



# Institución Universitaria

CONVERSION MODAL ÓPTICO SINTONIZABLE BASADO EN UNA RED  
DE DIFRACCIÓN GRABADA EN FIBRA ÓPTICA DE POCOS MODOS  
PARA SU USO EN SISTEMAS DE MULTIPLEXACIÓN POR DIVISIÓN  
MODAL

Juan Sebastian Soto Perdomo

Instituto Tecnológico Metropolitano  
Facultad de Ingenierías  
Medellín, Colombia  
2023

**CONVERSOR MODAL ÓPTICO SINTONIZABLE BASADO EN UNA RED  
DE DIFRACCIÓN GRABADA EN FIBRA ÓPTICA DE POCOS MODOS  
PARA SU USO EN SISTEMAS DE MULTIPLEXACIÓN POR DIVISIÓN  
MODAL**

**Juan Sebastian Soto Perdomo**

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:  
**Magister en Automatización y Control Industrial**

Directores:

Ph.D. Erick Estefen Reyes Vera

Ph.D. Nelson Darío Gómez Cardona

**Líneas de Investigación:**

Visión Artificial y Fotónica

Optoelectrónica

**Grupo de Investigación:**

Automática, Electrónica y Ciencias Computacionales

Sistemas de Control y Robótica

Instituto Tecnológico Metropolitano

Facultad de Ingenierías

Medellín, Colombia

2023



# Agradecimientos

Quiero agradecerle a la vida por haber puesto a las personas adecuadas en mi camino, cada una de ellas representa un aporte de aprendizaje en mi formación. Al PhD. Erick Reyes Vera y PhD. Nelson Gómez Cardona, por su amplio acompañamiento y dirección en este trabajo, al Ing. Jorge Andrés Montoya del Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California en México por su orientación en todos los procesos de simulación y por el acompañamiento que le realizo al trabajo.

A mis compañeros del grupo de investigación por sus asesorías que me ayudaron mucho, no solo en mi formación profesional sino personal, pues con ellos adquirí habilidades que difícilmente hubiese podido lograr con mi formación básica y que me ayudaran mucho en mis estudios de doctorado.

A mi madre, que es la razón por la cual sigo al frente de todo este proceso y que hoy mas que nunca se sentirá orgullosa de su hijo.

A la Vicerrectoria de Investigación y Extensión Académica del ITM y al proyecto P20212 por financiar este trabajo de grado. A mis amigos y compañeros de carrera en la maestría por brindarme experiencias inolvidables y por aguantarme tanto en estos 2 años.

# Producción científica

## Publicaciones

- Juan Soto Perdomo, Juan Carlos Morales, Juan David Arango, Sebastian Montoya, Pedro Torres, Erick Reyes Vera, “OptiGUI DataCollector: A graphical user interface for automating the data collecting process in optical and photonics labs,” *SoftwareX*, vol. 24, 2023.
- Juan Soto Perdomo, Erick Reyes Vera, Jorge Montoya Cardona, Pedro Torres, “Experimental Dataset of Tunable Mode Converter based on Long-Period Fiber Gratings written in Few-mode Fiber: Impacts of Thermal, Wavelength and Polarization Variations,” *Data*, 2023.

## Otras publicaciones

- Juan Soto Perdomo, Erick Reyes Vera, Jorge Montoya Cardona, Juan Arango-Moreno, Nelson Gomez-Cardona, Jorge Herrera-Ramirez, “Design of Porous-Core Photonic Crystal Fiber Based on Machine Learning Approach,” *Optical Engineering*, 2023.

## Participación en eventos

- Juan Soto Perdomo, Sebastian Valencia Garzón, Jorge Montoya Cardona, Erick Reyes Vera, “Análisis computacional de conversores modales basados en redes de periodo largo fabricadas en fibras de pocos modos empleando el método de irradiación con láser de CO<sub>2</sub>,” *LXV Congreso Nacional de Física*, Palacio de convenciones de Zacatecas-México, 2022.
- Juan Soto Perdomo, Sebastian Valencia Garzón, Nelsón Gomez Cardona, Pedro Torres, Erick Reyes Vera, “Desarrollo y caracterización de sistema de grabación de redes de periodo largo en fibras ópticas empleando láser de CO<sub>2</sub>,” *XXIX Congreso Nacional de Física*, Universidad del Quindío, 2022.
- Juan Soto Perdomo, Juan David Arango, Jorge Herrera, Erick Reyes Vera. “Detección automática de temperatura a partir de la distribución modal de sensores basados en redes de periodo largo: enfoque basado en el aprendizaje profundo,” *XXXIII Simposio Chileno de Física*, Universidad Técnica Federico Santa María, Chile. 2022.

---

# Resumen

En las últimas décadas, el tráfico de información transportado por las redes de fibra óptica monomodo ha crecido exponencialmente con el acceso a las tecnologías de la información y la comunicación, generando una demanda de mayor ancho de banda, esto ha provocado que los sistemas de fibra óptica estén cada vez más cerca del límite de capacidad teórico de información fundamental, también conocido como límite de Shannon. Esta demanda de transporte de información se satisface parcialmente mediante la introducción de técnicas de multiplexación, donde los datos pueden transmitirse utilizando diferentes atributos de la luz. Recientemente, ha crecido el interés por el uso de la multiplexación por división modal en fibras ópticas de pocos modos como una posible vía para aumentar significativamente la capacidad y la eficiencia espectral y que puede considerarse proporcional al número de modos espaciales. Por lo cual, uno de los mayores retos consiste en el uso de conversores modales que permitan una mayor integración y mejor flexibilidad en las actuales redes de comunicaciones, por lo tanto, se requiere que estos dispositivos sean automatizados. Así, en este trabajo de grado se desarrolló un conversor modal utilizando una red de difracción grabada en una fibra óptica de pocos modos, con un ancho de banda de aproximadamente 17.6 nm, y una eficiencia de conversión superior al 93.7% (-16 dB) y una eficiencia máxima del 98.74%. Los resultados obtenidos en estos análisis demostraron la sensibilidad de la distribución modal a la longitud de onda del láser y a la orientación del polarizador. Además, se observó que la distribución modal presentaba cambios significativos cuando se variaba la temperatura, demostrando la capacidad del conversor modal propuesto para ser sintonizado. Finalmente, se desarrolló un sistema de automatización llamado OptiGUI DataCollector, que permitió monitorear, procesar y recolectar datos de los equipos utilizados en el montaje experimental. Este sistema mejoró la repetitibilidad, la precisión de los datos y el tiempo de recogida de muestras permitiendo también ser usado en futuros proyectos de investigación.

**Palabras clave:** Conversión modal; red de fibra de período largo; multiplexación por división modal; fibra óptica.

# Abstract

In recent decades, the flow of information carried by single-mode optical fiber networks has grown exponentially with access to information and communication technologies, creating a demand for increased bandwidth. This has led optical fiber systems to approach the

theoretical limit of fundamental information capacity, also known as the Shannon limit. To partially meet this demand for information transport, multiplexing techniques have been introduced, allowing data to be transmitted using different attributes of light. Recently, there has been a growing interest in the use of mode-division multiplexing in few-mode optical fibers as a potential avenue to significantly increase capacity and spectral efficiency, which can be considered proportional to the number of spatial modes. Consequently, one of the major challenges is the use of modal converters that enable greater integration and flexibility in current communication networks, necessitating the automation of these devices. In this thesis, a modal converter was developed using a diffraction grating network recorded on a few-mode optical fiber with a bandwidth of approximately 17.6 nm. The conversion efficiency exceeded 93.7% (-16 dB), with a maximum efficiency of 98.74%. The results from these analyses demonstrated the sensitivity of modal distribution to laser wavelength and polarizer orientation. Furthermore, significant changes in modal distribution were observed with temperature variations, showcasing the tuning capability of the proposed modal converter. Finally, an automation system named OptiGUI DataCollector was developed, allowing for the monitoring, processing, and collection of data from the experimental setup. This system improved data repeatability, precision, and collection time, making it applicable for future research projects.

**Keywords:** Modal conversion; long period fiber grating; modal division multiplexing; fiber optics.





# Tabla de Contenido

<b>Resumen</b>	<b>VI</b>
<b>Lista de figuras</b>	<b>XI</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>XV</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.0.1. Tecnologías de multiplexación más destacadas en telecomunicaciones	4
1.1. Motivación . . . . .	6
1.2. Objetivos . . . . .	7
1.2.1. Objetivo General . . . . .	7
1.2.2. Objetivos Específicos . . . . .	7
1.3. Estructura de la tesis . . . . .	7
<b>2. Propagación de la luz en guías de onda ópticas</b>	<b>9</b>
2.1. Modos de propagación en fibras ópticas . . . . .	10
<b>3. Sistemas de transmisión multiplexados por división modal</b>	<b>15</b>
3.1. Conversión modal y descripción matemática de las redes de difracción . . . . .	16
3.1.1. Teoría de modos acoplados para redes de difracción . . . . .	17
3.1.2. Sensibilidad de las redes de difracción a cambios externos . . . . .	22
3.2. Descomposición Modal para sistemas de MDM . . . . .	24
3.2.1. Algoritmo de optimización por enjambre de partículas . . . . .	26
3.2.2. Demultiplexación a partir de descomposición modal . . . . .	29
<b>4. Simulación y fabricación de LPFGs grabadas por radiación láser de CO<sub>2</sub></b>	<b>36</b>
4.1. Modelamiento de LPFGs . . . . .	37
4.2. Proceso de fabricación de LPFGs . . . . .	45

---

<b>5. Validación y caracterización experimental del conversor modal</b>	<b>48</b>
5.0.1. Caracterización espectral . . . . .	49
5.0.2. Caracterización de distribución de intensidad modal . . . . .	52
<b>6. Montaje experimental para el sistema de MDM</b>	<b>59</b>
<b>7. Conclusiones y Futuros trabajos</b>	<b>67</b>
7.1. Conclusiones . . . . .	67
7.2. Futuros trabajos . . . . .	69
<b>A. Relación de ortonormalidad de los modos guiados</b>	<b>70</b>
<b>B. Algoritmo de optimización por enjambre de partículas (PSO)</b>	<b>71</b>
<b>C. Automatización para sistema de Multiplexación por División Modal</b>	<b>73</b>
C.1. Componentes del framework . . . . .	74
C.2. Arquitectura del software . . . . .	76
C.3. Funcionalidades del software . . . . .	79
<b>Bibliografía</b>	<b>81</b>

# Lista de Figuras

<b>1-1.</b> Evolución de la capacidad de transmisión en fibras ópticas. Imagen Tomada de [1]. . . . .	2
<b>1-2.</b> Los cinco dominios físicos de la luz (polarización, frecuencia, fase, tiempo y espacio) que forman las bases de todas las técnicas de comunicaciones electromagnéticas. . . . .	3
<b>2-1.</b> Sección transversal de una fibra de índice escalonado con el correspondiente perfil de índice de refracción. La fibra consta de un revestimiento de bajo índice de refracción $n_2$ y un núcleo de alto índice $n_1$ con un radio de $a$ . . . . .	11
<b>3-1.</b> Esquema de un sistema de Multiplexación por División Modal con una fibra óptica bimodal como medio de transmisión. . . . .	16
<b>3-2.</b> Representación esquemática de una guía de onda (a) sin perturbación en la dirección de propagación, (b) con una región perturbada en la dirección de propagación. . . . .	18
<b>3-3.</b> Mecanismos para medir cambios en las propiedades ópticas de conversores modales utilizando el mismo esquema de sensores de fibra óptica. . . . .	22
<b>3-4.</b> Representación esquemática de las estructuras basadas en redes de difracción de fibra. (a) Red de Bragg simple, (b) Red de Fibra de Periodo Largo, (c) Red de Bragg inclinada y (d) Red de Bragg Chirpada. . . . .	24
<b>3-5.</b> Optimización por enjambre de partículas en el espacio de búsqueda. (a) Para 5 iteraciones. (b) Para 50 iteraciones. . . . .	27
<b>3-6.</b> Esquema de descomposición modal utilizando el algoritmo de optimización por enjambre de partículas. . . . .	28
<b>3-7.</b> Ejemplos representativos de DM en el caso de superposición de 3 modos LP. ORI: imagen original o simulada, REC: imagen reconstruida, RES: imagen residual, COR: valor de correlación. . . . .	31

<b>3-8.</b> Conjuntos de coeficientes simulados y reconstruidos correspondientes a los perfiles de intensidad de la Fig. <b>3-7</b> . (a) Pesos modales y (b) fases relativas. . . . .	32
<b>3-9.</b> Patrones de intensidad modal generados y reconstruidos con distintos niveles de intensidad de ruido. GEN: imagen generada con ruido, $\sigma$ : Intensidad de ruido, REC: imagen reconstruida. . . . .	34
<b>3-10.</b> (a) Correlación promedio entre el patrón reconstruido y el generado bajo diferentes intensidades de ruido. (b) Promedio de error de los pesos modales y las fases con distintas intensidades de ruido. . . . .	35
<b>4-1.</b> Diagrama de la distribución de índices de refracción en la sección transversal de la fibra óptica bajo exposición del láser CO <sub>2</sub> . . . . .	38
<b>4-2.</b> Implementación del diseño de la estructura periódica en FIMMWAVE. . . . .	39
<b>4-3.</b> (a) Índices de refracción efectivos calculados de los modos LP en función de la longitud de onda. (b) Dependencia del periodo de la red para la conversión modal en función de la longitud de onda de resonancia para diferentes profundidades de grabado. . . . .	41
<b>4-4.</b> Espectro de transmisión de la LPFG (a) con diferentes periodos de red ( $\Lambda$ ), (b) diferentes profundidades de grabado. . . . .	42
<b>4-5.</b> Pesos modales para cuatro valores de longitud de onda en el espectro mostrado en la Fig. <b>4-4</b> (b), para una profundidad de grabado de: (a) 9.85 $\mu\text{m}$ y (b) 9.65 $\mu\text{m}$ . . . . .	43
<b>4-6.</b> (a) Pesos modales de los modos LP en función del número de periodos ( $N_{\text{periodo}}$ ). (b) Simulación numérica de la propagación de la intensidad luz en la guía de onda para $N_{\text{periodo}} = 50$ . . . . .	44
<b>4-7.</b> Montaje de fabricación de LPFG basado en la técnica punto a punto con láser de CO <sub>2</sub> . . . . .	45
<b>4-8.</b> Entorno gráfico del software LPG RECORDER empleado para controlar el láser de CO <sub>2</sub> y estación lineal. . . . .	46
<b>5-1.</b> Fotografía que muestra las zonas irradiadas de una LPFG con 570 $\mu\text{m}$ de periodo inscrito en una fibra óptica SM2000. . . . .	49
<b>5-2.</b> Montaje experimental para la reconstrucción de los espectros de transmisión de la LPFG utilizando OptiGUI DataCollector. . . . .	50
<b>5-3.</b> Espectro de transmisión simulado (curva verde discontinua) y medido (curva azul oscuro-sólida). . . . .	51

<b>5-4.</b> (a) Espectros de transmisión del conversor modal utilizando la interfaz de usuario OptiGUI DataCollector. (b) Relación entre la longitud de onda de resonancia y la temperatura. . . . .	52
<b>5-5.</b> Montaje experimental para observar los perfiles de intensidad a la salida de la LPFG utilizando OptiGUI DataCollector. . . . .	53
<b>5-6.</b> Imágenes de distribuciones de intensidad tomadas a diferentes longitudes de onda cuando la luz entra al conversor modal: (a) Luz inyectada a $0^\circ$ . (b) Luz inyectada a $90^\circ$ . . . . .	54
<b>5-7.</b> Imágenes de las distribuciones modales captadas en distintos ángulos del analizador cuando se inyecta luz en el convertidor de modo: (a) Luz inyectada a $0^\circ$ . (b) Luz inyectada a $90^\circ$ . Todas las imágenes se capturaron a una longitud de onda constante de 1534 nm. . . . .	56
<b>5-8.</b> Imágenes de los modos $LP_{11}$ en sus dos polarizaciones a varias temperaturas. (a) Polarizador ajustado a $0^\circ$ . (b) Polarizador ajustado a $90^\circ$ . Las imágenes ilustran que el perfil de intensidad del modo $LP_{11}$ gira como resultado de los cambios de temperatura. . . . .	58
<b>6-1.</b> Imágenes de los modos $LP_{11}$ en sus dos polarizaciones a varias temperaturas. (a) Polarizador ajustado a $0^\circ$ . (b) Polarizador ajustado a $90^\circ$ . Las imágenes ilustran que el perfil de intensidad del modo $LP_{11}$ gira como resultado de los cambios de temperatura. . . . .	60
<b>6-2.</b> Pesos modales y fases relativas para los perfiles de intensidad experimental de la Fig. <b>6-1</b> . (a) Para polarización a $0^\circ$ y (b) polarización a $90^\circ$ . . . . .	62
<b>6-3.</b> Arriba: Pesos modales de los modos LP para cinco estados de temperatura. Abajo: Perfiles de intensidad experimentales (ORI) y reconstruidos (REC) cuando la luz de entrada al conversor modal (a) Luz inyectada a $0^\circ$ , (b) Luz inyectada a $90^\circ$ . . . . .	64
<b>6-4.</b> Valor absoluto de las diferencia de fases relativas entre los modos $LP_{11}^{\text{impar}}$ y $LP_{11}^{\text{par}}$ a diferentes estados de temperatura para las dos polarización de entrada ( $0^\circ$ y $90^\circ$ ). . . . .	65
<b>C-1.</b> Diagrama de los componentes del framework con sus respectivos parámetros de entrada y salida. . . . .	74
<b>C-2.</b> La ventana principal de la interfaz de usuario OptiGUI DataCollector. . . . .	76
<b>C-3.</b> Nomenclatura adoptada para el almacenamiento de imágenes (tenga en cuenta que sólo cambian los caracteres rojos de un conjunto de datos). . . . .	78

---

C-4. Diagrama de flujo estructural de los principales módulos de la interfaz gráfica de usuario. . . . .	79
--	----

# Lista de Tablas

<b>2-1.</b> Primeros modos guiados de una fibra circular de índice escalonado. Los modos LP se muestran con sus composiciones de modo vectorial. Las flechas en los perfiles de intensidad espacial indican las direcciones del vector del campo eléctrico. . . . .	14
<b>3-1.</b> Parámetros de PSO utilizados en el proceso de Descomposición Modal. . . .	30
<b>3-2.</b> Error promedio de los pesos modales y las fases relativas para los ejemplos de la Fig. <b>3-7</b> . . . . .	33
<b>4-1.</b> Especificaciones geométricas y ópticas de la fibra óptica SM2000. . . . .	40

# Lista de Acrónimos

---

Símbolo	Término
DM	Descomposición Modal
NA	Apertura numérica
MDM	Multiplexación por división modal (mode-division multiplexing)
$n_{reve}$	Índice de refracción del revestimiento
$n_{nucl}$	Índice de refracción del núcleo
$n_{eff}$	Índice de refracción efectivo
$\lambda$	Longitud de onda (nm)
$\Lambda$	Tamaño de paso o Pitch ( $\mu m$ )
LP	Modos linealmente polarizados
SMF	Fibra óptica monomodo (Single mode fiber)
LPFG	Long-Period Fiber Gratings
CMT	Coupled Mode Theory
FMF	Fibra de pocos modos (Few-mode Fiber)
NPBS	Divisor de haz no polarizado (non-polarization beam splitter)
GUI	Interfaz Gráfica de Usuario (Graphical User Interface)

---



# 1. Introducción

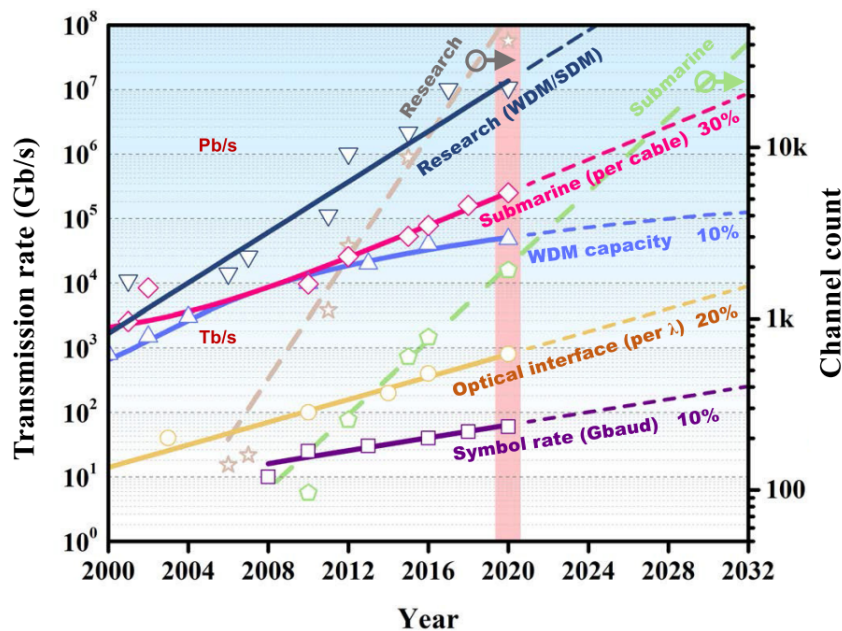
Durante décadas, las ondas electromagnéticas han desempeñado un papel fundamental en la transmisión de información, facilitando la comunicación entre individuos. A medida que la tecnología ha avanzado, las aplicaciones de las ondas electromagnéticas han evolucionado y se han diversificado. Desde la radiodifusión hasta las comunicaciones inalámbricas, pasando por la fibra óptica y las comunicaciones satelitales, las ondas electromagnéticas han revolucionado la forma en que compartimos datos y nos conectamos en todo el mundo [2–4]. Este continuo desarrollo tecnológico ha abierto un abanico de posibilidades y ha permitido la rápida expansión de las comunicaciones, impulsando avances en campos tan diversos como las telecomunicaciones, el internet, la telefonía móvil y la teledetección, entre otros [5, 6]. Estas innovaciones han transformado la forma en que las personas interactúan y acceden a la información, y su importancia es innegable en la sociedad actual, en la cual no solo las personas, sino los objetos están conectados a través del Internet de las cosas (IoT) [7].

Sin lugar a dudas, uno de los hitos más significativos en la evolución de las comunicaciones ha sido la introducción de la fibra óptica, que hizo su aparición a principios de la década de 1960. La fibra óptica se caracteriza por ser inmune al ruido electromagnético, lo que la hace altamente fiable en entornos propensos a interferencias. Además, su capacidad de transmitir grandes cantidades de datos a velocidades asombrosas ha revolucionado por completo la forma en que compartimos información y nos comunicamos en la era moderna. Así mismo, esta tecnología no solo ha revolucionado las telecomunicaciones, pues por sus características ha sido ampliamente empleada en el desarrollo de sensores para el monitoreo de diversas variables físicas y químicas tales como fuerza [8–10], temperatura [11–14], e índice de refracción [15–23] entre otras.

Por lo anterior, la fibra óptica supera claramente en muchos aspectos a otras tecnologías tales como los cables coaxiales de cobre y los enlaces de comunicación inalámbricos. Esto ha hecho, que las fibras ópticas se conviertan en el medio predilecto cuando se requiere transmitir grandes cantidades de información [3, 5]. Hoy en día, las redes de fibra óptica permiten mejorar la velocidad de transmisión de datos a escala local y a larga distancia, con miles de

kilómetros de cables de comunicación submarinos y terrestres. Sin embargo, el aumento en la transmisión de datos a inicios de este siglo en las redes de comunicaciones con el acceso a las tecnologías de la información y la comunicación (TIC), ha demostrado que los sistemas actuales pueden no ser capaces de hacer frente a la explosiva tasa de crecimiento, el cual está entre el 40 y el 60 % anual, generando que cada día se incorporen nuevos dispositivos y servicios que consumen mucho ancho de banda, provocando de esta forma, que los sistemas de comunicación estén cada vez más cerca del límite de transporte de información permitido dentro de una fibra óptica monomodo [4]. Esto ha despertado un gran interés en los investigadores a nivel mundial, con el fin de proponer nuevas tecnologías que permitan aumentar la capacidad de transporte de datos a través de enlaces de fibra óptica.

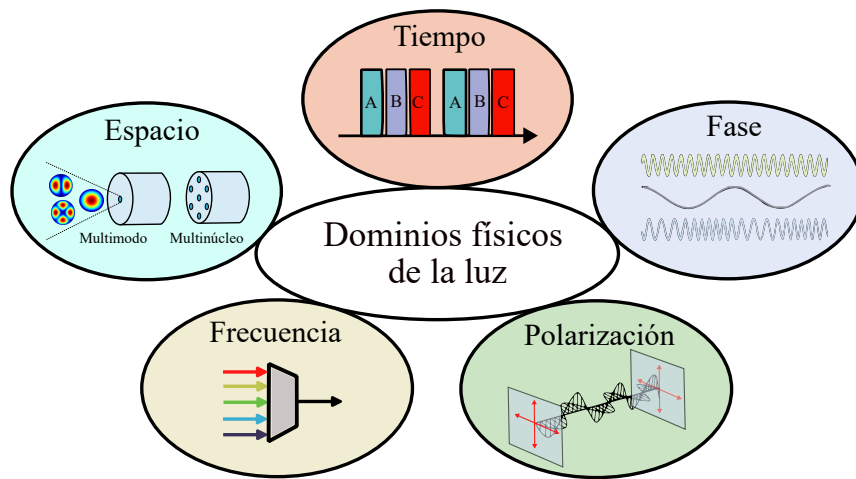
En los últimos años, una serie de avances tecnológicos han permitido multiplicar en un factor de diez la capacidad por fibra óptica, incluyendo el desarrollo de fibras monomodo de baja pérdida, el EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier), la codificación de alta eficiencia espectral e implementando técnicas de multiplexación, donde los datos pueden transportarse utilizando diferentes dominios físicos de la luz como se muestra en la Fig. 1-1 [1].



**Fig. 1-1.** Evolución de la capacidad de transmisión en fibras ópticas. Imagen Tomada de [1].

El tráfico de Internet ha experimentado un crecimiento sostenido en los últimos años, alcanzando una tasa media anual del 25 % y llegando a un 40 % durante la pandemia de COVID-19 [24]. Este aumento de la demanda de servicios de Internet ha puesto a prueba la capacidad de transmisión de los sistemas de fibra óptica, que se enfrentan al límite físico impuesto por las no linealidades del medio. Las mejoras en las fibras monomodo estándar, como

la reducción de la atenuación o del coeficiente no lineal, proporcionan mejoras de capacidad limitadas, de aproximadamente un factor de 2.5 o menos [1, 2]. Incluso cambios drásticos en estas propiedades, como la reducción de la atenuación de 0.2 dB/km a 0.05 dB/km, solo aumentan la capacidad en un modesto 8 bits/s/Hz a 9 bits/s/Hz para una distancia de 1000 km. Del mismo modo, una disminución del coeficiente no lineal en un factor de 1000, aunque teóricamente posible con fibras de núcleo hueco (HCF, por sus siglas en inglés), solo aumentaría la capacidad en alrededor del 30 %. La adaptación de la dispersión cromática de la fibra ofrece una mejora aún menor que la reducción de pérdidas y coeficientes no lineales. Todas estas alternativas se basan en utilizar las dimensiones físicas conocidas de la luz que se muestran en la Fig. 1-2 amplitud/fase, tiempo, frecuencia y polarización



**Fig. 1-2.** Los cinco dominios físicos de la luz (polarización, frecuencia, fase, tiempo y espacio) que forman las bases de todas las técnicas de comunicaciones electromagnéticas.

