 = 0, \end{aligned} \quad (3.47)$$

$$\sum_{n=1}^N L_{mn,3}^4 \Phi_{n,3}^4 - \sum_{n=1}^N N_{mn,3}^4 \Psi_{n,3}^4 = 0. \quad (3.48)$$

Similarmente para determinar las fuentes cada ecuación se evalúa en todos los puntos del contorno constituyendo así un sistema lineal e inhomógeno de ecuaciones de rango $6N \times 6N$:

$$\mathbb{M} = \begin{bmatrix} -f_{12}L_{11}^1 & N_{11}^1 - \delta_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ L_{11}^2 & -N_{11}^2 & f_{23}L_{12}^2 & -N_{12}^2 & 0 & 0 \\ L_{21}^2 & -N_{21}^2 & f_{23}L_{22}^2 & -N_{22}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -L_{22}^3 & N_{22}^3 - \delta_{22} & -f_{34}L_{23}^3 & N_{23}^3 - \delta_{23} \\ 0 & 0 & -L_{32}^3 & N_{32}^3 - \delta_{32} & -f_{34}L_{33}^3 & N_{33}^3 - \delta_{33} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L_{33}^4 & -N_{33}^4 \end{bmatrix}. \quad (3.49)$$

Como se mencionó anteriormente, una vez calculado el sistema de ecuaciones algebraicas nos permite calcular las funciones fuente (campo y su derivada normal), que con ellas podemos obtener el campo lejano.

3.3.2. Generación numérica de una superficie rugosa

Teniendo los sistemas de ecuaciones correspondientes a 1 y 2 películas delgadas, ahora es necesario el poder modelar los perfiles de las superficies rugosas que describen el sistema. Para generar una función del perfil de la superficie $S(x)$, se define un conjunto de puntos $\{x_n\}$ a lo largo del eje x como $x_n = n\Delta x$ siendo $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ y Δx el paso de discretización. Entonces, la función $S(x)$ en $x = x_k$ es

$$S(x) = \sigma_h \sum_{j=-\infty}^{\infty} W_j X_{j+k}, \quad (3.50)$$

donde $\sigma_h^2 = \langle S^2(x) \rangle$ es la desviación cuadrática media de la superficie desde la parte plana, $\{X_n\}$ es una secuencia de variables Gaussianas independientes con media cero y desviación estándar de uno y las $\{W_m\}$ es un conjunto de pesos indeterminados. Aplicando las propiedades estadísticas, se obtiene

$$W_j = (\Delta x)^{1/2} \int \frac{dQ}{2\pi} g^{1/2}(|Q|) e^{iQx_j}, \quad (3.51)$$

siendo

$$g(|Q|) = \int dx e^{-iQx} W(|x|), \quad (3.52)$$

el factor de estructura de la superficie. $W(|x|)$ es la función de correlación que tienen la forma Gaussiana,

$$W(|x|) = e^{-x^2/\delta_c^2}, \quad (3.53)$$

donde δ_c es la longitud de correlación transversal; es decir, la distancia promedio entre los picos y valles consecutivos sobre la superficie $y = S(x)$. Para usar la técnica de la transformada de Fourier rápida se considera que la función $S(x_n)$ es una función periódica de k con periodo $2M$, $S(x_k) = S(x_{k+2M})$, donde $2M$ es un entero grande.

Esto requiere que W_j y X_j también posean esta periodicidad, por lo que

$$\begin{aligned} S(x_k) &\approx \sigma_h \sum_{j=-M}^{M-1} W_j X_{j+k} \\ &= \frac{\sigma_h}{\sqrt{2M\Delta x}} \sum_{l=-M}^{M-1} \frac{1}{\sqrt{2}} (M_l + iN_l) g^{1/2} (|q_l|) e^{iq_l x_k}, \end{aligned} \quad (3.54)$$

siendo

$$M_l = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{j=-M}^{M-1} X_j \cos\left(\frac{2\pi lj}{2M}\right); \quad N_l = -\frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{j=-M}^{M-1} X_j \sin\left(\frac{2\pi lj}{2M}\right). \quad (3.55)$$

Derivando con respecto a x_k la función $S(x_k)$, se obtienen las siguientes expresiones:

$$S'(x_k) = \frac{\sigma_h}{\sqrt{2M\Delta x}} \sum_{l=-M}^{M-1} \frac{1}{\sqrt{2}} (M_l + iN_l) i q_l g^{1/2} (|q_l|) e^{iq_l x_k}, \quad (3.56)$$

$$S''(x_k) = -\frac{\sigma_h}{\sqrt{2M\Delta x}} \sum_{l=-M}^{M-1} \frac{1}{\sqrt{2}} (M_l + iN_l) q_l^2 g^{1/2} (|q_l|) e^{iq_l x_k}. \quad (3.57)$$

Obteniendo así las expresiones que describen el perfil de una superficie rugosa; además de las derivadas de primer y segundo orden (Maradudin *et al.*, 1990). De esta manera, tenemos las ecuaciones necesarias para poder calcular los elementos de matriz L_{mn} y N_{mn} que están relacionadas con esta rugosidad aleatoria de las interfaces.

3.3.3. Resultados obtenidos

Aplicamos el IEM a la estructura de Kretschmann que se describió anteriormente (ver Figura 3.7). Para este desarrollo se consideró como medio incidente un prisma con índice de refracción $n_1 = 1.723$ y como medio de transmisión el aire con índice de refracción $n_4 = 1.0$. Las películas delgadas tienen un espesor $d = 0.04 \mu\text{m}$, siendo el metal de la plata utilizado para una de estas películas delgadas, donde se calculó el índice de refracción $n_2(\lambda)$ mediante el modelo de Lorentz-Drude a una longitud de onda

de 633 nm. A esta misma longitud de onda se incidió un haz gaussiano en la estructura de Kretschmann. Para los casos donde utilizamos la película dieléctrica elegimos la alúmina con un índice de refracción de $n_3 = 1.767$.

En la Figura 3.10 (a) se muestra el perfil del sistema para el caso de una película metálica con superficies lisas. En la Figura 3.10 (b) tenemos la reflectancia del sistema calculado mediante el IEM (numérico) y el TMM (analítico) donde observamos que el

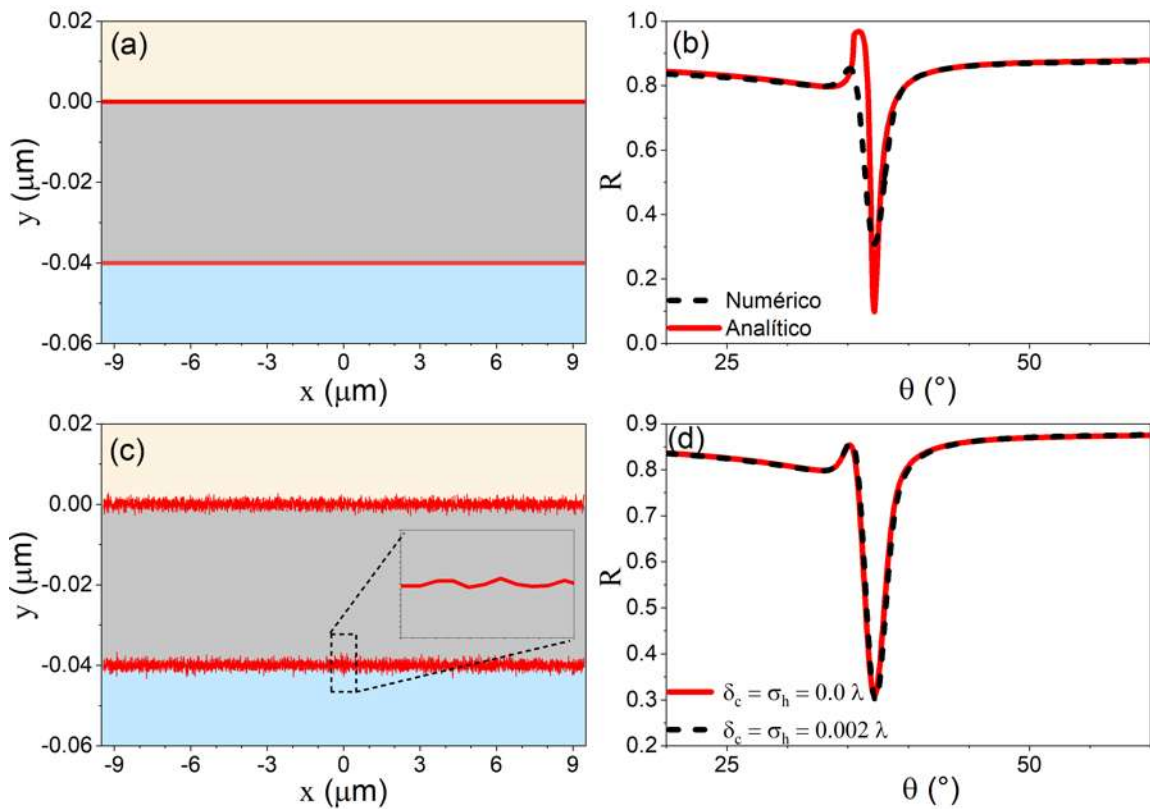


Figura 3.10: Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por tres medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata) y n_3 1.0 (aire), con un espesor para la película delgada metálica de $d = 0.04 \mu\text{m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = \sigma_h = 0.0\lambda$ y (c) $\delta_c = \sigma_h = 0.002\lambda$ para todas las interfaces. (b) Reflectancia del sistema liso con el IEM (numérico) y el TMM (analítico). (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.

ángulo de la SPR para ambos casos se obtiene en $\theta = 37.1875^\circ$. Para los siguientes resultados estaremos induciendo una rugosidad en el sistema y haremos el comparativo con el resultado sin rugosidad calculado con el IEM. En la Figura 3.10 (c) se muestra

el perfil del sistema cuyas interfaces tienen una rugosidad con parámetros de $\delta_c = \sigma_h = 0.002\lambda$ para ambas interfaces. En la Figura 3.10(d) se muestra la reflectancia del sistema donde al observar la comparación del caso sin rugosidad vemos que el plasmón se desplaza hacia ángulos mayores. Para este caso el ángulo de la SPR es $\theta = 37.25^\circ$, generando una diferencia con respecto al caso liso de $\Delta\theta = 0.0625^\circ$.

En la Figura 3.11 tenemos dos casos más para el sistema con una película metálica. En la Figura 3.11 (a) ambas interfaces tienen inducida una rugosidad con parámetros $\delta_c = 0.007\lambda$ y $\sigma_h = 0.003\lambda$. En este caso en la Figura 3.11 (b) podemos observar como el desplazamiento del ángulo de la SPR aumenta, debido al aumento en los parámetros

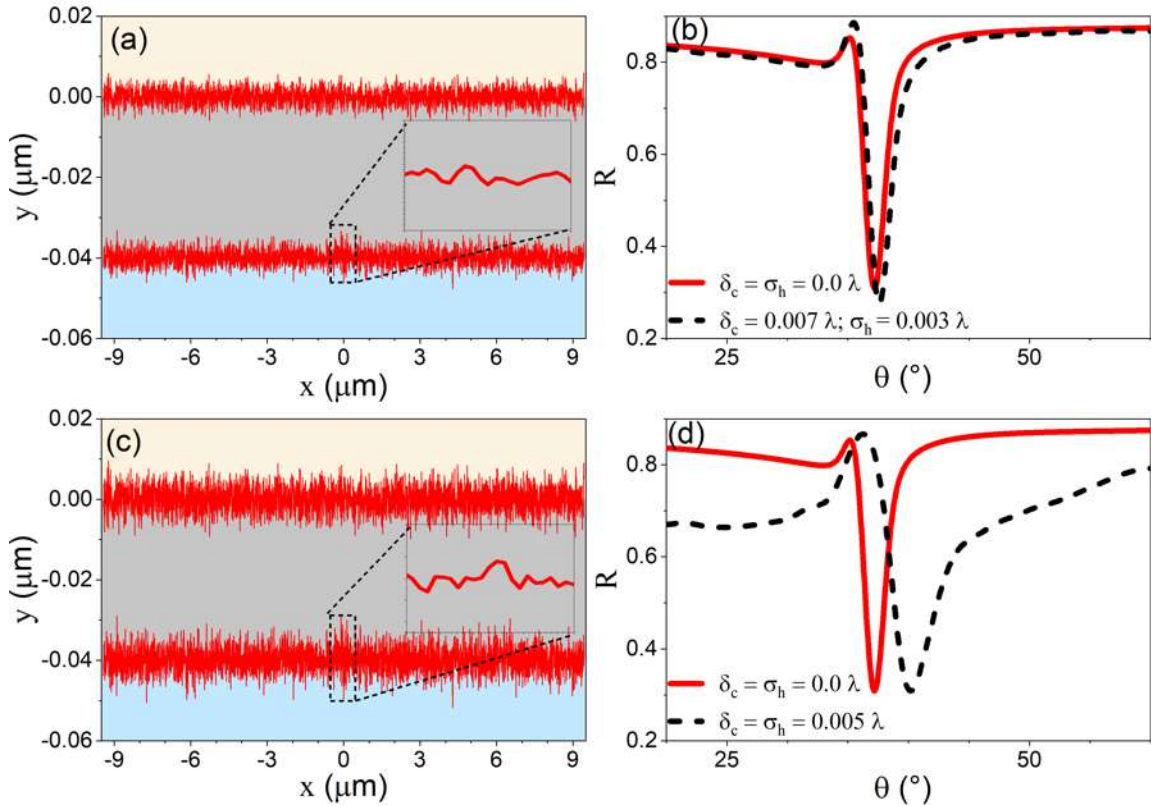


Figura 3.11: Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por tres medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata) y $n_3 = 1.0$ (aire), con un espesor para la película delgada metálica de $d = 0.04 \mu\text{m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = 0.007\lambda$ y $\sigma_h = 0.003\lambda$ para todas las interfaces. (c) $\delta_c = \sigma_h = 0.005\lambda$ para todas las interfaces. (b) y (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.

de la rugosidad. Para este caso el ángulo de resonancia es $\theta = 37.5625^\circ$, lo que genera una diferencia de $\Delta\theta = 0.375^\circ$ con el caso liso. En la Figura 3.11 (c) las interfaces del sistema presentan una rugosidad con parámetros de $\delta_c = \sigma_h = 0.005\lambda$. En la Figura 3.11 (d) observamos que el ángulo de la SPR se encuentra en $\theta = 40.1875^\circ$, por lo que tenemos una diferencia de $\Delta\theta = 3^\circ$.

En la Figura 3.12 (a) se muestra el perfil del sistema para el caso de una película metálica y una película dieléctrica con superficies lisas. En la Figura 3.12 (b) tenemos la reflectancia del sistema calculado mediante el IEM (numérico) y el TMM (analítico) donde observamos que el ángulo de la SPR es de $\theta = 48.0625^\circ$ para el TMM y de $\theta = 48.1875^\circ$ para el IEM obteniendo una diferencia de $\Delta\theta = 0.125^\circ$. Esta diferencia

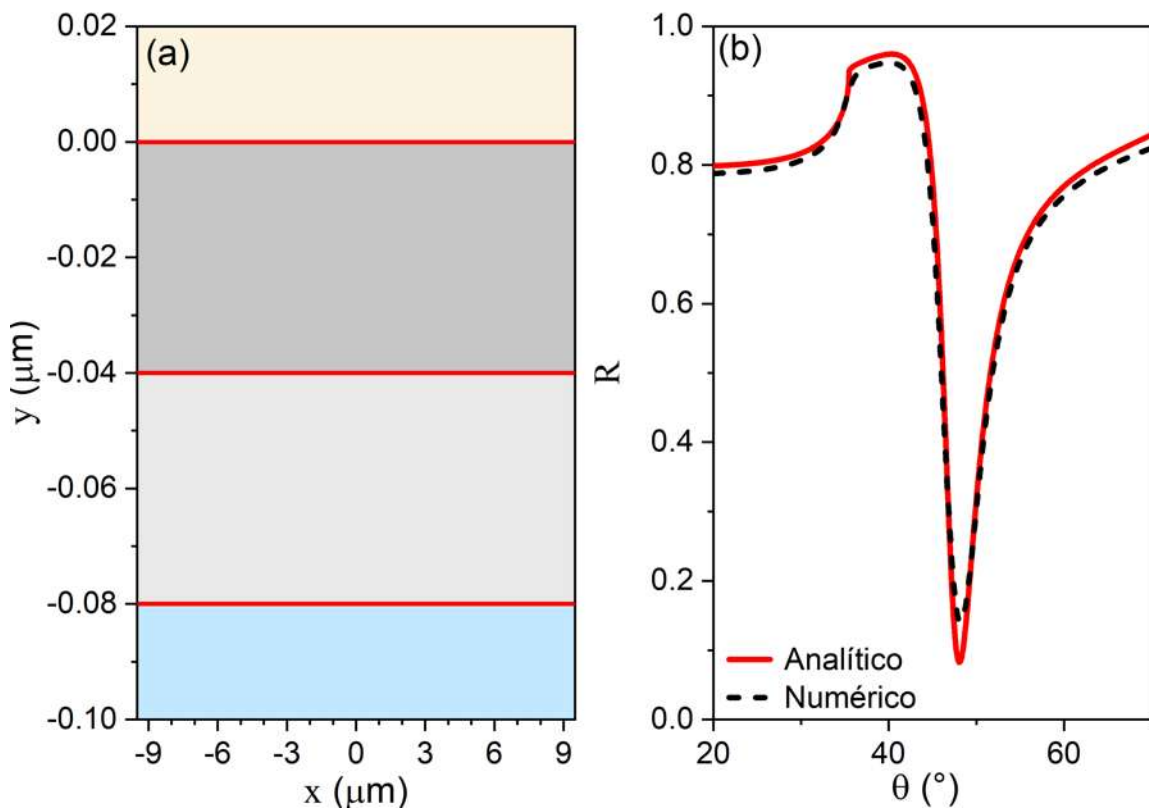


Figura 3.12: Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por cuatro medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata), $n_3 = 1.767$ (alumina) y $n_4 = 1.0$ (aire), con un espesor para las dos películas delgadas con superficies lisas de $d = 0.04 \mu\text{m}$. (b) Reflectancia del sistema liso con el IEM (numérico) y el TMM (analítico).

es pequeña y podemos atribuirla a que necesitamos una mayor discretización en las superficies para lograr tener una mejor aproximación o debido a alguna interacción del campo que no fue posible calcular con el método analítico.

En los siguientes resultados consideraremos una rugosidad en el sistema para hacer el comparativo con el resultado sin rugosidad usando el IEM. En la Figura 3.13 (a) se muestra el perfil del sistema con parámetros de rugosidad $\delta_c = 0.009\lambda$ y $\sigma_h = 0.001\lambda$ en todas las interfaces. En la Figura 3.13 (d) se muestra la reflectancia del sistema donde al comparar con el caso sin rugosidad vemos nuevamente que la SPR se desplaza hacia ángulos mayores. Para este caso el ángulo de la SPR es $\theta = 48.375^\circ$, generando una

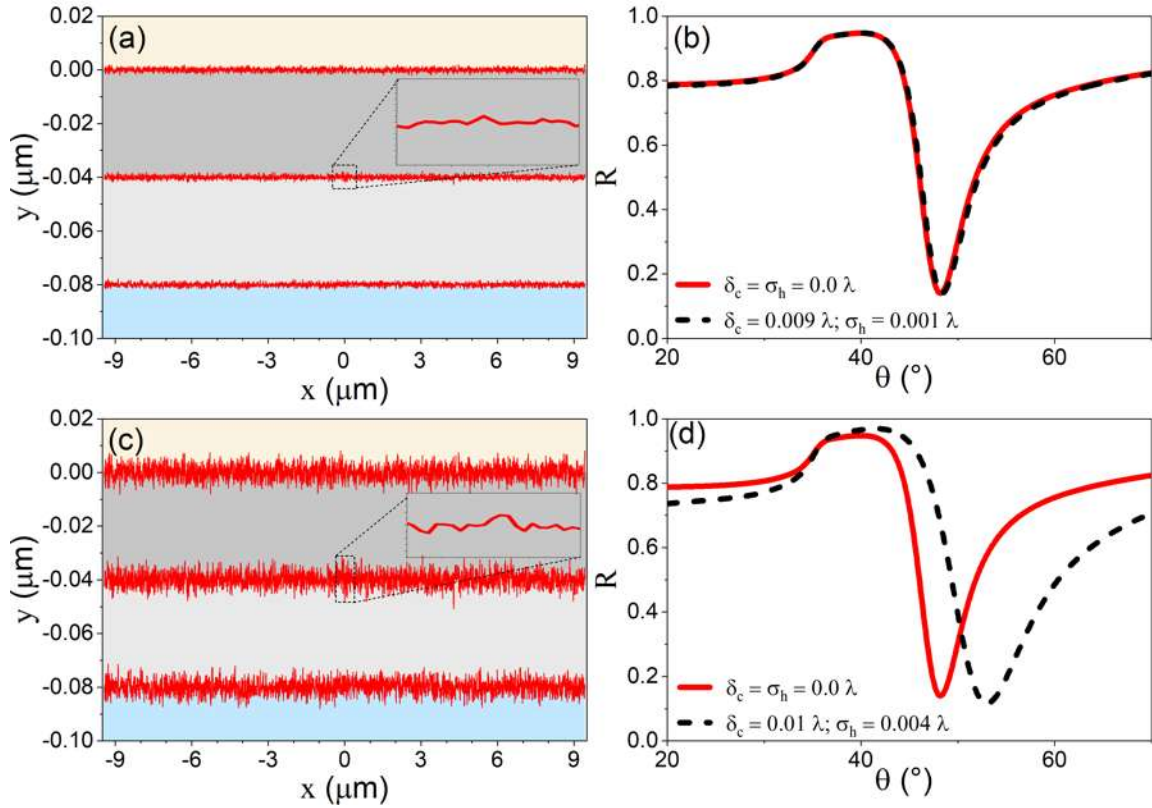


Figura 3.13: Perfil de los sistemas multicapas bajo la configuración de Kretschmann que están compuestos por cuatro medios con índices de refracción $n_1 = 1.723$ (prisma), $n_2(\lambda)$ calculado con el modelo de Lorentz-Drude (plata), $n_3 = 1.767$ (alúmina) y n_4 1.0 (aire), con un espesor para las dos películas delgadas de $d = 0.04 \mu\text{m}$ y con los parámetros de rugosidad: (a) $\delta_c = 0.009\lambda$ y $\sigma_h = 0.001\lambda$ para todas las interfaces. (c) $\delta_c = 0.01\lambda$ y $\sigma_h = 0.004\lambda$ para todas las interfaces. (b) y (d) Comparación de la reflectancia obtenida con el sistema rugoso y liso con el IEM.

diferencia con respecto al caso liso de $\Delta\theta = 0.1875^\circ$. En la Figura 3.13 (c) las interfaces del sistema presentan una rugosidad con parámetros de $\delta_c = 0.01\lambda$ y $\sigma_h = 0.004\lambda$. En la Figura 3.13 (d) observamos que el ángulo de la SPR se encuentra en $\theta = 53^\circ$, por lo que tenemos una diferencia de $\Delta\theta = 4.8125^\circ$.

Con estos resultados vemos la importancia de considerar en un experimento la rugosidad de las superficies como un factor que claramente puede provocar un desplazamiento en el ángulo de la SPR. Además, es importante mencionar que, aunque la rugosidad puede generar un desplazamiento en el ángulo de la SPR, este desplazamiento es hacia ángulos mayores para todos los casos.

3.4. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se estudió numéricamente la propagación de la luz en tres sistemas de interés con el IEM utilizando medios dieléctricos y metálicos. Los cuales fueron una guía de ondas y dos configuraciones de Kretschmann construidos con una y dos películas delgadas. Motivado en el cálculo numérico de las resonancias plasmónicas.

Para estudiar las SPRs en los sistemas, se revisó la teoría sobre conductores metálicos mediante el modelo de Lorentz-Drude para determinar el comportamiento de la permitividad relativa de diferentes metales. En primera instancia, se obtuvieron resultados numéricos para diferentes dimensiones de una guía de ondas. La cual se consideró como una representación simple del corte longitudinal de una fibra óptica con un revestimiento metálico para poder estudiar la respuesta plasmónica de este sistema como trabajo futuro. En estos resultados observamos como la respuesta obtenida tiene una dependencia tanto en el ángulo de incidencia como en la longitud de la guía. Estos resultados fueron comprobados utilizando la conservación de la energía ya que tenemos que $R + T + A = 1$. Es importante mencionar que al analizar estos resultados observamos que, a diferencia del sistema con un prisma, en el caso de esta guía la respuesta

plasmónica no se obtiene con una variación angular como se tenía contemplado.

Seguido de esto se obtuvieron los ángulos donde aparecen las SPRs para los sistemas de Kretschmann con rugosidad con el fin poder modelar superficies más realistas. Comenzamos comparando los resultados del IEM con el TMM, para que de esta manera tuviéramos una mayor veracidad en los resultados para un sistema sin rugosidad. Empezamos con el sistema construido por una película metálica utilizando la plata. En este caso ambos métodos produjeron el mismo ángulo de la SPR. Después comenzamos a aumentar el grado de la rugosidad en las interfaces de la película metálica. Se observó que conforme la rugosidad aumenta en estas interfaces el ángulo de la SPR se desplaza hacia ángulos mayores. También observamos que el modo de la SPR se vuelve más ancho.