Para atender la creciente necesidad de aumentar la capacidad de transporte de información, la investigación en comunicaciones por fibra óptica ha presentado una serie de soluciones innovadoras que han culminado en el desarrollo de sistemas de transmisión óptica de alta velocidad. Esta evolución ha implicado la exploración y aprovechamiento de diversos grados de libertad que tiene la luz dentro de una fibra óptica:

### 1.0.1. Tecnologías de multiplexación más destacadas en telecomunicaciones

#### Multiplexación por división de longitud de onda

La multiplexación por división de longitud de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexing) es una técnica avanzada en comunicaciones por fibra óptica que revoluciona la capacidad de transmisión al transmitir múltiples canales de datos simultáneamente utilizando diferentes longitudes de onda de luz [3, 25, 26]. En este método, las longitudes de onda se comportan como canales individuales e independientes, posibilitando la transferencia de información entre dos usuarios. Mediante el uso de un multiplexor WDM en el transmisor, todos los datos se combinan y se inyectan en la misma fibra óptica, aprovechando su gran ancho de banda en el rango de terahertzios (THz). Luego, en el receptor, un desmultiplexor WDM separa eficazmente los canales paralelos basándose en sus diferentes longitudes de onda. Esta técnica aumenta exponencialmente la capacidad del sistema, permitiendo un crecimiento considerable del tráfico en enlaces ópticos actuales con un costo por bit muy económico. Esto se debe a la posibilidad de alojar múltiples canales de datos en una única fibra, cada uno transmitiendo a velocidades de 10, 40 e incluso 100 Gb/s. En sistemas WDM modernos, se puede alcanzar la transmisión simultánea de hasta 80 canales a través de una ventana espectral de 4 THz, dividida en ranuras de 50 GHz. Estas características se suman para lograr capacidades totales que superan 1 Terabit por segundo (Tb/s) a través de una fibra monomodo. Además, las redes ópticas basadas en WDM facilitan la conmutación y el enrutamiento mediante un esquema de longitud de onda, ampliando aún más sus aplicaciones y ventajas en el campo de las comunicaciones por fibra óptica. A pesar de sus notables ventajas, la técnica de multiplexación por longitud de onda (WDM) también presenta algunas limitaciones a considerar. Una de las principales es la sensibilidad a la dispersión cromática y a la no linealidad en la fibra óptica, que puede degradar la calidad de la señal y limitar la distancia de transmisión. Además, debido a la multiplicidad de canales en una fibra, los problemas de interferencia y crosstalk entre canales adyacentes pueden surgir, afectando la calidad y confiabilidad de la transmisión [3].

#### Multiplexación por División de Polarización

La Multiplexación por División de Polarización (PDM, Polarization Division Multiplexing) es una técnica avanzada en el ámbito de las comunicaciones ópticas que se aprovecha de la propiedad del estado de polarización de las ondas electromagnéticas. En esta técnica, que se

desarrolla en el contexto de las redes de comunicación óptica, el campo eléctrico transversal de una onda se descompone en dos componentes ortogonales  $x$  e  $y$ . La PDM, como su nombre indica, utiliza esta dimensión física para multiplicar la capacidad de transmisión en una fibra óptica. Al combinar dos estados de polarización lineales y ortogonales de la luz en una sola longitud de onda, esta técnica permite transmitir dos señales simultáneamente por la misma fibra, aprovechando la birrefringencia intrínseca de las fibras monomodo [3]. La ventaja clave de la PDM es su capacidad para duplicar la eficiencia espectral de las transmisiones de polarización única, sin requerir una reconfiguración exhaustiva de la infraestructura existente. La versatilidad de la PDM radica en su aplicabilidad a una variedad de sistemas, incluyendo los de multiplexación por división de longitud de onda (DWD), multiplexación óptica por división de tiempo, multiplexación por división de modo y multiplexación por división de espacio (SDM). En conjunto, la Multiplexación por División de Polarización se erige como una estrategia poderosa para optimizar la capacidad y la eficiencia en las redes de comunicación óptica, al explotar una dimensión física poco explorada hasta ahora .

### **Multiplexación por división en el espacio**

La multiplexación por División en el Espacio (SDM, Spatial Division Multiplexing) es una estrategia que puede ser implementada de dos maneras distintas. La primera de ellas utiliza fibras de múltiples núcleos (MCF), donde cada núcleo se convierte en un canal independiente para la transmisión de datos [27, 28]. Sin embargo, es fundamental que los núcleos no interactúen entre sí para evitar problemas de diafonía. La segunda técnica, conocida como Multiplexación por División Modal (MDM), se basa en la transmisión de información codificada a través de los diversos modos de propagación de una fibra multimodo [4, 29–31]. Aunque en teoría es posible emplear fibras multimodo con múltiples modos de propagación, en la práctica es preferible utilizar fibras de pocos modos, ya que los sistemas actuales de procesamiento y control de modos aún no están adecuadamente preparados para manejar cientos de modos. La implementación de SDM requiere el desarrollo de nuevos componentes, como fibras ópticas que admitan múltiples modos espaciales, convertidores de modo integrados, multiplexores de modo espacial (MUXs) y demultiplexores (DEMUXs). Esta técnica de Multiplexación presenta algunas ventajas significativas como:

**Aprovechamiento Eficiente del Ancho de Banda:** La MDM permite aprovechar eficientemente el ancho de banda disponible en las fibras multimodo de pocos modos. Al transmitir datos a través de diferentes modos de propagación, se puede lograr un aumento significativo en la capacidad de transmisión sin necesidad de una infraestructura óptica adicional.

**Compatibilidad con Infraestructuras Existentes:** Al utilizar fibras multimodo, la MDM

puede integrarse en las infraestructuras de fibra óptica ya existentes. Esto implica que las redes pueden evolucionar hacia mayores capacidades sin requerir cambios sustanciales en la infraestructura actual.

**Diversidad y Tolerancia a Impulsos:** La MDM presenta una mayor diversidad de modos que pueden ser explotados para mitigar los efectos de la dispersión cromática y otros tipos de degradación de la señal. Esto hace que los sistemas MDM sean más robustos frente a las fluctuaciones en la señal, lo que a su vez mejora la calidad y confiabilidad de la transmisión.

Por otro lado, con el avance de la MDM, los convertidores modales se han convertido en componentes esenciales en los sistemas de transmisión, lo que requiere un diseño cuidadoso para lograr propiedades deseadas como el número correcto de modos, niveles bajos de diafonía entre modos, eficiencia en la conversión de modos y un ancho de banda adecuado según el enfoque elegido [4, 29]. Este desarrollo ha dado lugar a una amplia gama de convertidores modales tales como conversores ópticos en volumen [32–34], dispositivos basados en fibras [28, 31, 35–39] y dispositivos basados en uso de óptica integrada [40–42]. Vale mencionar que los conversores ópticos en volumen presentan desafíos en términos de alineación y pérdida de inserción, esto principalmente asociados a que no para llevar la luz a la fibra óptica se requieren de sistemas de enfoque. Mientras, los basados en fibras ópticas y óptica integrada ofrecen soluciones más flexibles y sencillas de implementar en los enlaces ópticos existentes.

## 1.1. Motivación

Hoy en día, la Multiplexación por División Modal (MDM, por sus siglas en inglés) se considera la forma más eficiente para aumentar en gran medida la capacidad de la fibra monomodo [3, 4, 29], ya que permite transmitir flujos de datos independientes de forma paralela sin cambiar totalmente la infraestructura de las actuales redes, utilizando dispositivos totalmente de fibra óptica. Estos dispositivos se conocen como conversores modales y pueden ser fabricados empleando fibras microestructuradas, tapers y redes de difracción en fibras fotosensibles [28, 30, 31, 37, 43–48]. Estos últimos dispositivos son de fácil fabricación, bajo costo, compactos y pueden ser integrados fácilmente en los sistemas de comunicación actual. El funcionamiento principal de los conversores modales consiste en transformar un modo óptico incidente en otros modos de orden superior soportados en una fibra; en el caso de las fibras de pocos modos (FPM, por sus siglas en inglés) convencionales, el conversor modal puede diseñarse utilizando las redes de difracción. Sin embargo, en un entorno donde las señales ópticas están expuestas a diversas perturbaciones externas, como fluctuaciones de temperatura, deformaciones mecánicas o campos electromagnéticos, surge la necesidad de

dispositivos más versátiles.

Los conversores modales actuales son bastante estáticos y se construyen para operar dentro de unos rangos espectrales bien definidos o en condiciones específicas. Para superar estos desafíos se requieren de la integración de hardware y sistemas de control que juegan un rol crucial para sintonizar parámetros tales como longitud de onda de operación, ajuste de fase, la eficiencia de conversión modal, ancho de banda, y pérdidas por inserción. Lo anterior permite una mayor integración y una mejor flexibilidad en las redes de comunicación ópticas existentes.

## 1.2. Objetivos

### 1.2.1. Objetivo General

Desarrollar un conversor modal sintonizable mediante perturbaciones externas en una red de difracción fabricada en fibra óptica de pocos modos, como alternativa de optimización a enlaces de comunicación en sistemas de transmisión MDM.

### 1.2.2. Objetivos Específicos

- Diseñar un dispositivo de conversión modal sintonizable mediante métodos computacionales usando una red de difracción en fibra óptica de pocos modos.
- Construir un conversor modal sintonizable usando una red de difracción grabada en una fibra de pocos modos.
- Determinar las características ópticas y espectrales de los modos que se obtienen a la salida del conversor modal sintonizable.

## 1.3. Estructura de la tesis

El Capítulo 1 de la tesis proporciona una introducción general al tema de estudio, que es el desarrollo de un conversor modal sintonizable mediante perturbaciones externas en una red de difracción fabricada en fibra óptica de pocos modos. Se presentan la motivación y los objetivos de la investigación, así como la estructura de la tesis.

---

El Capítulo 2 se centra en la propagación de la luz en guías de onda ópticas. Se discute la ecuación de onda y se exploran los modos de propagación en fibras ópticas.

El Capítulo 3 se enfoca en los sistemas de transmisión multiplexados por división modal (MDM). Se describe la conversión modal y se presenta una descripción matemática de las redes de difracción. También se aborda la descomposición modal para sistemas de MDM y se propone el algoritmo de optimización por enjambre de partículas.

El Capítulo 4 se dedica a la simulación y fabricación de redes de difracción de fibra de pocos modos grabadas por radiación láser de  $\text{CO}_2$ . Se discute el modelamiento de las redes de difracción y se describe el proceso de fabricación de las mismas.

El Capítulo 5 y 6 presenta la validación y caracterización experimental del convertidor modal basado en LPFG. Se muestran los perfiles de intensidad de los modos  $\text{LP}_{11}$  en dos polarizaciones diferentes a varias temperaturas. Se observa que el perfil de intensidad del modo  $\text{LP}_{11}$  gira como resultado de los cambios de temperatura. Por último, en el capítulo 7 se dan a conocer las conclusiones y recomendaciones del trabajo.



## 2. Propagación de la luz en guías de onda ópticas

En este capítulo se presenta una breve descripción teoría del guiado de la luz en fibras ópticas de índice escalonado y se analiza de forma intuitiva el concepto de modos de propagación a partir del desarrollo de las ecuaciones de Maxwell.

En fibras ópticas, el análisis de propagación de las ondas electromagnéticas se rige por la ecuación de Helmholtz, la cual se fundamenta en las ecuaciones de Maxwell [49,50]. La forma general de las ecuaciones de Maxwell, en el dominio de la frecuencia para un material lineal, isotrópico, invariante en el tiempo y libre de fuentes, se puede expresar como [51]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{D}} = 0 \quad (2-1a)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \quad (2-1b)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} = -i\omega \vec{\mathbf{B}} \quad (2-1c)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}} = i\omega \vec{\mathbf{D}} \quad (2-1d)$$

Donde  $\omega$  es la frecuencia angular,  $\vec{\mathbf{D}}$  y  $\vec{\mathbf{B}}$  es desplazamiento eléctrico y la densidad magnética respectivamente.  $\vec{\mathbf{E}}$  y  $\vec{\mathbf{H}}$  son el campo eléctrico y magnético. Los campos  $\vec{\mathbf{E}}$  con  $\vec{\mathbf{D}}$  y  $\vec{\mathbf{H}}$  con  $\vec{\mathbf{B}}$  están conectados entre sí a través de las relaciones constitutivas que pueden expresarse de la siguiente manera:

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon \vec{\mathbf{E}} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} \quad (2-2a)$$

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu \vec{\mathbf{H}} = \mu_r \mu_0 \vec{\mathbf{H}}, \quad (2-2b)$$

siendo  $\epsilon_r$  y  $\mu_r$  la permitividad y permeabilidad relativa de un material,  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  la permitividad y permeabilidad magnética del espacio libre. Para materiales isotrópicos y no magnéticos,  $\epsilon_r$

es escalar y  $\mu_r = 1$ . Por lo tanto, se define que  $\epsilon_r = n^2$ , donde  $n$  es el índice de refracción del material. Para materiales transparentes,  $n$  puede tratarse como puramente real y positivo.

A partir de las Ecs. (2-1), se puede obtener una ecuación que define los fenómenos ondulatorios del campo electromagnético. Aplicando el operador laplaciano a la Ec. (2-1c) y (2-1d), y considerando la identidad  $\nabla \times \nabla \times \vec{\mathbf{A}} \equiv \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{\mathbf{A}}) - \nabla^2 \vec{\mathbf{A}}$ , donde  $\nabla \cdot \vec{\mathbf{A}}$ , se obtiene una ecuación de la forma [49]:

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{E}} + \omega^2 n^2 \epsilon_0 \mu_0 \vec{\mathbf{E}} = 0 \quad (2-3a)$$

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{H}} + \omega^2 n^2 \epsilon_0 \mu_0 \vec{\mathbf{H}} = 0 \quad (2-3b)$$

Para la permitividad relativa, estas ecuaciones de onda vectorial pueden ser reescritas a la forma estándar de la ecuación de Helmholtz introduciendo el número de onda  $k$  definido como:

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 n} \quad (2-4)$$

Finalmente, la ecuación de onda para el campo eléctrico y magnético es la siguiente:

$$\left( \nabla^2 \vec{\mathbf{E}} + k^2 \right) \vec{\mathbf{E}} = 0 \quad (2-5a)$$

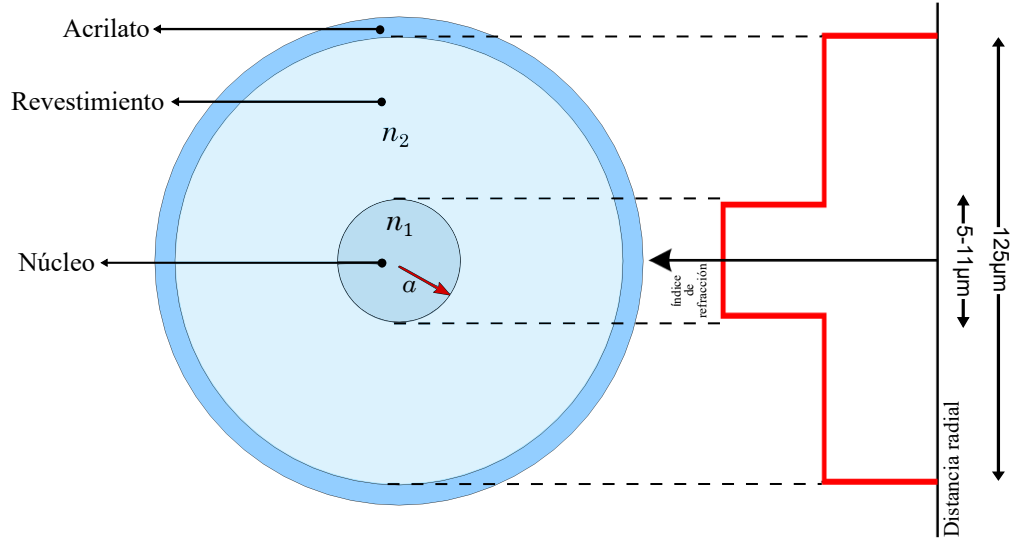
$$\left( \nabla^2 \vec{\mathbf{H}} + k^2 \right) \vec{\mathbf{H}} = 0 \quad (2-5b)$$

En teoría, la mayoría de los comportamientos de las ondas electromagnéticas pueden explicarse resolviendo las ecuaciones diferenciales (2-5). Este conjunto de ecuaciones será abordado en la siguiente sección para explicar con una mayor brevedad el fenómeno asociado a la propagación de ondas electromagnéticas en fibras ópticas.

## 2.1. Modos de propagación en fibras ópticas

Las fibras ópticas estándar son guías de onda circular que confinan la luz a través de un núcleo generalmente de sílice dopada con germanio, con índice de refracción  $n_1$  [50]. El diámetro del núcleo varía unas pocas decenas de micrómetros, dependiendo de la aplicación prevista. El núcleo está rodeado por un revestimiento de sílice con un índice de refracción

$n_2$  ligeramente más bajo que  $n_1$ , esta diferencia da lugar al fenómeno de reflexión interna total [50]. La sección transversal de una fibra óptica se muestra en la Fig. 2-1. El límite entre el núcleo y el revestimiento es abrupto, lo que da lugar a un perfil de índice escalonado.



**Fig. 2-1.** Sección transversal de una fibra de índice escalonado con el correspondiente perfil de índice de refracción. La fibra consta de un revestimiento de bajo índice de refracción  $n_2$  y un núcleo de alto índice  $n_1$  con un radio de  $a$ .

Para simplificar el desarrollo de las Ecs. (2-5), el revestimiento puede tratarse como una capa infinita y no se refleja luz desde el límite exterior debido a la que capa de acrilato tiene un mayor índice de refracción. En ese caso, la fibra óptica funciona como una guía de onda de dos capas y se puede obtener una solución analítica a las ecuaciones de onda. Empleando un sistema de coordenadas cilíndricas  $z$  para describir los campos electromagnéticos en las direcciones radial, angular y de propagación, las Ecs. (2-5) toman la forma mostrada en la Ec. (2-6) [51]:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right] \vec{\mathbf{E}} = 0 \quad (2-6)$$

Una solución a la Ec. (2-6) es expresar el campo eléctrico en dos componentes separables, una en dirección transversal y otra longitudinal [51]:

$$\vec{\mathbf{E}}(r, \phi, z, t) = \vec{\mathbf{E}}_l(r) e^{-il\phi} e^{-i\beta z}, \quad (2-7)$$

donde  $l$  es un número entero y  $\beta$  es la componente en la dirección de propagación, que se

conoce como constante de propagación. El termino  $e^{(-il\phi)}$  se deriva que  $\vec{\mathbf{E}}(r, \phi, z)$  es periódico en la dirección azimutal con un periodo de  $2\pi$ , es decir,  $\vec{\mathbf{E}}(r, \phi) = \vec{\mathbf{E}}(r, \phi + 2\pi)$  debido a la simetría de la fibra óptica. Un procedimiento similar puede aplicarse en el caso del campo magnético.

Reemplazando la Ec. (2-7) en la Ec. (2-6), se obtiene una ecuación diferencial de tipo Bessel la cual se conoce como **ecuación característica**:

$$\left( \frac{J'_l(U)}{U J_l(U)} + \frac{K'_l(W)}{W K_l(W)} \right) \left( \frac{J'_l(U)}{U J_l(U)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_l(W)}{W K_l(W)} \right) = \left[ \left( \frac{l\beta}{kn_1} \right) \left( \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \right]^2 \quad (2-8)$$

Las soluciones a la Ec. (2-8) están formadas por las funciones de Bessel de primer orden  $J_l(U)$  y las funciones de Bessel modificada de segundo orden  $K_l(W)$ . Para determinar las dos incógnitas,  $U$  y  $W$  se utiliza la definición de frecuencia normalizada o parámetro  $V$  dada como:

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2-9)$$

Sólo los valores de  $U$  y  $W$  que satisfacen la Ec. (2-9) cumplirán la condición de contorno en el límite entre el núcleo y el revestimiento de la fibra.

Como se aprecia, el parámetro  $V$  relaciona la Ec. (2-8) con las características de la fibra óptica, como el radio e índice de refracción del núcleo, índice de refracción del revestimiento y la longitud de onda de la luz que incide en la fibra. El parámetro  $V$  es crucial porque calcula el número de modos que puede soportar una fibra óptica utilizando la apertura numérica ( $NA$ ). De hecho, si este valor es inferior a 2.405, significa que la fibra solo puede propagar el modo fundamental; en caso contrario, puede propagar más modos, lo que la convierte en una fibra multimodo.

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA \quad (2-10)$$

Las soluciones a la ecuación característica se conocen como modos vectoriales que tiene una distribución de campo específica en el plano transversal. Estos modos se clasifican en Transversal Eléctrico (TE) y Transversal Magnético (TM) para  $l = 0$ , y modos híbridos (HE y EH) para  $l \neq 0$ . Cada modo tiene una constante de propagación, excepto los modos híbridos pares e impares, que solo difieren en su patrón de polarización, pero comparten la misma constante de propagación.

La constante de propagación denota unívocamente cada modo, y es útil para definir el índice de refracción efectivo cuyo valor está dado por:

$$n_{eff,i} = \frac{\beta c}{\omega} \quad (2-11)$$

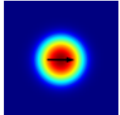
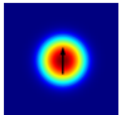
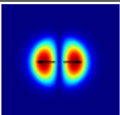
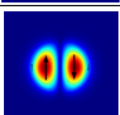
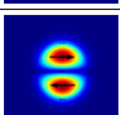
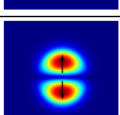
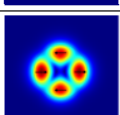
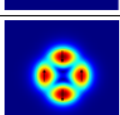
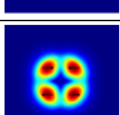
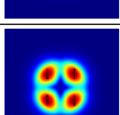
donde  $i$  denota cada modo propagado por la guía de onda y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

Las soluciones vectoriales precisas de la ecuación de onda son generalmente difíciles de calcular, por lo que en la práctica se utilizan modos linealmente polarizados (LP) como soluciones aproximadas. Estos modos son soluciones escalares simplificadas de la ecuación de onda, permitiendo que el factor  $n_2^2/n_1^2$  sea aproximado a 1, lo que se conoce como aproximación de guiado débil.

Los modos  $LP_{lm}$  son entonces superposiciones lineales coherentes de modos vectoriales los cuales están etiquetados con los siguientes índices:

- $l$  es el orden de las funciones de Bessel.
- $m$  representa un número entero positivo distinto de cero que se utiliza para clasificar los modos según su constante de propagación. El orden es de mayor a menor, de manera que  $m = 1$  se asocia al modo con mayor constante de propagación y el máximo valor de  $m$  corresponde al modo con menor constante de propagación [51].
- Los superíndices par e impar indican los modos cuyas intensidades espaciales se maximizan a lo largo del eje  $x$  (horizontal) y del eje  $y$  (vertical), respectivamente [52, 53]. Para otros modos  $l > 1$ , se trata de etiquetas aplicadas a las dos orientaciones espaciales ortogonales.

**Tabla 2-1.** Primeros modos guiados de una fibra circular de índice escalonado. Los modos LP se muestran con sus composiciones de modo vectorial. Las flechas en los perfiles de intensidad espacial indican las direcciones del vector del campo eléctrico.

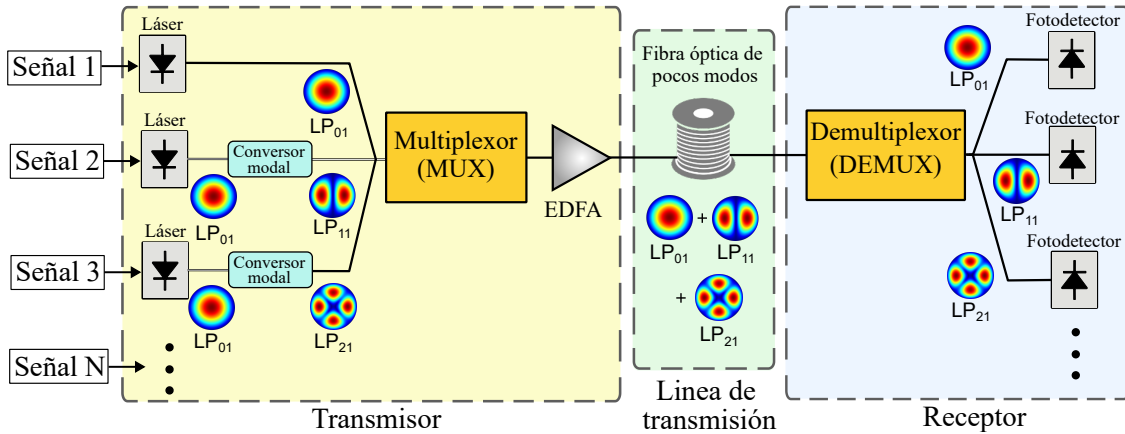
Modos LP				
Nombre del grupo	Nombre del modo	V cut-off (SI)	Composición	Perfil Modal
LP <sub>01</sub>	LP <sub>01x</sub>	-	HE <sub>11x</sub>	
	LP <sub>01y</sub>		HE <sub>11y</sub>	
LP <sub>11</sub>	LP <sub>11x</sub> <sup>par</sup>	2.4	HE <sub>21</sub> <sup>par</sup> + TM <sub>01</sub>	
	LP <sub>11y</sub> <sup>par</sup>		HE <sub>21</sub> <sup>impar</sup> - TE <sub>01</sub>	
	LP <sub>11x</sub> <sup>impar</sup>		HE <sub>21</sub> <sup>impar</sup> + TE <sub>01</sub>	
	LP <sub>11y</sub> <sup>impar</sup>		HE <sub>21</sub> <sup>par</sup> - TM <sub>01</sub>	
LP <sub>21</sub>	LP <sub>21</sub> <sup>par</sup>	3.8	EH <sub>11</sub> <sup>par</sup> + HE <sub>31</sub> <sup>impar</sup>	
	LP <sub>21</sub> <sup>par</sup>		EH <sub>11</sub> <sup>impar</sup> - HE <sub>31</sub> <sup>par</sup>	
	LP <sub>21</sub> <sup>impar</sup>		EH <sub>11</sub> <sup>impar</sup> + HE <sub>31</sub> <sup>par</sup>	
	LP <sub>21</sub> <sup>impar</sup>		EH <sub>11</sub> <sup>par</sup> - HE <sub>31</sub> <sup>impar</sup>	

### 3. Sistemas de transmisión multiplexados por división modal

La Multiplexación por División Modal (MDM, Mode-Division Multiplexing) aumenta la capacidad de la fibra óptica mediante la transmisión paralela de información a través de los modos espaciales disponibles en una longitud de onda específica [54–56]. En la Fig. **3-1** se muestra el esquema de un sistema MDM típico.