Asimismo consideramos el sistema construido por dos películas delgadas: una metálica utilizando plata y una de dieléctrico con alúmina. En este caso el ángulo de la SPR tuvo una pequeña variación entre el IEM y el TMM. Es posible que con el IEM se tomen en consideración algunas interacciones que con el TMM no se llegan a considerar en este tipo de estructuras. Después aumentamos la rugosidad del sistema y como en el caso anterior observamos que el ángulo de la SPR se desplaza a ángulos mayores conforme aumentamos la rugosidad del sistema. Además el modo plasmónico se vuelve más ancho.

Estos resultados indican que el IEM es una herramienta muy importante que genera resultados muy precisos sin importar la geometría del sistema de estudio; aunque se debe tener cuidado para no generar errores numéricos grandes. Además, vemos la importancia de considerar un sistema más realista; ya que experimentalmente el tener estructuras plano paralelas y lisas todavía es poco posible con la tecnología actual. Por lo que es importante mencionar que hay cambios notables con estas consideraciones.

Capítulo 4

Desarrollo experimental

En este capítulo se presenta el desarrollo experimental que se siguió para estudiar algunos dispositivos de fibra óptica hetero núcleo que comprenden en el conjunto MMF-SMF-MMF y el dispositivo MMF-CF-MMF. Inicialmente tenemos el proceso de fabricación del dispositivo. Además mostramos los dos tipos de interrogación con los cuales abordamos el mismo siendo estos en transmisión. Uno es mediante el estudio del espectro de luz, donde también se mencionan algunos métodos para el tratamiento de los espectros obtenidos, y otro es mediante el estudio de la potencia de la luz transmitida. Se analiza el comportamiento que se obtiene cuando se realizan variaciones en la longitud del dispositivo o los tipos de fibra óptica que lo conforman. Así como también un análisis de la repetibilidad cuando se fabrican una serie de dispositivos bajo las mismas condiciones. Seguido de esto mostramos una serie de aplicaciones en la cuales se podría utilizar el dispositivo hetero núcleo como un sensor de fibra óptica. Para estos casos se abordó la sensibilidad a índice de refracción donde se utilizaron diferentes longitudes y tipos de fibras ópticas con el fin de buscar el dispositivo más óptimo para este caso. Continuamos con el estudio de la sensibilidad a temperatura, comenzando con el dispositivo sin ningún aditamento y continuando con el estudio después de recubrirlo con un polímero con un CTO negativo. Es decir, que su índice de refracción disminu-

ye conforme aumentamos la temperatura, el cual cuenta con un índice de refracción aproximado de 1.4039 a 20 °C. Seguido de esto se realizó el estudio a sensibilidad a esfuerzo aplicado, debido a las características observadas del dispositivo. También se abordó un doble sensado utilizando dos dispositivos diferentes. Para este doble sensado se estudió la sensibilidad a esfuerzo y temperatura de manera simultánea. Finalmente, como último estudio se consideró la sensibilidad a cambios de curvatura, donde se muestra la respuesta obtenida utilizando ambos métodos de interrogación. En éste, además se consideró realizar una aplicación robusta utilizando la sensibilidad a curvatura y la interrogación en potencia como un perfilómetro por contacto.

4.1. Proceso de fabricación del dispositivo de fibra óptica hetero núcleo

El dispositivo de fibra óptica hetero núcleo que estaremos estudiando se construye fácilmente mediante el método de corte y fusión. Para ello es necesario utilizar dos tipos diferentes de fibras ópticas. Para el segmento de sensado utilizamos los siguientes tipos de fibras ópticas (diámetro núcleo / diámetro revestimiento / diámetro polímero): SMF-28 (9/125/250), SM600 (6/125/250), SM450 (4.5/125/250) y CF (0/125/250). Y para los segmentos de comunicación utilizamos dos tipos de fibra óptica multimodo: MMF1(62.5/125/250) y MMF2(50/125/250). En particular, después de desarrollar este trabajo concluimos que resulta indistinto el tipo de fibra óptica MMF que se utilice para construir los arreglos. En la Figura 4.1 tenemos un esquema representativo de estas fibras ópticas mencionadas.

Para hacer un empalme apropiado de dos fibras ópticas es necesario seguir el proceso que se describe a continuación. Primero preparamos y cortamos el extremo del tramo de fibra óptica que se utilizará; es decir procedemos a retirar una sección de polímero

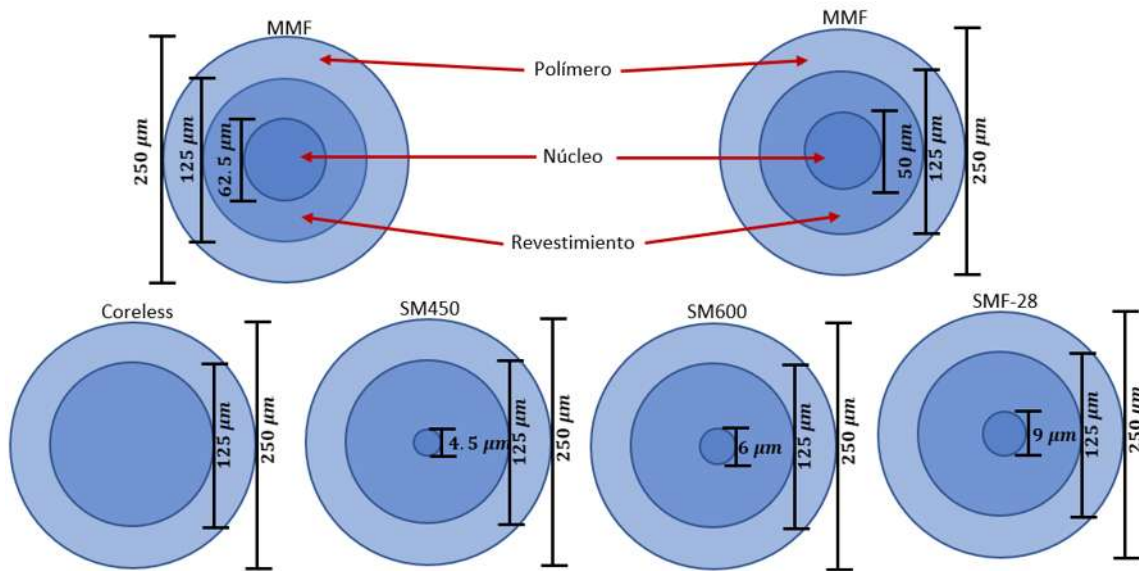


Figura 4.1: Esquema de un corte transversal de fibras ópticas.

de al menos 2 cm. Seguido de esto es necesario limpiar la superficie para retirar residuos y algunas impurezas que pueden quedar después de retirar el polímero y procedemos a cortar el extremo usando una cortadora de fibra óptica (Fitel modelo S326). Un esquema de los cambios observados en la fibra óptica tras realizar el proceso de corte correctamente, se puede observar en la Figura 4.2. Este proceso es necesario debido

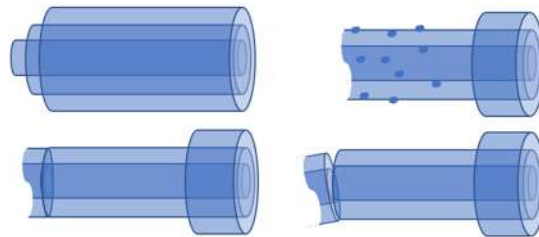


Figura 4.2: Esquema del proceso de corte de una fibra óptica.

a que la fusionadora (Fitel modelo S179) que utilizamos hace una alineación; ya sea utilizando el revestimiento o el núcleo, por lo cual, si no tenemos un corte uniforme, no es posible realizar la fusión. Así teniendo las dos fibras ópticas cortadas adecuadamente procedemos a fusionarlas utilizando uno de los programas almacenados en la fusionadora. En este caso el programa hace una alineación utilizando el revestimiento

y por tanto no importa el diámetro del núcleo de las fibras ópticas (ver Figura 4.3). Después de tener unidas los dos tipos de fibras ópticas, procedemos a hacer un corte en

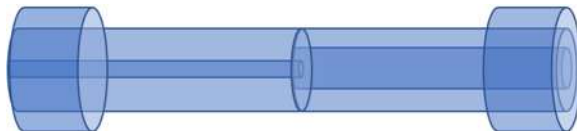


Figura 4.3: Esquema del empalme de dos fibras ópticas con núcleo de diferente diámetro.

la fibra óptica que será el segmento de sensado a una longitud L del empalme. Seguido de esto se prepara otra sección de MMF y se realiza otro empalme en el extremo del segmento de sensado, obteniendo así la construcción final del dispositivo hetero núcleo (ver Figura 4.4). Siguiendo este proceso se construyeron alrededor de 100 dispositivos

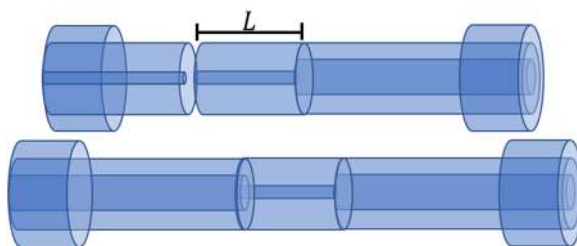


Figura 4.4: Fabricación de un sensor hetero núcleo de Longitud L del segmento de sensado.

hetero núcleo utilizando los diferentes tipos de fibras ópticas mencionadas y variando la longitud del segmento de sensado del dispositivo.

4.2. Interrogación de los dispositivos de fibra óptica hetero núcleo

Para poder realizar una interrogación de los dispositivos de fibra óptica es necesario tener un emisor y un detector que estén comunicados entre sí con un segmento de fibra óptica y el dispositivo que queremos interrogar. De esta manera, si el dispositivo de fibra óptica realiza una modulación sobre la información transmitida por el emisor, es

posible observarla en el detector. Por lo que si sometemos el dispositivo de fibra óptica a algún cambio, es posible comparar esta nueva modulación en la información con el comportamiento detectado inicialmente y con ello poder dar origen al sensado de alguna perturbación. En este trabajo abordamos dos tipos de interrogación, uno en base a un análisis espectral y otro en un análisis de potencia.

4.2.1. Interrogación espectral del dispositivo de fibra óptica

Para la interrogación espectral se utilizó una fuente de luz blanca (Ando Electric modelo AQ-4303B) la cual puede emitir en un espectro de 400 a 1800 nm, un analizador de espectros ópticos (Ando Electric modelo AQ-6315A) el cual puede detectar en un espectro de 350 a 1750 nm y un par de conectores de fibra óptica MMF (50/125/250) como se puede ver en la Figura 4.5.

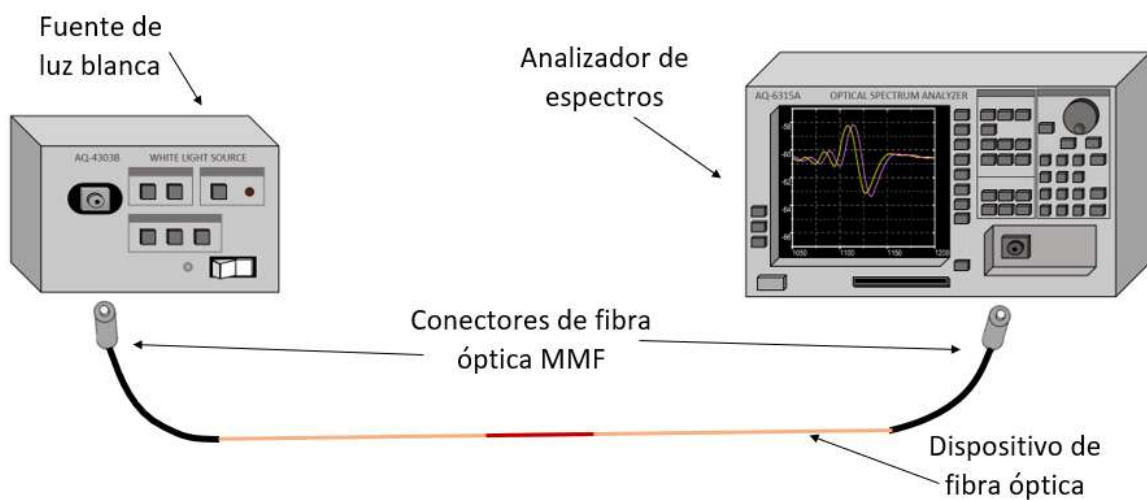


Figura 4.5: Esquema del sistema de interrogación espectral de un dispositivo de fibra óptica.

En la Figura 4.6 podemos observar los espectros de transmisión obtenidos con el arreglo experimental representado en la Figura 4.5. Para los cuales se usaron dispositivos de diferentes longitudes de segmento de sensado de 4.5, 5.0, 5.5 y 6.0 cm con una SM450, en un intervalo de 650 a 1700 nm. Este tipo de espectros serán los que estaremos

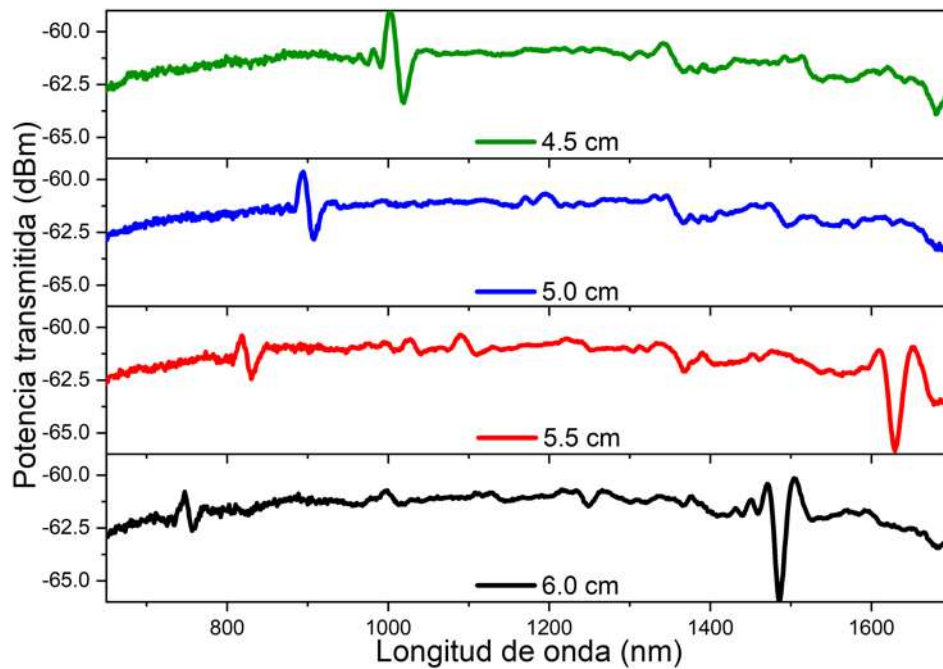


Figura 4.6: Espectros de transmisión de los dispositivos de fibra óptica hetero núcleo de 4.5, 5.0, 5.5 y 6.0 cm de segmento de sensado utilizando SM450.

obteniendo al analizar el dispositivo de fibra óptica con este esquema espectral.

Debido a que la banda de atenuación se presenta en un espectro amplio de longitudes de onda, al utilizar el analizador de espectros tuvimos que tomar una discretización para estar alrededor de 0.2 nm, lo cual se considera una discretización grande. Es por esto que centrarse en un único punto como sería el mínimo de la banda presentará un gran nivel de error en su seguimiento; ya que pequeñas variaciones en los puntos alrededor de la posición del mínimo provocarán errores de medición mucho mayores que 0.2 nm. Debido a que el intervalo espectral donde tenemos este mínimo es más grande que 20 nm, esto implica que se tendrá una menor resolución para el dispositivo. Por ello, para poder estudiar estos resultados obtenidos mediante este esquema de interrogación, planteamos tres métodos diferentes de obtener un punto de interés del espectro de transmisión, de tal manera que fuera posible realizar una comparativa. Esto con el fin de tener la menor cantidad de ruido e incertidumbre, en el análisis de estos resultados. A lo que a partir de ahora llamaremos método 1, consiste en realizar un suavizado de la

banda de atenuación utilizando el método FFT¹ y de esta manera poder obtener el valor del mínimo de la banda. Este método está incorporado en el programa que utilizamos para trabajar con los datos. Además, es medianamente fiable si tenemos datos con una cantidad reducida de ruido, conforme el ruido aumenta la fiabilidad disminuye. Esto debido a que el suavizado no siempre es suficiente para generar una curva suave en la que se pueda determinar el mínimo con menos incertidumbre. Además, con este método no es posible aumentar la resolución del espectro. El espectro resultante al aplicar este método se puede observar en la Figura 4.7 (a). El que llamaremos método 2, consiste en realizar una aproximación con un polinomio del comportamiento del mínimo de la banda de atenuación. Para ello se utilizan las pendientes que lo conforman, ya que, en la mayoría de los resultados obtenidos a lo largo de este trabajo son muy suaves y de esta manera evitamos utilizar la sección que contiene la mayor cantidad de ruido de los datos. Ésta es una buena opción, debido a que gracias a que realizamos esta aproximación al polinomio es posible aumentar la resolución en longitud de onda, con lo cual se obtiene un valor más exacto para el punto de interés. Aunque abordar esta técnica resulta ser poco práctico, requiere hacer una mayor manipulación de datos, debido a que se tiene que hacer una elección sobre los intervalos que serán utilizados. Esta técnica es fiable cuando se realiza un análisis en longitud de onda. En el caso de un análisis en potencia deja de ser fiable porque al realizar el ajuste tenemos una cantidad de información perdida en ésta. La aplicación de este método se puede observar en el espectro de la Figura 4.7 (b). El último método utilizado que llamaremos método 3, consiste en utilizar el intervalo de datos que comprende desde la posición del máximo al mínimo de la banda de atenuación. Con estos datos se hace una aproximación a un polinomio lo que nuevamente ayuda a tener una mejor resolución; ya que aumentamos la discretización en longitud de onda obteniendo la expresión del polinomio que representa esta curva. Después se calcula su derivada, para así obtener el mínimo de ésta que corresponde al

¹Por sus siglas en inglés, Fast Fourier Transform.

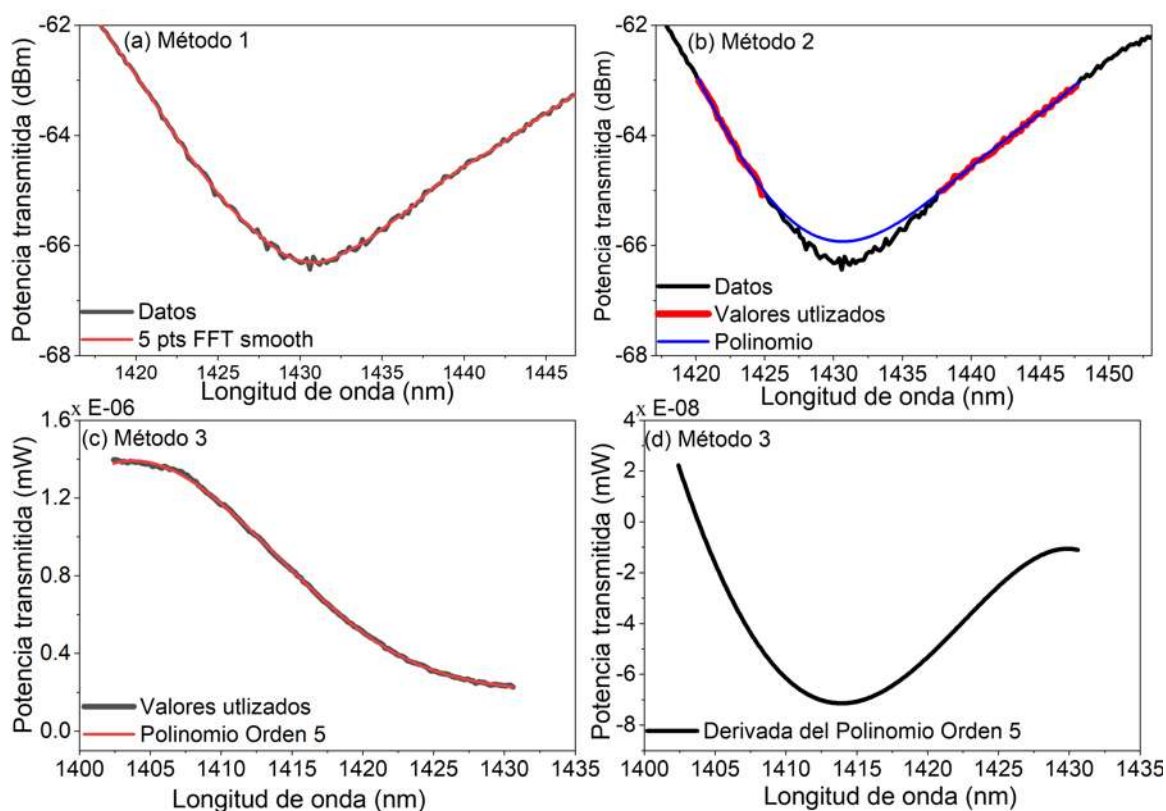


Figura 4.7: (a) Suavizado de los datos. (b) Valor del mínimo obtenido de una aproximación a un polinomio. (c) Aproximación al comportamiento del modo con un polinomio en el intervalo del máximo al mínimo principal. (d) Derivada de los valores obtenidos en (c).

punto de inflexión de los datos originales. Consideramos este método como en el caso anterior debido a que el intervalo que comprende estos datos es una sección en la cual la cantidad de ruido es menor. Además, después de realizar distintas caracterizaciones observamos que este tenía un comportamiento recurrente. También, porque después de hacer varios cálculos, observamos que el desplazamiento de este punto de inflexión se puede observar con pequeñas variaciones. En cambio en el mínimo no necesariamente pasa debido al ruido y al ancho de la banda de atenuación. Este procedimiento se vuelve muy fiable y práctico, ya que tomar la sección de interés se puede hacer fácilmente con un par de líneas de código. El resultado de la implementación de este método se puede observar en las Figuras 4.7 (c) y (d).

4.2.2. Interrogación en potencia del dispositivo de fibra óptica

Para la interrogación en potencia se utilizó: un láser sintonizable (Anritsu FP000012 TUNICS-Plus), el cual puede emitir a una longitud de onda en el rango de 1490 a 1640 nm, un fotodiodo (Thorlabs S144C) que detecta en un intervalo de longitudes de onda de 800 a 1700 nm y un medidor de potencia y energía óptica (Thorlabs PM100D), el cual tiene un rango de detección en longitud de onda desde 185 hasta 25,000 nm. Además de un par de conectores de fibra óptica MMF (50/125/250) como se puede observar en la Figura 4.8.

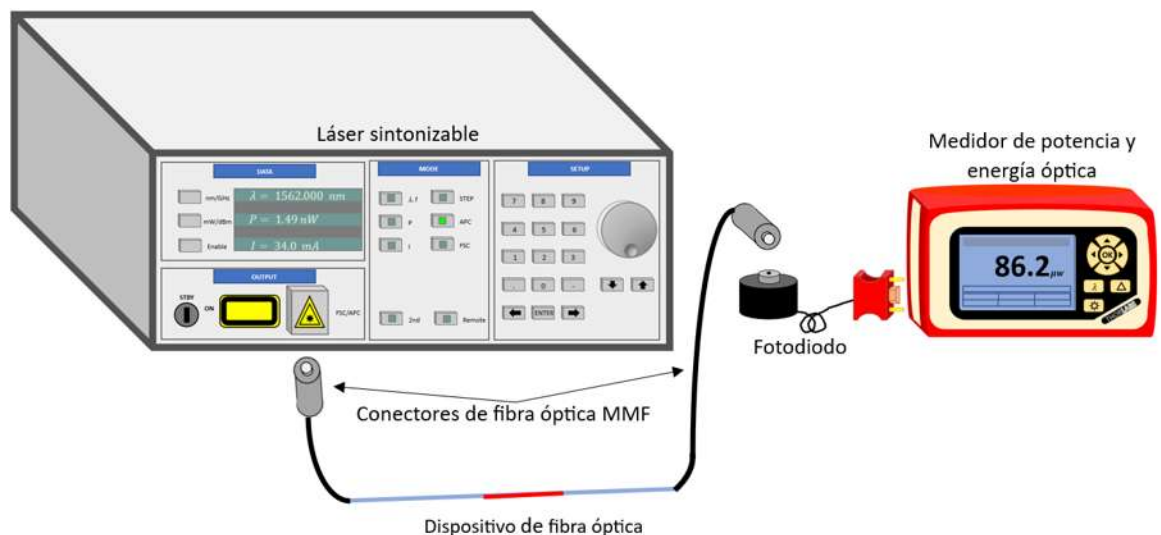


Figura 4.8: Esquema del sistema de interrogación en potencia de un dispositivo de fibra óptica.

En la Figura 4.9 podemos observar la potencia de la luz transmitida de un dispositivo de 2.9 cm del segmento de sensado donde utilizamos CF, en un intervalo de 1520 a 1585 nm. Normalmente, cuando se hace una interrogación en potencia no se llega a tener la posibilidad de observar el espectro de transmisión. En este caso para poder obtener este espectro fue necesario realizar una variación en la longitud de onda del láser sintonizable en pasos de 1 nm. Con el medidor de potencia consideramos que una grabación cada 60 segundos era suficiente para cambiar la longitud de onda y se estabilizara la potencia transmitida.

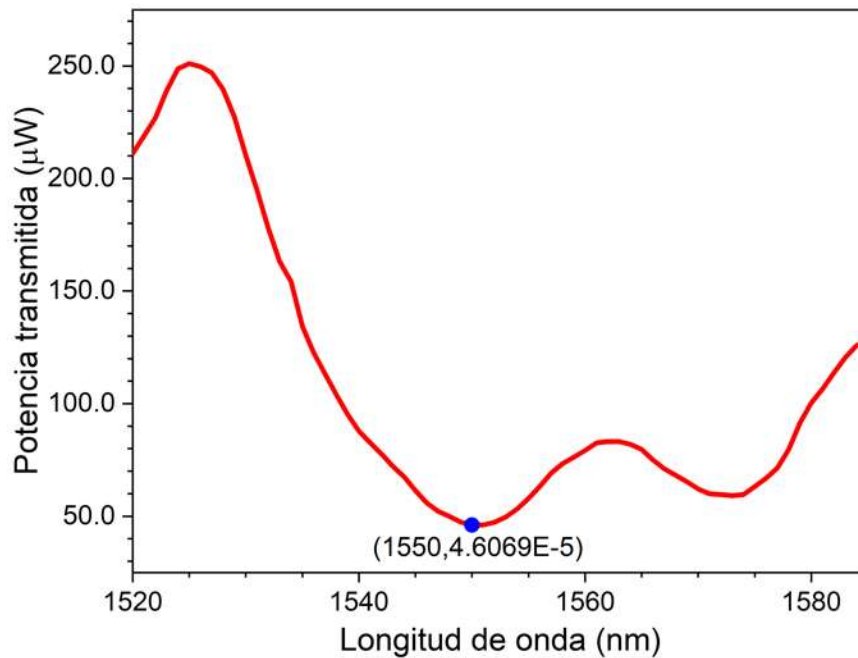


Figura 4.9: Potencia transmitida para un dispositivo hetero núcleo a diferentes longitudes de onda con un segmento de sensado CF de longitud de 2.9 cm.

Realizamos este monitoreo en un espectro de longitudes de onda con el fin de poder observar el mínimo de transmisión; así sintonizamos el láser en esta longitud de onda. Esto para observar los cambios en la potencia de este mínimo que pueden surgir de alterar las condiciones iniciales en el dispositivo de fibra óptica. En este caso en particular el arreglo mostró una posición para la longitud de onda de la potencia mínima en 1550 nm. Se puede observar que este espectro tiene un comportamiento diferente que el obtenido mediante el sistema de interrogación en potencia. Esto se debe a que tenemos diferentes niveles de coherencia en el haz que transmiten los dos tipos de fuentes que se utilizaron. Por lo tanto, también es importante mencionar que la respuesta que observaremos se ve influenciada por este factor.

4.3. Respuesta a cambios en el segmento de sensado y repetibilidad de construcción del dispositivo de fibra óptica

Realizamos un estudio del comportamiento de las bandas de transmisión y atenuación en un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo en el Capítulo 2. Estudiando los espectros mostrados en la Figura 4.6 podemos decir que tenemos un comportamiento esperado. Pero para poder corroborar que los resultados se ajustan a la Ecuación (2.16) es necesario analizar estos espectros. Por lo tanto, analizando estos espectros con el método 1 y superponiéndolos en el comportamiento de la Ecuación (2.16) tenemos la Figura 4.10. En ella se aprecia como los resultados experimentales para los arreglos de 6.0, 5.5, 5.0 y 4.5 cm de segmento de sensado se ajustan a la ecuación teórica. Al obser-

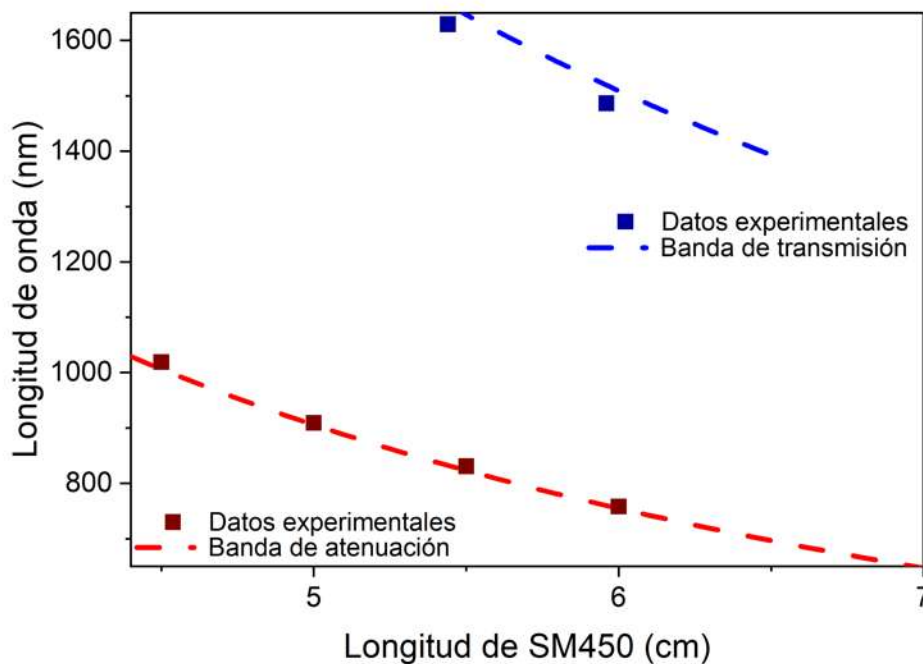


Figura 4.10: Comparativa de la longitud de onda de los mínimos de los espectros de la Figura 4.6 como función de la longitud del segmento de sensado utilizando SM450 con el comportamiento teórico esperado.

var estos resultados y además tomando en cuenta los sistemas de interrogación con los cuales contamos, vemos que es conveniente trabajar con la banda de atenuación. Esto debido a que estaremos estudiando dispositivos de segmento de sensado más pequeños, a una longitud de onda dentro del límite de los componentes.

En la Figura 4.11 (a) tenemos la banda de atenuación para dispositivos de diferentes tamaños de segmentos de sensado construidos con SM450. Utilizando los métodos de análisis mencionados anteriormente en la Figura 4.11, se ilustra el comportamiento del punto de interés utilizando, (b) el método 1, (c) el método 2 y (d) el método 3, como función de la longitud del segmento de sensado de SM450. Para este análisis se construyeron dispositivos con un $\Delta L = 0.5$ cm desde 3 cm hasta 6 cm. Además, se

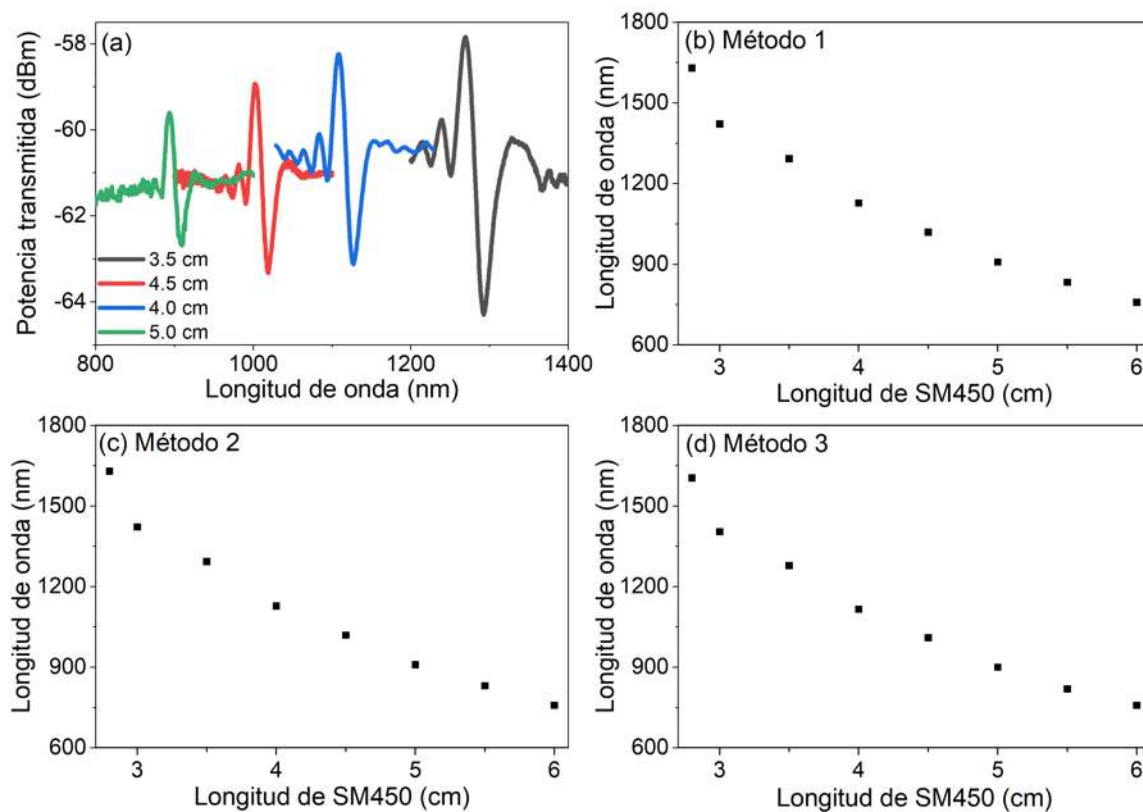


Figura 4.11: (a) Espectros de transmisión parcial de dispositivos hetero núcleo (banda de atenuación) de diferente longitud del segmento de sensado utilizando SM450. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 2. (d) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 como función de la longitud de la sección de SM450.

construyó un dispositivo más de 2.8 cm siendo la mínima longitud en la cual es posible observar la banda de atenuación; ya que es el límite superior del dispositivo de lectura. De este gráfico tenemos que la distancia que se desplaza la banda de atenuación aumenta conforme reducimos el segmento de sensado y a partir de 3 cm este desplazamiento mayor es más evidente.

Para analizar la estabilidad de construcción del dispositivo de fibra óptica se construyeron 6 dispositivos utilizando CF y 6 dispositivos utilizando SM450 para el segmento de sensado. En ambos casos se consideró una longitud del segmento de sensado de 2.9 cm. De esta manera podemos observar tanto la estabilidad de construcción, como el efecto que tiene utilizar diferentes tipos de fibra óptica. En la Figura 4.12 (a) tenemos el comportamiento de la banda de atenuación para los dispositivos en los cuales se utilizó CF para el segmento de sensado. Por otro lado, en la Figura 4.12 (b) se tienen las bandas de atenuación correspondientes al utilizar SM450. Podemos observar el análisis de las bandas utilizando el método 1 en la Figura 4.12 (c) y en (d) utilizando el método 3. De estos resultados podemos observar que la diferencia máxima que tenemos en la posición de la banda de atenuación de los dispositivos es de 15 nm para ambas construcciones utilizando el análisis del método 1. Si se utiliza el método 3 tenemos 13.3 nm para el dispositivo de CF y 13.4 nm para el dispositivo de SM450. Utilizando la Ecuación (2.16) podemos afirmar que para el método de construcción que utilizamos tenemos un error menor a $280 \mu\text{m}$. También es importante resaltar que el comportamiento de la banda de atenuación es similar para ambos tipos de fibra óptica. Pero en el caso del construido con CF observamos que la banda de atenuación tiene una mayor profundidad en su valor mínimo. Esta característica será utilizada para el caso del sensor de curvatura.

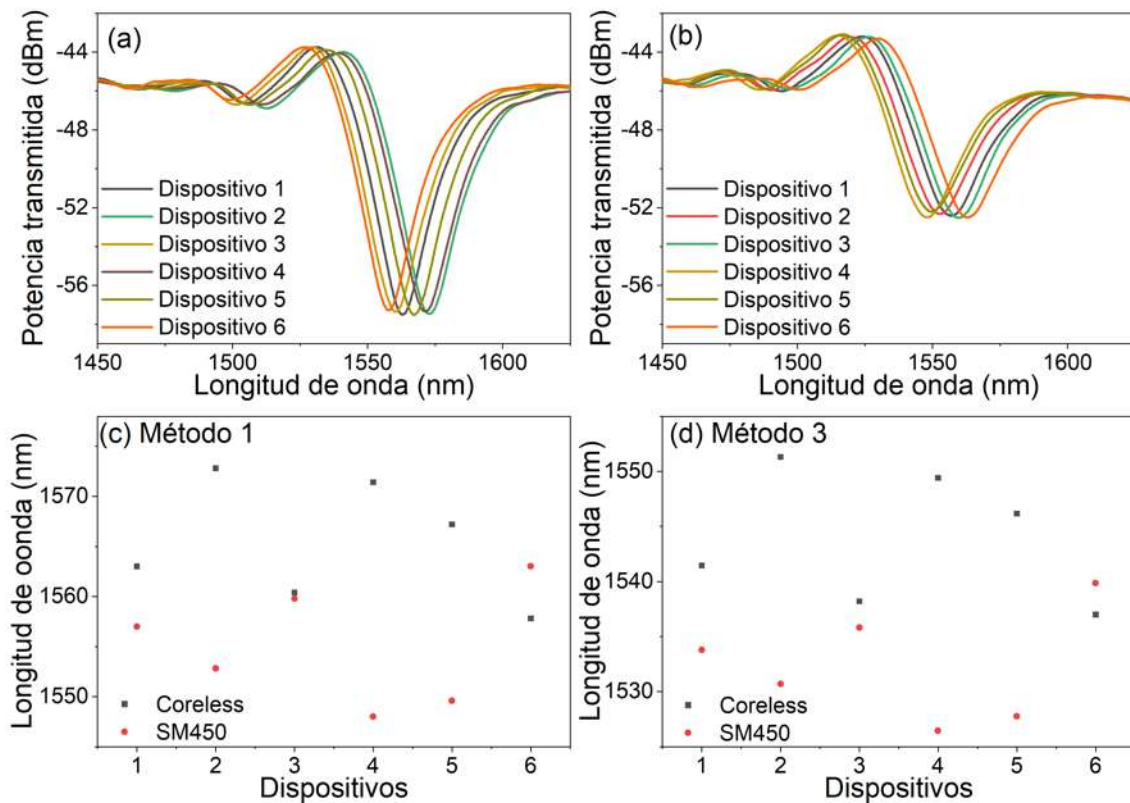


Figura 4.12: (a) Espectros de transmisión parcial de dispositivos hetero núcleo (Banda de atenuación) longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF y en (b) SM450. (c) Comportamiento al utilizar el método 1. (d) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 como función del número de construcción de los dispositivos de CF y SM450.

4.4. Respuesta a cambios del índice de refracción del medio circundante al segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica

Una de las características del dispositivo es que en él se propagan modos de revestimiento; ya que utilizamos fibras ópticas con núcleos de diferentes diámetros. Por lo tanto, parte de la luz que se propaga por el núcleo del segmento de comunicación, se propaga como modos de revestimiento en el segmento de sensado. Debido a esto, consideramos que podríamos hacer un sensado a índice de refracción, dado que estos

modos de revestimiento interactúan con el medio circundante del segmento de sensado como una onda evanescente. La cual puede cambiar sus características de propagación si cambiamos los índices de refracción en esta interfaz revestimiento/medio circundante. Generando así cambios en las características de estos modos de revestimiento y por ello también en la interferencia provocada por estos. Para estudiar experimentalmente la respuesta a cambios de índice de refracción del medio circundante al segmento de sensado del arreglo hetero núcleo, se fabricaron varios tipos de dispositivos utilizando una misma fibra óptica MMF como segmentos de comunicación y los diferentes tipos de fibra óptica para el segmento de sensado. Para hacer esta caracterización a índice de refracción a la que nos estaremos refiriendo, se procedió a colocar el dispositivo de fibra óptica en una montura en la cual es posible depositar líquidos de tal manera que el segmento de sensado quede cubierto en su totalidad por el líquido. Para evitar errores en los datos se hizo un proceso de limpieza después de cada prueba utilizando agua destilada y alcohol isopropílico. En la Figura 4.13 tenemos un bosquejo de este arreglo. Es

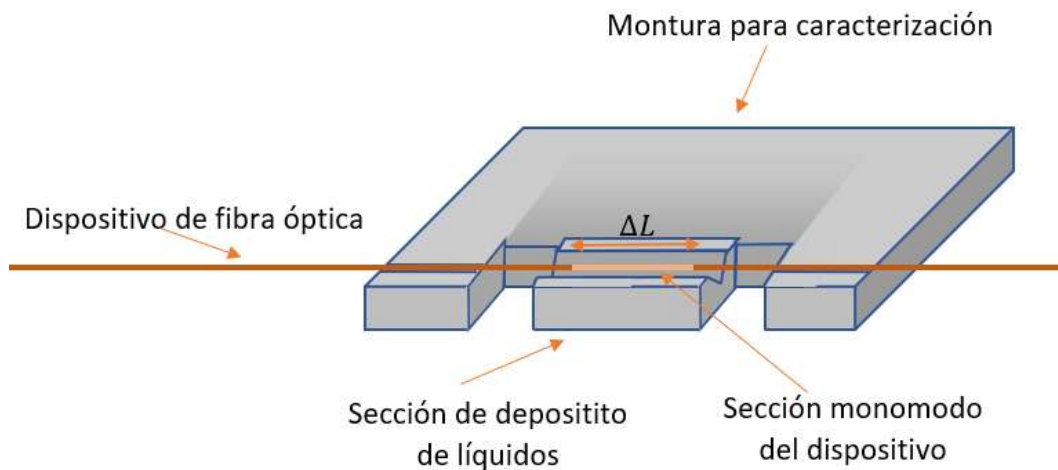


Figura 4.13: Bosquejo de la montura mecánica utilizada para la caracterización a cambios de índice de refracción del medio circundante a un dispositivo de fibra óptica.

importante mencionar que durante las caracterizaciones a índice de refracción no hubo un control sobre la temperatura a la cual se encontraban los líquidos. Sin embargo, las fluctuaciones no debieron ser mayores a 2 °C ya que se trabajó en el laboratorio. Lo cual

indica que las fluctuaciones en el índice de refracción de los líquidos son despreciables.

En la Figura 4.14, presentamos las bandas de atenuación en el intervalo de 1330 a 1530 nm para el arreglo de 3.0 cm de segmento de sensado utilizando SM450 para

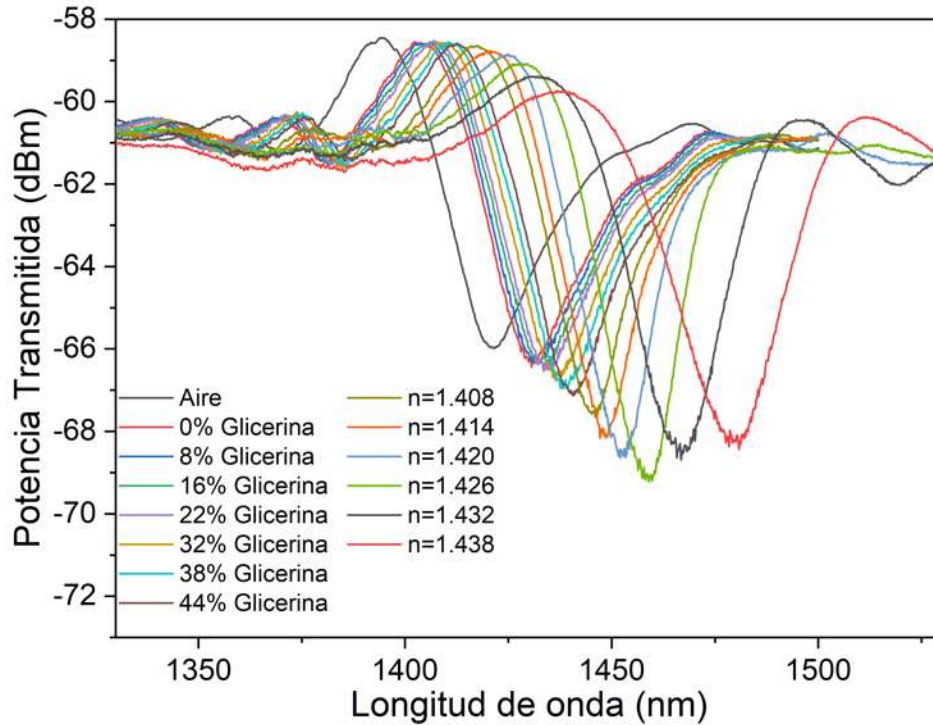


Figura 4.14: Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de un dispositivo de longitud del segmento de sensado de 3.0 cm utilizando SM450.

diferentes índices de refracción del medio circundante. Vemos como esta banda de atenuación se desplaza hacia longitudes de onda mayores conforme aumentamos el índice de refracción en el cual está sumergido el segmento de sensado. Para este caso se utilizaron soluciones con una mezcla de agua y glicerina para fabricar muestras líquidas con índice de refracción entre 1.33 y 1.39. También se utilizaron aceites de Cargile con índice de refracción calibrado de 1.400 a 1.438 a una longitud de onda de 589 nm correspondiente a la línea D del sodio. Es importante mencionar que no se utilizaron líquidos de índice de refracción mayor debido a que estos generan altas pérdidas en la potencia transmitida.

4.4. Respuesta a cambios del índice de refracción del medio circundante al segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica 75

En estos casos estudiamos la sensibilidad a cambios de índice refracción variando la longitud del segmento de sensado. Para poder estudiar el comportamiento de la banda de atenuación se usaron los métodos de análisis mencionados anteriormente (ver la Figura 4.15). Además, se utilizaron los resultados obtenidos para el dispositivo de 3.0 cm de segmento de sensado mostrados anteriormente. Así como también los que se obtuvieron de un dispositivo de 2.8 cm y otro de 4.0 cm haciendo uso de la SM450. De este análisis presentamos en la Figura 4.15 el desplazamiento neto utilizando en (a) el método 1, en (b) el método 2 y en (c) en método 3, tomando como valor de la posición inicial la longitud de onda del punto de interés en el aire. Estos resultados son

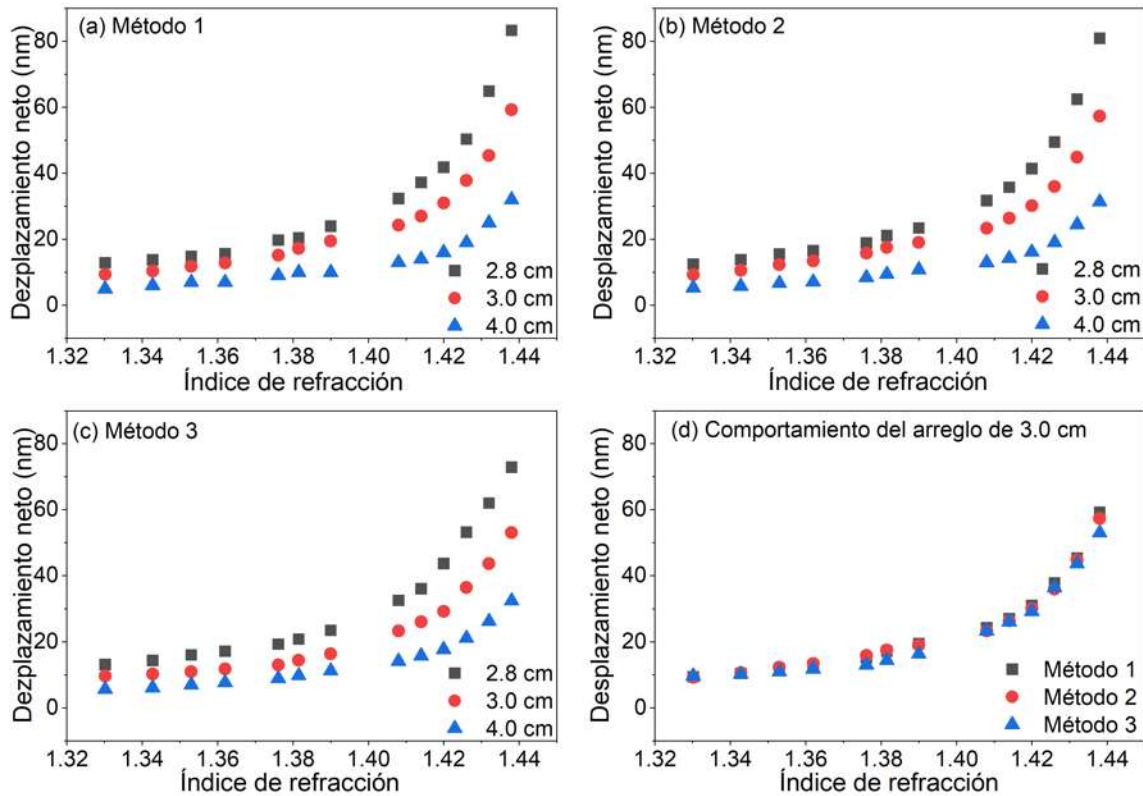


Figura 4.15: (a) Comportamiento al utilizar el método 1. (b) Comportamiento al utilizar el método 2. (c) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3 para dispositivos de segmento de sensado de 2.8, 3.0 y 4.0 cm. (d) Comparativo de los comportamientos para el dispositivo de 3.0 cm como función del índice de refracción utilizando SM450.

mostrados como función del índice de refracción. Observamos que el comportamiento

general de estos dispositivos es similar, aunque, como se espera la sensibilidad es mayor para el caso del dispositivo de longitud menor. También observamos que en este caso el método 3 muestra que los dispositivos tienen una respuesta más suave. Esto es debido a que al parecer además del desplazamiento la banda se ensancha. Pero en el método 3 el ensanchamiento no tiene efecto o es menor en comparación con los métodos 1 y 2. Además con el método 3 observamos que las diferencias que existen entre los dispositivos se mantienen para todos los índices de refracción. Por otro lado, observamos que el método 1 y 2 tiene un comportamiento muy similar. En la Figura 4.15 (d) mostramos un comparativo del comportamiento de estos tres métodos para el dispositivo de 3.0 cm de segmento de sensado; ya que para éste la diferencia de utilizar los tres métodos es más evidente.