El esquema puede dividirse en tres partes: transmisor, receptor y la línea de transmisión. En el lado del transmisor, los dispositivos importantes son el conversor modal y el Multiplexor (MUX). En el proceso de conversión modal, el modo  $LP_{01}$  (o modo fundamental), de entrada, se convierte en modos de orden superior, como el  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ , etc. Un conversor modal efectivo debe cumplir con algunos requisitos técnicos, tales como presentar una alta relación de conversión, ser compacto y tener pocas pérdidas.

Es importante mencionar que, en experimentos relacionados con la MDM, se han utilizado tanto conversores modales como multiplexores modales basados en moduladores espaciales de luz y placas de fase [57,58]. Sin embargo, los dispositivos basados en tecnología a fibra óptica ofrecen mejores prestaciones debido a que son más compactos, son altamente compatibles con los tendidos de fibra óptica instalados y, por tanto, presentan menores pérdidas por inserción. Una alternativa muy interesante basada en esta tecnología son los conversores modales basados en redes de difracción, como las Redes de Periodo Largo (LPFG, por sus siglas en inglés).



**Fig. 3-1.** Esquema de un sistema de Multiplexación por División Modal con una fibra óptica bimodal como medio de transmisión.

Por lo tanto, en este capítulo se analiza el uso de convertidores modales, principalmente los basados en LPFG para la conversión entre el modo fundamental y modos de orden superior, con base en la teoría de modos acoplados y el acoplamiento modal en guías de onda. Posteriormente, se abordan los aspectos importantes para tener dispositivos sintonizables cambiando parámetros físicos externos a los cuales, las LPFG son sensibles. Por último, se da una breve descripción de la técnica de descomposición modal como herramienta para obtener información sobre el acoplamiento modal de fibras ópticas de pocos modos y su implementación en sistemas de transmisión MDM.

### 3.1. Conversión modal y descripción matemática de las redes de difracción

Hasta ahora, se ha tratado una fibra óptica como una guía de onda invariante en la dirección de propagación, para el cual, soluciones a las ecuaciones de Maxwell tiene una dependencia de la forma  $e^{(-i\beta z)}$  y se conocen como “modos”. Estos modos forman un conjunto completo de funciones ortogonales que se propaga de manera independiente a lo largo de la fibra óptica, esto implica que no hay intercambio de potencia entre ellos y que cualquier campo electromagnético dentro de la guía de onda se pueda expresar como una superposición de los modos.

Sin embargo, si la fibra óptica presenta una perturbación en su estructura, puede existir una transferencia de energía entre modos, esto genera un acoplamiento de modos de propagación



específicos [59]. El método más utilizado para analizar este tipo de guías de onda con una ligera perturbación es la Teoría de Modos Acoplados (CMT, por sus siglas en inglés) que parte de la teoría de propagación de la luz descrita en el capítulo anterior. El objetivo principal de la teoría de modos acoplados consiste en solucionar un conjunto de ecuaciones acopladas y calcular los coeficientes de acoplamiento responsables de la transferencia de potencia óptica entre los diferentes modos de la guía de onda. El interés de esta sección es describir matemáticamente la interacción entre los modos de propagación.

### 3.1.1. Teoría de modos acoplados para redes de difracción

Una red de difracción puede considerarse como una perturbación periódica que se hace al índice de refracción de una guía de onda homogénea en dirección  $z$ . En la Fig. 3-2(a) se muestra una representación esquemática de una guía de onda sin perturbación, donde las constantes dieléctricas en distintas áreas de la guía de onda se pueden representar mediante una función de distribución de permitividad dieléctrica  $\epsilon(x, y)$  independiente de  $z$ .

Como la permitividad dieléctrica es constante a lo largo de la dirección de propagación (dirección  $z$ ) y sólo depende de las direcciones  $x$  e  $y$ , las soluciones a las ecuaciones de Helmholtz (Ecs. 2-5) pueden escribirse como:

$$\vec{\mathbf{E}}(x, y, z) = \left( \vec{\mathbf{E}}_{\mu\perp}(x, y) + \hat{\mathbf{z}}E_{\mu z}(x, y) \right) e^{-i\beta_{\mu}z} \quad (3-1a)$$

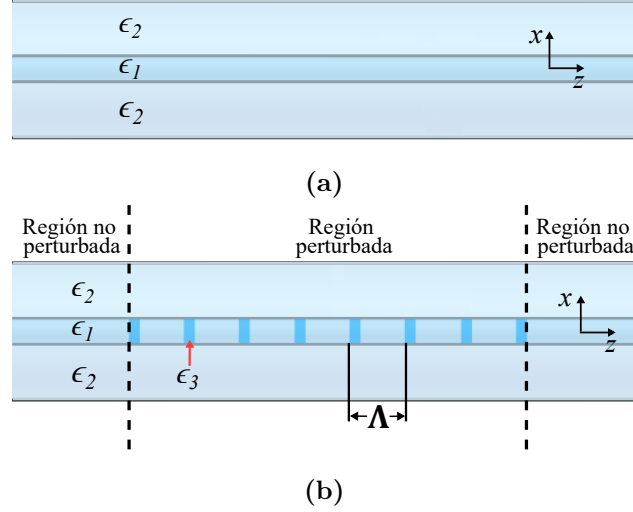
$$\vec{\mathbf{H}}(x, y, z) = \left( \vec{\mathbf{H}}_{\mu\perp}(x, y) + \hat{\mathbf{z}}H_{\mu z}(x, y) \right) e^{-i\beta_{\mu}z}, \quad (3-1b)$$

donde  $\perp$  y  $z$  denotan las componentes transversal y longitudinal correspondiente al  $\mu$ -ésimo modo de la estructura respectivamente, es la constante de propagación del  $\mu$ -ésimo y  $z$  es el vector unitario a lo largo de la dirección  $z$ . De acuerdo con Ec. (3-1), las componentes transversales del campo y para la estructura no perturbada están dadas como:

$$\vec{\mathbf{E}}_{\perp}(x, y, z) = \vec{\mathbf{E}}_{\mu\perp}(x, y)e^{-i\beta_{\mu}z} \quad (3-2a)$$

$$\vec{\mathbf{H}}_{\perp}(x, y, z) = \vec{\mathbf{H}}_{\mu\perp}(x, y)e^{-i\beta_{\mu}z} \quad (3-2b)$$

El esquema de la Fig. 3-2(b) representa una red de difracción como una guía de onda con una perturbación periódica, es decir con una modificación en la estructura inicial cuya función de distribución de permitividad dieléctrica se puede describir como  $\epsilon + \Delta\epsilon$ , siendo  $\Delta\epsilon$  el cambio de permitividad dieléctrica de la estructura modificada respecto a la inicial.



**Fig. 3-2.** Representación esquemática de una guía de onda (a) sin perturbación en la dirección de propagación, (b) con una región perturbada en la dirección de propagación.

Por lo tanto, el campo electromagnético (ahora denotado como  $\vec{\mathbf{E}}^{(p)}$  y  $\vec{\mathbf{H}}^{(p)}$ ) que se propaga en la guía de onda perturbada debe también satisfacer las ecuaciones de Maxwell [60]:

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}}^{(p)} = -i\omega\mu_0\vec{\mathbf{H}}^{(p)} \quad (3-3a)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}}^{(p)} = i\omega(\epsilon + \Delta\epsilon)\vec{\mathbf{E}}^{(p)} \quad (3-3b)$$

Para la guía de onda perturbada, el campo electromagnético puede expresarse como una superposición de modos mediante coeficientes  $a_v(z)$  que son función de la distancia de propagación.

$$\vec{\mathbf{E}}_{\perp}^{(p)}(x, y, z) = \sum_v a_v(z) \vec{\mathbf{E}}_{v\perp}(x, y) e^{-i\beta_v z} \quad (3-4a)$$

$$\vec{\mathbf{H}}_{\perp}^{(p)}(x, y, z) = \sum_v a_v(z) \vec{\mathbf{H}}_{v\perp}(x, y) e^{-i\beta_v z} \quad (3-4b)$$

Donde  $a_v(z)$  se conocen como coeficientes de expansión y representan la amplitud del campo electromagnético.  $\vec{\mathbf{E}}_{v\perp}$  y  $\vec{\mathbf{H}}_{v\perp}$  son las componentes transversales que corresponden al  $v$ -ésimo modo de la estructura perturbada. Además, como los coeficientes  $a_v(z)$  que definen el campo electromagnético que se propaga a lo largo de la estructura perturbada no son constantes, implica que puede existir interacción entre modos en otras palabras, puede existir transferencia de energía o acoplamiento modal [60].

Combinando las Ecs. (3-3) con las Ecs. (3-4), obtenemos una ecuación que relaciona el campo eléctrico y magnético de la estructura no perturbada con los campos de la estructura modificada, acoplados a través del termino  $\Delta\epsilon$ :

$$\iint \frac{\partial}{\partial z} \left[ \vec{\mathbf{E}}_{\perp}^{(p)} \times \vec{\mathbf{H}}_{\perp}^* + \vec{\mathbf{E}}_{\perp}^* \times \vec{\mathbf{H}}_{\perp}^{(p)} \right]_z dx dy = -i\omega \iint \vec{\mathbf{E}}^* \Delta\epsilon \vec{\mathbf{E}}^{(p)} dx dy \quad (3-5)$$

La Ec. (3-5) se puede solucionar utilizando la relación de ortonormalidad del Anexo A, obtenido la siguiente expresión:

$$\pm \frac{da_{\mu}(z)}{dz} = -i \sum_v \kappa_{\mu\nu}(z) a_{\nu}(z) e^{i(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z} \quad (3-6)$$

donde  $\kappa_{\mu\nu}(z)$  es el coeficiente de acoplamiento trasversal definido como:

$$\kappa_{\mu\nu}(z) \approx \frac{\omega}{4} \iint \vec{\mathbf{E}}_{\mu\perp}^*(x, y) \Delta\epsilon(x, y, z) \vec{\mathbf{E}}_{\nu\perp}(x, y) dx dy \quad (3-7)$$

que tiene unidades de  $m^{-1}$ .

La Ec. (3-6) se conoce como la **ecuación de acoplamiento modal** y representa un conjunto de ecuaciones de dimensión infinita, que debe incluir también los modos del revestimiento, las diferentes polarizaciones y cada modo degenerado dentro de la guía de onda [61]. Por lo tanto, cuando se aplica la teoría de modos acoplados a conversores modales, sólo se considera dos modos guiados en el núcleo, que se eligen teniendo en cuenta condiciones físicas razonables, como es el caso de las condiciones de coincidencia de fase que se explicara en el siguiente subcapítulo.

### Interacción entre modos inducidos por las redes de difracción

Como ya se ha mencionado, la característica principal de las redes de difracción es que el termino  $\Delta\epsilon(x, y, z)$  es periódica en  $z$ , lo cual podemos expresarla como una serie de Fourier:

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \sum_q \Delta\epsilon_q(x, y) e^{-iqKz} \quad (3-8)$$

donde  $K = 2\pi/\Lambda$  es el vector de onda de la red y  $\Lambda$  se conoce como el periodo de la red. Los términos  $\Delta\epsilon_q(x, y)$  son coeficientes de Fourier de la perturbación periódica.

Para obtener las ecuaciones de acoplamiento modal que implican la transferencia de potencia inducida por la perturbación en la guía de onda, hay que empezar reescribiendo la Ec. (3-6) utilizando la variación de la permitividad dieléctrica dada en la Ec. (3-8). Entonces la Ec. (3-6) viene dada como:

$$\pm \frac{da_\mu(z)}{dz} = -i \sum_v \sum_q \kappa_{\mu\nu}^{(q)}(z) a_\nu(z) e^{i(\beta_\mu - \beta_\nu - qK)z} \quad (3-9)$$

donde el coeficiente de acoplamiento queda definido de la siguiente manera:

$$\kappa_{\mu\nu}^{(q)}(z) = \frac{\omega}{4} \int_S \vec{\mathbf{E}}_{\mu\perp}^*(x, y) \Delta\varepsilon_q(x, y) \vec{\mathbf{E}}_{\nu\perp}(x, y) ds \quad (3-10)$$

El lado izquierdo de la Ec. (3-9) es la tasa de cambio de la función de amplitud  $a_\mu(z)$ . El lado derecho de la ecuación es una doble suma de términos de  $\nu$  y  $q$ . La Ec. (3-9) muestra que la tasa de cambio de la amplitud del  $\mu$ -ésimo modo depende de la amplitud de los modos acoplados dentro de la red de difracción y de la diferencia de fase entre ellos. Sin embargo, la contribución significativa a la doble suma sólo proviene de unos pocos términos que tienen un exponente pequeño o cero. Esto significa que el intercambio de potencia significativo en la red de difracción sólo procede de modos con una combinación particular de las constantes de propagación y el número período de la red, dada por:

$$\beta_\nu - \beta_\mu + qK = 0 \quad (3-11)$$

La Ec. (3-11) se conoce como **condición de coincidencia de fase** o **condición de Bragg**. Aquí  $q$  representa el orden de acoplamiento o también orden de difracción para la guía de onda perturbada.

Aunque el lado derecho de la Ec. (3-9) incluye una sumatoria respecto al orden de acoplamiento  $q$ , en general se pueden ignorar todos los órdenes de acoplamiento excepto el correspondiente al acoplamiento eficiente entre los modos  $\mu$  y  $\nu$  cerca de la condición de coincidencia de fase, ya que todos los demás términos oscilan muy rápidamente con respecto  $z$  y, por lo tanto, no contribuyen apreciablemente al acoplamiento. Además, cabe señalar que la suma de todos los modos  $\nu$  incluye también el término cuando  $\mu = \nu$ , denominado término de autoacoplamiento.

Si la condición de Bragg se cumple para un determinado orden de difracción  $q$ , se puede distinguir dos casos en el comportamiento del campo acoplado: cuando las dos ondas tienen la misma dirección de propagación (Acoplamiento en co-propagación), y cuando las ondas

acopladas tienen direcciones opuestas (Acoplamiento en contra-propagación). Suponiendo que la interacción entre dos modos con coeficientes A y B y con constantes de propagación  $\beta_a$  y  $\beta_b$  puede existir:

- Acoplamiento en co-propagación o co-direccional:

Para el caso en que los dos modos guiados se propagan en la misma dirección (suponiendo en dirección  $+z$ ), las constantes de propagación asociadas a los dos modos guiados tienen valores positivos:  $\beta_a > 0$ ,  $\beta_b > 0$ . Por lo tanto, las ecuaciones de acoplamiento modal que implican la transferencia de potencia inducida por la perturbación en la guía de onda vienen dada como:

$$\begin{aligned} + \frac{d A(z)}{dz} &= -i\beta_a A(z) - i\kappa_{ab}^{(q)}(z)e^{i(\beta_a - \beta_b - qK)z} B(z) \\ + \frac{d B(z)}{dz} &= -i\beta_b B(z) - i\kappa_{ba}^{(-q)}(z)e^{i(\beta_b - \beta_a + qK)z} A(z) \end{aligned} \quad (3-12)$$

- Acoplamiento en contra-propagación o contra-direccional:

Al considerar los dos modos que se propagan en direcciones opuestas, por ejemplo  $\beta_a > 0$  y  $\beta_b < 0$ . Entonces la Ec. (3-9) para el acoplamiento de los dos modos viene dada por:

$$\begin{aligned} + \frac{d A(z)}{dz} &= -i\beta_a A(z) - i\kappa_{ab}^{(q)}(z)e^{i(\beta_a - \beta_b - qK)z} B(z) \\ - \frac{d B(z)}{dz} &= -i\beta_b B(z) - i\kappa_{ba}^{(-q)}(z)e^{i(\beta_b - \beta_a + qK)z} A(z) \end{aligned} \quad (3-13)$$

De la Ec. (3-8) se deduce que  $\Delta\varepsilon_{-q} = \Delta\varepsilon_q^*$ , y por tanto los coeficientes de acoplamiento cumplen la relación  $\kappa_{ba}^{(-q)} = \kappa_{ab}^{(q)*}$

Por último, la eficiencia de acoplamiento para una longitud  $L$  es:

$$\eta = \frac{P_b(L)}{P_a(0)} = \frac{|\kappa_{ab}|^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma L) \quad (3-14)$$

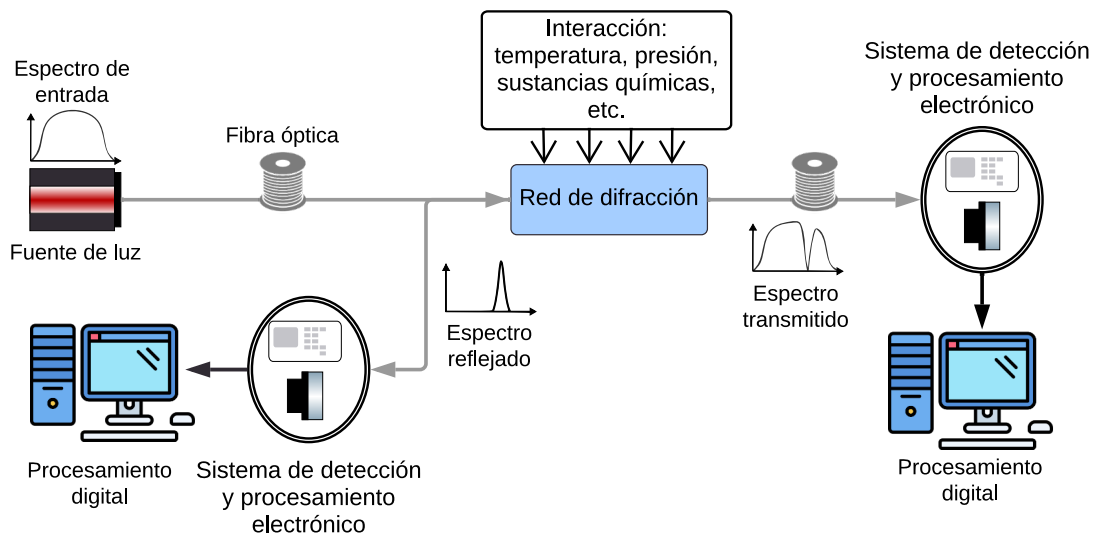
donde  $\gamma = \sqrt{\kappa_{ab}^{(q)}\kappa_{ab}^{(q)*} + \delta^2}$  y  $\delta = \frac{1}{2}[\beta_{01} - (\beta_{11} + qK)]$ . De esta manera, la alternancia entre ambos modos ocurre de forma periódica, con una longitud de acoplamiento:

$$L_c = \frac{\pi}{2\gamma} = \Lambda \times N_{periodo} \quad (3-15)$$

### 3.1.2. Sensibilidad de las redes de difracción a cambios externos

El diseño de convertidores modales sintonizables basados en redes de difracción utiliza el mismo mecanismo que los sensores de fibras ópticas para modificar las propiedades de la luz que se propaga a través de la guía de onda cuando se someten a variaciones de magnitudes físicas del entorno, como temperatura [62–64], presión [65], sustancias químicas [20,66], entre otros. Esto se logra aprovechando uno o varios dominios físicos de la luz, como la polarización, la fase, longitud de onda y la distribución espacial de los modos.

Particularmente, los sensores de fibras ópticas implementan dos mecanismos de detección. El primero, toma los espectros de transmisión o reflexión para monitorear el cambio de una longitud de onda de resonancia causado por las perturbaciones del entorno utilizando analizadores de espectros o medidores de potencia ópticos [67]. El segundo surge a partir de los cambios en la distribución espacial de los modos mediante imágenes utilizando técnicas de visión artificial [12,68,69]. Estos dos mecanismos se resumen en el esquema de la Fig. 3-3.



**Fig. 3-3.** Mecanismos para medir cambios en las propiedades ópticas de convertidores modales utilizando el mismo esquema de sensores de fibra óptica.

La sensibilidad de las redes de difracción a los parámetros ambientales se ve influida por el periodo de la red, por el orden del modo propagado al que se produce el acoplamiento y por la composición de la fibra óptica [70–72]. Esta combinación de influencias permite la fabricación de dispositivos sintonizables. Aparentemente, el índice de refracción efectivo de un modo de propagación es sensible tanto a la temperatura como a la deformación expresado por la siguiente ecuación [72]:

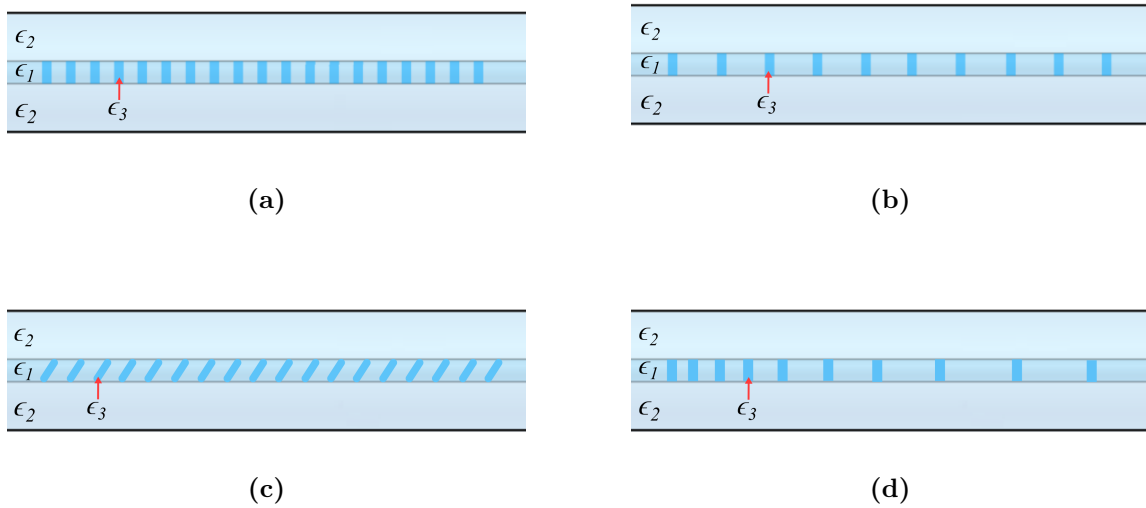
$$\Delta n_{eff} = \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \cdot \Delta T + \frac{\partial n_{eff}}{\partial \sigma} \cdot \Delta \sigma \quad (3-16)$$

donde  $\partial n_{eff}/\partial T$  es el coeficiente de temperatura del índice de refracción,  $\Delta T$  es el cambio de temperatura,  $\partial n_{eff}/\partial \sigma$  es el coeficiente óptico de tensión longitudinal, y  $\Delta \sigma$  es la tensión longitudinal aplicada. Sin embargo, la tensión debe aplicarse con precaución a la LPFG y es difícil de ajustar. En cambio, la temperatura puede controlarse fácilmente y confinarse espacialmente. El coeficiente de expansión térmica de la sílice, denotado como  $\alpha_T$  tiene un valor aproximado de  $0.55 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ , mientras que  $\partial n_{eff}/\partial T$  es de aproximadamente  $5.2 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Por lo tanto, la contribución del efecto termo-óptico debe ser mucho mayor que el efecto termo-elástico. Además, la variación del índice efectivo inducida por la temperatura es reversible, siempre y cuando la temperatura no exceda la temperatura de borrado de la red de difracción [73].

Esta propiedad ha sido ampliamente explorada para fabricar sensores o filtros ópticos térmicamente donde se requiere una alta sensibilidad a la temperatura [74]. Esto también resulta atractivo para muchas aplicaciones de telecomunicaciones, la sintonización espectral es de suma importancia, y la capacidad de diseñar dispositivos con una banda de atenuación sintonizable con la temperatura es una característica atractiva para el desarrollo de conversores modales.

Estas redes de difracción basadas en fibras ópticas pueden dividirse en función del periodo de fabricación de la red. La Fig. 3-4 muestra varios tipos de redes de difracción; la Fig. 3-4(a) es una Red de Bragg de fibra óptica estándar (FBG, por sus siglas en inglés), el diseño de estas redes permite un emparejamiento de fase entre un modo de propagación hacia delante acoplado con un modo de propagación hacia atrás, dando lugar a una longitud de onda específica que falta en el espectro de transmisión [63]. En la Fig. 3-4(b) se muestra una red de fibra de periodo largo (LPFG, Long-Period Fibre Grating) también llamadas Redes de Periodo Largo que permite acoplar dos modos de propagación hacia delante [38, 59, 75].

Una representación esquemática de la red de fibra inclinada se observa en la Fig. 3-4(c), estas redes permiten acoplar el modo del núcleo que se propaga hacia delante con el modo que se propaga hacia atrás tanto en el núcleo como en el revestimiento [76, 77]. Por último, en una red de difracción chirpada, cada longitud de onda se refleja en diferentes posiciones como resultado de una diferencia de tiempo de retardo para diferentes longitudes de onda reflejadas consecuencia de los diferentes periodos de la red como se muestra en la Fig. 3-4(d).



**Fig. 3-4.** Representación esquemática de las estructuras basadas en redes de difracción de fibra. (a) Red de Bragg simple, (b) Red de Fibra de Periodo Largo, (c) Red de Bragg inclinada y (d) Red de Bragg Chirpada.

En el caso de las FBG, la periodicidad de la estructura de red suele ser inferior entre  $10\mu m < \Lambda < 100\mu m$ , mientras que en las LPFG la periodicidad oscila entre  $100\mu m$  y  $1mm$ . Esta clasificación obedece al hecho de que, dependiendo del periodo de la red, se produce un acoplamiento a modos co-propagados y contra-propagados en longitudes de onda específicas.

## 3.2. Descomposición Modal para sistemas de MDM

La MDM se basa en la multiplexación espacial de las señales de luz utilizando la ortogonalidad de los modos de la fibra óptica y, por tanto, es ortogonal a la WDM. Por tanto, los factores de mejora de la capacidad de MDM y WDM se multiplican. En el extremo receptor del enlace, las señales MDM deben demultiplexarse utilizando de nuevo la ortogonalidad de estos modos.

Hasta el momento no se han establecido estándares para los principios de funcionamiento de los receptores utilizados en la MDM. En concreto, la demultiplexación se aborda desde dos diferentes enfoques, la primera incluye la separación física de modos mediante moduladores espaciales de luz [78], guías de onda [79, 80], interferometría de baja coherencia [81], holografía digital [82] o filtro de correlación [83, 84]. Estos métodos requieren un gran esfuerzo experimental y un complejo postprocesado de los datos. El segundo enfoque se basa en la



implementación de algoritmos numéricos iterativos y no iterativos, por ejemplo, búsqueda lineal [85], Gerchberg-Saxton [80], descenso de gradiente estocástico [86, 87]. El enfoque de algoritmos iterativos viene dado principalmente por la técnica denominada Descomposición Modal (DM), que implementa algoritmos de optimización. Por lo tanto, la DM basada en algoritmos numéricos implica la separación de los distintos modos presentes en una señal multimodo que ha sido capturada por una cámara digital. Este método se basa en el análisis de las distribuciones de intensidad de campo cercano de dichas señales multimodo. La DM tiene como principal objetivo reconstruir el frente de onda de manera tal que se asemeje lo más posible al perfil del haz original. Esto se logra mediante un proceso iterativo de actualización, el cual culmina con la obtención de las intensidades y las fases de cada uno de los modos propios presentes en la señal óptica transmitida.