Posteriormente se procedió a analizar el comportamiento de la banda de atenuación variando el segmento de sensado entre los diferentes tipos de fibra óptica mencionados. Todos los dispositivos se construyeron con una longitud del segmento de sensado 3.0 cm para intentar evitar los efectos de la longitud. En la Figura 4.16 tenemos el gráfico del desplazamiento neto como función del índice de refracción, utilizando en (a) el método 1, en (b) el método 2 y en (c) el método 3. En cada método se utilizaron los cuatro tipos diferentes de fibra óptica. Estos resultados muestran que la fibra SM600 tiene una mayor sensibilidad. También podemos ver que en el método 1 y el método 2 la diferencia mostrada en el punto de interés no es muy apreciable. En cambio en el método 3 se puede ver claramente. Si tomamos a detalle el comportamiento vemos que los dispositivos que tienen el segmento de sensado con CF y SM600 tienen un desplazamiento similar con una diferencia menos notoria, como es el caso de los resultados mostrados por los dispositivos de SM450 y SMF28. Lo cual lleva a pensar que el tipo de fibra óptica no es el determinante de esta diferencia de sensibilidad. Como era necesario corroborar esto, se utilizaron los 6 dispositivos construidos con CF de 2.9 cm de segmento de sensado para hacer una caracterización a índice de refracción utilizando las muestras líquidas

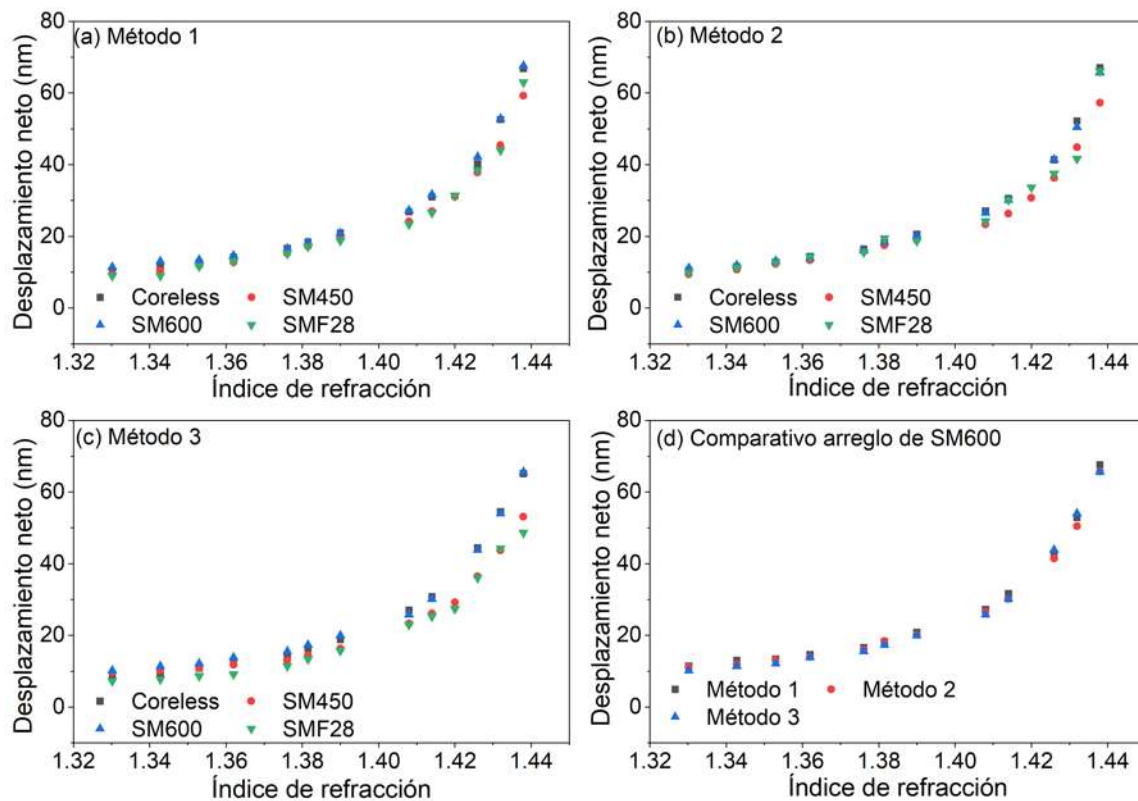


Figura 4.16: (a) Comportamiento al utilizar el método 1. (b) Comportamiento al utilizar el método 2. (c) Comportamiento obtenido de utilizar el método 3. (d) Comparativo de los comportamientos para el arreglo de SM600 como función del índice de refracción, utilizando cuatro tipos diferentes de fibra óptica para el segmento de sensado, siendo CF, SM450, SM600 y SMF28.

fabricadas con glicerina y agua destilada. Observamos en la Figura 4.17 (a) las bandas de atenuación para los 6 dispositivos con segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. Volvemos a observar que hay un error en la construcción. Por ello recordando que el dispositivo cambia de sensibilidad a índice de refracción dependiendo del tamaño del segmento de sensado, es un factor a tomar en cuenta. En la Figura 4.17 (b) utilizando el método 1 y en (c) el método 3 se hizo un análisis a cambios de índice de refracción para observar si este error en la construcción sería al que se le adjudique esta idea del cambio de sensibilidad con el tipo de fibra óptica. Estos resultados llevaron a concluir que el error provocado por la construcción que, aunque recordando es del orden de 200 micrómetros genera una pequeña diferencia en el comportamiento de los puntos

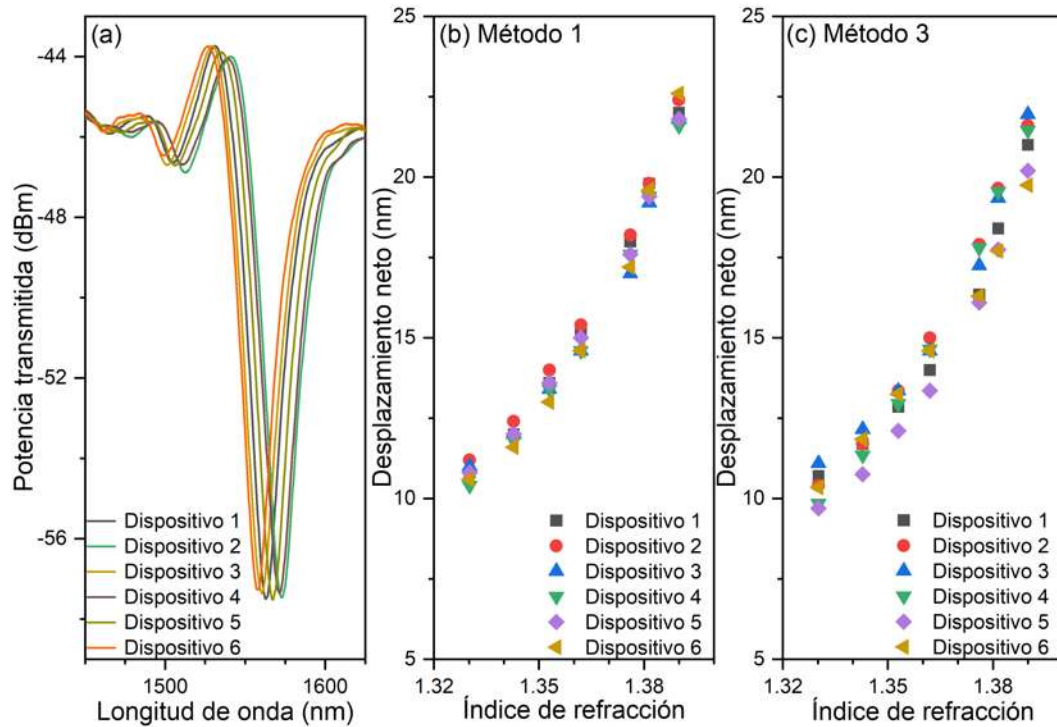


Figura 4.17: (a) Espectros de transmisión parcial de 6 dispositivos hetero núcleo (bandas de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 3 para los diferentes dispositivos como función del índice de refracción.

de interés. Por ello, podemos decir que se tenía una idea errónea de tener diferente sensibilidad con diferentes tipos de fibra óptica. En el caso de los resultados mostrados en la Figura 4.16 tenemos un error un poco más grande. Esto es debido a que los dispositivos se construyeron en diferentes momentos y con diferente nivel de práctica, lo cual llevó a generar este comportamiento que muestra un error más grande. Gracias a estos resultados podemos decir que tendremos la mayor sensibilidad siempre y cuando la banda de atenuación se encuentre a longitudes de onda mayores. Con lo que se infiere que el dispositivo tiene que tener un segmento de sensado más pequeño. Esto sin importar con qué tipo de fibra óptica se esté construyendo. Con lo cual podemos decir que a partir de este análisis también encontramos una manera de construir este dispositivo hetero núcleo a un precio más bajo; ya que el utilizar fibras ópticas especiales

puede aumentar el precio de éste. Como es el caso de la fibra óptica CF que tiene un precio por metro de aproximadamente 6 dólares (Thorlabs, Coreless Fiber, 1 de Agosto de 2023) en comparación de la fibra óptica SMF-28 que tiene un precio de 2.7 dólares (Thorlabs, Single Mode Fiber, 1 de Agosto de 2023) por metro.

4.5. Respuesta a cambios de temperatura del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica

Como se mencionó en la sección anterior los modos que interfieren para producir la banda de atenuación que analizamos depende en parte de los índices de refracción que componen la fibra óptica y del medio circundante al segmento de sensado. Por esto, si calentamos el dispositivo de fibra óptica, éste tendrá algunas variaciones en los índices de refracción y hasta una dilatación por este cambio de temperatura, lo cual esperaríamos cambiará la respuesta producida por dicho dispositivo. Dado esto, analizamos la respuesta del dispositivo de fibra óptica hetero núcleo a cambios en la temperatura. En la Figura 4.18 tenemos un bosquejo del arreglo utilizado para la caracterización a

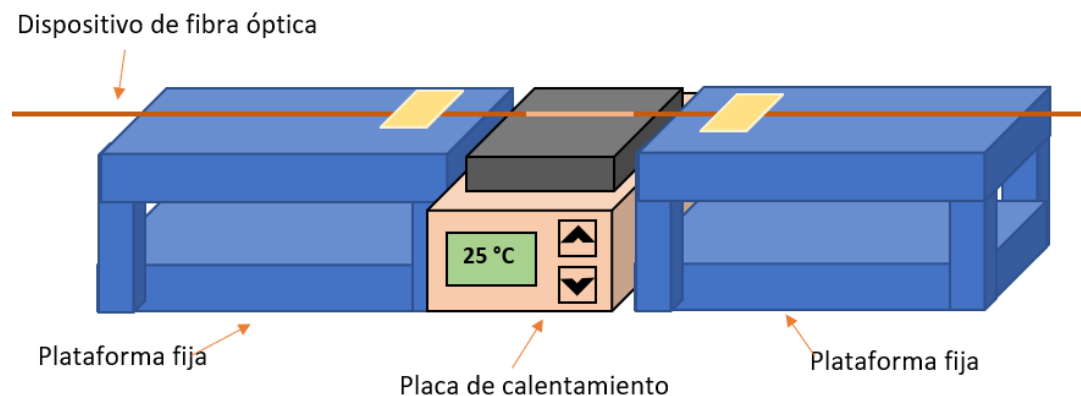


Figura 4.18: Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de temperatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo.

cambio de temperatura. Para hacer este sensado se utilizó una placa de calentamiento (Torrey Pines Scientific SC26) situada entre dos plataformas rígidas; esto con el fin de

poder fijar el dispositivo. Como se puede observar es importante que el segmento de sensado se encuentre completamente sobre la placa de calentamiento. Para este análisis se utilizó un dispositivo de 2.9 cm de segmento de sensado usando SM450. En la Figura 4.19 (a) tenemos el comportamiento de la banda de atenuación al calentar el dispositivo en un rango de 45 a 90 °C en pasos de 5 °C. Así, como también el análisis de estos datos utilizando en la Figura 4.19 (b) el método 1, (c) el método 2 y (d) el método 3. Es importante resaltar que se observan cambios menores en el método 1 y en el método

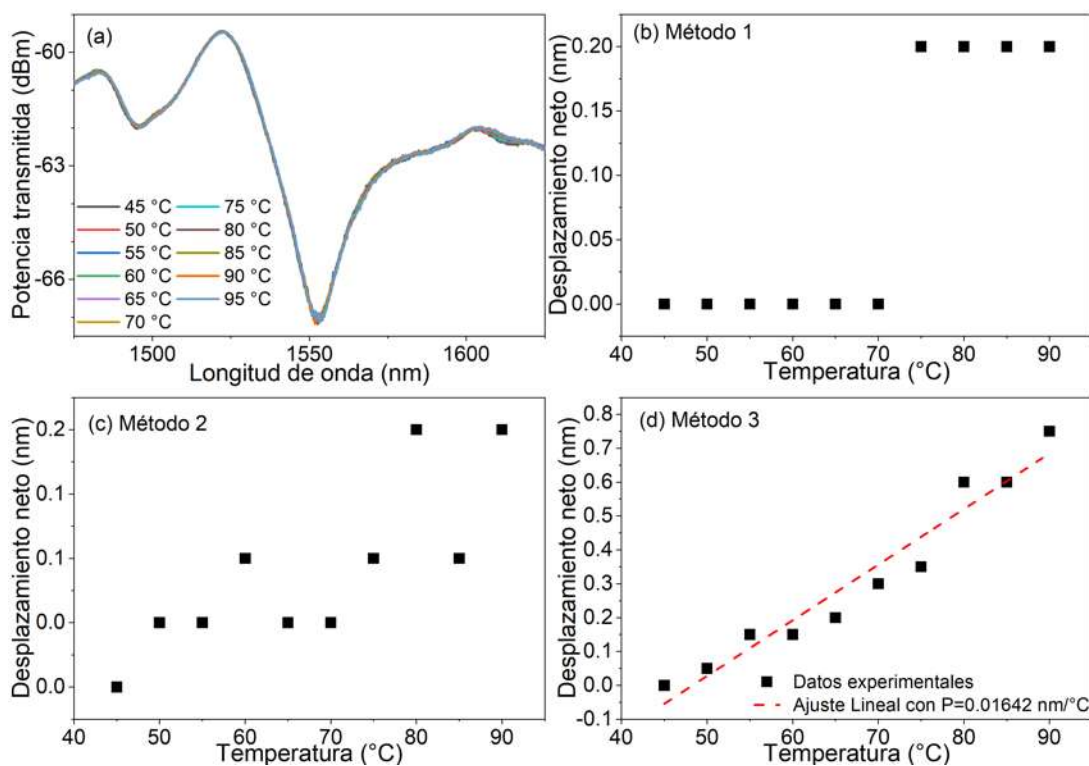


Figura 4.19: (a) Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando SM450. (b) Comportamiento al utilizar el método 1. (c) Comportamiento al utilizar el método 2. (d) Comportamiento al utilizar el método 3 como función de los cambios de temperatura del segmento de sensado de SM450.

2, los cuales están relacionados con la posición del mínimo de la banda de atenuación. En este caso, podemos atribuir esto a la resolución del analizador de espectros que no le permite resolver los cambios que se producen en la posición del mínimo. En cambio,

el método 3 muestra una mayor sensibilidad ya que relaciona sus cambios al punto de inflexión. El comportamiento del método 3 hace posible realizar un ajuste lineal de los resultados, obteniendo que la sensibilidad del dispositivo a cambios de temperatura es de 16.42 pm/°C. Lo cual debido al ancho de la banda de atenuación se puede considerar despreciable, más por el hecho de lo complicado que resulta monitorear estos cambios. Caso contrario si trabajáramos con una banda de un ancho de 0.2 nm donde estos cambios pueden ser vistos más fácilmente. Como es el caso de los sensores utilizando una rejilla de Bragg los cuales tienen este ancho de banda y tienen una sensibilidad de entre 8.2 y 11.2 pm/°C. A estos sensores se les ha dado una gran variedad de aplicaciones (Morey *et al.*, 1991). Por esto es importante ser conscientes de las aplicaciones que se pueden dar a partir del comportamiento y la capacidad de monitoreo del fenómeno.

Ahora consideremos aumentar la sensibilidad del dispositivo a temperatura. Para ello construimos un dispositivo de 3.0 cm de segmento de sensado utilizando CF y recubrimos este segmento con un polímero, PDMS (Polydimethylsiloxane), que tiene un índice de refracción de $n_{PDMS} = 1.4039$ a 1550 nm, el cual disminuye cuando aumenta la temperatura; es decir, tiene CTO negativo. Así podremos monitorear como es el cambio en el índice de refracción con respecto a la temperatura. Se eligió esta dimensión del segmento de sensado debido a que queríamos ubicar la posición de la banda de atenuación en los 1550 nm. Para la caracterización volvimos a utilizar el esquema de la Figura 4.18.

En la Figura 4.20 tenemos el desplazamiento neto obtenido del (a) método 1, (b) método 2, (c) método 3 como función de la temperatura. En este caso tomamos el valor inicial como el punto de interés a 25 °C. Para este análisis se consideraron cambios de 5 °C en el intervalo de 25 a 70 °C y se observa que debido a que el CTO del PMDS es negativo, el desplazamiento neto es negativo; es decir, a longitudes de onda menores. Nuevamente para este caso vemos que la mejor opción es considerar el método 3 para analizar las bandas de atenuación. Esto debido a que con éste podemos ver claramente

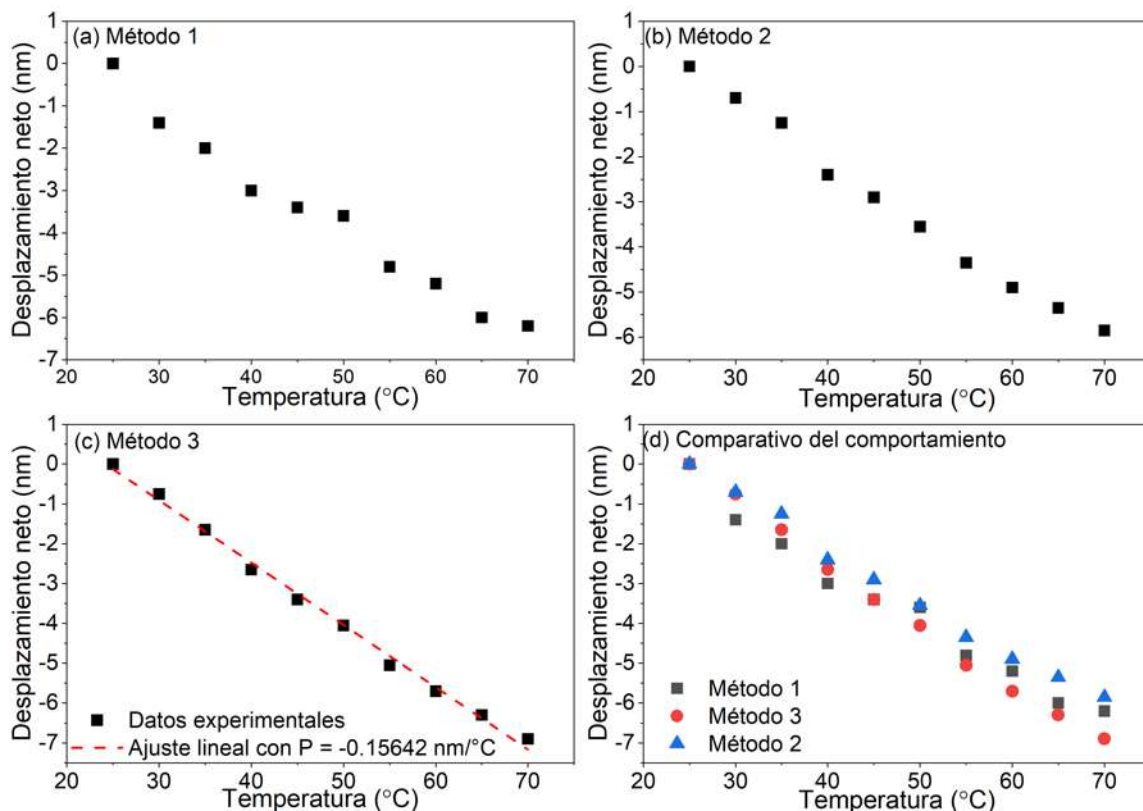


Figura 4.20: (a) Comportamiento del método 1. (b) Comportamiento del método 2. (c) Comportamiento del método 3. (d) Comparativo de los comportamientos como función de la temperatura para el segmento de sensado de 3.0 cm utilizando CF recubierto con el polímero PMDS.

como se linealiza el desplazamiento con el cambio de temperatura y es posible calcular la sensibilidad con la pendiente de un ajuste lineal de los datos. Así obtuvimos una sensibilidad de $-0.15642 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, con lo cual tenemos un incremento de más de 9.5 veces en la sensibilidad a temperatura. Por último, en la Figura 4.20 (d) podemos ver un comparativo de estos resultados donde vemos que el método que muestra una mayor sensibilidad es el método 3.

Para observar cambios de temperatura más pequeños se consideró hacer un análisis un poco diferente. Se eligió una sección de 1 nm en el intervalo entre la posición del máximo y el mínimo de la banda de atenuación. Así en la Figura 4.21 (a) tenemos la potencia transmitida como función de la longitud de onda. Con este gráfico es posible

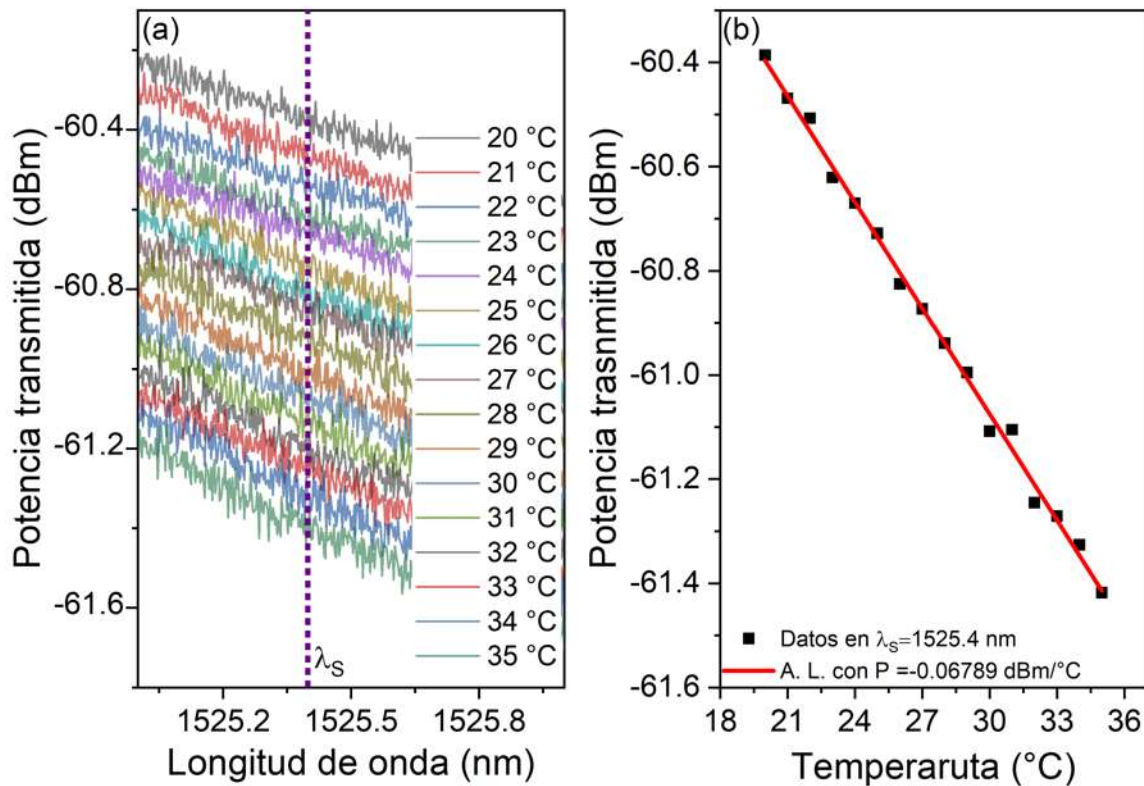


Figura 4.21: (a) Comportamiento del espectro de transmisión en una porción del rango de longitudes de onda. (b) Comportamiento de la potencia como función de la temperatura a una longitud de onda específica (λ_S) para un dispositivo de segmento de sensado de 3.0 cm utilizando CF.

analizar como la potencia disminuye conforme aumentamos la temperatura, haciendo posible hacer un sensado de temperatura con cambios de 1 °C. Por ello podemos decir que el dispositivo es lo suficientemente sensible como para detectar los cambios que sufre el polímero con el cambio de un grado centígrado. En la Figura 4.21 (b) tenemos un análisis del cambio de potencia transmitida con respecto a la temperatura para una longitud de onda específica. Estos datos son los que se intersecan con la recta vertical que vemos en la Figura 4.21 (a), la cual se ubica en $\lambda_S = 1525.4$ nm. De este aumento de 15 °C se observa que la potencia disminuye aproximadamente 1 dBm, que haciendo un ajuste lineal se puede decir que el dispositivo tiene una sensibilidad de -0.06789 dBm/°C.