Si la propagación de un haz por una fibra óptica de índice escalonado está constituida por una combinación lineal de  $N$  modos propios (Considerando la aproximación de guía débil, aquí utilizamos modos linealmente polarizados para describir los modos propios), representados como  $\psi_n(r, \theta)$  donde  $n = 1, 2, \dots, N$ . Así, la distribución transversal del campo eléctrico medido (*med*) es [88]:

$$E_{med}(r, \theta) = \sum_{n=1}^N \rho_n^{med} \exp(i\phi_n^{med}) \psi_n(r, \theta) \quad (3-17)$$

donde,  $\phi_n^{med}$  es el ángulo de fase del  $n$ -ésimo modo propio y  $\rho_n^{med}$  es la amplitud o también llamado peso modal del  $n$ -ésimo modo propio. La fase modal representa la fase asociada con cada modo individual, mientras que los pesos modales son coeficientes que indican la contribución relativa de cada modo al campo óptico total, siendo esenciales para comprender la distribución de energía entre los diferentes modos en la fibra. Cada modo tiene su propia fase, y la información sobre estas fases es esencial para comprender cómo se combinan y suman los diferentes modos para formar el campo óptico total. Por otro lado, cada modo tiene su propio peso modal, que representa la importancia de ese modo particular en la configuración general del campo óptico. Determinar los pesos modales es una parte fundamental del proceso de descomposición modal y es esencial para entender cómo se distribuye la energía entre los diferentes modos.

Adicionalmente, se puede considerar la fase del modo fundamental como referencia (es decir,  $\phi_1^{med} = 0$ ). Así, la fase de los modos de orden superior puede expresarse con referencia a la del modo fundamental. Por lo tanto, la intensidad correspondiente del perfil del haz a la salida de la fibra viene dada por:

$$I_{med}(r, \theta) \propto |E_{med}(r, \theta)|^2 \quad (3-18)$$

De manera análoga, las fases vienen dadas en un rango de  $[-\pi, \pi]$  y la suma de los cuadrados de estos pesos modales es igual a la potencia total en la fibra, por lo tanto, los campos mencionados anteriormente se normalizan, lo cual conduce a que:

$$\sum_{n=1}^N (\rho_n^{med})^2 = 1 \quad (3-19)$$

El problema que se planteado consiste en la determinación de los coeficientes  $\rho_n^{med}$  y  $\phi_n^{med}$ , los cuales se obtienen a partir de la distribución de intensidad capturada por una cámara CCD a la salida de la fibra óptica. Por lo tanto, para una fibra que admite  $N$  modos propios, es necesario  $N$  amplitudes o pesos modales y  $N - 1$  fases (ya que suponemos que  $\phi_1^{med} = 0$ ), resultando en un total de  $2N - 1$  coeficientes modales a determinar.

Para abordar este desafío, se llevó a cabo una metodología basada en el uso de un algoritmo de optimización por enjambre de partículas. Esta metodología facilita la búsqueda de combinaciones óptimas de pesos modales y fases relativas que se ajusten de manera óptima a la intensidad del haz medido.

### 3.2.1. Algoritmo de optimización por enjambre de partículas

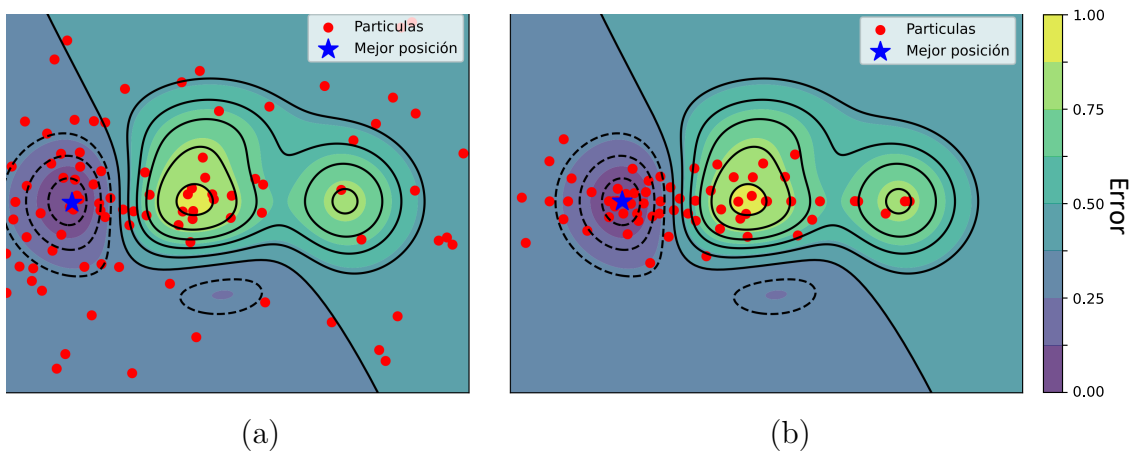
El algoritmo de Optimización por Enjambre de Partículas (PSO, por su sigla en inglés) es una técnica de optimización inspirada en el comportamiento social de los enjambres de animales, como las aves o peces que se mueven en grupo. En este algoritmo, se utiliza un conjunto de soluciones potenciales, conocidas como “partículas”, las cuales se mueven a través del espacio de búsqueda multidimensional con el objetivo de encontrar la mejor solución posible.

Cada partícula representa una solución candidata y está caracterizada por su posición y velocidad. La posición de una partícula en el espacio de búsqueda representa una solución específica al problema, mientras que su velocidad indica la dirección y la magnitud de su posible movimiento. Por lo tanto, el proceso de optimización se basa en la premisa de que las partículas pueden mejorar sus soluciones individuales como las colectivas al compartir información sobre las mejores soluciones encontradas hasta el momento.

La Fig. 3-5 es una representación visual del desempeño que tienen las partículas (representadas como puntos de color rojo) dentro del espacio de búsqueda. En este tipo de problemas,

el espacio de búsqueda generalmente contiene funciones no convexas con mínimos locales y mínimos globales (representados como regiones de color oscuro). A medida que las partículas se desplazan a través del espacio de búsqueda, ajustan sus velocidades y posiciones con el objetivo de converger hacia una solución óptima o, al menos, una solución de alta calidad. El proceso de actualización de las posiciones y velocidades de las partículas se basa en la minimización de una función de error, también llamada “Función Fitness”, que mide qué tan cerca o lejos está una solución de ser la óptima.

El Anexo B de esta tesis proporciona una explicación detallada de la ecuación que rige el proceso de actualización de las partículas en cada iteración del algoritmo, lo cual contribuye a una mayor comprensión del método empleado.



**Fig. 3-5.** Optimización por enjambre de partículas en el espacio de búsqueda. (a) Para 5 iteraciones. (b) Para 50 iteraciones.

Con el algoritmo PSO, se reconstruye la intensidad  $I_{rec}^k(r, \theta)$  y el campo eléctrico  $E_{rec}^k(r, \theta)$  de los modos variando los pesos modales ( $\rho_n^k$ ) y las fases relativas ( $\phi_n^k$ ) representado como:

$$E_{rec}^k(r, \theta) = \sum_{n=1}^3 \rho_n^k \exp(i\phi_n^k) \psi_n(r, \theta) \quad (3-20)$$

y

$$I_{rec}^k(r, \theta) \propto |E_{rec}^k(r, \theta)|^2 \quad (3-21)$$

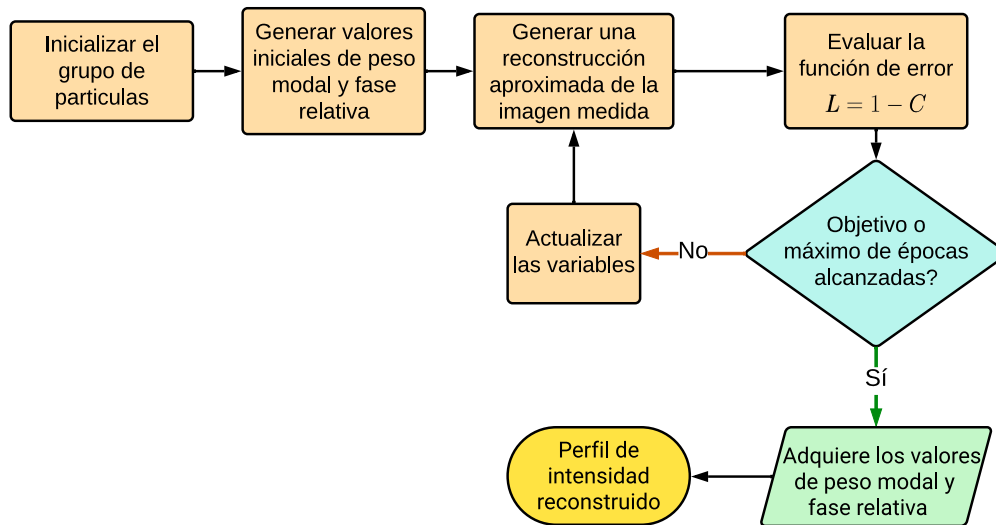
donde  $k$  representa el  $k$ -ésimo paso de iteración del algoritmo de optimización; (el subíndice  $rec$  indica reconstrucción). En cada paso de la iteración, se ajustan gradualmente los pesos modales y las fases del modo reconstruido hasta que la similitud de forma entre los haces

reconstruidos y los haces medidos alcance un nivel aceptable. Para evaluar la concordancia entre el campo medido  $E_{med}(r, \theta)$  y el campo reconstruido  $E_{rec}^k(r, \theta)$ , se propone la función de correlación cruzada dada por [89]:

$$C = \left| \frac{\iint \Delta I_{rec}(x, y) \Delta I_{med}(x, y) dx dy}{\sqrt{\iint \Delta I_{rec}^2(x, y) dx dy} \sqrt{\iint \Delta I_{med}^2(x, y) dx dy}} \right| \quad (3-22)$$

donde  $\Delta I_j(x, y) = I_j(x, y) - \bar{I}_j(x, y)$  y  $\bar{I}_j(x, y)$  es el valor promedio del perfil de intensidad del campo cercano con  $j = rec, med$  denotando el perfil reconstruido y el medido respectivamente. El valor de  $C$  es un parámetro que varía entre 0 y 1. Cuando el perfil de intensidad reconstruido es idéntico al perfil medido, como sería el caso de una Descomposición Modal (DM) perfecta,  $C$  es igual a 1. Por otro lado, cuando las imágenes están completamente no correlacionadas,  $C$  toma el valor cercano a 0. La correlación entre los perfiles de intensidad medidos y reconstruidos permite definir una función de error, la cual se expresa como  $L = 1 - C$ . Esta función de error o función fitness  $L$ , proporciona una medida de que tan bien se ajusta el perfil reconstruido al perfil medido.

Para tener una visión más detallada del esquema de DM propuesto (basado en la implementación del algoritmo de PSO), se puede observar la Fig. 3-6, la cual muestra un diagrama de flujo detallando el proceso paso a paso.



**Fig. 3-6.** Esquema de descomposición modal utilizando el algoritmo de optimización por enjambre de partículas.

El algoritmo se inicia con un grupo de partículas en un espacio  $2N - 1$  dimensional que busca regiones de mínimos locales hasta converger a un mínimo global. Cada partícula en este

espacio representa un conjunto de valores de peso modal ( $\rho$ ) y fase relativa ( $\phi$ ) que, cuando se emplean la Ec. (3-21) permiten generar un perfil de intensidad deseado. Cada vez que el algoritmo genera un perfil de intensidad se evalúa la función de error para correlacionarlo con un perfil de intensidad medido (es decir, una imagen real de los modos). El algoritmo propuesto se ejecuta por épocas y cada época es un paso de iteración. Al llegar al número predeterminado de épocas en el algoritmo, se procede a seleccionar los valores de  $\rho$  y  $\phi$  que, al utilizarlos para reconstruir la imagen de la distribución modal, hayan tenido menor función de error.

Por otro lado, si se conocen los coeficientes modales medidos, que, como veremos mas adelante se pueden obtener de las simulaciones para analizar el desempeño del algoritmo de DM, podemos definir el error de los pesos modales  $\Delta\rho^2$  como:

$$\Delta\rho^2 = |\rho_{rec}^2 - \rho_{med}^2| \quad (3-23)$$

y el error de fase  $\Delta\phi$ , como:

$$\Delta\phi = ||\phi_{rec}| - |\phi_{med}||/2\pi \quad (3-24)$$

donde los subíndices *rec* y *med* denotan coeficientes reconstruidos y medidos respectivamente.

### 3.2.2. Demultiplexación a partir de descomposición modal

Para llevar a cabo la evaluación del rendimiento de la técnica de descomposición modal, inicialmente generamos algunos perfiles de intensidad de muestra. Estos perfiles se crearon utilizando pesos modales y fases relativas aleatorias, utilizando la librería de Python llamada pyMMF [90]. Esta librería permite calcular de forma numérica los modos de propagación de fibras ópticas multimodo. De esta manera, cada modo propio se ponderó con coeficientes de peso modal y fases relativas específicos, y a partir de estos, generamos imágenes simuladas.

Las imágenes generadas se fijaron en un tamaño de  $126 \times 126$  pixeles y codificadas en escala de grises. Adicionalmente, debido a la preocupación por el tiempo de ejecución del algoritmo de PSO y las posibles dificultades de convergencia, se limitaron los valores de los pesos modales y las fases relativas correspondientes a cada modo a tres cifras decimales.

En la implementación del algoritmo de PSO, es esencial considerar los parámetros clave que se han configurado para guiar el comportamiento del enjambre. Estos parámetros se resumen

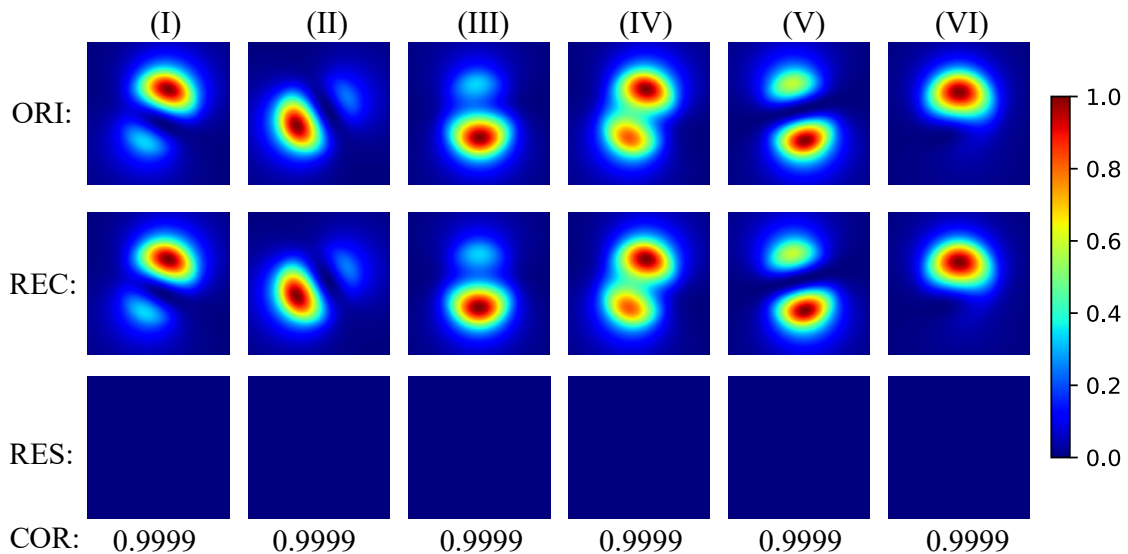
en la Tabla **3-1**. Cada uno de estos parámetros desempeña un papel crucial en la eficiencia y efectividad del proceso de optimización, y se seleccionaron cuidadosamente para garantizar resultados significativos en la descomposición modal.

**Tabla 3-1.** Parámetros de PSO utilizados en el proceso de Descomposición Modal.

Inercia	Número de partículas	Influencia Cognitiva	Influencia Social	Número de iteraciones
0.618	27	2.014	1.308	150

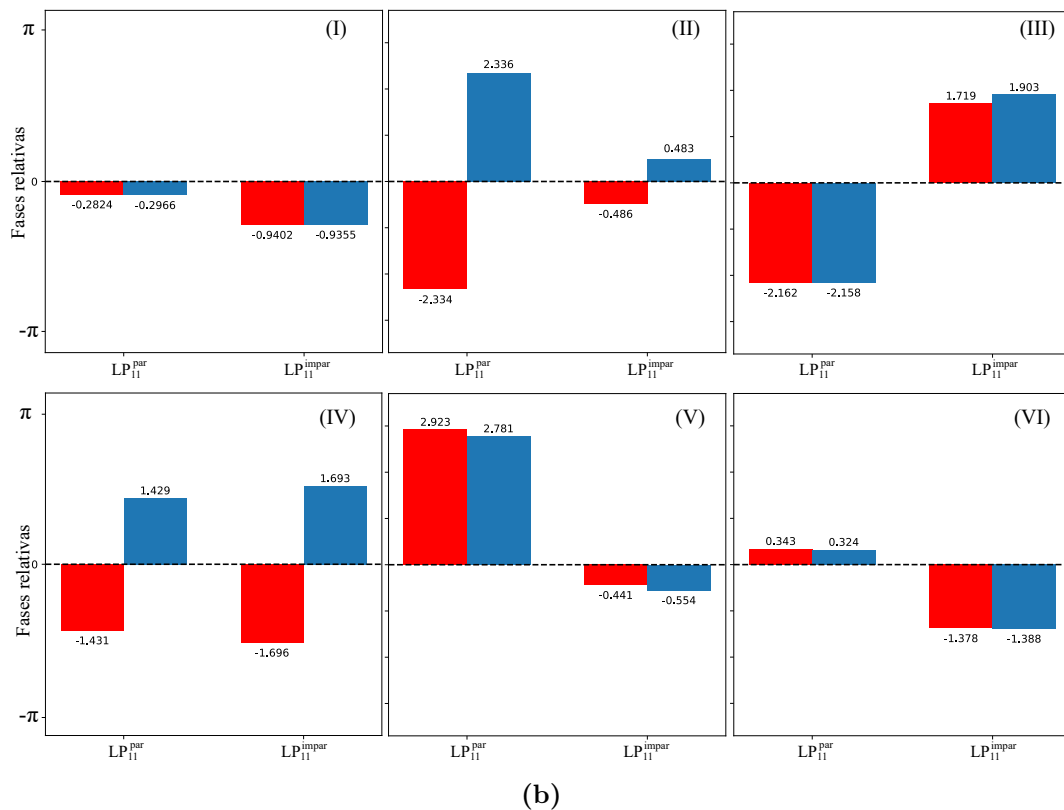
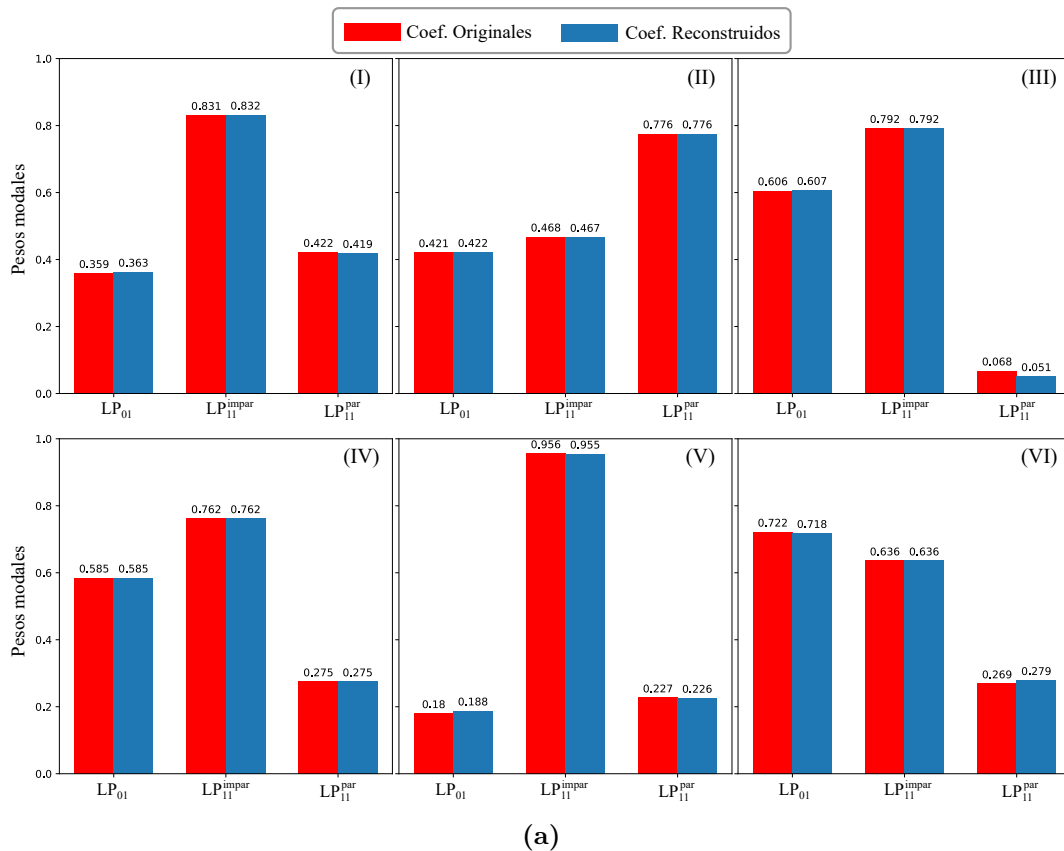
El procedimiento de simulación de DM es el siguiente: En primer lugar, el algoritmo de PSO opera mediante actualizaciones iterativas de los pesos modales y las fases relativas con el objetivo de minimizar la función de error. Esta optimización se continua hasta que se alcanza un nivel mínimo en la función de error, lo cual corresponde a la obtención de los coeficientes modales correctos de cada modo propio. En este proceso, se utilizó la función de correlación dada por la Ec. (3-22), la cual permite medir la concordancia entre las distribuciones de intensidad de los modos simulados y los modos reconstruidos. Por lo tanto, un alto coeficiente de correlación corresponde a una alta calidad de los coeficientes modales determinados.

La Fig. **3-7** compara las distribuciones de intensidad de los modos simulados obtenidos con la librería pyMMF y los modos reconstruidos con el algoritmo de PSO cuando la longitud de onda es igual a 1534 nm. Además, es importante resaltar que los patrones de intensidad residual se pueden obtener mediante  $\Delta I = |I_{ORI} - I_{REC}|$ . Estos patrones residuales son importantes pues ofrecen información adicional sobre la precisión de la reconstrucción. Se observa que los patrones de haz reconstruidos son muy similares a los patrones de haz ideales de entrada, lo que indica la gran precisión de nuestro modelo. De hecho, como se indica en la Fig. **3-7** en cada caso el coeficiente de correlación es igual a 0.9999, lo cual indica que el error es mínimo si se comparan las distribuciones de intensidad de los modos simulados y reconstruidos. Por otra parte, las distribuciones de intensidad residual también indican como los patrones de haces experimentales y los reconstruidos presentan una gran similitud.



**Fig. 3-7.** Ejemplos representativos de DM en el caso de superposición de 3 modos LP. ORI: imagen original o simulada, REC: imagen reconstruida, RES: imagen residual, COR: valor de correlación.

Los coeficientes modales que corresponden a los pesos modales y las fases relativas de los perfiles de intensidad de la Fig. 3-7 se muestran en la Fig. 3-8(a) y la Fig. 3-8(b), respectivamente. En esta figura es evidente que los pesos modales y fases predichos son casi idénticos a los valores teóricos, lo que concuerda con las distribuciones de campo y el análisis teórico previo. Es importante destacar que cuando se trata de modos con los mismos pesos modales, pero fases opuestas, las distribuciones de intensidad polarizada son también idénticas, esto se debe a la inherente ambigüedad de fase en este contexto, lo que no puede evitarse con un solo perfil de haz implicado en la DM [89].



**Fig. 3-8.** Conjuntos de coeficientes simulados y reconstruidos correspondientes a los perfiles de intensidad de la Fig. 3-7. (a) Pesos modales y (b) fases relativas.



Dado que se conocen los coeficientes modales de las muestras simuladas, hemos calculado el error absoluto de pesos ( $\Delta\rho^2$ ) y el error absoluto relativo de fases ( $\Delta\phi$ ), empleando las Ecs. (3-23) y (3-24), respectivamente. Los errores promedio de los seis ejemplos de prueba para los pesos modales y las fases relativas de los modos se detallan en la Tabla **3-2**. Se observa que el error promedio en la predicción de los pesos modales es de aproximadamente el 0.079, mientras que el error promedio en la predicción de las fases modales, como se muestra en la Tabla **3-2**, es de aproximadamente el 0.145. Estos resultados demuestran que el método empleado tiene una alta precisión, lo que respalda su aplicabilidad en la determinación confiable de los coeficientes modales en situaciones prácticas y su utilidad en diversas aplicaciones de interés, tal como lo es la conversión modal.

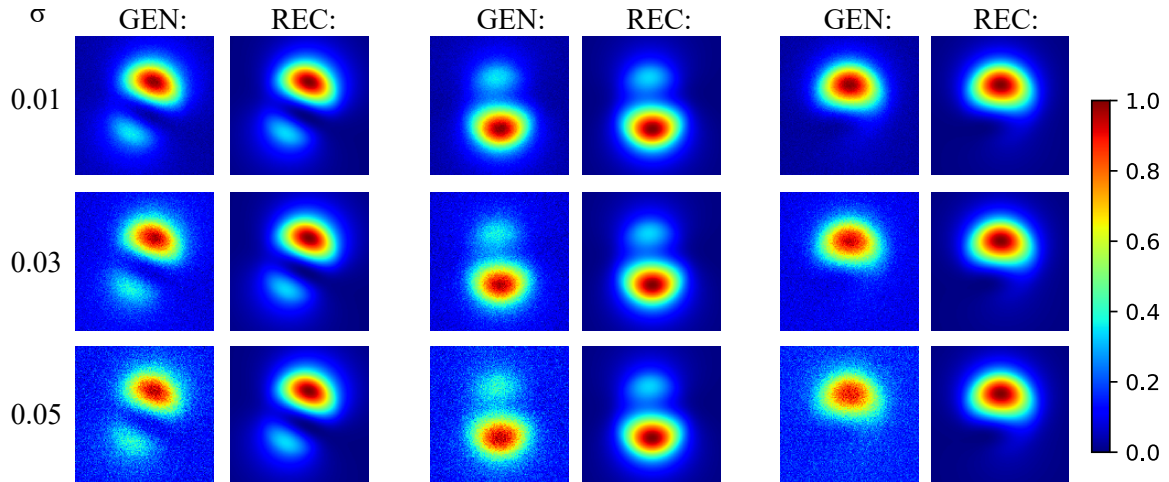
**Tabla 3-2.** Error promedio de los pesos modales y las fases relativas para los ejemplos de la Fig. **3-7**.