Finalmente, se midió el CTO del PMDS. Para esto fue necesario utilizar la curva de caracterización a índice de refracción del dispositivo de 3.0 cm de CF antes de hacer el recubrimiento con el PMDS. Con esta curva y utilizando un ajuste polinomial de grado 6, fue posible calcular el índice de refracción que se obtuvo al calentar el arreglo a diferentes temperaturas. Esto se realizó ingresando en el polinomio el valor de la longitud de onda que teníamos a diferentes temperaturas y así mediante la interpolación obtener el índice de refracción correspondiente. En la Figura 4.22 mostramos el comportamiento obtenido del índice de refracción como función de la temperatura para el polímero PMDS, donde realizando un ajuste lineal observamos que tenemos una sensibilidad de $-4.249E-4$ RIU/°C, siendo este el valor obtenido para el CTO del PMDS. Encontramos que se reporta en (Zhu *et al.*, 2017) que el CTO del PMDS es de $-4.5E-4$ RIU/°C, teniendo así una diferencia en el CTO de $-2.51E-5$ RIU/°C. Pensamos que esta

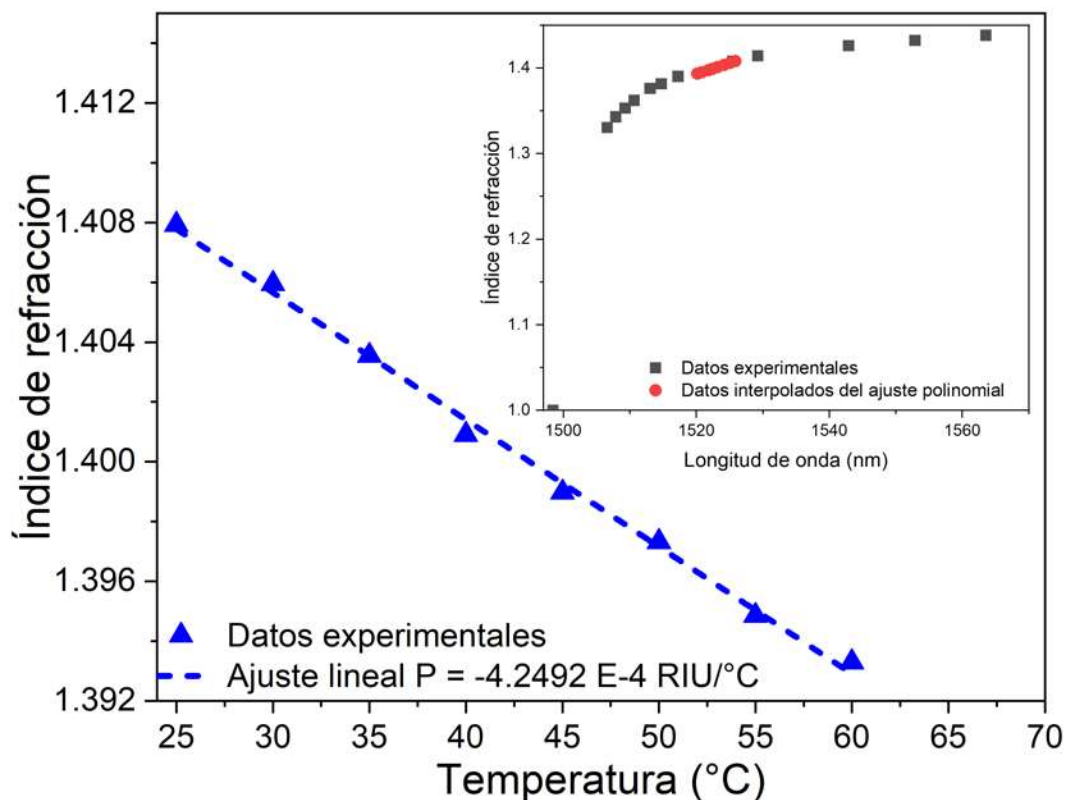


Figura 4.22: Comportamiento del índice de refracción como función de la temperatura para el polímero PMDS.

diferencia es debido a el tiempo de vida del material que utilizamos para fabricarlo y también las condiciones en las que se realizó.

4.6. Respuesta a cambios de esfuerzo del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica

Como observamos anteriormente un cambio en la longitud del segmento de sensado implica que cambie la ubicación de la banda de atenuación. Por ello, se consideró que al aplicar un esfuerzo en la dirección longitudinal del segmento de sensado éste sufriría una deformación que aumentaría la longitud del mismo. Además de que existe la posibilidad de que también tenga alguna alteración en el índice de refracción debido al coeficiente elasto-óptico de la fibra óptica utilizada (Fang *et al.*, 2012b). A fin de poder analizar estos efectos fue que realizamos una caracterización a esfuerzo. Para la caracterización a esfuerzo se procedió a colocar un dispositivo hetero núcleo en un arreglo constituido por un par de plataformas en las cuales había un punto de agarre. La primera plataforma se encontraba en una posición estática, mientras que la otra podía variar su posición, como se muestra en la Figura 4.23. Es importante mencionar que, aunque sólo queríamos variar la longitud del segmento de sensado de los dispositivos al aplicar el esfuerzo, esto no fue posible. Por ello tuvimos que tomar una posición para los puntos de agarre después de dicho segmento. El esfuerzo (S) ejercido en el dispositivo se calcula como $S = \Delta L_0 / L_0$, donde L_0 y ΔL son la longitud inicial entre los puntos de agarre de las plataformas y el cambio total en la longitud entre los puntos de agarre al desplazar la segunda plataforma. Para este análisis se utilizó un dispositivo hetero núcleo con un segmento de sensado de 2.9 cm de SM450 ya que queríamos ubicar la banda de atenuación entre 1500 nm y 1600 nm. Después de hacer las mediciones con dicho dispositivo se consideró hacer pruebas con un dispositivo de segmento de sensado

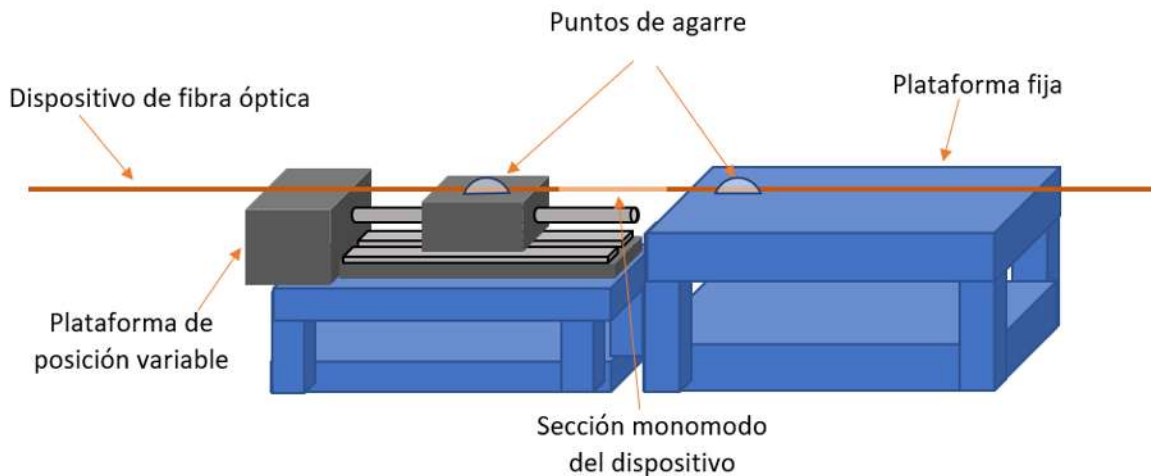


Figura 4.23: Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de esfuerzo en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo.

de 6.0 cm de SM450, con el fin de establecer si la sensibilidad al esfuerzo depende de esta longitud.

En la Figura 4.24 tenemos el desplazamiento neto como función del esfuerzo ejercido en unidades de μS obtenidos con (a) el método 1, (b) el método 2, (c) el método 3. En este caso se consideró el valor inicial el punto de interés de la banda de atenuación sin someterse a ningún esfuerzo. Para este análisis se estableció una longitud inicial de agarre de $L_0 = 12 \text{ cm}$ y cambios de $\Delta L \in [0, 420] \mu\text{m}$. De estos resultados podemos concluir que un dispositivo de menor longitud del segmento de sensado, tiene una mayor sensibilidad que uno de longitud mayor. Esto se debió a que para el dispositivo de 6.0 cm el cambio que sufrió la posición del mínimo fue de aproximadamente 2 nm y para el caso del dispositivo de 2.9 cm fue de aproximadamente 7 nm. Además, podemos observar que el desplazamiento neto es negativo, lo que implica que la posición del punto de interés se desplace a longitudes de onda menores conforme aumentamos el esfuerzo inducido. También podemos observar que nuevamente el método 3 genera una respuesta más estable, lo que conlleva a poder hacer un ajuste lineal y de éste obtener la sensibilidad, siendo para el dispositivo de 6.0 cm de $-0.502 \text{ pm}/\mu\text{S}$ y para el dispositivo de 2.9 cm de $-1.630 \text{ pm}/\mu\text{S}$. Por último, en la Figura 4.24 (d) tenemos el comparativo

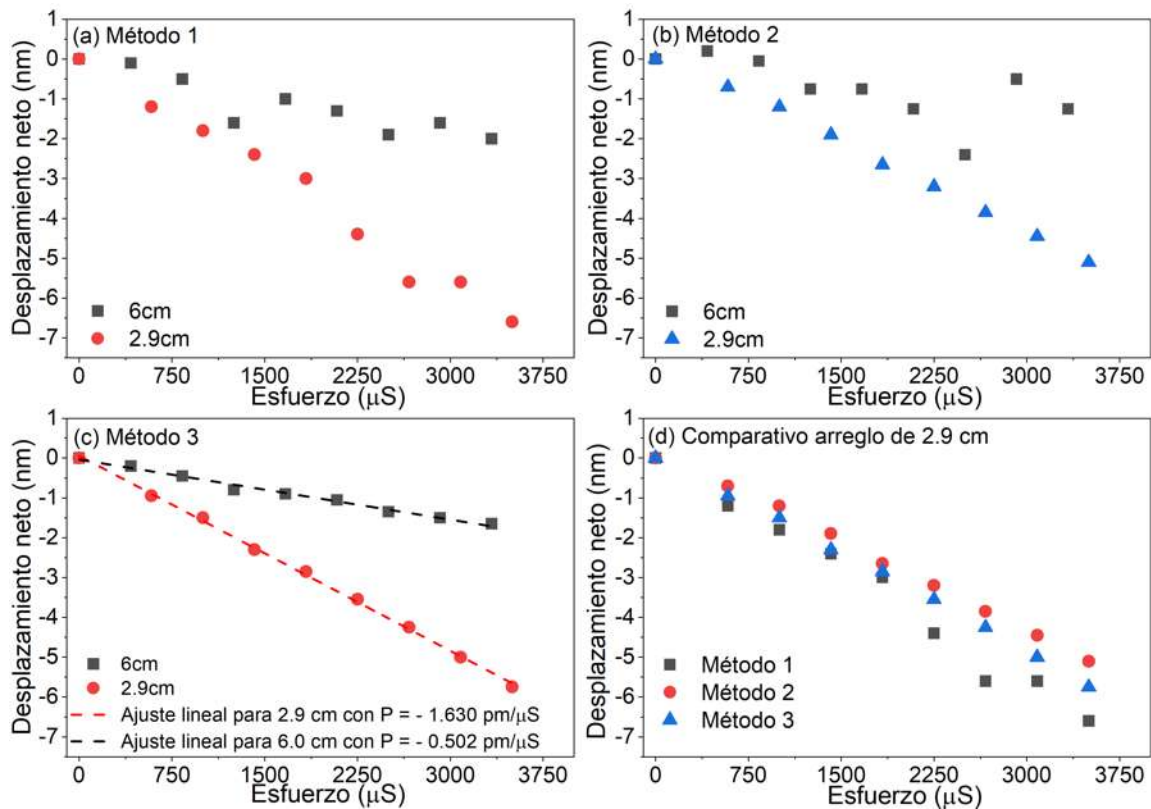


Figura 4.24: (a) Comportamiento del método 1. (b) Comportamiento del método 2. (c) Comportamiento del método 3. (d) Comparativo de los comportamientos para el arreglo de 2.9 cm como función del esfuerzo para los dispositivos de segmento de sensado de 2.9 cm y 6.0 cm usando SM450.

para el arreglo de 2.9 cm utilizando los tres métodos. Vemos que utilizar el método 3 reduce un poco la sensibilidad respecto del método 1, pero es importante recordar que el método 1 tiene una incertidumbre mayor que el método 3, como precio por mejorar la estabilidad. En cambio, el método 2 también tiene mejor estabilidad que el método 1, pero esto sólo es para el caso del arreglo de 2.9 cm. Ya que como se mencionó, este método es apropiado cuando las pendientes que conforman el mínimo tienen poco ruido lo cual no pasa con los resultados para el arreglo de 6.0 cm.

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

Convencionalmente cuando se requiere realizar algún sensado como por ejemplo de esfuerzo o índice de refracción siempre es requerido el tomar un control de la temperatura. Esto debido a que, como se mencionó anteriormente un cambio en la temperatura afecta las propiedades de la fibra óptica. Lo que implica que existe la posibilidad de que al momento de realizar algún sensado la respuesta obtenida no sea fiel al factor que se quiere medir, sino que hay alguna influencia de la temperatura. Para poder descartar este hecho, se han abordado diferentes métodos. Uno de ellos, es tener dos sensores en una misma posición de tal manera que uno de estos se vea afectado por el fenómeno que se quiere medir. Mientras que el otro sólo sea un punto de referencia que detecte el cambio provocado por la temperatura. Así con estos dos resultados se puede estimar el comportamiento fiel al fenómeno que se quiere medir. Ahora tener dos sensores independientes para medir un fenómeno puede resultar en aumentar costos de interrogación; así como complicar la manipulación de los mismos. Por esta razón se pensó que si era posible conectar varios dispositivos en serie con una sola línea de interrogación sería posible medir su respuesta simultáneamente.

Debido a que el dispositivo se puede hacer sensible a temperatura y es sensible a esfuerzo, procedimos a conectar en serie dos dispositivos con diferentes longitudes, para así poder implementar este doble sensado en una sola línea de interrogación. Observamos que si las bandas de atenuación producidas son cercanas pueden llegar a traslaparse. Pero si éstas están bastante separadas se perciben claramente y se ubican en el mismo sitio donde se presentan interrogándolas de manera independiente. En la Figura 4.25 se muestran los espectros de potencia transmitida para los arreglos de 4.5 cm y 3.5

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

cm del segmento de sensado utilizando SM450, interrogados de manera independiente y después de ser conectados en serie. De estos espectros vemos que la banda de atenuación de cada dispositivo se producirá y se comportará como si fuera independiente. Así, lo que principalmente vemos que llega a variar es la cantidad de luz que se transmite; es decir, que la unión de los dispositivos produce una mayor pérdida de luz.

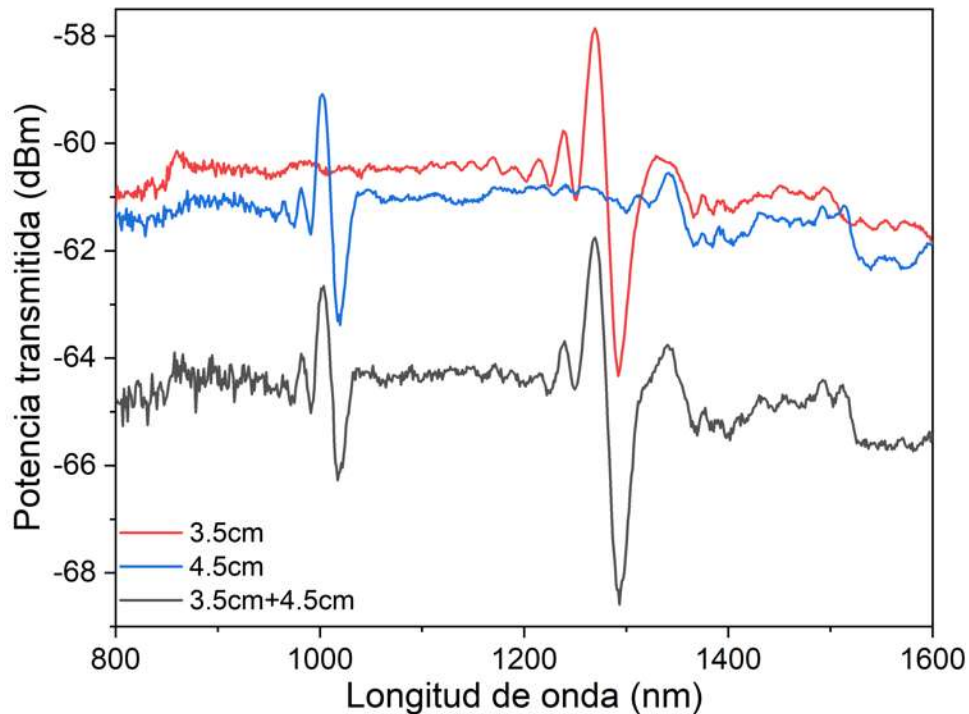


Figura 4.25: Comportamiento de la banda de atenuación del dispositivo de segmento de sensado de 3.5 cm y 4.5 cm utilizando SM450 interrogándolos independientemente y conectados en serie.

Observando que es posible conectar los dispositivos en serie se procedió a hacer el primer doble sensado. Para realizar este análisis se construyeron dos nuevos dispositivos. Uno de segmento de sensado de 3.0 cm, el cual fue recubierto con PMDS con el fin de situar su banda de atenuación entre 1500 y 1600 nm. Y otro de 3.5 cm para que su banda de atenuación estuviera entre 1250 y 1350 nm de tal manera de que no fuera posible que las bandas de atenuación se traslapen. Para la construcción de estos se utilizó fibra óptica CF. En la Figura 4.26 se muestra el esquema que se utilizó para

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

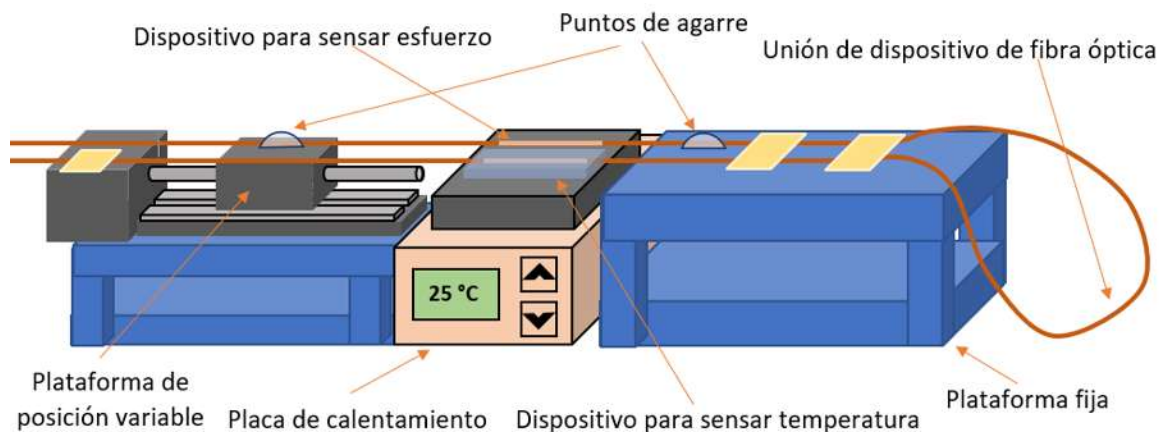


Figura 4.26: Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de esfuerzo y temperatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo.

realizar este sensado, el cual fue construido utilizando dos plataformas una estática y otra de traslación. Esto con el fin de poder sujetar el dispositivo que tenía el segmento de sensado de 3.5 cm y así poder aplicarle un esfuerzo. Entre estas dos plataformas se encontraba la placa de calentamiento donde se posicionaron el dispositivo de segmento de sensado de 3.0 cm recubierto de PMDS que estaba sujeto entre ambas plataformas en un lugar que lo mantenía estático y el dispositivo de 3.5 cm. De esta manera ambos dispositivos estaban bajo la influencia de la placa de calentamiento. Por lo tanto, en una aplicación podríamos asegurar la independencia de la respuesta de ambos en una misma posición.

En la Figura 4.27 podemos observar cómo se ven las variaciones en la posición de la banda de atenuación para el esfuerzo (gráficos de la derecha) y para la temperatura (gráficos de la izquierda). En la Figura 4.27 (a) tenemos las bandas de atenuación a $196.07 \mu\text{S}$ y en (b) a $1176.47 \mu\text{S}$ variando la temperatura.

En la Figura 4.28 tenemos los resultados obtenidos por (a) y (b) método 1, (c) y (d) método 2 y (e) y (f) método 3. Para los gráficos posicionados del lado izquierdo tenemos la caracterización de temperatura en el rango de 20 a 60 °C en pasos de 5 °C. Y para los gráficos del lado derecho presentamos como se percibía la estabilidad del

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

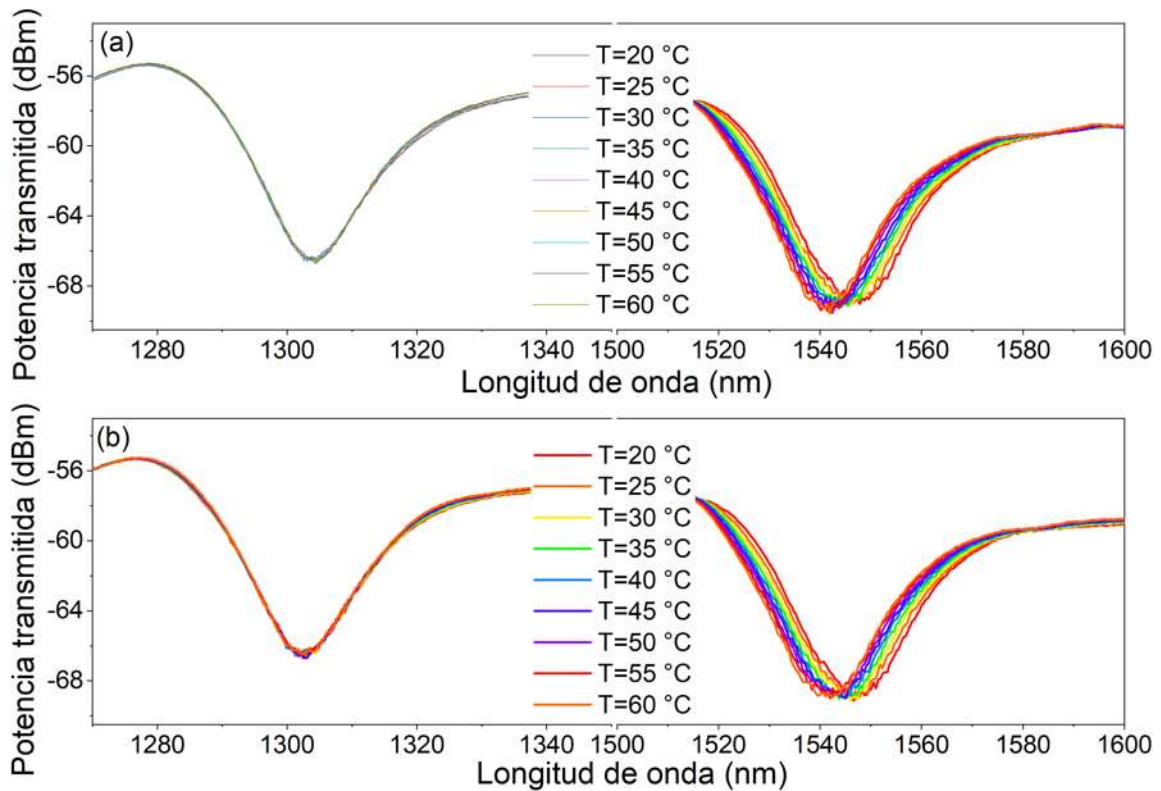


Figura 4.27: Bandas de atenuación de la estructura en serie para la medición de temperatura considerando un esfuerzo de (a) 196.07 μS y (b) 1176.47 μS .

dispositivo considerando dos tensiones diferentes. Es decir, se aplicó un esfuerzo y se comenzó a variar la temperatura de 20 a 60 $^{\circ}\text{C}$. Después se aplicó un esfuerzo mayor y se comenzó a variar la temperatura de 60 a 20 $^{\circ}\text{C}$. Una vez realizado el ajuste lineal de los datos, observamos que las mayores sensibilidades mostradas se obtuvieron del método 3, siendo éstas de $-0.18467 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ y de $-0.173 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, las cuales tienen una diferencia de aproximadamente $-0.01 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$. Con esto podemos decir que tenemos una buena repetibilidad de los resultados. Además, podemos atribuir la sensibilidad mostrada en los gráficos del lado derecho a la sensibilidad natural del arreglo a cambios de temperatura, la cual para el intervalo en el cual estamos trabajando puede considerarse despreciable.