$\overline{\Delta\rho_{01}^2}$	$\overline{\Delta\rho_{11}^2}$ (par)	$\overline{\Delta\rho_{11}^2}$ (impar)	$\overline{\Delta\phi_{11}}$ (par)	$\overline{\Delta\phi_{11}}$ (impar)
0.027 %	0.060 %	0.15 %	0.14 %	0.15 %

Adicionalmente, se investigó un factor recurrente que dificulta la precisión de una DM, causada por la relación señal-ruido (SNR, signal-to-noise ratio) de las imágenes capturadas. En particular, el perfil del haz medido por una cámara a menudo incluye ruido gaussiano aditivo blanco que proviene del ruido térmico y/o asociado al amplificador [91].

En el contexto del estudio presentado en este trabajo, se han seleccionado tres intensidades modales específicas de la Fig. **3-7** como ejemplo para analizar la robustez del modelo de DM basado en PSO al introducir ruido en el patrón de intensidad de entrada. El proceso de añadir ruido gaussiano a las imágenes implica que los píxeles de la imagen original se suman mediante un término  $N(0, 1) * \sigma$ , donde  $N(0, 1)$ , representa una matriz de valores aleatorios que siguen una distribución normal con media cero y desviación estándar igual a uno;  $\sigma$ , también conocido como intensidad de ruido, es un factor de ruido ajustable que controla la magnitud del ruido [92, 93].

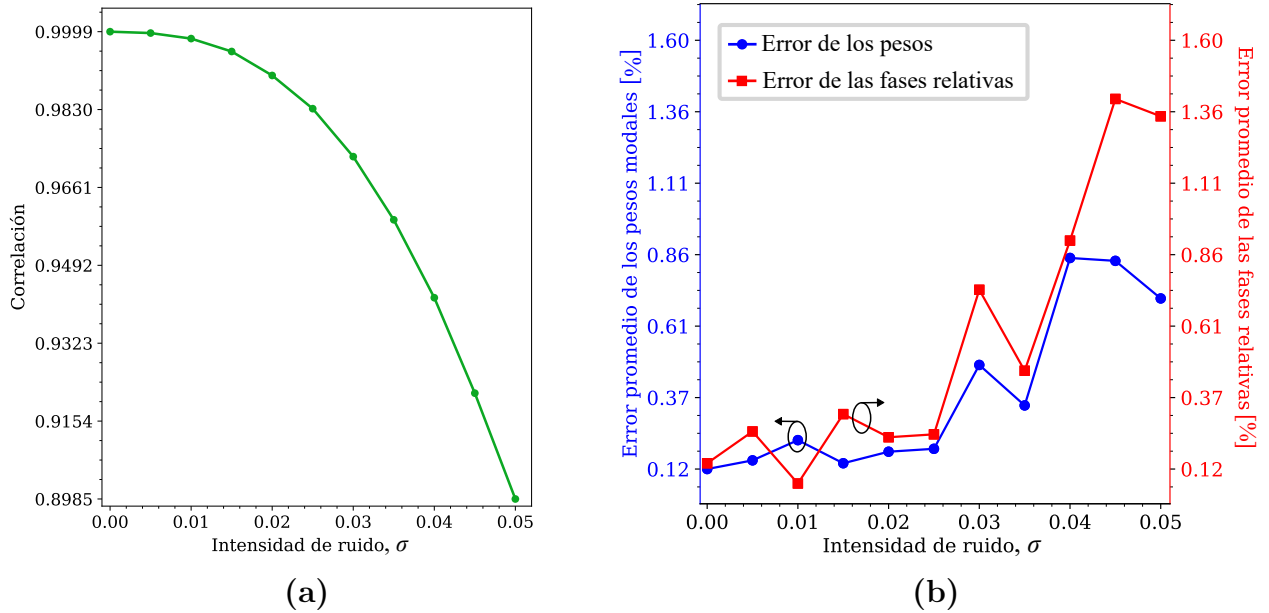
En la Fig. **3-9** se muestran algunos perfiles de intensidad modal afectados por el ruido, estos fueron generados con diferentes valores de  $\sigma$  entre 0 y 0.05 junto con los correspondientes patrones reconstruidos. Este análisis nos proporciona una comprensión esencial sobre cómo se comporta el modelo de DM en condiciones de ruido, lo cual es fundamental para evaluar su aplicabilidad en situaciones experimentales.



**Fig. 3-9.** Patrones de intensidad modal generados y reconstruidos con distintos niveles de intensidad de ruido. GEN: imagen generada con ruido,  $\sigma$  : Intensidad de ruido, REC: imagen reconstruida.

Para evaluar la calidad de estos perfiles de intensidad, se calculó la SNR mediante un proceso que implica la suma de los cuadrados de los valores de píxeles en la imagen reconstruida para obtener la potencia de la señal. Luego, se realiza el mismo procedimiento en la imagen con ruido, que es esencialmente la imagen original con la adición de ruido, para obtener la potencia del ruido. Finalmente, se aplica la fórmula del SNR, que utiliza un logaritmo en base 10, para obtener el valor en decibeles. Las SNR calculadas oscilaron entre 27.10 dB y 13.14 dB.

En la Fig. 3-10(a) se ilustra la correlación promedio entre el patrón de intensidad reconstruido y el patrón de intensidad real. Se observa un comportamiento decreciente a medida que aumenta la intensidad de ruido, esto se debe a que estamos introduciendo información aleatoria que distorsiona la imagen original. Cuanto mayor sea la intensidad del ruido, más información aleatoria se agrega, lo que dificulta que los dos perfiles de intensidad coincidan perfectamente. Adicionalmente, se calcularon los porcentajes de errores promedio para los pesos modales y las fases relativas con diferentes niveles de ruido, como se muestra en la Fig. 3-10(b). Los resultados revelan que a medida que la intensidad del ruido se incrementa hasta alcanzar un valor igual a 0.05, el error en los pesos se mantiene por debajo del 1%. Sin embargo, el error promedio de las fases muestra un error inferior al 1.60%. Estos resultados nos ofrecen una visión más completa de cómo el ruido afecta la precisión de la técnica de DM, principalmente en la fase de los modos.



**Fig. 3-10.** (a) Correlación promedio entre el patrón reconstruido y el generado bajo diferentes intensidades de ruido. (b) Promedio de error de los pesos modales y las fases con distintas intensidades de ruido.

Cabe destacar que la tendencia presentada en la Fig. 3-10(b) se debe a la adopción de medidas aleatorias para determinar los coeficientes modales de los perfiles de intensidad, ya que el algoritmo emplea múltiples partículas que exploran el espacio de búsqueda de manera simultánea, y cada partícula ajusta sus valores basándose en su experiencia y la influencia ejercida por otras partículas. Esto puede llevar a un proceso de búsqueda no determinista, donde las soluciones se exploran en paralelo y los resultados pueden variar debido a la convergencia a diferentes óptimos locales en diferentes ejecuciones del algoritmo [94]. Sin embargo, esta característica demuestra que el modelo propuesto tiene capacidad para reconstruir patrones de intensidad modal, incluso cuando las imágenes incorporan cierto factor de intensidad de ruido. Esta flexibilidad y adaptabilidad a condiciones variables son atributos valiosos de la técnica de DM, lo que la hace relevante y efectiva para el estudio de conversores modales.

## 4. Simulación y fabricación de LPFGs grabadas por radiación láser de CO<sub>2</sub>

Como se ha mencionado previamente en el capítulo anterior, las LPFGs se crean mediante una modulación periódica en el índice de refracción del núcleo de una fibra óptica con longitudes de período del orden de los micrómetros. Esto se logra mediante la modificación permanente del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica o mediante la deformación física de la fibra, siempre y cuando no se exceda la temperatura de borrado de la red [50].

Dado que las fibras ópticas convencionales están compuestas de vidrio de sílice (SiO<sub>2</sub>), este material presenta una fuerte absorción alrededor de la longitud de onda de la radiación láser de CO<sub>2</sub>, ( $\sim 10.6 \mu\text{m}$ ). Debido a esta absorción, la intensidad del haz se atenúa gradualmente a lo largo de la dirección de incidencia, lo que da lugar a una modulación asimétrica del índice de refracción [95]. Esta deformación asimétrica promueve el acoplamiento a modos asimétricos, es decir modos LP<sub>lm</sub> con diferente orden  $l$ . También se genera una notable sensibilidad al modo de polarización, ya que se induce birrefringencia en la fibra óptica y ciertos estados de polarización tienden a exhibir menores niveles de pérdida [96].

El mecanismo que induce un cambio en el índice de refracción se atribuye a la tensión residual en la fibra óptica. Durante la irradiación con láser de CO<sub>2</sub>, la fibra suele alargarse o estrecharse debido a lo que se conoce como el mecanismo de “autorregulación” [97]. Esto es el resultado de la tensión axial constante y de la alta temperatura local inducida por el láser de CO<sub>2</sub> en la fibra. Estos cambios físicos en la fibra son esenciales para la creación de las LPFGs, ya que permiten modificar el índice de refracción de manera periódica y controlada, lo que a su vez da lugar a las propiedades específicas de estas estructuras ópticas.

En virtud de lo anterior, resulta esencial la capacidad de modelar conversores modales basados en LPFGs grabadas en fibras ópticas de pocos modos, con el propósito de comprender el mecanismo que genera el acoplamiento entre los modos. Esta habilidad no solo fomenta una comprensión profunda, sino que también facilita la optimización del proceso de fabricación

de estos conversores modales.

En la actualidad, existen varias técnicas comúnmente empleadas para abordar el modelado de dichos componentes, siendo notables las técnicas semi-analíticas, el método de matrices de transferencia y el modelamiento computacional mediante métodos numéricos. Dentro de este último enfoque, se encuentran varias opciones, como el método de diferencias finitas, el método de elementos finitos, entre otros. Este enfoque computacional ofrece una serie de ventajas notables. En primer lugar, brinda una flexibilidad excepcional para modelar LPFGs de gran complejidad, permitiendo la variación de una amplia gama de parámetros críticos tales como la longitud de la LPFG, el periodo de la red y el índice de modulación.

Además, el modelamiento computacional garantiza una alta precisión al considerar una serie de factores, como la dispersión modal, la atenuación y las propiedades de la fibra. Esto proporciona una representación detallada y realista del comportamiento de la LPFG en condiciones reales.

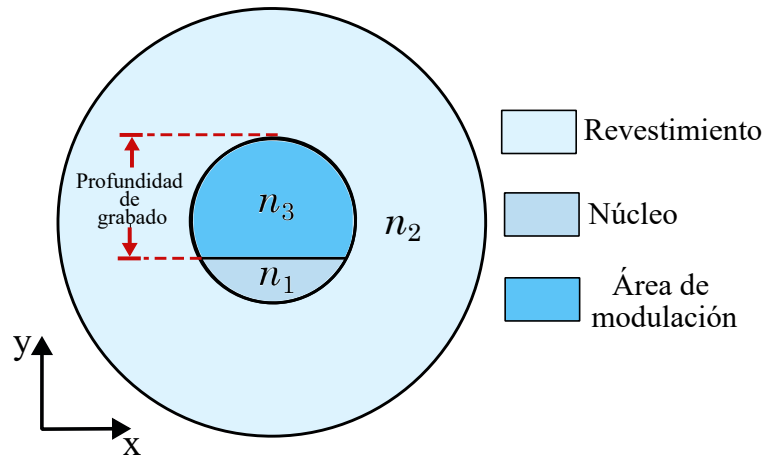
## 4.1. Modelamiento de LPFGs

El modelamiento computacional de los conversores modales basados en LPFGs grabadas en fibras de pocos modos fue llevado a cabo empleando FIMMWAVE<sup>®</sup> [98]. Este software de simulación óptica se destaca por su capacidad para modelar y analizar dispositivos fotónicos, entre ellos guías de onda y fibras ópticas, mediante la resolución numérica de las ecuaciones electromagnéticas. Para estudiar la propagación de la luz se utilizó FIMMPROP, un módulo integrado con FIMMWAVE<sup>®</sup>. Este módulo emplea el método de diferencias finitas (FDM, por su sigla en inglés) y el algoritmo RCMT (Rigorous Coupled-Mode Theory) para llevar a cabo la simulación del acoplamiento modal en estructuras periódicas, como es el caso de las LPFGs. El RCMT es el indicado para modelar secciones periódicas de forma más eficiente como las redes de difracción, ya que utiliza un método de perturbación para descomponer los campos de acuerdo con la Ec. (3-4) en coordenadas cartesianas con variaciones modestas a lo largo del eje  $z$  de propagación.

La simulación de redes de difracción en fibras ópticas utilizando FIMMWAVE, principalmente LPFG implica los siguientes pasos:

## Diseño de la Estructura

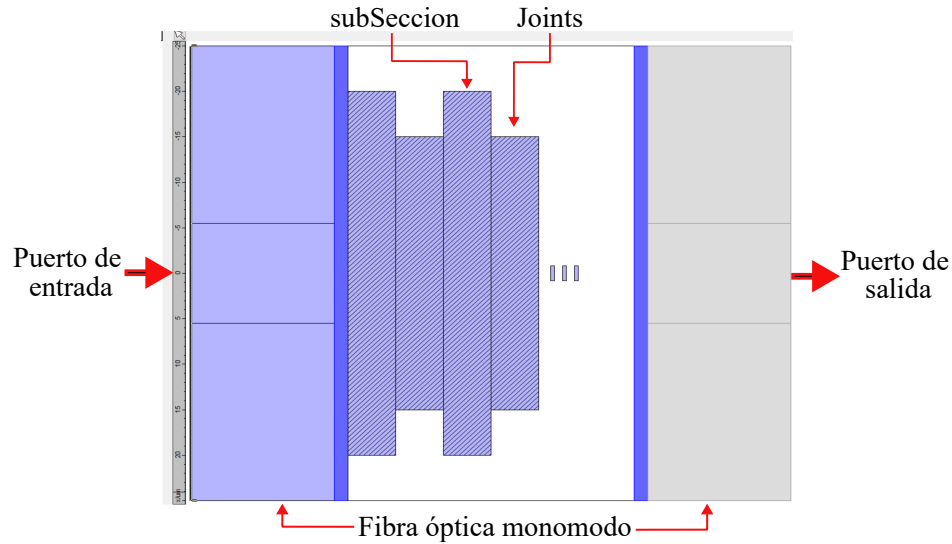
En el proceso de fabricación de una LPFG, la fibra óptica se expone al láser de CO<sub>2</sub> desde un único lado, generando así una asimetría en el perfil de índice de refracción de la fibra óptica [99–102]. Para llevar a cabo las simulaciones, se ha propuesto un modelo simplificado que permite ajustar el área del núcleo de la fibra óptica afectada por la exposición al láser de CO<sub>2</sub>, variando en términos de la profundidad o la altura de grabado, tal como se ilustra en la Fig. 4-1.



**Fig. 4-1.** Diagrama de la distribución de índices de refracción en la sección transversal de la fibra óptica bajo exposición del láser CO<sub>2</sub>.

De este modo, el área de modulación del índice de refracción del núcleo ( $n_3$ ), que corresponde al área del índice de refracción del núcleo afectado por la exposición del láser de CO<sub>2</sub>, puede expresarse de forma sencilla como forma de un semicírculo a diferentes alturas. En las simulaciones se consideró la variación en la forma de esta área de modulación con el fin de analizar cómo responde el espectro de transmisión y la eficiencia de acoplamiento a medida que la altura varía. En un montaje experimental, esta profundidad de grabado se puede ajustar controlando la potencia del haz del láser. Por último, se ha creado la estructura periódica 2D, la cual hace referencia al número de grabados o número de periodos en la fibra óptica, tal como se muestra en la Fig. 4-2. Este componente es esencial para comprender la influencia de la periodicidad en el comportamiento de la LPFG y su interacción con la luz incidente a medida que se propaga.

FIMMPROP permite crear fácilmente estructuras periódicas de la forma más genérica. Una sección periódica contiene una *subSeccion* que se repite un numero de periodos, con una Junta o *Joints* entre las *SubSecciones*, como se muestra en la Fig. 4-2. La sección periódica comienza y termina con una *SubSeccion*, por lo que si se establece que el número de periodos



**Fig. 4-2.** Implementación del diseño de la estructura periódica en FIMMWAVE.

sea  $N_{periodo}$  habrá en total  $N_{periodo}subSeccion$  y  $N_{periodo} - 1 Joints$ . Tanto al inicio como al final se empalman con una guía de onda equivalente a una fibra óptica monomodo.

En los dominios físicos, el guiado de la luz a través de la estructura se introduce mediante las condiciones de contorno del puerto. Una fibra óptica puede guiar un haz de luz de un lugar a otro a lo largo de su eje central satisfaciendo la reflexión interna total. Por lo tanto, la onda que se propaga en la estructura satisface las condiciones de contorno del puerto, ya que permite que una onda se propague de un extremo (entrada) a otro (salida) de cualquier estructura, tal como se muestra en la Fig. 4-2.

### Configuración y ejecución de la simulación

Para evaluar la propagación de ondas en cada dominio se utilizarán las mismas ecuaciones matemáticas de propagación de ondas electromagnéticas mencionadas en el capítulo 2 y 3. Cada dominio tiene valores reales de índice de refracción; por lo tanto, no hay pérdidas electromagnéticas.

Una vez diseñada la estructura, se asignan las propiedades del material pertinentes a cada uno de los subdominios que componen la geometría. En particular, la fibra óptica utilizada para fabricar las LPFGs y realizar todas las simulaciones es la fibra óptica SM2000 de Thorlabs con un núcleo de sílice dopada con Germanio y revestimiento de sílice pura. Las características de la fibra óptica se resumen en la Tabla 4-1.

**Tabla 4-1.** Especificaciones geométricas y ópticas de la fibra óptica SM2000.

Parámetro	Valor
Diámetro del núcleo	$11 \pm 1 \mu m$
Diámetro del revestimiento	$125 \pm 1 \mu m$
Apertura Numérica (NA)	$0.12 \pm 0.01$
Longitud de onda de corte	$1750 \pm 50 \text{ nm}$

Con el fin de tener un comportamiento más preciso y cercano a la realidad, se han tenido en cuenta los efectos dispersivos del silicio al calcular el índice de refracción de la sílice. De hecho, se ha empleado la siguiente ecuación de Sellmeier [103]:

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}, \quad (4-1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda dada en micrómetros ( $\mu m$ ).

Por otro lado, el índice de refracción en el área de modulación, en una primera aproximación se puede considerar como:

$$n_3 \cong n_1 + \delta n \quad (4-2)$$

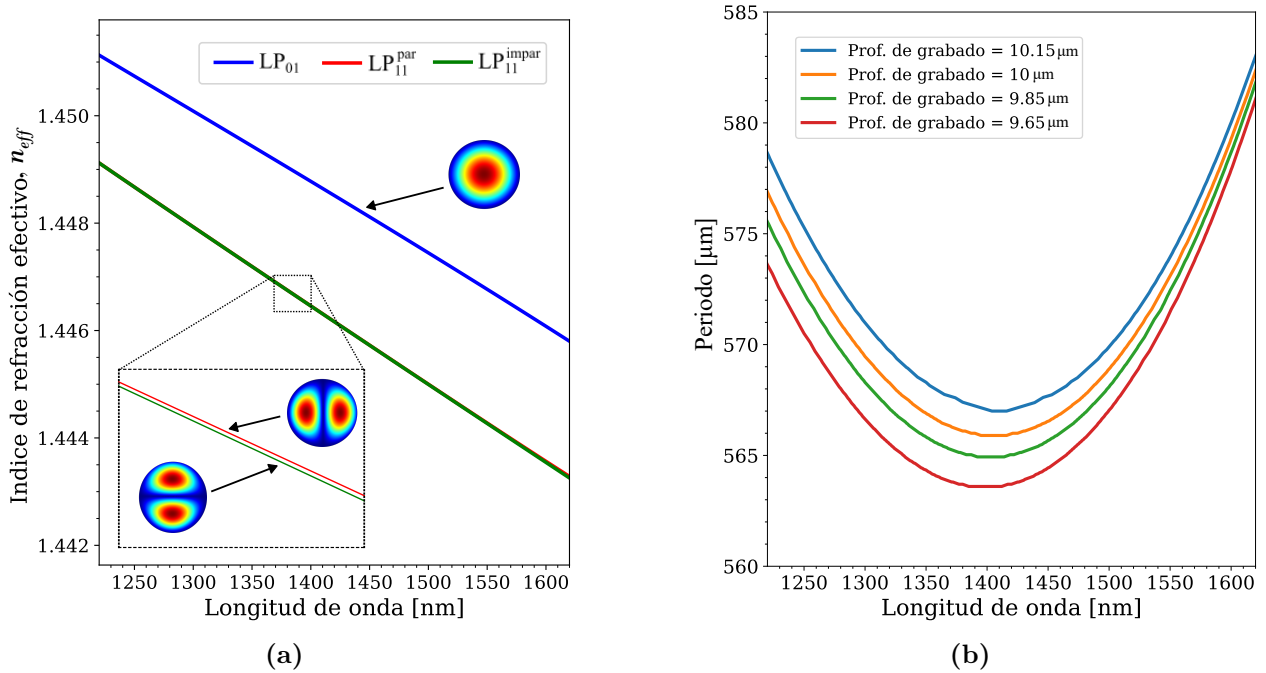
Donde  $n_1$  representa el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica y  $\delta n$  representa un cambio en el índice de refracción del núcleo y se conoce como índice de modulación, para las simulaciones presentadas en este trabajo, este valor se asumió igual a  $\delta n = 11 \times 10^{-3}$ .

Una vez que la estructura se ha diseñado y se han establecidos los parámetros de simulación, se procede a calcular los índices de refracción efectivos de los modos guiados que se propagan a través la fibra óptica en un rango de longitud de onda de 1220 nm hasta 1620 nm, como se muestra en la Fig. 4-3(a). Como es de esperar, para este rango de longitud de onda, en la FMF coexisten el modo fundamental ( $LP_{01}$ ) y dos modos  $LP_{11}$  ( $LP_{11}^{\text{par}}$  y  $LP_{11}^{\text{impar}}$ ).

Luego, simulamos la condición de coincidencia de fase para conocer el comportamiento entre el periodo de la red ( $\Lambda$ ) a diferentes longitudes de onda resonantes, con el objetivo de lograr la conversión modal entre los modos  $LP_{01}$  a  $LP_{11}$ , como se muestran en la Fig. 4-3(b). Cabe destacar que a partir de estas curvas se obtiene el valor óptimo del periodo, que corresponde al acoplamiento modal dentro de una longitud de onda de operación. Los resultados revelan cómo esta curva y, por lo tanto, el periodo óptimo grabado, se ven afectados por la variación

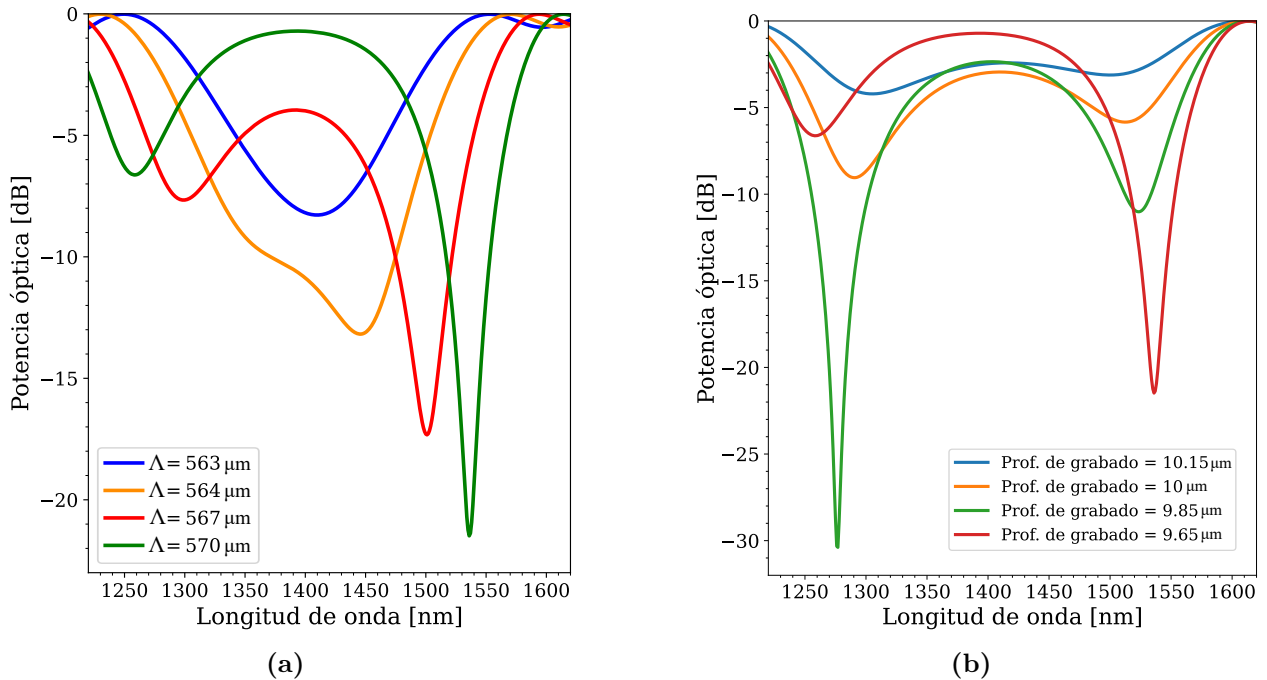


en la profundidad de la grabación. De ahí la importancia de optimizar los parámetros de la red antes de proceder con la fabricación.



**Fig. 4-3.** (a) Índices de refracción efectivos calculados de los modos LP en función de la longitud de onda. (b) Dependencia del periodo de la red para la conversión modal en función de la longitud de onda de resonancia para diferentes profundidades de grabado.

Así, a través del modelo de simulación propuesto, podemos demostrar cómo la variación en la profundidad del grabado, que aumenta o disminuye el área de modulación, desplaza las curvas de coincidencia de fase. Por lo tanto, cuando se cumple la condición de coincidencia de fase, la potencia del modo fundamental se convertirá gradualmente en el modo de orden superior, dependiendo de la profundidad del grabado. De esta manera, si se desea fabricar un convertor modal que opere en un rango específico de longitud de onda y con un alto factor de conversión (es decir, cercano al valor de punto de inflexión), se debe considerar cuán profundo debe ser el grabado realizado con el haz láser de CO<sub>2</sub> para establecer el valor del periodo ( $\Lambda$ ).