En la Figura 4.29 podemos observar cómo se ven las variaciones en la posición de la banda de atenuación para el esfuerzo (gráficos de la derecha) y para la temperatura

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

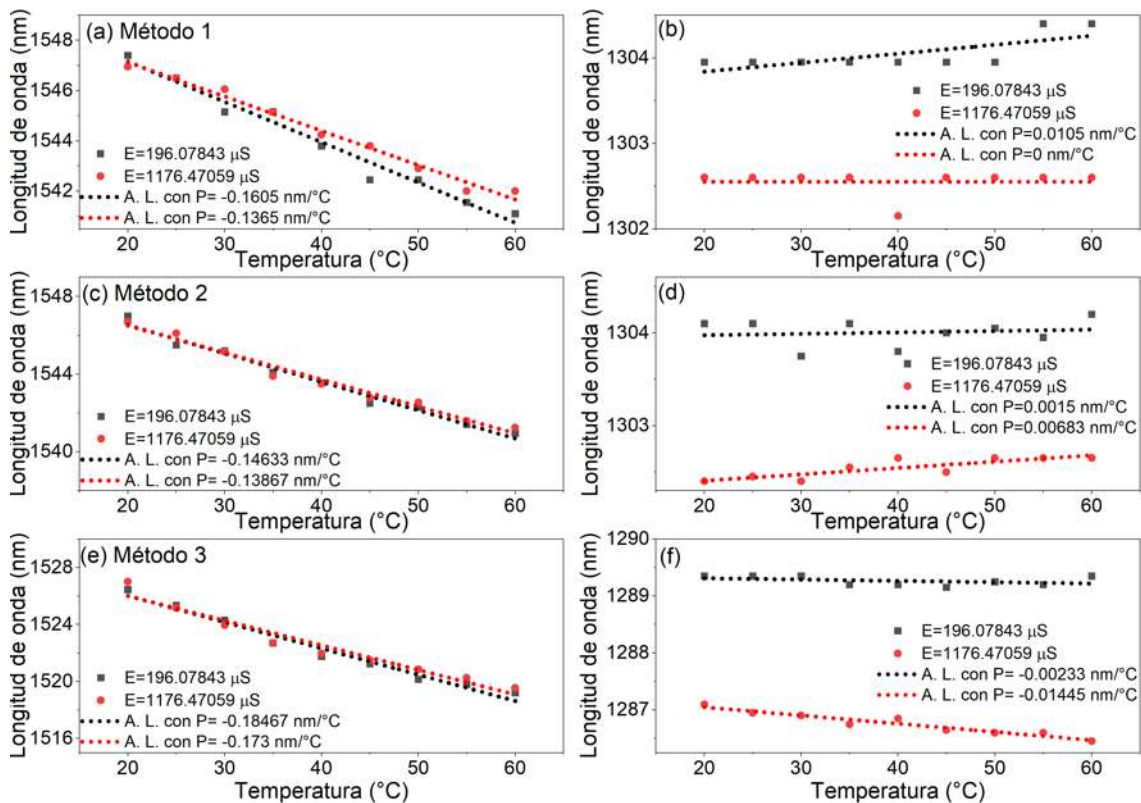


Figura 4.28: Comportamiento obtenido por (a) y (b) método 1, (c) y (d) método 2 y (e) y (f) método 3 en la caracterización de temperatura (gráficos de la izquierda) considerando un esfuerzo constante (gráficos de la derecha), en la unión de los dispositivos con segmento de sensado de CF.

(gráficos de la izquierda). En la Figura 4.29 (a) tenemos las bandas de atenuación a 20 °C y en b) a 60 °C variando el esfuerzo.

En la Figura 4.30 tenemos los resultados obtenidos por (a) y (b) método 1, (c) y (d) método 2 y (e) y (f) método 3. Para los gráficos posicionados del lado izquierdo tenemos la caracterización del esfuerzo en el rango de 0 a 1400 μS . En cambio, para los gráficos del lado derecho presentamos como se percibía la estabilidad del dispositivo considerando dos temperaturas diferentes. En estos resultados vemos que la estabilidad del punto de interés para la temperatura tiene una aproximación a una constante. Aunque si tenemos variaciones debido a que la placa de calentamiento fluctúa para mantener la temperatura elegida. Una vez hecho el ajuste lineal de los datos podemos

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

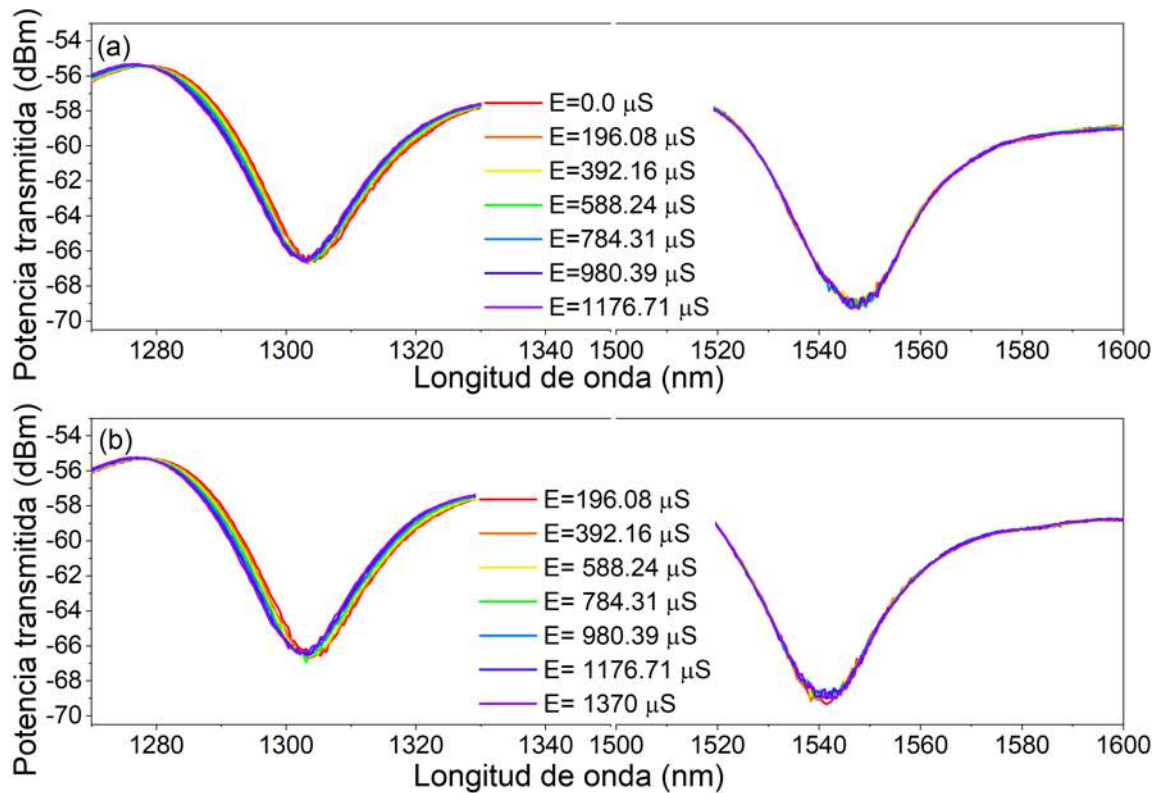


Figura 4.29: Bandas de atenuación de la estructura en serie para la medición de esfuerzo, considerando una temperatura de (a) 20 °C y (b) 60 °C.

observar que tanto el método 2 como el método 3 dan una buena aproximación de los datos en ambas mediciones. Sin embargo, el método 3 tiene una sensibilidad mayor para ambos casos, siendo éstas de $-0.00275 \text{ nm}/\mu\text{S}$ y de $-0.00212 \text{ nm}/\mu\text{S}$, las cuales tienen una diferencia de aproximadamente $-0.0006 \text{ nm}/\mu\text{S}$. Con lo cual podemos decir que tenemos una buena repetibilidad de los datos. Gracias a estos últimos gráficos decimos que es posible el realizar un doble sensado conectando dos dispositivos de fibra óptica hetero núcleo en serie.

4.7. Respuesta a cambios simultáneos de temperatura y esfuerzo del segmento de sensado de dos dispositivos de fibra óptica conectados en serie

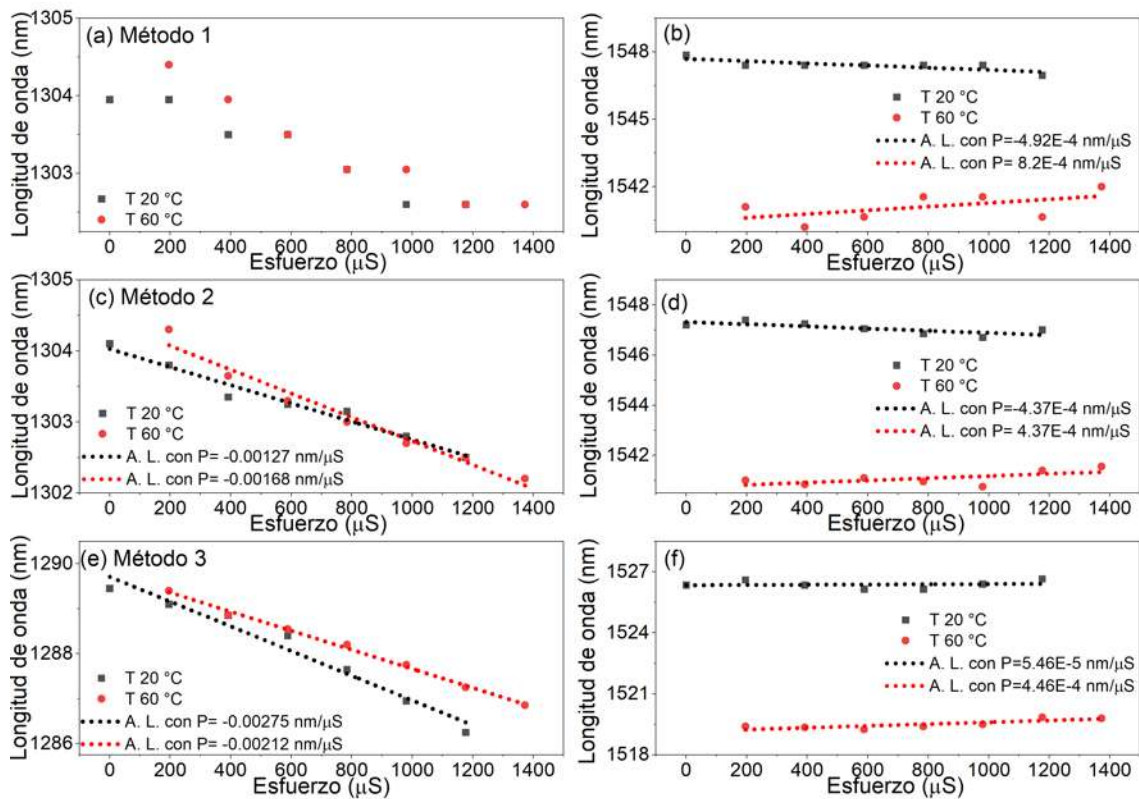


Figura 4.30: Comportamiento obtenido por a) y b) método 1, c) y d) método 2 y e) y f) método 3 en la caracterización de esfuerzo (gráficos de la izquierda) considerando una temperatura constante (gráficos de la derecha), en la unión de dispositivos con segmento de sensado de CF.

4.8. Respuesta a cambios de curvatura del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica

Durante el análisis de esfuerzo detectamos que al producir un doblamiento en el dispositivo de fibra óptica teníamos una modulación en la banda de atenuación. Por este motivo pensamos realizar una caracterización a este factor. Para la caracterización a la curvatura se utilizó un dispositivo de segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. Se usó CF debido a que con este tipo de fibra óptica se obtiene una banda de atenuación con una mayor profundidad. Para caracterizarlo fue necesario utilizar una plataforma de translación con un roquete sujeto que apuntaba a la mitad de una cegueta (para generar la flexión), la cual está ubicada sobre un par de ranuras cuadradas que están posicionadas sobre un sistema rotatorio. En la parte posterior en la cual el roquete impacta con la cegueta se encuentra posicionado el dispositivo de fibra óptica a lo largo de ésta, de tal manera que el centro del segmento de sensado se encuentra en la parte posterior al punto de impacto. La manera en la que se puede calcular la curvatura es $C = 1/R = 2d/(d^2 + s^2)$, donde C , R , d y s son la curvatura, el radio de curvatura, el desplazamiento de flexión (controlado por la plataforma de translación) y la distancia media entre los bordes de las dos ranuras cuadradas, respectivamente. Un esquema de esto se puede observar en la Figura 4.31. Para realizar el estudio de la sensibilidad a la curvatura se consideró realizar una interrogación mediante el esquema del espectro de transmisión. En la Figura 4.32 (a) tenemos la respuesta en la banda de atenuación de aplicar una curvatura de entre 0 y 5.66 m^{-1} en pasos de 0.82 m^{-1} que corresponde aplicar una flexión entre 0 y 3.5 mm en pasos de 0.5 mm. En estos espectros podemos ver claramente como el valor para el mínimo de la banda de atenuación disminuye conforme aumentamos la curvatura aplicada. Es por esto que se decidió utilizar la fibra óptica CF para el segmento de sensado; ya que lo que estará variando será la posición en potencia del mínimo de la banda de atenuación. En la Figura 4.32 (b) tenemos el valor del mínimo

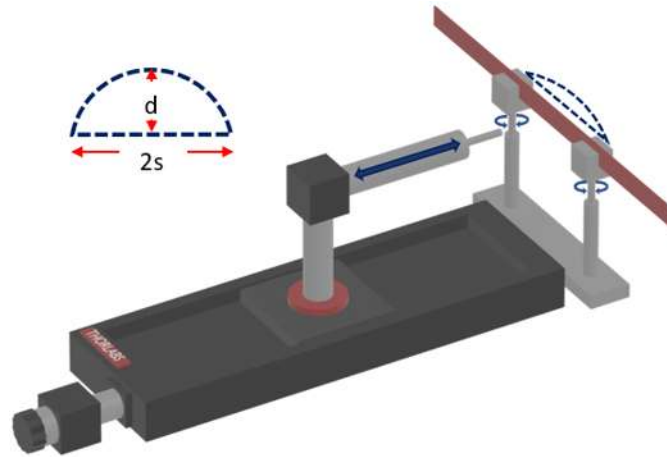


Figura 4.31: Esquema del sistema utilizado para sensar cambios de curvatura en el segmento de sensado de un dispositivo de fibra óptica hetero núcleo.

obtenido de los espectros sin ningún tipo de tratamiento. Esto debido a que los métodos que están relacionados con el valor del mínimo mencionados anteriormente generan una pequeña cantidad de pérdida con respecto al espectro original y no queríamos perder

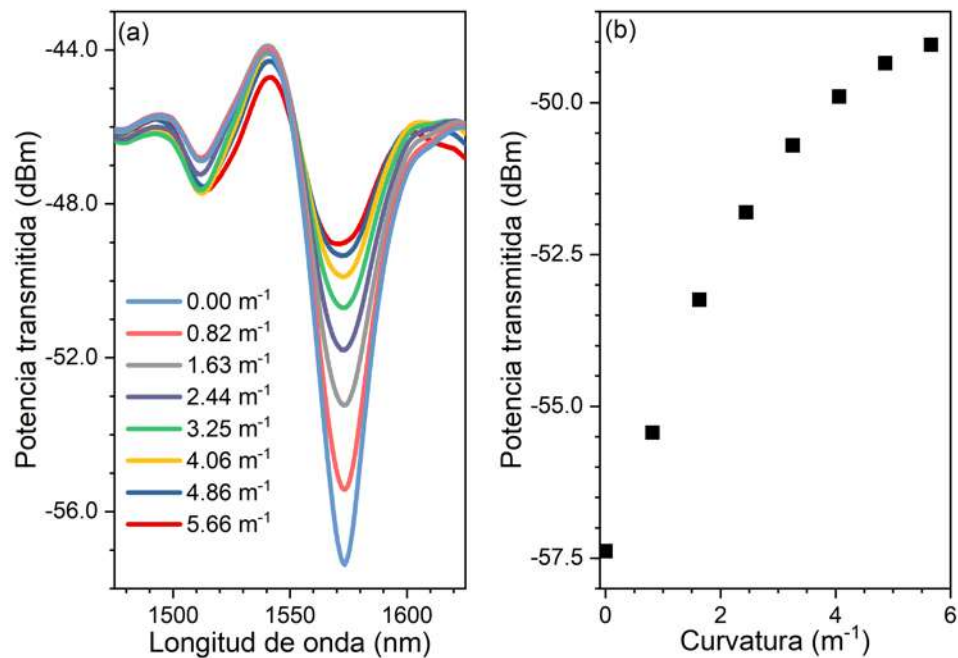


Figura 4.32: (a) Espectros de transmisión parcial de un dispositivo hetero núcleo (banda de atenuación) de longitud del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. (b) Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales.

nada de información al analizar estos. De esta manera buscamos medir la mínima flexión o curvatura posible que detecte el sensor y con estos tratamientos es posible que no los logremos medir. Además, gracias a una calibración que se realizó en la fuente de luz blanca los espectros obtenidos tienen una cantidad de ruido reducida, en este intervalo de medición de 1450 a 1650 nm.

Al observar la Figura 4.32 (b) podemos decir que el intervalo donde la sensibilidad del dispositivo es mayor se encuentra en el rango de 0 a 3.25 m^{-1} que es equivalente a una flexión de 0 a 2.0 mm. Ya que en este intervalo la potencia transmitida disminuye aproximadamente 6.8 dBm. Por ello consideramos correcto comprobar la repetibilidad de la potencia transmitida al aplicar la curvatura en este intervalo. En la Figura 4.33 tenemos la evaluación del mínimo de la banda de atenuación como función de la curvatura. En este caso la curvatura va desde 0 hasta 3.25 m^{-1} , en pasos de 0.32 m^{-1} correspondiente a flexiones de 0.2 mm. Como podemos observar en los tres muestreos que se realizaron el dispositivo tiene una muy buena repetibilidad. Además, aunque podemos observar que este sistema no se ajusta a una línea recta, es monótonamente creciente lo que ayuda a tener un rango más amplio de monitoreo. Analizando la Figura 4.33 es claro que el intervalo de 0.49 a 0.82 m^{-1} corresponde a la zona de mayor sensibilidad para este dispositivo, que en términos de flexión es el intervalo de 0.3 a 0.5 mm. Por esta razón se tomaron dos intervalos en este rango para comprobar la resolución mínima del arreglo. En la Figura 4.34 (a) tenemos el caso del primer intervalo de 0.49 a 0.65 m^{-1} en pasos de 0.01632 m^{-1} . Estos valores corresponden al intervalo de flexión de 0.3 a 0.4 mm en pasos de $10 \mu\text{m}$. Haciendo un ajuste lineal de estos datos tenemos que se tiene una sensibilidad de $3.99 \text{ dBm}/\text{m}^{-1}$ para este intervalo. Para el otro intervalo correspondiente a la Figura 4.34 (b) va desde 0.65 a 0.82 m^{-1} en pasos de 0.00816 m^{-1} , correspondientes a los valores de flexión de 0.4 a 0.5 mm en pasos de $5 \mu\text{m}$. Para este caso el ajuste lineal da una sensibilidad de $3.725 \text{ dBm}/\text{m}^{-1}$. Por ello, es posible decir que el arreglo tiene una resolución en el esquema de interrogación espectral de $5 \mu\text{m}$ en

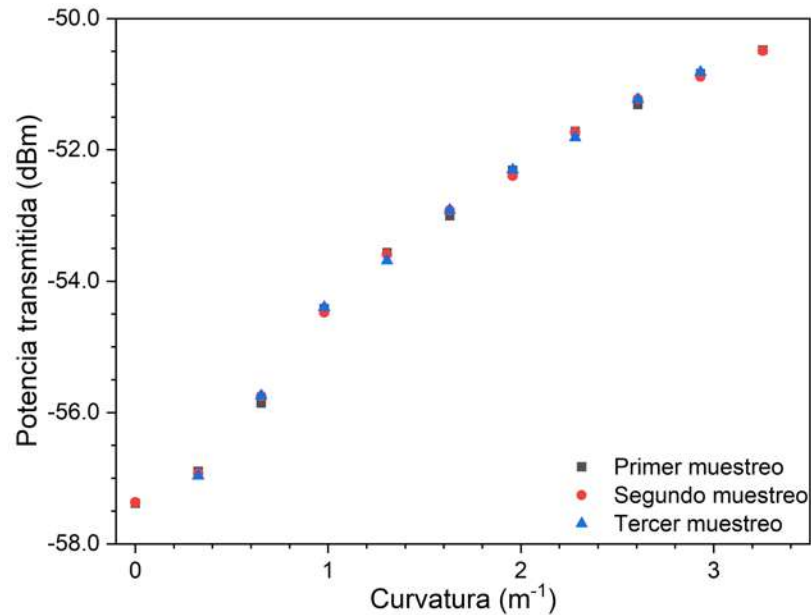


Figura 4.33: Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales en tres muestreos diferentes entre 0 y 3.25 m⁻¹ en pasos de 0.32 m⁻¹ del dispositivo del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF.

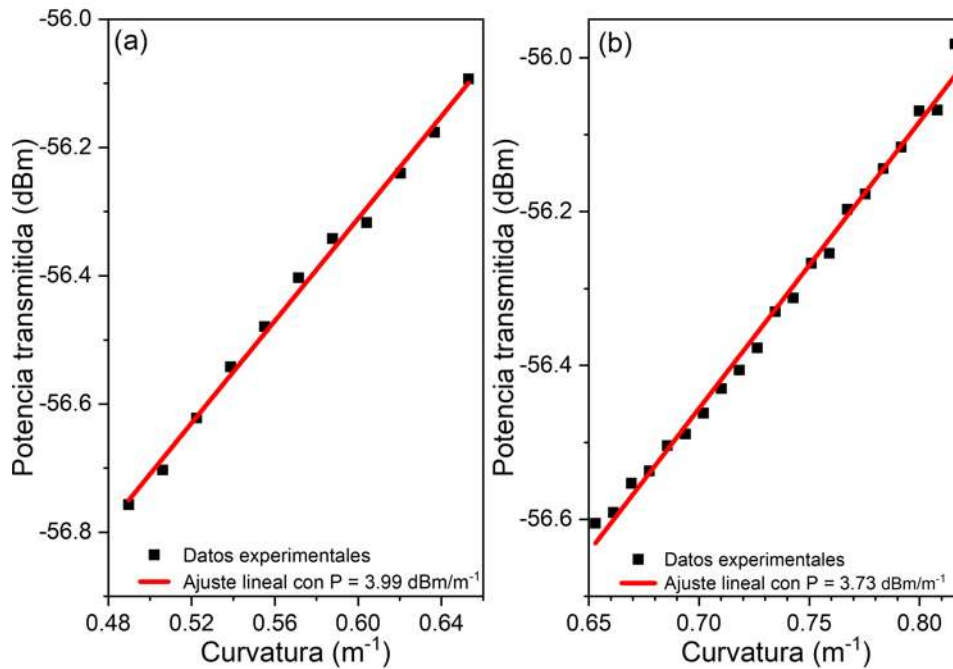


Figura 4.34: (a) Comportamiento al analizar el valor del mínimo de los espectros parciales en el intervalo de 0.49 a 0.65 m⁻¹ en pasos de 0.01632 m⁻¹. (b) Comportamiento en el intervalo de 0.65 a 0.82 m⁻¹ en pasos de 0.00816 m⁻¹ del dispositivo del segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF.

términos de flexión.

Como estábamos haciendo un seguimiento en potencia del mínimo de la banda de atenuación y éste no se desplazaba en longitud de onda pensamos que sería correcto hacer un análisis en potencia. En la Figura 4.9 tenemos la respuesta en potencia obtenida de utilizar el esquema de la Figura 4.8 como se mencionó anteriormente. De este esquema obtuvimos que el valor mínimo está localizado a una longitud de onda de 1550 nm. Al igual que el caso anterior se usó un dispositivo con segmento de sensado de 2.9 cm utilizando CF. Así, para realizar la caracterización se sintonizó el láser en este valor para el mínimo, y entonces utilizando el sistema de la Figura 4.31 empezamos a inducir

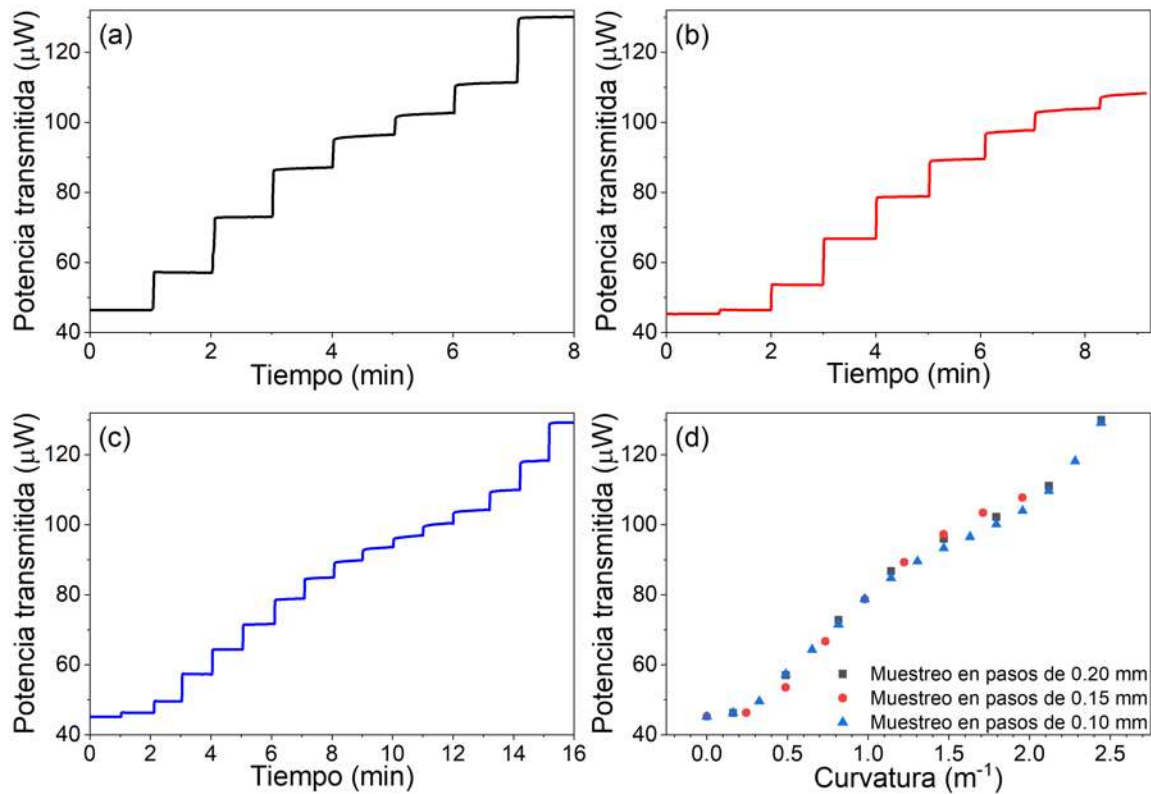


Figura 4.35: (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios en la curvatura de 0.326 m^{-1} . (b) Para cambios en la curvatura de 0.244 m^{-1} . (c) Para cambios en la curvatura de 0.16 m^{-1} . (d) Promedio de los valores obtenidos de las mediciones temporales como función de la curvatura aplicada.

curvatura en el arreglo. En la Figura 4.35 tenemos el comportamiento obtenido del

medidor de potencia y energía óptica, en (a) para pasos de 0.326 m^{-1} desde 0.16 hasta 2.44 m^{-1} , en términos de flexión corresponden a pasos de 0.2 mm desde 0.1 hasta 1.5 mm , en (b) para pasos de 0.244 m^{-1} desde 0 hasta 1.96 m^{-1} que corresponden a pasos de 0.15 mm desde 0 hasta 1.2 mm y en (c) en pasos de 0.16 m^{-1} desde 0 hasta 2.44 m^{-1} , correspondiendo a pasos de 0.1 mm desde 0 hasta 1.5 mm . Para realizar estas mediciones se consideraron intervalos de 1 min , en los cuales se tomaban 120 medidas de la potencia, una cada 0.5 seg y se variaba la curvatura en los pasos mencionados. En (d) tenemos el valor promedio calculado para cada conjunto de datos. La idea de tomar esta cantidad de datos era poder realizar el cambio de curvatura y que la potencia detectada se estabilizara. En este caso es fácil observar que con los tres muestreos tenemos una buena repetibilidad de la respuesta en el intervalo que se eligió. Además, es importante mencionar nuevamente que el comportamiento no es lineal, pero si monótonamente creciente.

Ya observamos que el dispositivo puede medirse en potencia y además tiene una buena repetibilidad. Debido a que las tres curvas para los muestreos se comportan similarmente podemos considerar ahora medir la resolución en potencia del dispositivo. Por lo cual se tomó la ubicación de los puntos en los cuales tenemos mayor sensibilidad. En la Figura 4.36 (a) consideramos el intervalo de 0.49 a 0.52 m^{-1} y realizamos pasos de 0.00326 m^{-1} correspondientes a una inflexión desde 0.3 a 0.32 mm en pasos de $2 \mu\text{m}$. En la Figura 4.36 (b) tenemos un promedio de las mediciones obtenidas. Como se mencionó en el caso anterior se consideraron 120 capturas con un tiempo de 0.5 seg entre éstas para cada uno de los cambios de curvatura. Vemos que los datos tienen un buen comportamiento realizando un ajuste lineal tenemos en esta ubicación una sensibilidad de $54.789 \mu\text{W}/\text{m}^{-1}$. Con esto podemos decir que tenemos una resolución en el esquema de potencia de $2 \mu\text{m}$ en términos de flexión.

Con los resultados obtenidos para el muestreo en pasos de 0.1 mm en la Figura 4.35 (d), se pensó si era posible determinar a partir de la potencia la cantidad de flexión

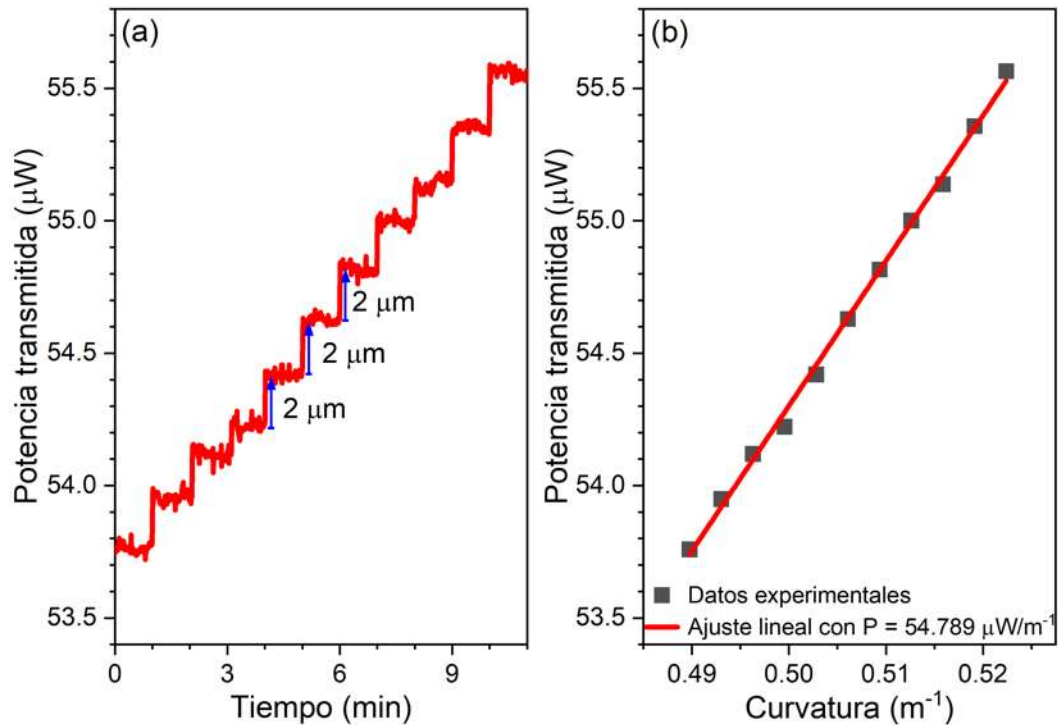


Figura 4.36: (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios en la curvatura de 0.00326 m^{-1} . (b) Promedio de los valores obtenidos de las mediciones temporales como función de la curvatura aplicada.

que se le estaba aplicando al sistema. Esto haciendo uso de estos datos y con un ajuste a un polinomio. Para esto es necesario considerar un polinomio en el cual el valor de las ordenadas sea la potencia transmitida; ya que este valor es el que vamos a estar monitorizando como función de la flexión aplicada. En la Figura 4.37 podemos observar como este polinomio se ajusta a los datos experimentales, para así poder calcular la variación en la flexión es necesario considerar dos puntos. Ejemplificamos esto marcando los puntos de las abscisas x_i y x_f en el gráfico de tal manera que al ingresar estos datos en el ajuste polinomial sea posible calcular las ordenadas respectivas y_i y y_f . De esta manera utilizando las dos abscisas tenemos que $F_t = y_f - y_i$, es la flexión total desde un punto inicial a un punto final. Es importante recalcar que no importa que dos puntos del polinomio se elijan, ya que al realizar esta resta tendremos la flexión total que estamos aplicando en el dispositivo. En este caso fue necesario utilizar un polinomio de grado 6

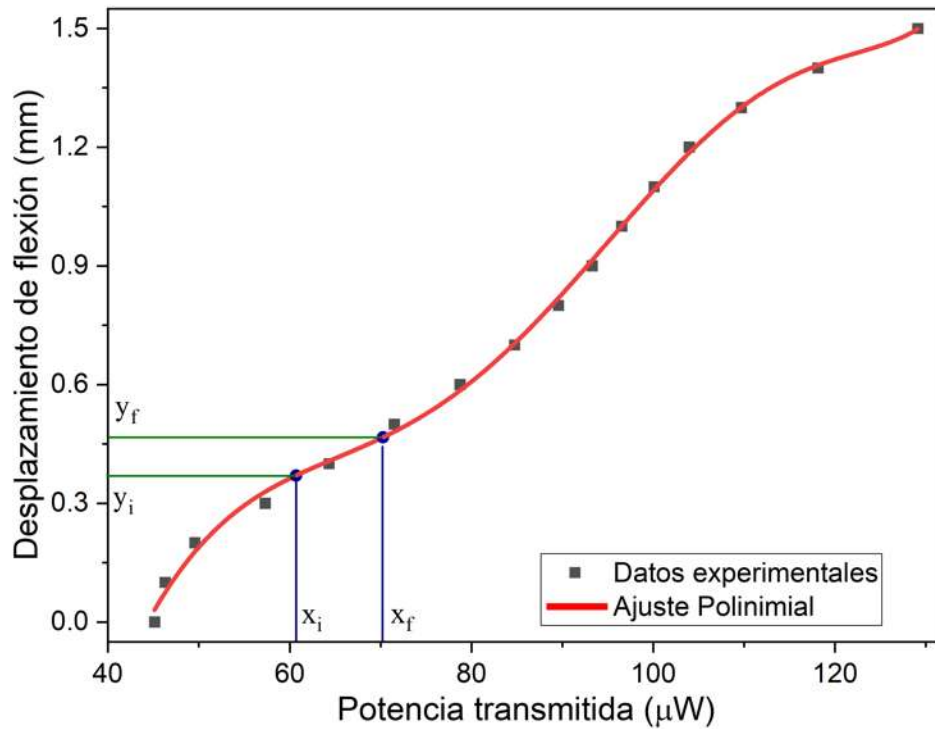


Figura 4.37: Método de medición en potencia de la flexión inducida en el segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica.

para realizar un ajuste apropiado.

Para corroborar la eficiencia del método, consideramos aplicar flexiones de $50 \mu\text{m}$ lo cual ayudaba a confirmar si estaba funcionando el método de medición y además para observar la repetibilidad nuevamente. En la Figura 4.38 (a) tenemos la variación en potencia, donde observamos que el nivel de potencia escalonado es uniforme. También es importante señalar que el punto inicial de medición se consideró en una potencia aproximada de $59 \mu\text{W}$. Esto para no tomar como origen el punto cero y así corroborar si era necesario el tener una potencia inicial en específico para que el método de medición funcionase correctamente. En la Figura 4.38 (b) podemos observar que el método de medición es adecuado, ya que claramente podemos observar que tenemos escalones de $50 \mu\text{m}$. Para este caso tenemos errores de aproximadamente $2 \mu\text{m}$ en la medición lo cual consideramos aceptable. También confirmamos que es indistinto el punto en el que se sitúe para iniciar la medición.

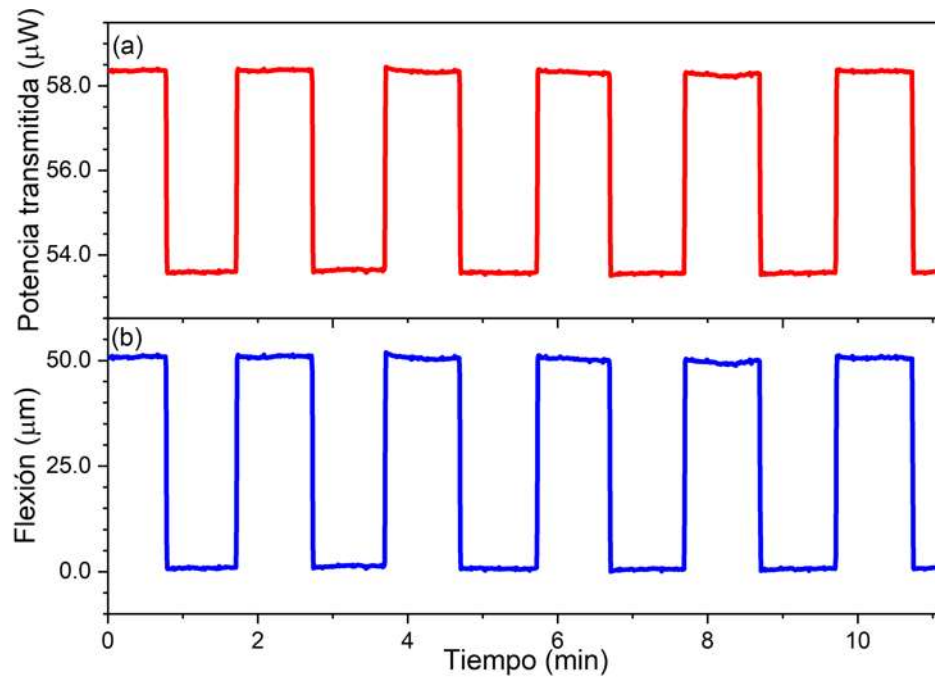


Figura 4.38: (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios de flexión de $50 \mu\text{m}$. (b) Cálculo de la flexión a partir de los valores de potencia obtenidos.

Para tener un caso más para corroborar la eficiencia del método de análisis, se consideró variar las condiciones a las cuales se somete el sistema. Para esto hicimos pasos de $10 \mu\text{m}$ y además se eligió otro punto de potencia inicial. En la Figura 4.39 (a) podemos observar la variación en la potencia. En esta figura se puede comentar que hay algunas fluctuaciones en la potencia detectada que no dejan que se produzca un escalón adecuado. Estas fluctuaciones pueden ser causadas por pequeñas variaciones en la fuente de luz que estamos utilizando, ya sea en su potencia o en su irradiancia. Debido a que los cambios son bastante pequeños para la potencia de alrededor de $0.5 \mu\text{W}$, una pequeña variación en la fuente de luz puede notarse claramente. En la Figura 4.39 (b) tenemos la medición de estos escalones que claramente ronda en los $10 \mu\text{m}$ con las mismas variaciones que se observaron en la potencia. Aunque las variaciones son claras, podemos observar que nos encontramos en el rango de flexión de $10 \mu\text{m}$, lo cual se adecua a las condiciones que se eligieron. Por ello podemos decir que tenemos un buen sensor de curvatura y método de medición para la flexión aplicada.

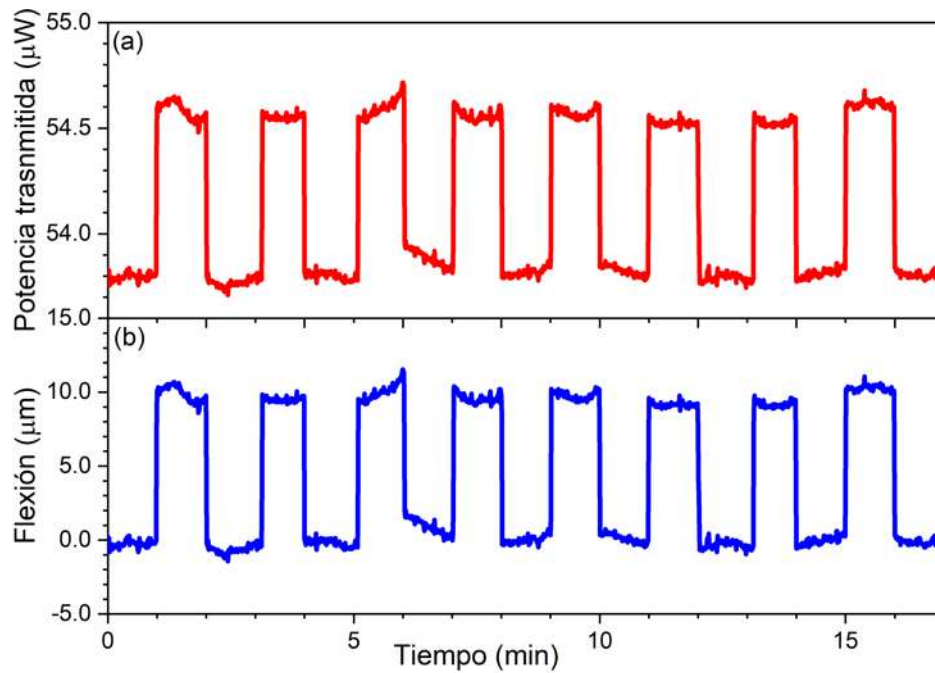


Figura 4.39: (a) Medición temporal de la potencia transmitida en cambios de flexión de $10 \mu\text{m}$. (b) Cálculo de la flexión a partir de los valores de potencia obtenidos.

4.8.1. Aplicación del sensado de curvatura como un perfilómetro de contacto

Planteemos un método de medición de la flexión aplicada a partir de la caracterización de la curvatura del dispositivo de fibra óptica, haciendo uso de la lectura de potencia que resulta de variar este parámetro. Por lo tanto, consideramos que darle una aplicación a esto sería una buena conclusión para el desarrollo de este sensor. Por ello pensamos en un perfilómetro por contacto, debido a que consideramos que, si se realizaba una modificación en el sistema de medición de curvatura, entonces podríamos llegar a influir esta curvatura al recorrer las irregularidades de una interfaz. Con esta idea en mente planteemos un sistema, que contiene muchas de las características del sistema para medir curvatura. Sólo que en este caso el punto medio de la cegueta tendría colocada una punta. Esta punta entraría en contacto con la interfaz que quisiéramos medir y se usaría para recorrer el perfil, modificando la flexión en el sistema. Además

utilizando la plataforma de translación podríamos hacer un recorrido sobre el largo del perfil ajustando una velocidad y una aceleración, con lo cual además de poder medir las irregularidades del perfil también podríamos medir su longitud. Un esquema de este arreglo lo podemos observar en la Figura 4.40. Como se muestra no fue necesario rea-

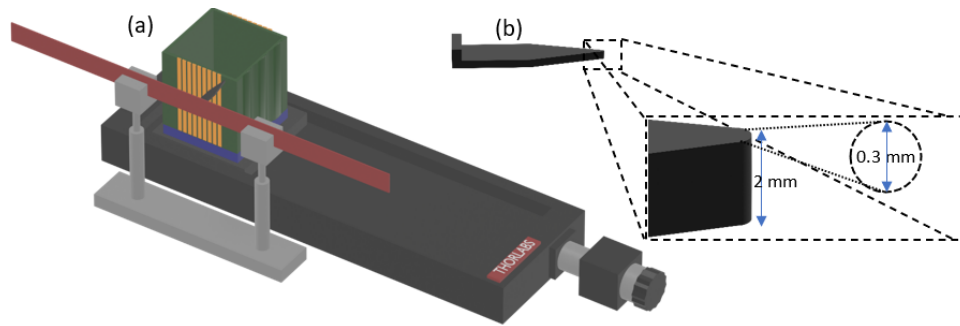


Figura 4.40: (a) Esquema para la medición del perfil de un objeto utilizando un dispositivo de fibra óptica. (b) Medidas de la punta de contacto del sistema de medición.

lizar muchos cambios al sistema utilizado para medir curvatura. Sino más bien rotar el sistema de traslación para poder sujetar el objeto a medir y agregar esta punta, la cual tiene un radio de contacto de 0.3 mm con un ancho de 2 mm. El dispositivo de fibra óptica no sufrió ninguna alteración en su ubicación ni en el método de sugestión. Para poder poner en práctica la idea del perfilómetro por contacto, se construyeron en Blender (software de diseño gráfico) la punta para hacer contacto con el objeto a medir y algunas estructuras con diferentes perfiles. Para así después imprimir estas estructuras utilizando una impresora 3D (Ender-3 Pro), la cual tiene en teoría una resolución mínima de 0.2 mm.

Para la caracterización se construyó un cubo (como se ve en la Figura 4.40) con el fin de poner diferentes perfiles en sus caras y además tener una estructura firme que nos permitiría sujetarla y manipularla a necesidad. De los perfiles construidos, a continuación, mostraremos los que permiten hacer más observaciones. El primer modelo 3D lo podemos observar en la Figura 4.41 (a), el cual está construido en base a escalones con una altura de 0.2 mm, la separación de los escalones y la longitud de estos es de 2

mm. En la Figura 4.41 (b) tenemos la medición del perfil realizada con un perfilómetro por contacto Mahr (MarTalk). En estos resultados podemos ver que la impresión 3D no es completamente fidedigna al modelo. Aún así, podemos ver que el periodo entre los escalones es de 4.050 mm y estos tienen unas alturas de 0.220 o 0.213 mm, con lo cual tenemos un error de impresión aproximadamente de 20 μm . Ahora en la Figura 4.41 (c)

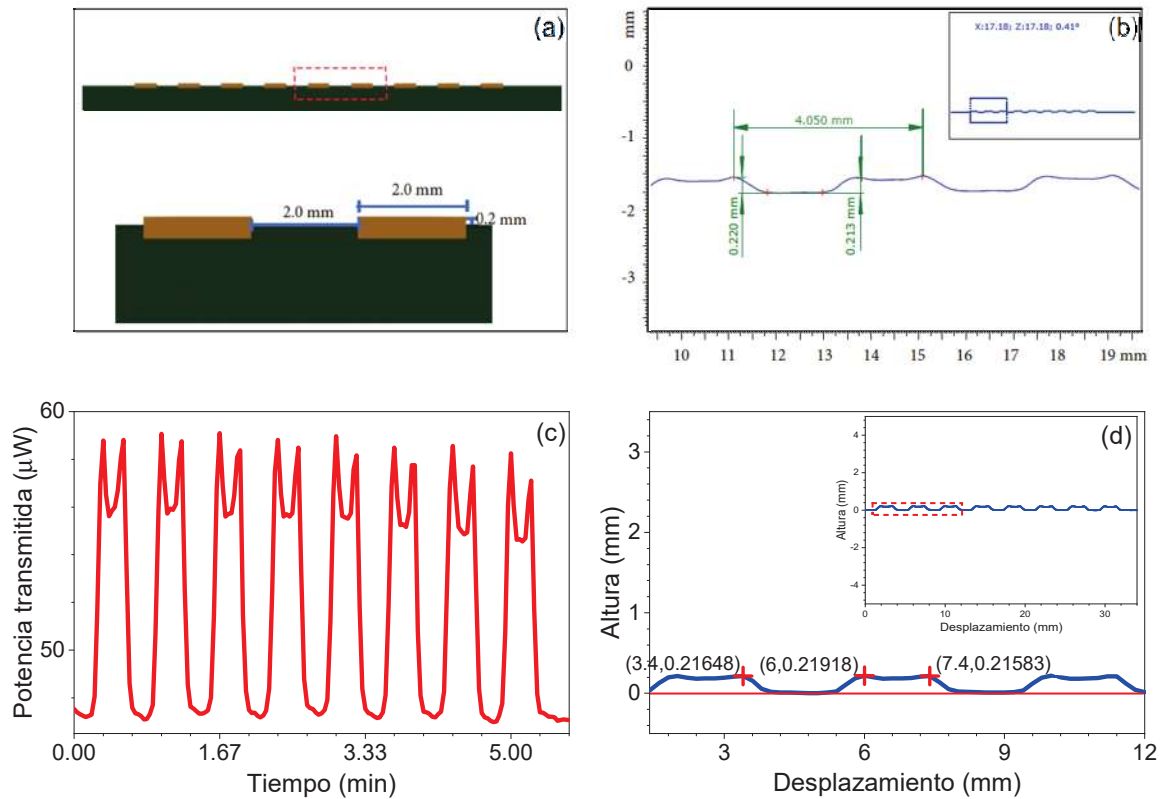


Figura 4.41: (a) Modelo 3D del perfil escalonado. (b) Análisis de la impresión 3D del modelo utilizando un perfilómetro por contacto Mahr. (c) Respuesta en potencia obtenida del sistema de medición propuesto. (d) Análisis de la medida en potencia.

tenemos la respuesta en potencia para analizar el perfil. El análisis fue de la siguiente manera. Primero colocamos el cubo en la cara correspondiente en la plataforma de traslación. Seguido de esto asignamos una velocidad de desplazamiento a la plataforma de traslación de 0.1 mm/seg. Para posteriormente elegir una captura de datos en el medidor de potencia y energía óptica cada 2 seg de tal manera que cada vez que se tenía

un desplazamiento de 0.2 mm se realizaba una captura. Con estos datos y utilizando la curva de caracterización con el ajuste al polinomio, medimos el perfil. Así, en la Figura 4.41 (d) tenemos las mediciones obtenidas para el caso de la longitud tomando el mismo criterio que el perfilómetro Mahr. En él medimos el periodo entre escalones donde obtuvimos que se encuentra separados por 4 mm, lo cual se asemeja a lo obtenido por el perfilómetro mencionado. Además en el caso de la medida de las alturas tenemos que las mediciones arrojan que los escalones tienen las alturas de 0.21648, 0.21918 y 0.21583 mm, con lo que comparando con los resultados del perfilómetro Mahr, tenemos un error de aproximadamente 5 μm . Con esto vemos que el método tiene buena respuesta.