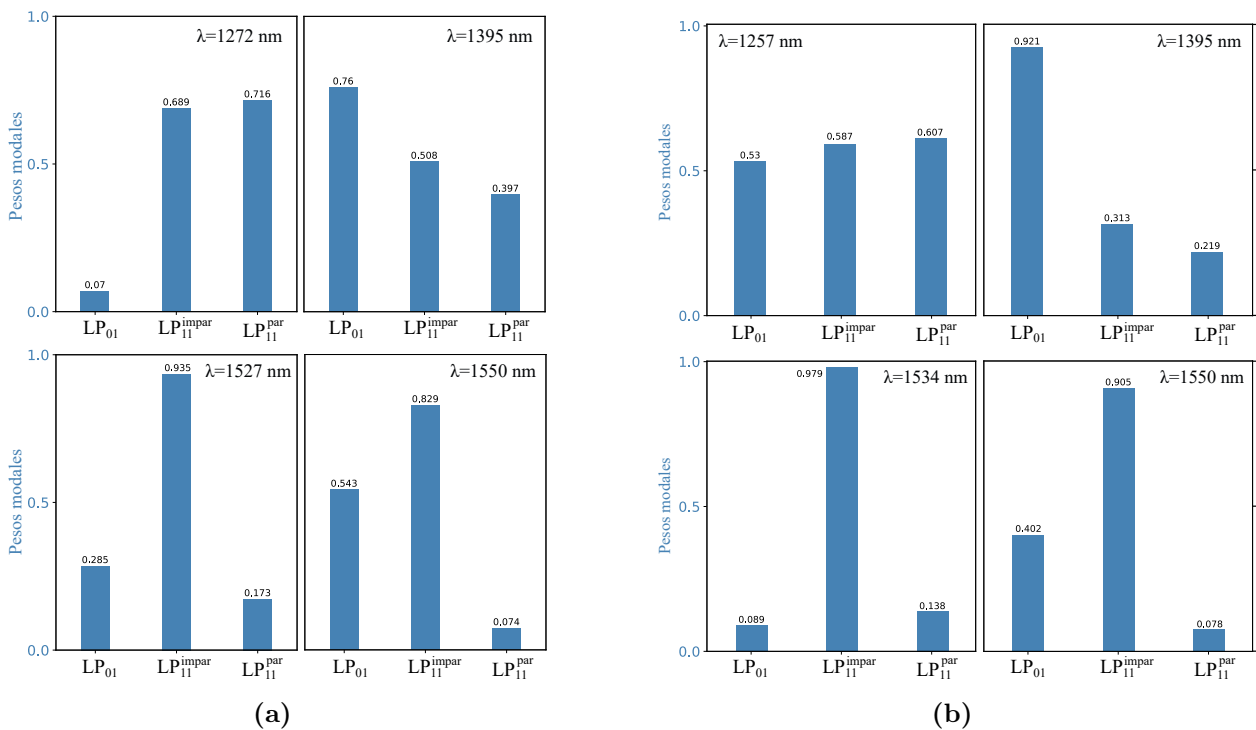
**Fig. 4-4.** Espectro de transmisión de la LPFG (a) con diferentes periodos de red ( $\Lambda$ ), (b) diferentes profundidades de grabado.

La Fig. 4-4(a) muestra los espectros de transmisión del modo  $LP_{01}$  para diferentes periodos de la LPFG y una profundidad de grabado constante de  $9.65 \mu\text{m}$ . Para periodos de  $564 \mu\text{m}$  a  $570 \mu\text{m}$  se observan dos caídas de resonancia que se desplazan en direcciones opuestas a medida que disminuye el periodo. Sin embargo, al salir de la dicha condición, es decir, cuando el periodo se reduce, se observa que los dos picos de resonancia se acercan entre si hasta convertirse en un solo pico de resonancia que se denomina longitud de onda crítica denominado también “turning point”, correspondiente a una longitud de onda de  $1408 \text{ nm}$ . Este ultimo caso se logra cuando el periodo de la LPFG tiene un periodo igual a  $563 \mu\text{m}$ .

Por otro lado, como consecuencia de los cambios de las curvas de coincidencia de fase por la profundidad del grabado, en los picos de resonancia presentan un desplazamiento en direcciones opuestas a medida que se aumenta la profundidad de  $9.56 \mu\text{m}$  a  $10.15 \mu\text{m}$ , es decir un comportamiento similar cuando se variaba el periodo. Para una profundidad de grabado de  $10.15 \mu\text{m}$  equivalente a grabar el  $92.2\%$  del núcleo de la fibra óptica, los dos picos de resonancia tienen caídas en potencia menores a  $-5 \text{ dB}$ , es decir no se logra acoplar el modo de orden superior. Sin embargo, para una profundidad de  $9.65 \mu\text{m}$  y  $9.85 \mu\text{m}$  se obtienen picos de resonancia con caídas hasta  $-21.5 \text{ dB}$  y  $-30.3 \text{ dB}$  para longitudes de onda de  $1534 \text{ nm}$  y  $1276 \text{ nm}$  respectivamente.

Para diseñar un conversor modal en una longitud de onda de resonancia entre 1527 nm a 1567 nm, el periodo de la red correspondiente es de 570  $\mu\text{m}$ . Por lo tanto, el resultado de las simulaciones da una buena aproximación para determinar el periodo de red requerido para el acoplamiento entre el modo LP<sub>01</sub> y el modo LP<sub>11</sub> en el experimento.

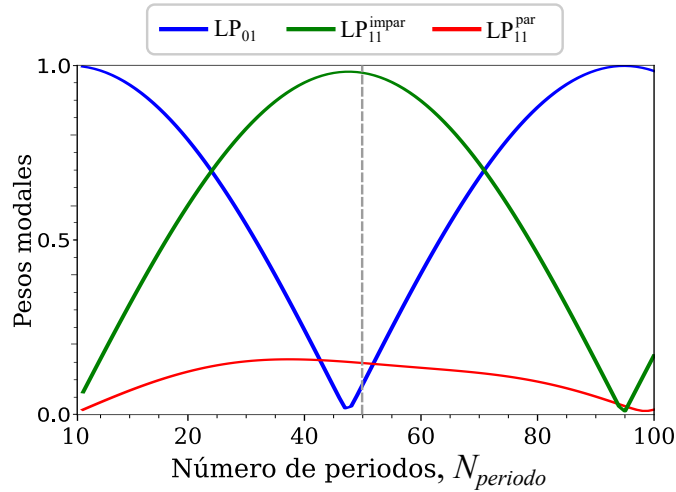
Con base en los espectros de transmisión de la Fig. 4-4(b), se obtuvieron los pesos modales para cuatro puntos de longitud de onda y dos profundidades de grabado. En la Fig. 4-5(a) y Fig. 4-5(b) se muestran los pesos modales cuando se simula una LPFG con una profundidad de grabado de 9.85 y 9.65  $\mu\text{m}$  respectivamente. Se escogieron estos dos valores de profundidad de grabado porque es donde se tiene mayor eficiencia de conversión en dos longitudes de onda diferente. Se puede observar que en las longitudes de onda de resonancia de la izquierda, es decir entre de 1235 nm y 1284 nm se tiene una mayor excitación del modo LP<sub>11</sub><sup>par</sup>. Sin embargo para longitudes de onda de resonancia ubicadas a la derecha del espectro, entre 1485 y 1576 nm se tiene una mayor excitación del modo LP<sub>11</sub><sup>impar</sup>. Como era de esperarse, para longitudes de onda entre 1285 y 1484 nm la potencia transmitida corresponde al modo LP<sub>01</sub>.



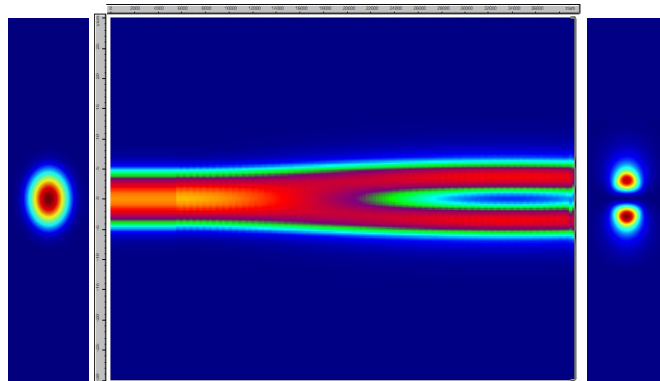
**Fig. 4-5.** Pesos modales para cuatro valores de longitud de onda en el espectro mostrado en la Fig. 4-4(b), para una profundidad de grabado de: (a) 9.85  $\mu\text{m}$  y (b) 9.65  $\mu\text{m}$ .

Otro parámetro importante en la fabricación de las LPFGs es conocer la cantidad de periodos con que se debe grabar la fibra óptica para tener una adecuada eficiencia de conversión modal.

La Fig. 4-6(a) muestra la amplitud o peso modal de los modos LP<sub>01</sub> y LP<sub>11</sub> en función del número de periodos para una longitud de onda de 1534 nm y un  $\Lambda = 570 \mu\text{m}$ , donde se obtiene el pico de resonancia según la Fig. 4-4. Como podemos observar, con un número de periodos entre 40 y 60, toda la potencia óptica transmitida del modo LP<sub>01</sub> se acopla al modo LP<sub>11</sub><sup>impar</sup> para nuevamente volver a acoplarse al modo LP<sub>01</sub>. Así, la potencia se intercambia periódicamente entre ambos modos con una longitud de acoplamiento correspondiente a 87 mm según la Ec. (3-15).



(a)



(b)

**Fig. 4-6.** (a) Pesos modales de los modos LP en función del número de periodos ( $N_{periodo}$ ). (b) Simulación numérica de la propagación de la intensidad luz en la guía de onda para  $N_{periodo} = 50$ .

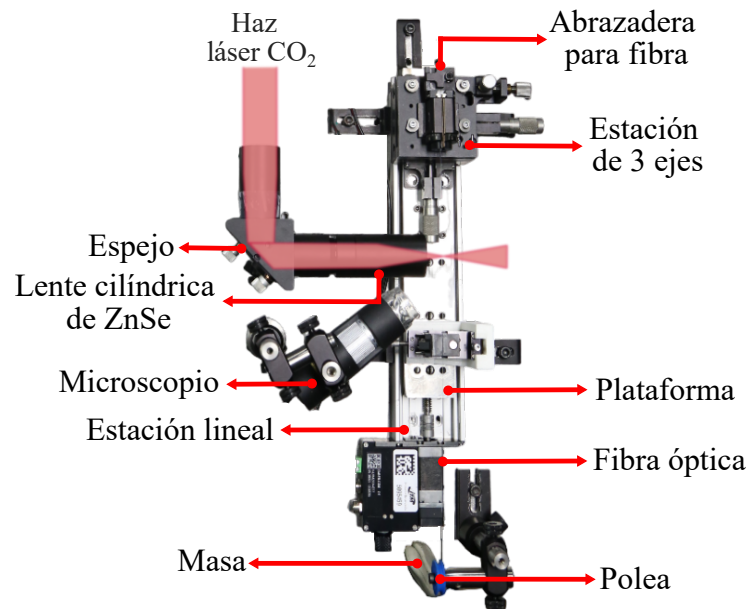
La Fig. 4-6(b) muestra una vista en sección longitudinal del perfil de intensidad para  $N_{periodo} = 50$ ,  $\Lambda = 570 \mu\text{m}$  y una longitud de onda de 1534 nm. Se observa como en el puerto de entrada se inyecta el modo LP<sub>01</sub> y después de propagarse por la LPFG se obtiene en el puerto de salida un modo LP<sub>11</sub>. A partir de estos de resultados, podemos ver claramente

el esquema de acoplamiento y el flujo de potencia entre los dos modos LP.

## 4.2. Proceso de fabricación de LPFGs

La metodología para la fabricación de redes de periodo largo utilizada en este trabajo combina una fuente de haz láser de CO<sub>2</sub> (IRADION Laser, potencia nominal 160 W). Este haz láser se dirige hacia la lente de enfoque a través de un espejo con recubrimiento de plata. La lente de enfoque utilizada es una lente cilíndrica de ZnSe con una distancia focal de 50 mm.

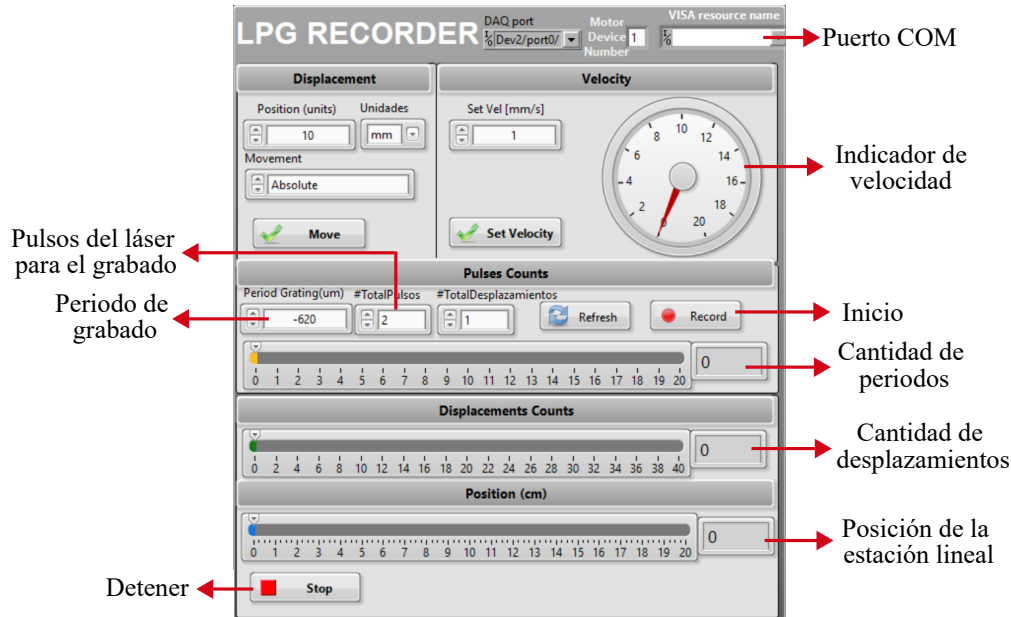
Para realizar un movimiento traslacional, se implementa una estación lineal motorizada de la Zaber LHM que permite desplazar la fibra óptica perpendicularmente al haz de láser de CO<sub>2</sub> con longitudes de periodo que pueden ser asignados previamente por el usuario, con el fin de generar cambios periódicos en el índice de refracción. Durante el proceso, uno de los extremos de la fibra está fijo y al otro extremo cuelga de una masa para mantener la fibra recta y proporcionar una tensión constante. La Fig. 4-7 muestra el montaje de fabricación utilizado en este trabajo.



**Fig. 4-7.** Montaje de fabricación de LPFG basado en la técnica punto a punto con láser de CO<sub>2</sub>.

Inicialmente se configuró el sistema de grabación, implementando una interfaz gráfica llamada LPG RECORDER para realizar el control del sistema de fabricación de las LPFGs. Esta interfaz fue previamente desarrollada en el laboratorio de optoelectrónica del Instituto Tecnológico Metropolitano (ITM), empleando el software comercial LabVIEW [cita]. Este

entorno gráfico permite controlar diversos parámetros experimentales del sistema de grabado, tales como la cantidad de desplazamientos, velocidad de desplazamiento, separación espacial entre cada grabado, cantidad de pulsos emitidos y tiempo de exposición del haz láser sobre la fibra. La interfaz del software desarrollado se muestra en la Fig. 4-8. Este sistema proporciona un control preciso y versátil sobre el proceso de fabricación de las LPFGs, lo que es fundamental para garantizar la reproducibilidad y la calidad de las redes de periodo largo fabricadas.



**Fig. 4-8.** Entorno gráfico del software LPG RECORDER empleado para controlar el láser de CO<sub>2</sub> y estación lineal.

La interfaz incorpora diversas funcionalidades clave para el control preciso del sistema de grabación. En primer lugar, se tiene la función **Displacement** (desplazamiento), la cual permite tener un control minucioso del movimiento de la estación lineal. Esta función facilita el ajuste de las unidades de desplazamiento y el tipo de movimiento ya sea relativo o absoluto. En segundo lugar, se tiene el parámetro **Velocity** (velocidad). Este parámetro es esencial para regular la velocidad de ejecución de la estación lineal de manera efectiva. La característica denominada **Pulse Counts** (Contador de pulsos) posibilita definir la separación espacial entre cada pulso en términos del período **Period Grating** ( $\Lambda$ ), expresado en micrómetros. Este parámetro también permite especificar el número total de pulsos que se emitirán con el láser durante todo el proceso de grabación. Por otro lado, la opción **Displacement Counts** (contador de desplazamientos) y **Position** (posición) ofrece información detallada sobre el número de pulsos ejecutados y la posición en centímetros durante la realización de la inscripción punto a punto. Esta información es proporcionada en tiempo real,

permitiendo un seguimiento preciso de la operación en curso.

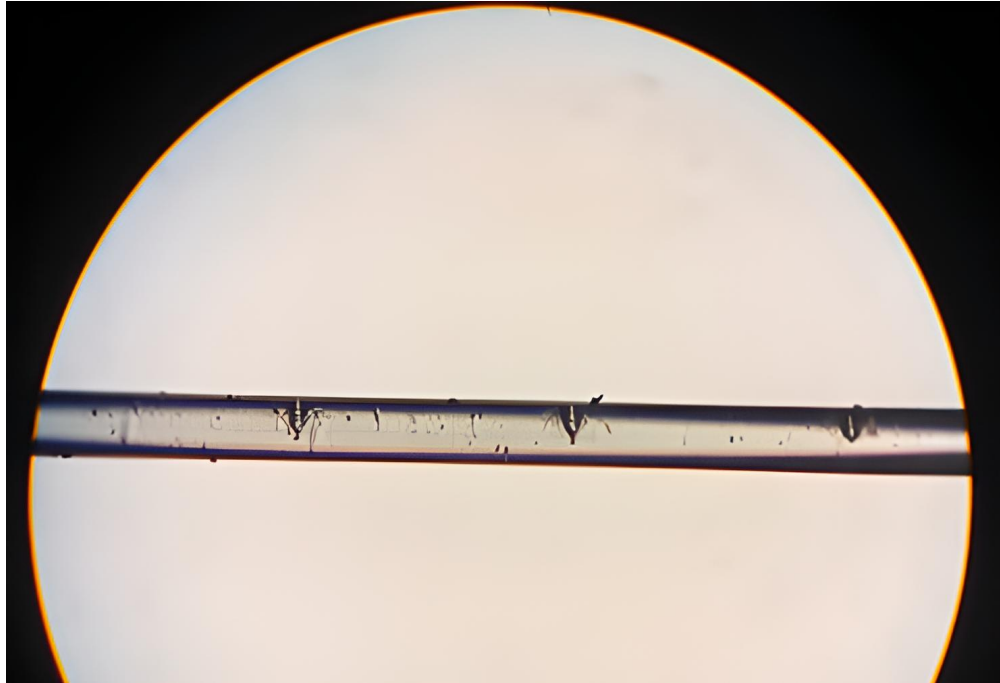
## 5. Validación y caracterización experimental del conversor modal

Fabricamos la LPFG propuesta irradiando la fibra óptica con el láser de  $\text{CO}_2$  emitiendo pulsos con una potencia de salida del 11 % a una frecuencia de 5 kHz durante una duración de 0.6 s (cada pulso), esto permite una distribución asimétrica del índice de refracción en el núcleo de la fibra.

El valor calculado de  $\Lambda$  que satisface la condición de coincidencia de fase entre los modos  $\text{LP}_{01}$  y  $\text{LP}_{11}$  para una longitud de onda dentro de la banda C es de aproximadamente  $570 \mu\text{m}$ , que cae en el rango de sintonización del periodo del dispositivo utilizado en el experimento. Se aplicó una tensión a la fibra con una masa de 20.1 g durante la fabricación para mejorar la eficiencia de grabado [8]. Los valores óptimos se eligieron tras varias pruebas de ensayo.

En la Figura 6-1 se muestra una fotografía tomada con un microscopio óptico (Mitutoyo, QS-L2010Z/AFC) de la LPFG en las condiciones experimentales consideradas en este trabajo, donde es visible una deformación micrométrica de la fibra en cada región irradiada. Así mismo, esto nos permitió corroborar que el periodo de grabado correspondía con el periodo obtenido tal como fue presentado en [8].





**Fig. 5-1.** Fotografía que muestra las zonas irradiadas de una LPFG con  $570 \mu\text{m}$  de periodo inscrito en una fibra óptica SM2000.

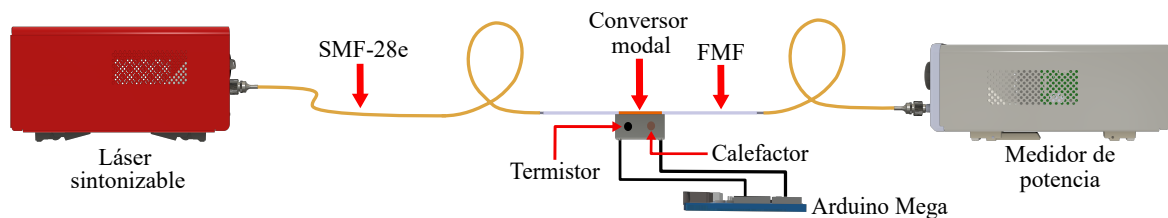
Una vez fabricada la LPFG y dada su capacidad para ser sintonizadas a través de agentes externos como la temperatura y deformación, se optó por emplearla como plataforma en la construcción de un convertor modal óptico. Este convertor presenta grandes ventajas ya que al ser fabricado totalmente a fibra óptica, podrá ser integrado en enlaces de comunicaciones reales a partir de un empalme por fusión, reduciendo de esta manera la atenuación del sistema. Así mismo, se analizaron las características espectrales y las distribuciones de intensidad modal utilizando el sistema de automatización y el software OptiGUI DataCollector descritos en detalle en [104], como se describe a continuación.

### 5.0.1. Caracterización espectral

El primer paso en la caracterización es obtener el espectro de transmisión de la LPFG, el cual nos permite verificar si el proceso de fabricación es correcto. El espectro de transmisión de la LPFG se midió utilizando la interfaz de usuario OptiGUI DataCollector (esta GUI fue diseñada como parte integral de este trabajo). Esta interfaz gráfica de usuario (GUI, por sus siglas en inglés) fue creada utilizando Python 3.8, la librería PyQt5 y QTDesigner. Esta GUI utiliza un paradigma de programación orientada a objetos para crear un marco de trabajo único. La GUI permitió operar intuitivamente las funciones básicas de los instrumentos

utilizados en el montaje experimental de MDM, reduciendo el tiempo necesario para obtener datos mediante la interacción continua con los instrumentos. Para obtener información más detallada sobre el funcionamiento de la interfaz de usuario OptiGUI DataCollector, se recomienda dirigirse al Anexo C. Allí se encuentra información adicional y detalles técnicos relevantes para este estudio.

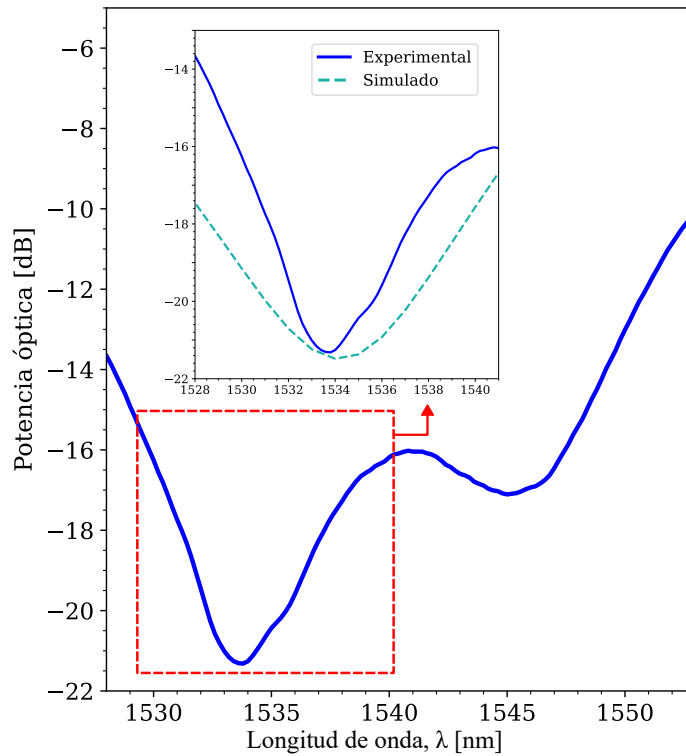
Los experimentos de validación se realizaron con el láser sintonizable de APEX Technologies. El láser permite ajustar tanto la longitud de onda, de 1526 nm a 1567 nm, como la potencia de salida, entre -30 dBm y +13 dBm. Por otra parte, se asignan valores idénticos de longitud de onda tanto al láser sintonizable como al medidor de potencia empleado en este experimento. Como se ilustra en la Fig. 5-2, el medidor de potencia se encuentra a la salida de la LPFG y está conectado a la GUI a través de una conexión serial. Al utilizar los mismos valores de longitud de onda durante todo el experimento, se garantiza la precisión y la coherencia. Además, el uso de un medidor de potencia de alta velocidad como el EXFO1600 permite una rápida captura de datos y una medición precisa de la potencia de salida de la LPFG, lo cual es esencial para la caracterización del dispositivo.



**Fig. 5-2.** Montaje experimental para la reconstrucción de los espectros de transmisión de la LPFG utilizando OptiGUI DataCollector.

Para confirmar el acoplamiento de los modos  $LP_{11}$  se garantiza el modo  $LP_{01}$  a la entrada de la LPFG fusionando una fibra Corning SMF-28e. Estas secciones de fibra óptica a la entrada y salida de la LPFG están enrolladas para atenuar y eliminar el modo  $LP_{11}$  asegurando que la detección sólo registre la transmisión del modo  $LP_{01}$ , de modo que la caída en el espectro de transmisión representa la conversión del modo  $LP_{01}$  al modo  $LP_{11}$ . La curva sólida de color azul de la Fig. 5-3, muestra el espectro de transmisión medido, que tiene un ancho de banda de unos 17.6 nm, específicamente desde 1529.8 nm hasta 1547.4 nm con una eficiencia de conversión de modo superior al 93.7% (-16 dB) y una eficiencia máxima del 98.74% (-21 dB) alrededor de 1533.5 nm. La forma del espectro simulado para una profundidad de grabado de  $9.65 \mu\text{m}$  representado por la curva verde punteada tiene un comportamiento similar con los resultados experimentales. Creemos que el pico de resonancia que se forma alrededor de 1545 nm se debe a perturbaciones mecánicas producto de la tensión axial en la fibra óptica.

Cabe resaltar que el rango de longitudes de onda mostrado en la Fig. 5-3 está limitado por el rango de sintonización posible por el láser utilizado para las medidas.