El segundo modelo 3D lo tenemos en la Figura 4.42 (a). En este caso los dientes de sierra están separados por 1.0 mm, los cuales tienen un largo de 3.0 mm, donde en 2.5 mm tienen la pendiente que forma el diente de sierra. Estos tienen una altura máxima de 0.4 mm. En la Figura 4.42 (b) tenemos nuevamente el análisis del perfilómetro Mahr. En este caso se vuelve a observar que la impresión no es fidedigna al modelo. Tenemos que el periodo entre los escalones es de 4.014 y 4.019 mm y que los escalones tienen las alturas de 0.403, 0.395, 0.397 mm, con lo cual vemos que en este caso tenemos un error de impresión de no más de 10 μm . Con esto podemos comentar que dependiendo del tamaño o de la estructura del modelo, el error de impresión puede variar. En la Figura 4.42 (c) tenemos la respuesta en potencia utilizando el sistema propuesto. En este caso se volvieron a utilizar los mismos parámetros que en el caso anterior. Así, con estos valores para la potencia obtuvimos las mediciones mostradas en la Figura 4.42 (d). Para este caso tenemos que la distancia entre periodos es de 3.8 mm, teniendo un error de 0.2 mm, la cual es la medida mínima de medición en longitud bajo los parámetros que utilizamos. Entonces este error es debido al sistema de traslación y detección que estamos utilizando. En el caso de las alturas de los escalones obtuvimos las medidas de 0.402334 y 0.40808 mm, donde vemos que tenemos un error aproximado de 9 μm . En este caso también es importante mencionar que los perfiles muestran algunas diferencias, que

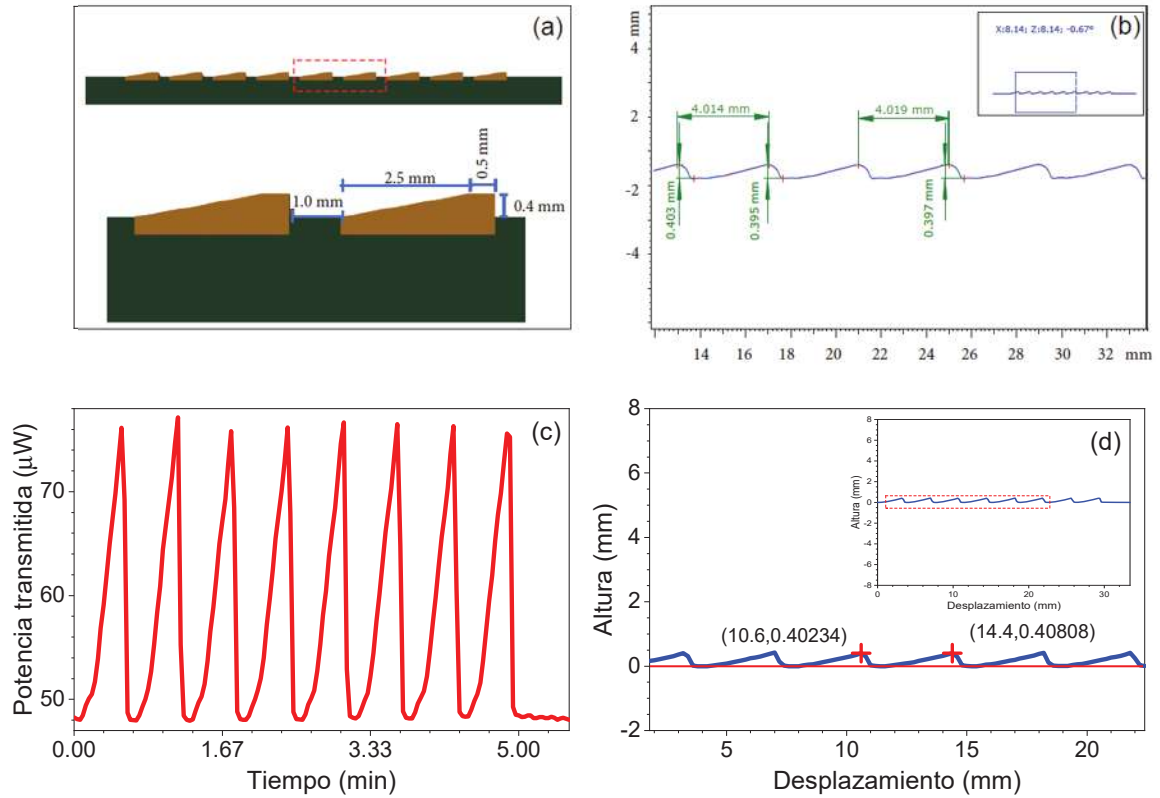


Figura 4.42: (a) Modelo 3D del perfil de sierra. (b) Análisis de la impresión 3D del modelo utilizando un perfilómetro por contacto Mahr. (c) Respuesta en potencia obtenida del sistema de medición propuesto. (d) Análisis de la medida en potencia.

pueden deberse nuevamente al sistema de traslación y también al tamaño de la punta que utilizamos para realizar el contacto. Aunque estos resultados muestran un error más grande que los resultados del caso anterior, de igual manera, bajo las condiciones y los materiales con los cuales se construyó este perfilómetro simple, tiene una muy buena aproximación. Además de que este sistema tiene muchos puntos a mejorar con los cuales esperamos el error se pueda llegar a reducir aún más.

4.9. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se realizó un estudio experimental de un arreglo de fibra óptica hetero núcleo. Inicialmente se implementó la metodología a seguir para construir los arreglos hetero núcleo. Después de mucha práctica y lograr la debida experiencia se obtuvo un error de construcción en el segmento de sensado menor a $280 \mu\text{m}$. En este estudio se aprendió a cortar, fusionar, limpiar y tratar con las fibras ópticas.

Seguido de esto se abordaron dos sistemas de interrogación con los cuales logramos caracterizar el dispositivo hetero núcleo bajo varios aspectos. En una de estas metodologías de interrogación sugerimos tres métodos de análisis de datos. Después de haber desarrollado este trabajo se concluyó que debido al aspecto de la banda de atenuación que estamos tratando tiene un ancho espectral muy grande. El método 3 toma como punto de interés el punto de inflexión entre el máximo y el mínimo principales, el cual es el adecuado para realizar el análisis, debido a que en este punto es más fácil percibir los cambios en los espectros. En este apartado también se aprendió como es la línea de comunicación para realizar la interrogación. Además de que se conocieron los distintos conectores y aditamentos de fibras ópticas que se requieren y pueden utilizar para interrogar estos dispositivos.

Posteriormente continuamos con las caracterizaciones. La primera fue la caracterización a cambios en las dimensiones y los tipos de fibras ópticas que constituyen el arreglo hetero núcleo. De este análisis logramos observar que el tipo de MMF que se utilice como segmento de comunicación se vuelve indistinto en la respuesta obtenida. También observamos que el diámetro del núcleo de la fibra óptica que se utilice para el segmento de sensado producirá que la banda de atenuación tenga una distinta profundidad. Siendo para el caso de la fibra CF la mayor profundidad y para el caso de la fibra SMF-28 la menor. Además, observamos que a diferencia de la profundidad de la banda de atenuación el cambio de fibra óptica del segmento de sensado no produce

ninguna otra alteración. Para el caso de la dimensión del segmento de sensado vemos que la banda de atenuación se presenta a longitudes de onda menores cuando éste es más largo y a longitudes de onda mayores cuando éste es más corto.

La segunda caracterización que se realizó fue a cambios del índice de refracción del medio circundante del segmento de sensado del dispositivo de fibra óptica. De este estudio observamos que conforme aumentamos el índice de refracción del medio circundante la banda de atenuación se desplaza hacia longitudes de onda mayores. De realizar este estudio en dispositivos de diferente longitud observamos que un dispositivo con una longitud del segmento de sensado menor tiene una mayor sensibilidad a cambios en el índice de refracción. También de los experimentos realizados con diferentes tipos de fibras ópticas para el segmento de sensado, observamos que la sensibilidad a índice de refracción es indistinta al tipo de fibra óptica que se utilice para este. Por ello, si se quiere utilizar este dispositivo para el sensado a índice de refracción lo más conveniente es construir arreglos utilizando fibra óptica SMF-28 para el segmento de sensado con una longitud de aproximadamente 2.8 a 2.9 cm. Con esto tendremos dispositivos lo más pequeños posibles y económicos sin perder sensibilidad.

La tercera caracterización que se realizó fue a cambios en la temperatura del dispositivo de fibra óptica. Al realizar este análisis observamos que el dispositivo sin alteraciones tiene una sensibilidad aproximada a la de una rejilla de Bragg. Pero debido a que la banda de atenuación tiene un ancho de decenas de nanómetros, esta sensibilidad no es lo suficientemente buena para realizar un sensado adecuado, ya que se vuelve complicado el ver estos cambios tan pequeños. Por ello hasta cierto punto se pueden llegar a considerar despreciables en un ambiente controlado. Asimismo se consideró aumentar la sensibilidad a temperatura aprovechando el hecho de la sensibilidad a índice de refracción. Para esto se utilizó un polímero con coeficiente termo óptico negativo, el cual se recubrió en su totalidad el segmento de sensado y se procedieron a realizar los cambios de temperatura. De esta manera aumentamos aproximadamente 10 veces

la sensibilidad a temperatura del dispositivo.

La cuarta caracterización fue a cambios del esfuerzo aplicado longitudinalmente en el segmento de sensado. Después de realizar este análisis se encontró que un dispositivo con segmento de sensado de menor longitud ayuda a tener una mejor resolución que un dispositivo con segmento de sensado mayor. Es importante mencionar que con este análisis fue con el que se observó más evidentemente el hecho de que el método 3 es el más fiable para poder estudiar esta banda de atenuación.

Para la quinta caracterización se consideró el hacer cambios simultáneos de dos parámetros siendo la temperatura y el esfuerzo aplicado longitudinalmente en el segmento de sensado. Inicialmente procedimos a buscar las características necesarias para conectar dos dispositivos en serie. Encontramos que los dispositivos deben tener diferente longitud para así obtener respuestas independientes, con una diferencia aproximada de 0.5 cm en la longitud de los segmentos de sensado. Seguido de esto se procedió a realizar el doble sensado en una misma ubicación espacial. Después de algunas pruebas observamos que es fiable el realizar este doble sensado ya que obtuvimos una buena respuesta. Además, podemos asegurar que bajo este esquema es posible realizar otro doble sensado de algunas de las características a las cuales es sensible el dispositivo.

Para la sexta y última caracterización se consideró el hacer cambios en la curvatura del segmento de sensado. Observamos que para este caso la banda de atenuación no tiene cambios en la longitud de onda y sólo cambia la potencia transmitida en los puntos adyacentes al mínimo de la banda. Al hacer el análisis de la respuesta a diferentes curvaturas, encontramos que en los dos esquemas de interrogación que utilizamos el comportamiento de la curva de caracterización es monótonamente creciente. Para el caso de la interrogación en potencia logramos obtener una mayor resolución en los pasos mínimos de curvatura. En este mismo esquema propusimos un método de medición de la distancia de flexión aplicada al sistema utilizando la respuesta obtenida en una de las caracterizaciones, donde fue posible demostrar la eficiencia del mismo.

Dado que teníamos este método de medición propusimos una aplicación a un perfilómetro por contacto. En él se realizó una comparativa con un perfilómetro por contacto profesional Mahr. De esta comparativa logramos observar que el sistema robusto de medición propuesto es fiable con un margen de error pequeño de alrededor de algunos micrómetros.

Utilizando como base este desarrollo presentado, hace posible decir que, el sensor de fibra óptica hetero núcleo, es un sensor muy adaptable, ya que puede ser monitoreado con diferentes esquemas de interrogación. Lo cual puede reducir costos al momento de implementarlo, y el sensor por sí mismo tiene un precio muy bajo de construcción. Además, una de sus características que lo vuelven muy adaptable es el hecho de que puede ser conectado en serie y es posible monitorear varios parámetros de manera simultánea, siempre y cuando se tenga una fuente con la suficiente potencia. El número de dispositivos que se pueden conectar en serie puede ser mucho mayor a dos. Estas características hacen que, aunque éste no se encuentre entre los dispositivos con las mejores características de sensado, pueda ser competitivo y utilizado en varias áreas de la industria, en la parte alimentaria, en la medicina, en la salud estructural tanto civil como aeroespacial y además como un perfilómetro por contacto.

Capítulo 5

Conclusiones

En este capítulo se da una visión integral del trabajo desarrollado, presentando un breve resumen y discusión de los resultados obtenidos tanto en la parte numérica como en la parte experimental. Posteriormente, con base en los resultados obtenidos, se enuncian las conclusiones más importantes.

En este trabajo se ha realizado un estudio teórico-numérico y experimental de algunas técnicas refractométricas de medición. Motivado en gran parte por el desarrollo de un sensor utilizando fibras ópticas. En particular, en el estudio del sensor de fibra óptica hetero núcleo y sus aplicaciones.

Considerando el principio de funcionamiento del dispositivo de fibra óptica hetero núcleo, se examinó la posibilidad de realizar distintos sensados utilizando las interferencias producidas debido a su construcción. También, se pensó en las variaciones que se producirían en la sensibilidad, rango dinámico o resolución si en el segmento de sensado del dispositivo se realizaba un depósito de alguna película delgada o este segmento sufría alguna deformación. Teniendo esto en mente, se decidieron estudiar experimentalmente las respuestas producidas por el dispositivo variando el tamaño del segmento de sensado y usando diferentes tipos de fibra óptica. Así, posteriormente realizar un sensado a índice de refracción, temperatura, esfuerzo y curvatura. Incluyendo también, un doble

sensado de temperatura y esfuerzo, utilizando los dispositivos construidos. Además, se eligió estudiar numéricamente la respuesta producida al depositar una película metálica en el segmento de sensado. Para esto, se estudió la respuesta de una guía de ondas. La cual se consideró como una representación simple del corte longitudinal del dispositivo con un recubrimiento metálico. En el estudio numérico también se abordaron sistemas de Kretschmann con superficies rugosas con el fin de poder modelar sistemas más realistas y observar los efectos en la respuesta plasmónica debido a este factor.

De esta manera, numéricamente se obtuvieron resultados para diferentes dimensiones de una guía de ondas. La respuesta obtenida tiene una dependencia tanto en el ángulo de incidencia como en la longitud de la guía. Al analizar estos resultados observamos que, a diferencia de un sistema en prisma, en el caso de esta guía la respuesta plasmónica no se obtiene con una variación angular como se tenía contemplado. Seguido de esto se obtuvieron los ángulos donde aparecen las SPRs para los sistemas de Kretschmann con rugosidad. Comenzamos comparando los resultados del IEM con el TMM, para que de esta manera tuviéramos una mayor veracidad en los resultados para un sistema sin rugosidad. En uno de los sistemas ambos métodos produjeron el mismo ángulo de la SPR para el caso liso y en el otro apareció una pequeña variación, que puede ser debida a que, el TMM no llega a tomar todas las consideraciones que se suponen en el IEM. Después comenzamos a aumentar el grado de la rugosidad en las interfaces. Se observó que conforme la rugosidad aumenta en estas interfaces el ángulo de la SPR se desplaza hacia ángulos mayores. También observamos que el modo de la SPR se vuelve más ancho.

Experimentalmente, se construyeron alrededor de 120 dispositivos hetero núcleo. Analizando los resultados obtenidos se puede afirmar que la banda de atenuación producida por los dispositivos tiene una estrecha relación con la longitud del segmento de sensado. Cuando el segmento de sensado del dispositivo es largo la banda de atenuación se encuentra a longitudes de onda menores y conforme la longitud del segmento de sen-

sado disminuye, ésta se desplaza a longitudes de onda mayores. El tipo de fibra óptica utilizado para el segmento de sensado realiza únicamente una modulación en la banda de atenuación producida por el dispositivo. La banda de atenuación con una amplitud menor es para la SMF28 en el segmento de sensado y es la mayor amplitud para la CF.

Los dispositivos con un segmento de sensado menor tienen una mayor sensibilidad a índice de refracción y esta sensibilidad no se ve afectada por el tipo de fibra óptica empleado. La respuesta producida se observa como un desplazamiento en longitud de onda de la banda de atenuación en dirección a longitudes de onda mayores. El dispositivo tiene una muy baja sensibilidad a temperatura y dependiendo del punto de análisis que se siga en la banda de atenuación puede considerarse despreciable. Asimismo, es posible realizar un sensado de temperatura con mayor sensibilidad, si empleamos un polímero con un CTO grande y recubrimos el segmento de sensado con éste. La respuesta producida induce un desplazamiento en longitud de onda de la banda de atenuación. Para el caso del dispositivo sin polímero el desplazamiento es a longitudes de onda mayores. En cambio, con polímero la dirección del desplazamiento depende si el CTO es negativo o positivo.

La sensibilidad del dispositivo a esfuerzo se ve afectada por la longitud del segmento de sensado, teniendo así que un dispositivo más pequeño tiene mayor sensibilidad. El desplazamiento producido es un cambio en longitud de onda de la banda de atenuación a longitudes de onda menores. Es posible conectar dos dispositivos hetero núcleo en serie y realizar un sensado en cada uno de estos. Para esto se debe considerar que conforme se aumenta el número de dispositivos conectados en serie la potencia transmitida disminuye, por ello se debe tener un control de las capacidades de los instrumentos utilizados.

La respuesta producida al inducir curvatura puede ser interrogada en potencia y en un esquema espectral. Esto debido a que la respuesta genera una modulación en la potencia del mínimo de la banda de atenuación. La potencia transmitida para el mínimo aumenta conforme se induce una mayor curvatura. Es posible notar cambios muy

pequeños de curvatura equivalentes a flexiones de unos micrómetros. Bajo el método propuesto es posible realizar la medición de las flexiones inducidas en el dispositivo, con lo cual fue posible desarrollar la aplicación como un perfilómetro por contacto, con un error de unos cuantos micrómetros con respecto a un perfilómetro profesional. Además de lo mencionado, es importante comentar que se debe tener mucho cuidado con el seguimiento de los puntos de interés porque dependiendo del mismo, puede ser más claro el comportamiento producido o como se mencionó, es posible no percibir ningún cambio, aunque éste si esté presente.

Con estos resultados obtenidos podemos decir que el dispositivo de fibra óptica hetero núcleo es muy adaptable, debido a que como se presentó en este trabajo, es posible monitorearlo con diferentes esquemas de interrogación. También, puede monitorear varios parámetros físicos de manera simultánea o independiente, si así se requiere. Incluso cuenta con un bajo costo y simpleza de construcción. Además, observamos que el IEM es una herramienta importante que genera buenos resultados numéricos sin importar la geometría del sistema de estudio. Y gracias a los resultados numéricos obtenidos tenemos una idea más clara de las características necesarias para producir la SPR con el dispositivo hetero núcleo. Ya que se consideró un sistema más realista, que se adecua a lo que se tendría en el laboratorio. Así como trabajo futuro se tiene contemplado realizar un estudio experimental de la SPR en el dispositivo de fibra óptica hetero núcleo y compararlo con el modelo numérico. Además de considerar distintas variaciones que pueden mejorar las respuestas ya obtenidas y pulir la aplicación desarrollada.

Bibliografía

- Almog, I. F., Bradley, M. S., and Bulovic, V. (2011). The lorentz oscillator and its applications. *Massachusetts Intitute of Technology*.
- Baird, J. (2004). *Patent 1751584, 1930*. Quoted from Agral GP. Nonlinear Fiber Optics. San Diego, CA. Elsevier Science.
- Benavides, M., Calderón, C., Gomez, J., Rodríguez, M., Cruz, I., Laguna, J. R., Morales, L. J., Enciso, M., Pérez, H., Escalante, J. E., López, J. E., and Juárez, G. (2016). Numerical simulation of metallic nanostructures interacting with electromagnetic fields using the Lorentz-Drude model and FDTD method. *Int. J. Mod. Phys.*, **27**(4).
- Bera, M. and Ray, M. (2009). Precise detection and signature of biological/chemical samples based on surface plasmon resonance (spr). *Journal of Optics*, **38**(4): 232–248.
- Bucaro, J. A., Dardy, H. D., and Carome, E. F. (1977). Optical fiber acoustic sensor. *Appl. Opt.*, **16**(7): 1761–1762.
- Centeno Jiménez, T. P. (2014). *Estructuras de bandas de cristales fotónicos en 2D con superficies rugosas usando un método integral*. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas. Págs. 31-44.
- Drude, P. (1900). Zur Elektronentheorie der metalle. *Ann. Phys.*, **306**(3): 566–613.
- Fabián, N. S., Socorro-Leránóz, A. B., Villar, I. D., Díaz, S., and Matías, I. R.

- (2019). Multimode-coreless-multimode fiber-based sensors: Theoretical and experimental study. *Journal of Lightwave Technology*, **37**(15): 3844–3850.
- Fang, Z., Chin, K., Qu, R., Cai, H., and Chang, K. (2012a). *Fundamentals of Optical Fiber Sensors*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley.
- Fang, Z., Chin, K. K., Qu, R., and Cai, H. (2012b). *Fundamentals of Optical Fiber Sensors*. John Wiley and Sons. Chapter 3: Fiber sensitivities and fiber devices.
- Galván Navarro, E. D. (2021). *Modelado de las resonancias del plasmón de superficie en una configuración de Kretschmann mediante un método integral*. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas. Págs. 54-59.
- Hancell, C. (2004). *Patent 285,738, 1928*. Quoted from Agral GP. Nonlinear Fiber Optics. San Diego, CA. Elsevier Science.
- Hartog, A. (2017). *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. Series in Fiber Optic Sensors. CRC Press.
- Haynes, W. (2016). *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 94th Edition*. CRC Press.
- Iga, M., Seki, A., Kubota, Y., and Watanabe, K. (2003). Acidity measurements based on a hetero-core structured fiber optic sensor. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **96**(1): 234–238.
- Jung, Y., Kim, S., Lee, D., and Oh, K. (2006). Compact three segmented multimode fibre modal interferometer for high sensitivity refractive-index measurement. *Measurement Science and Technology*, **17**(5): 1129.
- Kalantar-zadeh, K. (2013). *Sensors: An Introductory Course*. SpringerLink : Bücher. Springer US.

- Kaminow, I. and Koch, T. (1997). *Optical Fiber Telecommunications IIIA*. Geologische monografiën. Elsevier Science.
- Kittel, C. (1995). *Introducción a la física del estado sólido*. Reverté. ISBN 9788429143171. Tercera Edición.
- Maradudin, A., Michel, T., McGurn, A., and Méndez, E. (1990). Enhanced backscattering of light from a random grating. *Annals of Physics*, **203**(2): 255–307.
- Maradudin, A. A., Zayats, A., and I., S. (2005). Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Phys. Reports*, **408**(3): 131–314.
- Marcuse, D. (1991). Theory of dielectric optical waveguide. *Academic press Inc.*
- Marrujo-García, S., Hernández-Romano, I., Torres-Cisneros, M., May-Arrijoja, D. A., Minkovich, V. P., and Monzón-Hernández, D. (2020). Temperature-independent curvature sensor based on in-fiber mach–zehnder interferometer using hollow-core fiber. *Journal of Lightwave Technology*, **38**(15): 4166–4173.
- Mendoza, A., Villa, F., and Gaspar, A. (2006). Numerical method based on the solution of integral equations for the calculation of the band structure and reflectance of one- and two- dimensional photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**: 2249–2256.
- Mohammed, W., Mehta, A., and Johnson, E. (2004). Wavelength tunable fiber lens based on multimode interference. *Journal of Lightwave Technology*, **22**(2): 469–477.
- Morey, W. W., Dunphy, J. R., and Meltz, G. (1991). Multiplexing fiber bragg grating sensors. *Fiber and Integrated Optics*, **10**(4): 351–360.
- Norris, J. O. W. (1989). Current status and prospects for the use of optical fibres in chemical analysis. a review. *Analyst*, **14**: 1359–1372.

- Okimuro, R., Nishiyama, M., Hosoki, A., and Watanabe, K. (2015). Hetero-core fiber optic humidity sensor with layer-by-layer polymer film including tio₂ nanoparticles using uv light. En *2015 9th International Conference on Sensing Technology (ICST)*, páginas 320–324.
- Palik, E. D., editor (1997). *Chapter 3 - Thermo-Optic Coefficients*. Academic Press, Burlington.
- Pérez, H. I., Valencia, C. I., Méndez, E. R., and Sánchez-Gil, J. A. (2009). On the transmission of diffuse light through thick slits. *J. Opt. Soc. Am. A*, **26**(4): 909–918.
- Ramírez, N. (2005). Biosensores: Un acercamiento a la resonancia del plasmon superficial. *Revista CENIC*, **36**.
- Silva, S., Pachon, E. G. P., Franco, M. A. R., Hayashi, J. G., Malcata, F. X., ao, O. F., Jorge, P., and Cordeiro, C. M. B. (2012). Ultrahigh-sensitivity temperature fiber sensor based on multimode interference. *Appl. Opt.*, **51**(16): 3236–3242.
- Slavík, R., Homola, J., and Brynda, E. (2002). A miniature fiber optic surface plasmon resonance sensor for fast detection of staphylococcal enterotoxin B. *Biosensors and Bioelectronics*, **17**(6): 591–595.
- Sun, Y., Liu, D., Lu, P., Sun, Q., Yang, W., Wang, S., Liu, L., and Ni, W. (2017). High sensitivity optical fiber strain sensor using twisted multimode fiber based on sms structure. *Optics Communications*, **405**: 416–420.
- Thorlabs, Coreless Fiber (1 de Agosto de 2023). www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=7948.
- Thorlabs, Single Mode Fiber (1 de Agosto de 2023). www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=949&pn=SMF-28-100#1371.

- Velázquez-González, J., Monzón-Hernández, D., Moreno-Hernández, D., Martínez-Piñón, F., and Hernández-Romano, I. (2017a). Simultaneous measurement of refractive index and temperature using a spr-based fiber optic sensor. *Sensors and Actuators B: Chemical*, **242**: 912–920.
- Velázquez-González, J. S., Monzón-Hernández, D., Martínez-Piñón, F., May-Arrijoja, D. A., and Hernández-Romano, I. (2017b). Surface Plasmon Resonance-Based Optical Fiber Embedded in PDMS for Temperature Sensing. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **23**(2): 126–131.
- Yong Zhao, Rui-jie Tong, F. X. and Peng, Y. (2019). Current status of optical fiber biosensor based on surface plasmon resonance. *Biosensors and Bioelectronics*, **142**: 111505.
- Zhang, Y., Tian, X., Xue, L., Zhang, Q., Yang, L., and Zhu, B. (2013). Super-high sensitivity of fiber temperature sensor based on leaky-mode bent sms structure. *IEEE Photonics Technology Letters*, **25**(6): 560–563.
- Zhao, Y., Cai, L., Li, X.-G., chao Meng, F., and Zhao, Z. (2014). Investigation of the high sensitivity ri sensor based on sms fiber structure. *Sensors and Actuators A: Physical*, **205**: 186–190.
- Zhu, Z., Liu, L., Liu, Z., Xu, H., and Zhang, Y. (2017). Surface-plasmon-resonance-based optical-fiber temperature sensor with high sensitivity and high figure of merit. *Optics Letters*, **42**: 2948.