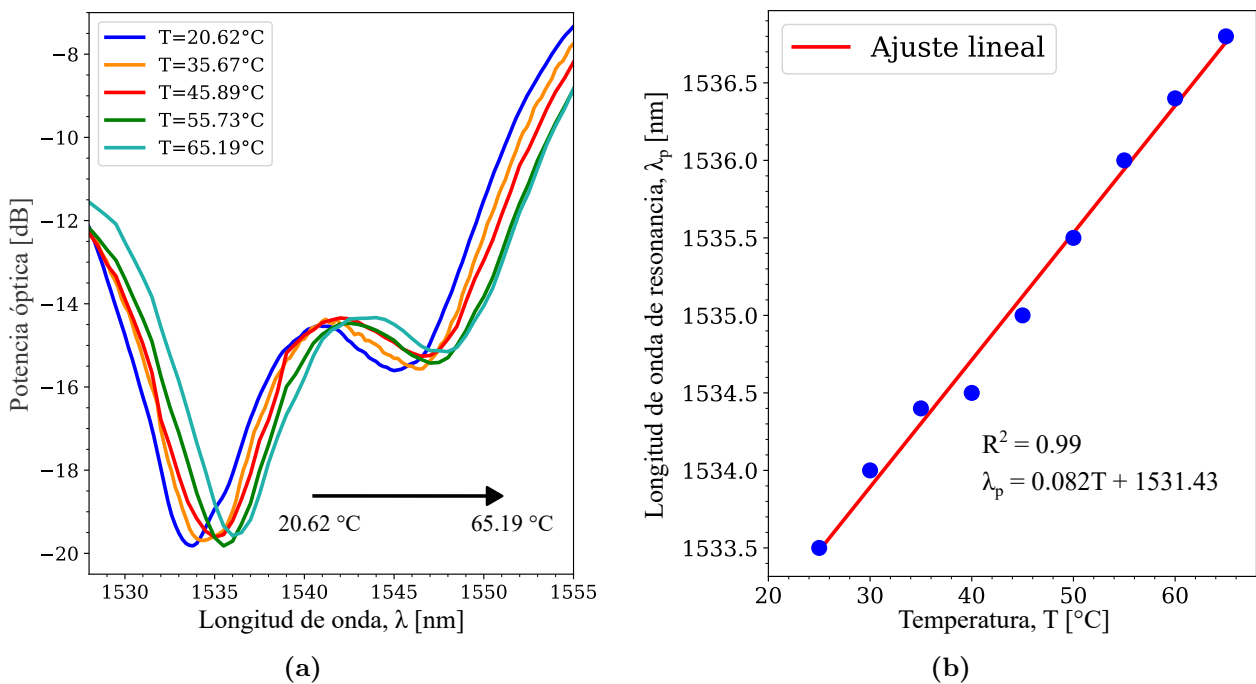


**Fig. 5-3.** Espectro de transmisión simulado (curva verde discontinua) y medido (curva azul oscuro-sólida).

Para corroborar la capacidad de sintonización del convertor modal a través de efectos térmicos externos, se realizó una caracterización del espectro de la LPFG escrita en la fibra óptica SM2000 a diferentes temperaturas. La Fig. 5-4(a), ilustra los espectros de transmisión experimentales de la LPFG que se midieron a diferentes temperaturas utilizando un sistema de calentamiento mediante el control de retroalimentación (ver Anexo C). Cuando se alcanzó el ajuste de temperatura requerido, se implementó el medidor de potencia óptica para medir el espectro de transmisión.

En este contexto, se utilizó OptiGUI DataCollector con los módulos **Tunable\_Laser.py**, **Power\_Meter.py**, y **Temperature\_Control.py**: para reconstruir los espectros de transmisión de la LPFG mientras se variaba la temperatura desde 20.62°C a 65.19°C. Para reconstruir los espectros de transmisión de la LPFG, se asignó un rango de longitud de onda que variaba de 1528 nm a 1555 nm con pasos de 0.3 nm. Con base en estos parámetros, se recogieron datos de potencia para nueve temperaturas diferentes: 20.62°C, 25°C, 30°C,

35.67°C, 40°C, 45.89°C, 50°C, 55.73°C, 60°C y 65.19°C. La longitud de onda de resonancia de la LPFG mostró un desplazamiento hacia longitudes de onda más largas, como era de esperarse [105, 106]. La Fig. 5-4(b) muestra la curva de sensibilidad de la LPFG a la temperatura para el pico de resonancia correspondiente a 0.082 nm/°C. Adicionalmente, se destaca que la longitud de onda de resonancia muestra un comportamiento lineal a medida que aumenta la temperatura. Este comportamiento lineal es esencial cuando las LPFGs son empleadas en la fabricación de dispositivos fotónicos, ya que permite una relación predecible entre el cambio en la temperatura y el cambio correspondiente en la longitud de onda de resonancia. Esto facilita la interpretación de los datos y mejora la precisión del conversor modal en aplicaciones de MDM.



**Fig. 5-4.** (a) Espectros de transmisión del conversor modal utilizando la interfaz de usuario Opti-GUI DataCollector. (b) Relación entre la longitud de onda de resonancia y la temperatura.

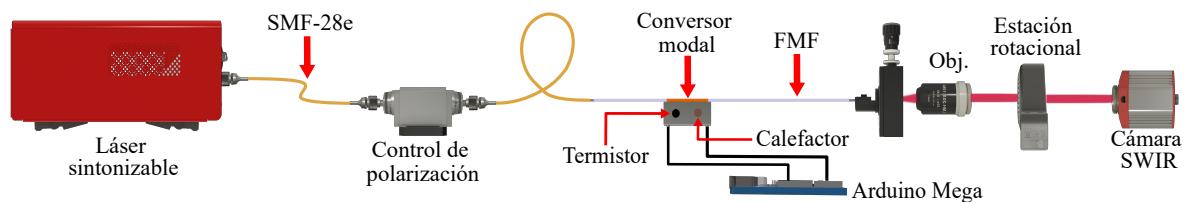
### 5.0.2. Caracterización de distribución de intensidad modal

Posteriormente, se llevó a cabo una caracterización modal del conversor modal propuesto, esto con el fin de validar si el dispositivo permitía generar la conversión del modo fundamental ( $LP_{01}$ ) a uno de orden superior ( $LP_{11}$ ) o viceversa. Para la caracterización de la distribución de intensidad de los modos LP excitados en el conversor modal, se analizaron principalmente tres situaciones:

- I. Distribución modal para diferentes longitudes de onda.
- II. Distribución modal ajustando la polarización de la luz a la salida del conversor modal.
- III. Distribución modal a diferentes temperaturas. Esta ultima con el fin de evaluar si el conversor modal propuesto podría ser sintonizado de forma externa a través de cambios térmicos.

Para el análisis de las tres situaciones mencionadas, se emplea el montaje experimental representado en la Fig. 5-5 que cuenta con la fuente de luz láser sintonizable, la cámara SWIR y un sistema formador de imagen basado en un lente objetivo (obj.) 20x que permite la ampliación de la imagen y el análisis de la distribución de intensidad. La implementación de este enfoque se inicia desactivando inicialmente el módulo del medidor de potencia desde la GUI, seguido de la activación del módulo de la cámara SWIR.

Se añadió un control de polarización después de la fuente de luz para estudiar cómo se comportaban los modos cuando se cambia la polarización de la luz a la entrada del conversor modal a  $0^\circ$  y a  $90^\circ$ . Para ajustar la polarización a la salida del conversor modal se instaló un polarizador a la estación rotacional monitorizada de Thorlabs de referencia PRM1Z8.



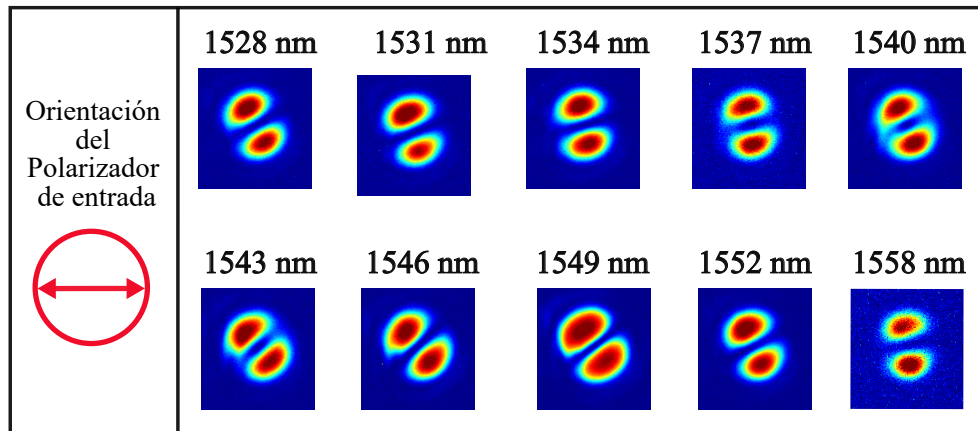
**Fig. 5-5.** Montaje experimental para observar los perfiles de intensidad a la salida de la LPFG utilizando OptiGUI DataCollector.

### I. Distribución modal para diferentes longitudes de onda

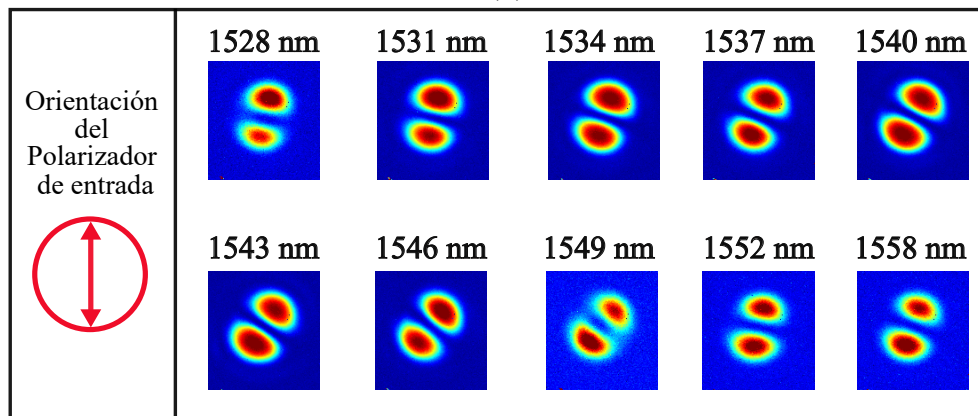
En este primer estudio, se investigó la influencia de la longitud de onda del láser en la distribución modal de los modos LP a la salida del conversor modal, manteniendo la temperatura constante a un valor de  $20.62^\circ\text{C}$  (Temperatura ambiente).

Con la interfaz OptiGUI DataCollector se estableció la potencia del láser sintonizable en 5 dBm y el rango de longitud de onda entre 1528 nm a 1558 nm con incrementos de 1 nm. Inicialmente, se seleccionó el modo  $\text{LP}_{11}$  para su análisis, caracterizado por un patrón de intensidad de dos lóbulos. Los resultados de este análisis, obtenidos cuando la luz se inyectó con una orientación del polarizador de  $0^\circ$ , se muestran en la Fig. 5-6(a). A partir de estas capturas, es posible demostrar una fuerte dependencia de la distribución modal con la longitud de onda de la fuente láser. De hecho, los resultados revelan una variación de la

distribución modal inicial, es decir, del modo  $LP_{11}$  a 1528 nm a otro modo de transición a 1558 nm. El mismo análisis se llevó a cabo cuando la luz se inyectó a  $90^\circ$ , como se ilustra en la Figura 6-6(b). La flecha de doble punta indica la dirección de transmisión a la entrada del conversor modal. En ambos casos se logra evidenciar además un cambio en la rotación del modo a medida que la longitud del láser es variada.



(a)



(b)

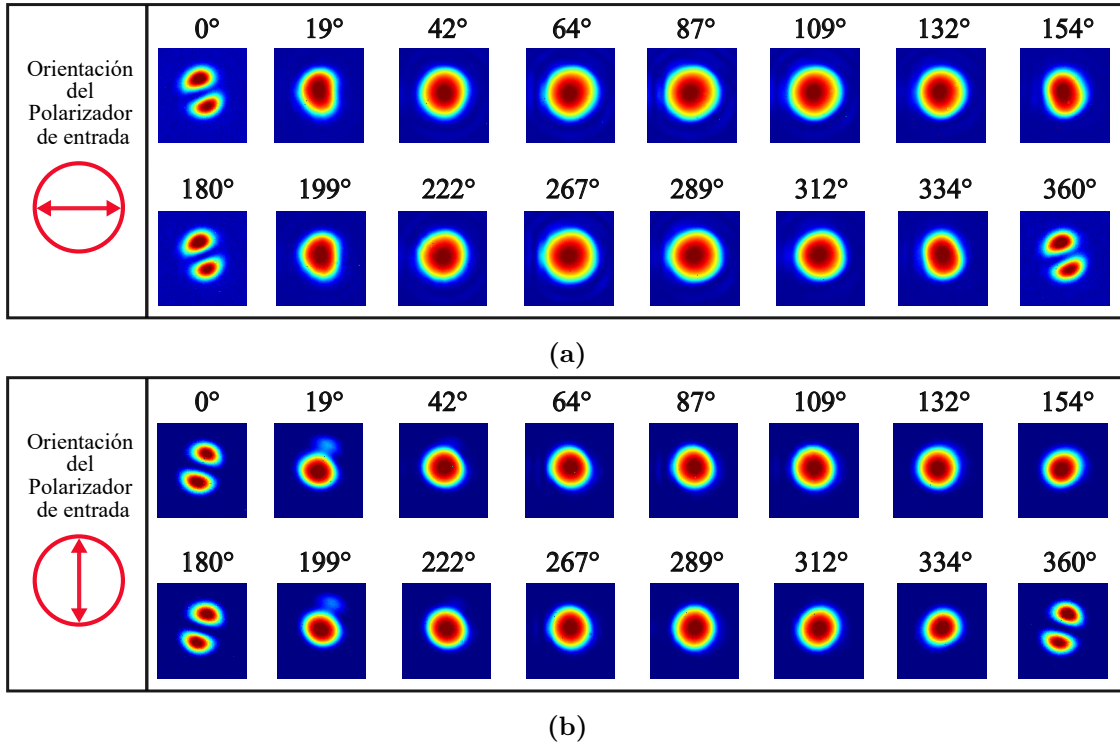
**Fig. 5-6.** Imágenes de distribuciones de intensidad tomadas a diferentes longitudes de onda cuando la luz entra al conversor modal: (a) Luz inyectada a  $0^\circ$ . (b) Luz inyectada a  $90^\circ$ .

Este análisis inicial demuestra la sensibilidad de la distribución modal a la longitud de onda del láser y la orientación del polarizador, lo cual es esencial para comprender y optimizar la transmisión de señales ópticas a través de conversores modales basados en LPFGs grabadas en fibras ópticas de pocos modos.

## II. Distribución modal ajustando la polarización de la luz a la salida del conversor modal

En el segundo análisis, se evalúa el convertor modal cuando la estación rotacional se utiliza para controlar la polarización de la luz en la salida del convertor modal. En este segundo caso, la longitud de onda se fijó en 1534 nm. Asimismo, se colocó un polarizador lineal en la estación de rotación a la salida del sistema y se configuró para que girara de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  con un paso de  $3^\circ$ .

La Fig. 5-7(a) muestra las imágenes capturadas cuando se inyecta luz a  $0^\circ$  en el convertor modal, mientras el polarizador a la salida se rota cada  $3^\circ$ . Como se puede observar en la Fig. 5-7(a) cuando el polarizador a la salida está ubicado a  $0^\circ$  se registra el modo  $LP_{01}$  a la salida. Sin embargo, conforme el polarizador a la salida es rotado se logra evidenciar un cambio en el modo que llega a la cámara CCD. De hecho, el modo obtenido cambia al modo  $LP_{01}$  cuando el analizador (polarizador a la salida) se coloca entre  $19^\circ$  a  $154^\circ$ . Además, los resultados muestran un comportamiento cíclico en este dispositivo cuando el analizador sigue girando hasta  $360^\circ$ . El mismo experimento se llevó a cabo cuando la luz se inyectó a  $90^\circ$  en el convertor modal. Los resultados que se recogieron se resumen en la Fig. 5-7(b). En esta ocasión, se obtiene un comportamiento similar para el convertor modal. Así mismo, es importante observar que los modos son complementarios, esto se observa cuando se compara las Fig. 5-7(a) y Fig. 5-7(b) y el analizador es ubicado a  $0^\circ$ . De hecho, esto permite evidenciar que ambos modos son perpendiculares.



**Fig. 5-7.** Imágenes de las distribuciones modales captadas en distintos ángulos del analizador cuando se inyecta luz en el convertidor de modo: (a) Luz inyectada a  $0^\circ$ . (b) Luz inyectada a  $90^\circ$ . Todas las imágenes se capturaron a una longitud de onda constante de 1534 nm.

### III. Distribución modal a diferentes temperaturas

Finalmente, llevamos a cabo una evaluación de la capacidad de sintonización de este convertidor de modos cuando es sometido a variaciones de temperatura. El láser sintonizable, la cámara SWIR y el control de temperatura son los tres componentes que conforman la configuración experimental que se emplea en este análisis. En la GUI se selecciona el botón “Activar temperatura” que permite encender el control de temperatura permitiendo adquirir imágenes bajo una variedad de ajustes de temperatura a una longitud de onda constante de 1533 nm. Además, se empleó un sistema de calentamiento para controlar con precisión los niveles de temperatura requeridos. específicamente se usó un Arduino MEGA para lograr un control preciso de la temperatura. Esta configuración nos permitió mantener las condiciones de temperatura necesarias durante todo el experimento, lo que asegura la fiabilidad y precisión de los resultados.

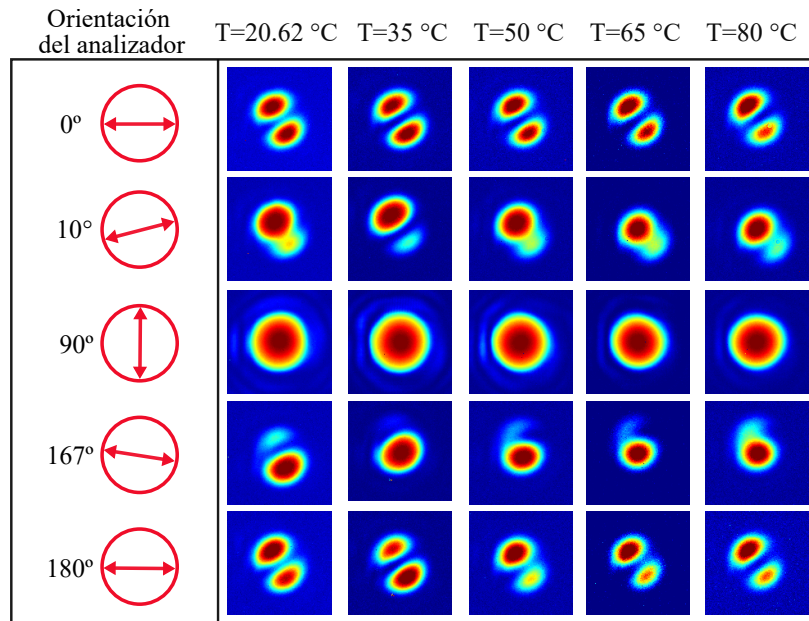
En concreto, se realizó el análisis a cinco temperaturas diferentes:  $20.62^\circ\text{C}$  (temperatura ambiente),  $35^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$ ,  $65^\circ\text{C}$  y  $80^\circ\text{C}$ . Como resultado, se investigó el impacto de los cambios en la polarización de entrada, la polarización de salida y la longitud de onda de forma



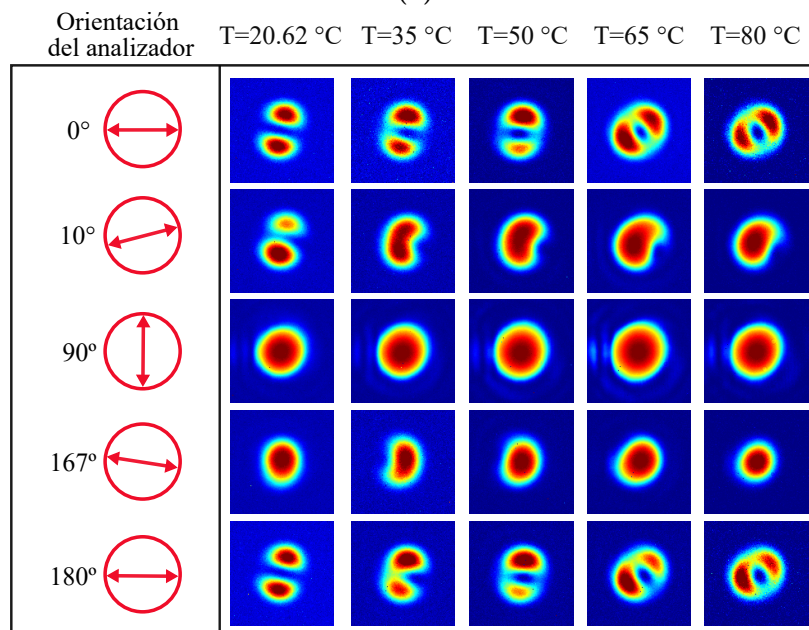
separada para cada una de estas cinco temperaturas. La Fig. 5-8 presenta un ejemplo de las mediciones obtenidas a una longitud de onda constante de 1527 nm. En la Fig. 5-8(a), observamos el comportamiento del modo de entrada cuando su polarización es de  $0^\circ$ . A partir de estas mediciones, identificamos que la conversión de modos está fuertemente influenciada por la polarización de salida y la temperatura aplicada.

De manera similar, en la Fig. 5-8(b) se presentan los resultados obtenidos cuando la polarización de la luz láser se encuentra a lo largo del eje vertical, es decir, cuando la polarización de entrada es de  $90^\circ$ . Estos resultados indican que, a medida que la temperatura aumenta de  $20.62^\circ\text{C}$  a  $80^\circ\text{C}$ , manteniendo el analizador (P2) en un ángulo de  $10^\circ$ , se mejora la conversión modal. En este proceso, podemos observar cómo el modo  $\text{LP}_{11}$  se transforma en el modo fundamental ( $\text{LP}_{01}$ ). Este fenómeno se repite cuando el analizador se establece en  $0^\circ$  y  $180^\circ$ , lo que demuestra la transformación del modo inicial en una distribución de intensidad diferente. Demostrando de esta manera que la conversión modal es más efectiva a ciertas condiciones experimentales. Por esta razón, los experimentos fueron repetidos a diversas condiciones de polarización de entrada, polarización de salida, longitud de onda y temperatura, tal como se muestra en la base de datos publicada en [107]. Esta base de datos consta de un total de 49,736 imágenes obtenidas de forma experimental en este trabajo.

Estos resultados subrayan la precisión de nuestros hallazgos y confirman que el dispositivo desarrollado es capaz de realizar una conversión modal efectiva. Es relevante destacar además que el convertor modal puede ser controlado de forma externa a través de cambios de temperatura.



(a)



(b)

**Fig. 5-8.** Imágenes de los modos  $LP_{11}$  en sus dos polarizaciones a varias temperaturas. (a) Polarizador ajustado a  $0^\circ$ . (b) Polarizador ajustado a  $90^\circ$ . Las imágenes ilustran que el perfil de intensidad del modo  $LP_{11}$  gira como resultado de los cambios de temperatura.

## 6. Montaje experimental para el sistema de MDM

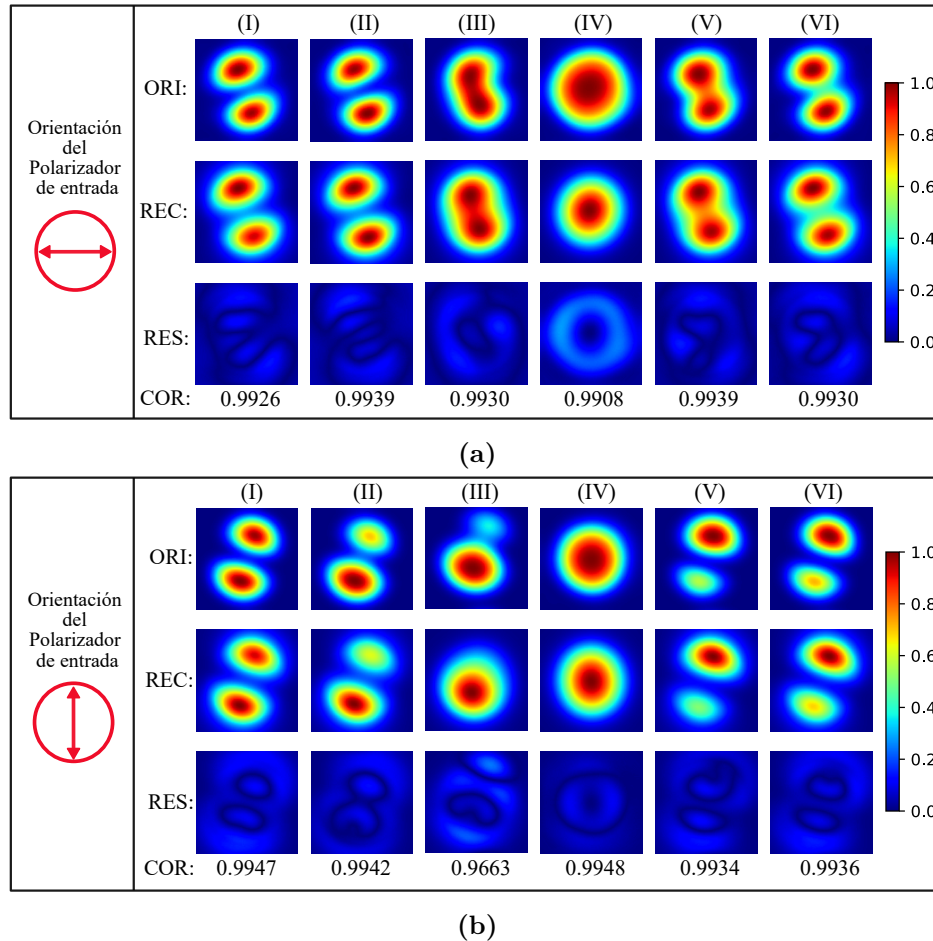
Una vez realizada la validación entre los resultados simulados y los experimentales, se procedió a montar un sistema de multiplexación por división modal completo. Se registraron diferentes patrones modales a la salida del conversor modal a una longitud de onda constante de 1534 nm y diferentes ángulos de polarización a la salida (ángulo del analizador). Debido a que la resolución de las imágenes originales era de  $640 \times 512$  píxeles, recortamos todas las imágenes a  $126 \times 126$  píxeles en escala de grises. De esta forma se logro colocar el patrón de intensidad en el centro de la imagen y posteriormente ingresarlas al modelo de DM.

Como se demostró previamente el ruido afecta la descomposición modal, por ello, se optó por aplicar un filtro pasa alta a los perfiles de intensidad modal obtenidos de forma experimental. Entonces, se aplicó la transformada espacial de Fourier a cada imagen y se creó un filtro Gaussiano con desviación estándar igual a uno y un tamaño de  $3 \times 3$  píxeles en el dominio de Fourier. Por último, la transformada inversa de Fourier fue implementada para eliminar las componentes de baja frecuencia de la imagen original. Esto equivale a eliminar las intensidades bajas.

La Fig. **6-1(a)** presenta seis ejemplos de los perfiles de intensidad experimentales cuando se inyecta luz a  $0^\circ$  en el conversor modal y ajustando el polarizador a la salida con ángulos correspondientes a (I)  $0^\circ$ , (II)  $5^\circ$ , (III)  $14^\circ$  (IV)  $127^\circ$ , (V)  $174^\circ$  y (VI)  $356^\circ$ . Junto a los patrones de intensidad experimentales están los patrones reconstruidos obtenidos con el algoritmo de DM. Los perfiles de intensidad residual que pueden obtener mediante  $\Delta I = |I_{ORI} - I_{REC}|$  y el valor de correlación correspondiente también se muestran en la Fig. **6-1(a)**. Se observa que algunos patrones de haz reconstruidos son muy similares a los patrones de haz experimentales y los patrones de intensidad residual son bastante insignificantes, lo que indica una buena precisión en el modelo propuesto.

El mismo experimento se llevó a cabo cuando la luz se inyectó a  $90^\circ$  en el conversor modal

y con los mismos valores de ángulo del polarizador a la salida. Los resultados obtenidos se resumen en la Fig. 6-1(b). Cabe destacar que los coeficientes de correlación para estos dos ejemplos están por encima del 0.9900.



**Fig. 6-1.** Imágenes de los modos LP<sub>11</sub> en sus dos polarizaciones a varias temperaturas. (a) Polarizador ajustado a 0°. (b) Polarizador ajustado a 90°. Las imágenes ilustran que el perfil de intensidad del modo LP<sub>11</sub> gira como resultado de los cambios de temperatura.

Por otro lado, durante el experimento también existen otras influencias que disminuyen inevitablemente la precisión de la DM, como se discute en [89], y limitan el rango de aplicación de las técnicas de DM. A pesar de implementar un filtro de Fourier en los patrones de intensidad experimental para mitigar el SNR, aún se pueden apreciar algunas discrepancias entre los patrones de intensidad de los modos experimentales y los modos reconstruidos. Estas discrepancias se deben a la desalineación entre los ejes ópticos del haz y el sistema de medida, que se le atribuye a la inclinación entre los ejes ópticos y el desplazamiento lateral del centro de masa del haz con respecto a la cámara.

En este trabajo tratamos de mitigar este problema, realizando un ajuste y alineación más precisa con montajes de tipo jaula que permitieron una pequeña mejora en la calibración de las posiciones y ángulos de los componentes ópticos. Sin embargo, una solución más eficiente que encontramos se centró más en el Software que en el Hardware. Aquí, se creó una función en el algoritmo de PSO que permite agregar a la imagen reconstruida un marco o borde. Esta función recibe un número entero  $m$ , el cual si era negativo la función expande el marco (borde) de la imagen agregando  $m$  píxeles en cada lado y luego redimensionando la imagen resultante para que vuelva a tener las mismas dimensiones que la imagen original. Si  $m$  era positivo, la función recorta un marco de  $m$  píxeles de ancho alrededor de la imagen y luego redimensiona la imagen recortada para que vuelva a tener las mismas dimensiones que la imagen original.

Con estas modificaciones al modelo, se calcularon los pesos modales (barras de color azul) y el valor absoluto de las fases relativas (barras de color rojo) correspondientes a los perfiles de intensidad para las polarizaciones de  $0^\circ$  y  $90^\circ$  de la Fig. **6-1** y que se presentan en la Fig. **6-2(a)** y Fig. **6-2(b)**, respectivamente. Se optó por escoger el valor absoluto de las fases relativas teniendo en cuenta las diferencias de fase opuestas, las cuales son inevitables debido a la ambigüedad de fase como se mostró en la Fig. **3-8**.

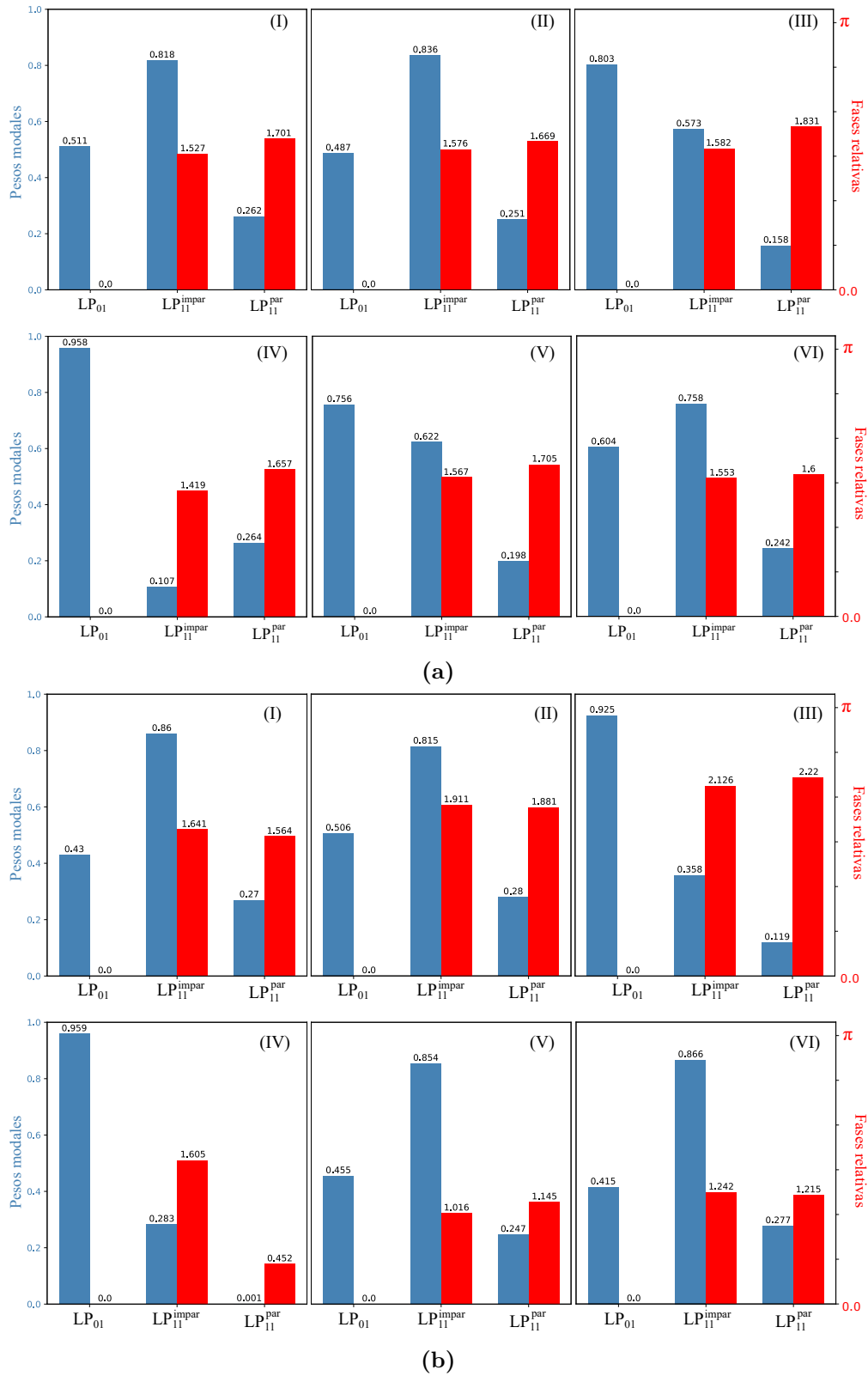
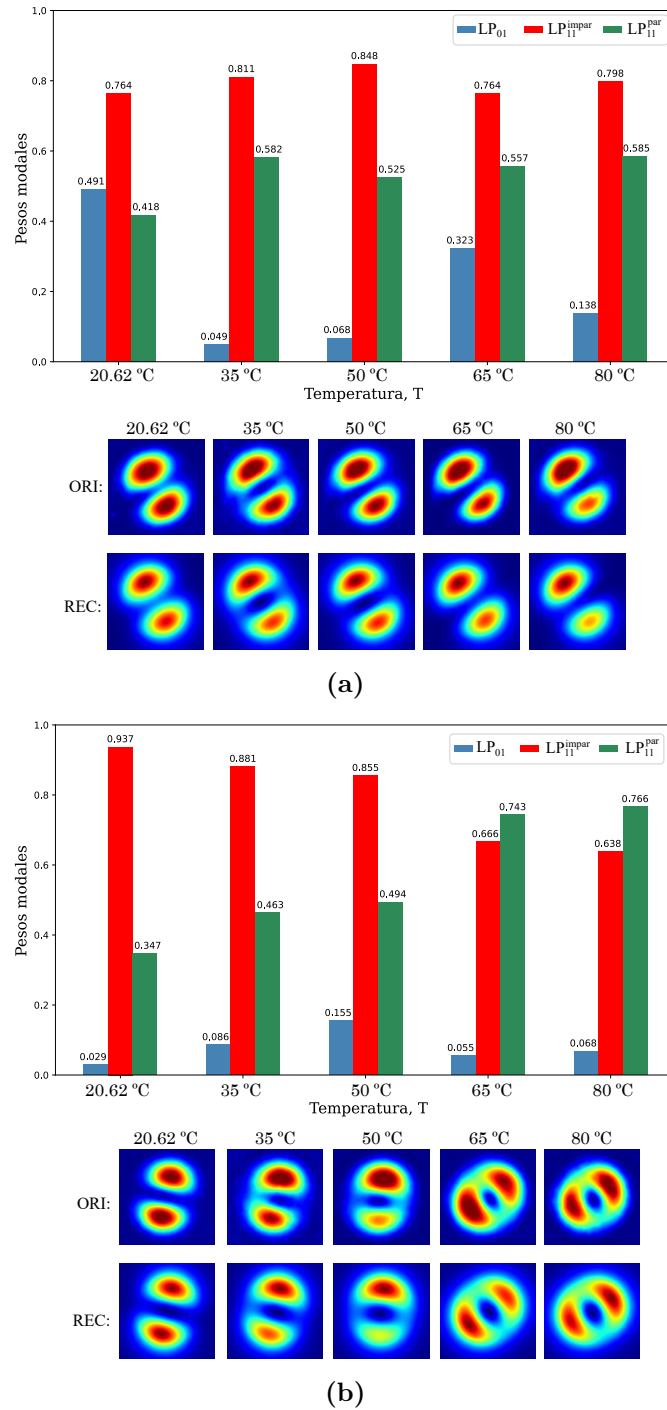


Fig. 6-2. Pesos modales y fases relativas para los perfiles de intensidad experimental de la Fig. 6-1. (a) Para polarización a 0° y (b) polarización a 90°.

Una vez analizados los patrones de intensidad obtenidos de forma experimental con el algoritmo de DM, se procedió a estudiar algunos patrones de intensidad de la Fig. 5-8, los cuales son el resultado de someter el conversor modal a temperatura. Se optó por analizar los patrones de intensidad cuando el ángulo del analizador es de  $0^\circ$ , para el caso de las dos polarizaciones de entrada, a  $0^\circ$  y a  $90^\circ$ .

La Fig. 6-3(a) muestra los pesos modales de los modos LP obtenidos con el algoritmo de MD a diferentes estados de temperatura cuando se inyecta luz con una polarización de  $0^\circ$  y una longitud de onda de 1527 nm. Se observa que para esta polarización los cambios de temperatura no afectan las amplitudes modales y sigue predominando el modo  $LP_{11}^{\text{impar}}$ . Sin embargo, como se muestra en la Fig. 6-3(b), cuando la polarización de entrada es de  $90^\circ$  para temperaturas superiores a  $60^\circ\text{C}$ , la composición modal de los patrones de intensidad es cercana a 50:50 para los modos  $LP_{11}^{\text{par}}$  y  $LP_{11}^{\text{impar}}$ .

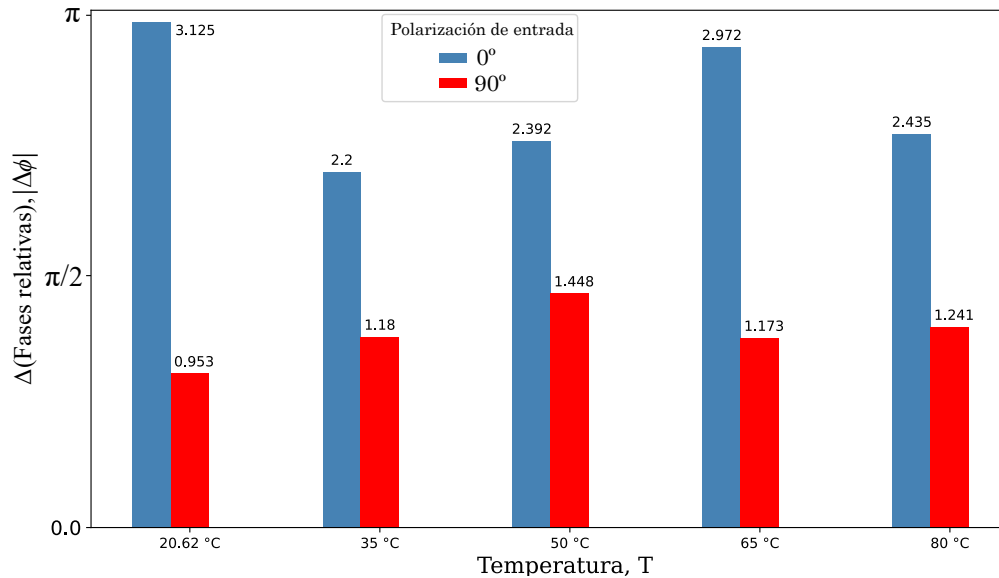


**Fig. 6-3.** Arriba: Pesos modales de los modos LP para cinco estados de temperatura. Abajo: Perfiles de intensidad experimentales (ORI) y reconstruidos (REC) cuando la luz de entrada al conversor modal (a) Luz inyectada a 0°, (b) Luz inyectada a 90°.

Haciendo un análisis similar al presentado en [87], se calcularon las diferencias de fase entre los modos LP<sub>11</sub><sup>par</sup> y LP<sub>11</sub><sup>impar</sup> ( $\Delta\phi = |\phi_{11}(\text{par}) - \phi_{11}(\text{impar})|$ ) para los cinco estados de tempera-



tura como se muestra en la Fig. 6-4. Para una polarización de entrada de  $0^\circ$  la temperatura modifica la fase de los modos, pero normalmente están en desfase entre 2.2 y 3.12 rad, es decir entre  $126^\circ$  y  $179^\circ$ . Sin embargo, para la polarización de entrada a  $90^\circ$  los modos  $LP_{11}$  están desfasados entre  $54^\circ$  y  $71^\circ$ .



**Fig. 6-4.** Valor absoluto de las diferencia de fases relativas entre los modos  $LP_{11}^{\text{impar}}$  y  $LP_{11}^{\text{par}}$  a diferentes estados de temperatura para las dos polarización de entrada ( $0^\circ$  y  $90^\circ$ ).

Por esta razón, cuando la superposición de los modos  $LP_{11}$  tiene una proporción de los pesos modales equivalente al 50:50 y la desfase entre los modos es cercana a  $\pi/2$  da lugar a una evolución compleja del estado de polarización con grandes posibilidades de obtener haces polarizados circulares a la salida del conversor modal. Esto se logra para temperaturas entre  $50^\circ$  y  $80^\circ$

Estos cambios en fase y peso modal debido a la temperatura, son mas notables para una polarización de entrada que para la otra, debido a la birrefringencia inducida cuando se fabrica la LPFG, tal y como se justifica en la Ec. (3-16). Con esto podemos demostrar, como la temperatura puede modificar la combinación lineal de los modos  $LP_{11}$  propagados en la fibra óptica.

Por ultimo, vale la pena mencionar otro aspecto importante que es el rendimiento computacional, ya que es un factor crítico para evaluar la eficiencia del algoritmo de DM propuesto. Para este estudio, hemos utilizado una estación de trabajo con especificaciones de hardware que incluyen un procesador Intel una GPU NVIDIA RTX 3060, un único procesador y 32 GB de RAM. Hemos obtenido un tiempo de ejecución para reconstruir cada imagen de 56.3

S.

# 7. Conclusiones y Futuros trabajos

## 7.1. Conclusiones

En este trabajo de grado se ha culminado con el desarrollo exitoso de un conversor modal sintonizable basado en una red de difracción en fibra óptica de pocos modos, presentando una alternativa óptima para mejorar los enlaces de comunicación en sistemas de transmisión MDM. En este capítulo presentamos las conclusiones más significativas de este desarrollo:

- Se creó una metodología computacional para el modelamiento computacional de conversores modales basados en redes de difracción grabadas en fibras ópticas de pocos modos. El modelamiento del conversor modal basado en LPFGs fue llevado a cabo empleando el software FIMMWAVE. Este modelo propuesto permitió demostrar cómo la variación en la profundidad del grabado afecta las curvas de coincidencia de fase y, por lo tanto, el acoplamiento entre los modos  $LP_{01}$  y  $LP_{11}$ , que actualmente no se encuentra en la literatura. Además, se determinó que un periodo de red de  $570 \mu\text{m}$  era necesario para el acoplamiento en el rango de longitud de onda deseado. Estos resultados proporcionan una aproximación útil para el diseño de conversores modales en fibras ópticas.

Así mismo, la metodología propuesta permitió la optimización del proceso de diseño de conversores modales basados en LPFGs grabadas en fibras ópticas de pocos modos y comprender mejor el principio de operación.

- Se estableció e implementó un montaje de grabación de LPFGs en fibras ópticas de pocos modos. Este montaje fue optimizado con base en los resultados obtenidos durante el proceso de simulación de estos dispositivos empleando FIMMWAVE. Con ello, el proceso de fabricación de la LPFG se basó en la utilización de un láser de  $\text{CO}_2$ , una lente de enfoque cilíndrica y una estación lineal motorizada. Este proceso permitió generar cambios periódicos en el índice de refracción de la fibra óptica. Así mismo,

se emplearon validaciones experimentales que permitieron corroborar que las LPFGs grabadas correspondían con lo esperado en las simulaciones.

Estas pruebas de validación se basaron en diferentes experimentos. En primer lugar, se realizó una inspección visual empleando un microscopio óptico, el cual nos permitió corroborar que el periodo de grabación de dichas redes de difracción era de  $570 \mu\text{m}$ . Posteriormente, se validó que el espectro de transmisión de la red de difracción tuviera una longitud de onda de resonancia en cercana a  $1533.5 \text{ nm}$ .

- Se construyó una interfaz de usuario (OptiGUI DataCollector), como sistema de instrumentación computarizado que permitió un monitoreo, procesamiento y recolección de datos constante de los equipos para el proceso de validación y caracterización del conversor modal realizado en este trabajo. Esta interfaz permitió operar de manera intuitiva los instrumentos utilizados en el montaje experimental, reduciendo el tiempo necesario para obtener datos.

Esta interfaz gráfica permitió adquirir los espectros de transmisión de la LPFG, los cuales mostraron un ancho de banda de aproximadamente  $17.6 \text{ nm}$ , con una eficiencia de conversión de modo superior al  $93.7$  ( $16 \text{ dB}$ ) y una eficiencia máxima del  $98.74$ .

Así mismo, se analizaron tres situaciones principales: la distribución modal para diferentes longitudes de onda, la distribución modal ajustando la polarización de la luz a la salida del conversor modal y la distribución modal a diferentes temperaturas. Los resultados obtenidos en estos análisis demostraron la sensibilidad de los perfiles de distribución modal a la longitud de onda del láser y a la orientación del polarizador. Además, se observó que la distribución modal presentaba cambios significativos cuando se variaba la temperatura. Se observó que el perfil de intensidad del modo  $LP_{11}$  giraba debido a los cambios de temperatura.

- Se aplicó la técnica de descomposición modal para separar los diferentes modos presentes en una señal multimodal registrada por la cámara CCD. Se desarrolló un algoritmo de optimización basado en enjambre de partículas para determinar los coeficientes modales y las fases relativas de los perfiles de intensidad. El algoritmo propuesto se destacó por su efectividad y flexibilidad en la reconstrucción de patrones de intensidad modal, logrando coeficientes de correlación superiores a  $0.9900$  incluso en presencia de cierto nivel de ruido en la intensidad. Estos resultados resaltan la relevancia y utilidad de la técnica en el estudio de convertidores modales.

## 7.2. Futuros trabajos

El desarrollo de esta tesis sienta las bases para futuras investigaciones que exploren y amplíen el campo de telecomunicaciones mediante la integración de multiplexación de modos en fibra óptica. El enfoque actual ha demostrado la viabilidad de la transmisión y recuperación de información a través de la modulación de modos espaciales en una fibra óptica, utilizando técnicas avanzadas de procesamiento de señales y algoritmos de optimización. Por lo tanto, algunas áreas de investigación prometedoras para futuros trabajos son:

- **Optimización de Modos Espaciales:** Se explora la selección y optimización de modos espaciales adicionales para la transmisión de información, más allá de los modos  $LP_{01}$  y  $LP_{11}$ , e investigar cómo la inclusión de más modos puede aumentar la capacidad de transmisión y mejorar la eficiencia del sistema.
- **Integración de Modos Temporales:** Estamos considerando la posibilidad de incorporar modos temporales en el proceso de multiplexación. Esto puede lograrse mediante la modulación temporal de las señales en combinación con los modos espaciales, abriendo nuevas posibilidades para la transmisión y procesamiento de información.
- **Diseño de Sistemas Híbridos:** Buscamos proponer la viabilidad de implementar sistemas híbridos que combinen la multiplexación de modos en fibra óptica con otras tecnologías emergentes, como la multiplexación por división de longitud de onda (WDM) o la multiplexación por división de espacio (SDM). Evaluar cómo estas combinaciones pueden mejorar la escalabilidad y la eficiencia del sistema.
- **Desarrollo de Hardware Específico:** Se explora la posibilidad de diseñar hardware específico que optimice la generación y detección de modos espaciales. Investigar la viabilidad de dispositivos personalizados que puedan facilitar la implementación práctica y eficiente para la multiplexación de modos.
- **Validación Experimental en Entornos Prácticos:** Se pueden llevar a cabo experimentos en entornos prácticos para validar la robustez y la eficacia de la propuesta. Realice pruebas en condiciones realistas, como la presencia de ruido y la variabilidad en las propiedades de la fibra óptica, para evaluar el rendimiento del sistema en escenarios del mundo real.

Estos futuros trabajos tienen el potencial de avanzar significativamente en la implementación del conversor modal basado en una LPFG y multiplexación de modos en fibra óptica, abriendo nuevas oportunidades en el campo de las comunicaciones ópticas y la transmisión de información de manera eficiente.

# A. Relación de ortonormalidad de los modos guiados

La relación de ortogonalidad no se aplica si los modos  $\nu$  y  $\mu$  son degenerados o son el mismo modo. Supongamos que el modo  $\nu$  se propaga en la dirección  $+z$ . Entonces la potencia total media en el tiempo transportada por el modo  $\nu$  es:

$$\begin{aligned} P_z &= \int_S \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E}_\nu(x, y, z) \times \mathbf{H}_\nu^*(x, y, z)] \cdot \hat{\mathbf{z}} ds \\ &= \frac{1}{4} \int_S [\mathbf{e}_{\nu t}(x, y) \times \mathbf{h}_{\nu t}^*(x, y) + \mathbf{e}_{\nu t}^*(x, y) \times \mathbf{h}_{\nu t}(x, y)] \cdot \hat{\mathbf{z}} ds \end{aligned} \quad (\text{A-1})$$

Podemos elegir las constantes de amplitud de  $\mathbf{e}_\nu(x, y)$  y  $\mathbf{h}_\nu(x, y)$  de forma que la potencia media total en el tiempo transportada por un modo sea de 1 W. Fijando  $P_z$  en 1, la ecuación anterior se convierte en:

$$\frac{1}{4} \int_S [\mathbf{e}_{\nu t}(x, y) \times \mathbf{h}_{\nu t}^*(x, y) + \mathbf{e}_{\nu t}^*(x, y) \times \mathbf{h}_{\nu t}(x, y)] \cdot \hat{\mathbf{z}} ds = 1 \quad (\text{A-2})$$

Por otro lado, si el modo  $\nu$  se propaga en la dirección  $-z$ , podemos elegir las constantes de amplitud de tal forma que el término del lado derecho sea -1.

$$\frac{1}{4} \int_S [\mathbf{e}_{\nu t}(x, y) \times \mathbf{h}_{\mu t}^*(x, y) + \mathbf{e}_{\mu t}^*(x, y) \times \mathbf{h}_{\nu t}(x, y)] \cdot \hat{\mathbf{z}} ds = \begin{cases} 0 & \text{if } \beta_\nu \neq \beta_\mu \\ 1 & \text{if } \beta_\nu = \beta_\mu > 0 \\ -1 & \text{if } \beta_\nu = \beta_\mu < 0 \end{cases} \quad (\text{A-3})$$

Hay que subrayar que las relaciones de ortogonalidad y ortonormalidad se refieren únicamente a las componentes transversales del campo, y que la componente longitudinal del campo no interviene en modo alguno.

## B. Algoritmo de optimización por enjambre de partículas (PSO)

El algoritmo de optimización por enjambre de partículas se puede entender como un proceso evolutivo con cierto grado de aleatoriedad, donde cada partícula en una población representa una posible solución en un espacio D-dimensional. Esta población consta de N partículas, y cada partícula  $i$  tiene una velocidad  $[V_i^1(k), V_i^2(k), \dots, V_i^D(k)]$  y una posición  $[X_i^1(k), X_i^2(k), \dots, X_i^D(k)]$  en cada iteración  $k$ , explorando dentro de un espacio definido. En cada iteración, la actualización de la velocidad de cada partícula se basa en su velocidad anterior, su distancia al óptimo individual histórico ( $p_b$ ) y su distancia al óptimo global ( $g_b$ ) encontrado por cualquier partícula en el enjambre. Para la partícula  $i$  en la iteración  $k + 1$ :

$$\begin{aligned} V_i^d(k+1) &= \omega * V_i^d(k) + c_1 * r_1 * (p_b^d(k) - X_i^d(k)) + c_2 * r_2 * (g_b^d(k) - X_i^d(k)) \\ X_i^d(k+1) &= X_i^d(k) + V_i^d(k+1) \end{aligned} \quad (\text{B-1})$$

donde:

- $V_i$  es la velocidad de la partícula  $i$  en la iteración  $k$ .
- $X_i$  es la posición de la partícula  $i$  en la iteración  $k$ .
- $\omega$  es el peso inercial que controla la influencia de la velocidad previa en la nueva velocidad.
- $c_1$  y  $c_2$  son coeficientes de aprendizaje cognitivo y social, respectivamente, que regulan la influencia de las mejores posiciones locales y globales en el movimiento de la partícula.
- $r_1$  y  $r_2$  son números aleatorios distribuidos uniformemente en el intervalo  $[0, 1]$ .
- $p_b$  es la mejor posición alcanzada por la partícula  $i$  hasta ese momento
- $g_b$  es la mejor posición global encontrada por cualquier partícula hasta ese momento.

La ecuación muestra cómo las partículas ajustan su velocidad y posición en función de su historia personal ( $p_b$ ) y la información compartida por las partículas vecinas ( $g_b$ ). El término  $\omega * V_i^d(k)$  representa la inercia, mientras que los términos  $c_1 * r_1 * (p_b^d(k) - X_i^d(k))$  y  $c_2 * r_2 * (g_b^d(k) - X_i^d(k))$  representan la influencia de las mejores posiciones locales y globales, respectivamente. Este proceso de iteraciones sucesivas de actualización en PSO tiene como objetivo mejorar gradualmente las soluciones a medida que las partículas colaboran, compartiendo información sobre las mejores soluciones encontradas. Así, cada partícula se guía por estas influencias para ajustar su velocidad y posición, lo que a su vez modifica la exploración del espacio de búsqueda.



## C. Automatización para sistema de Multiplexación por División Modal

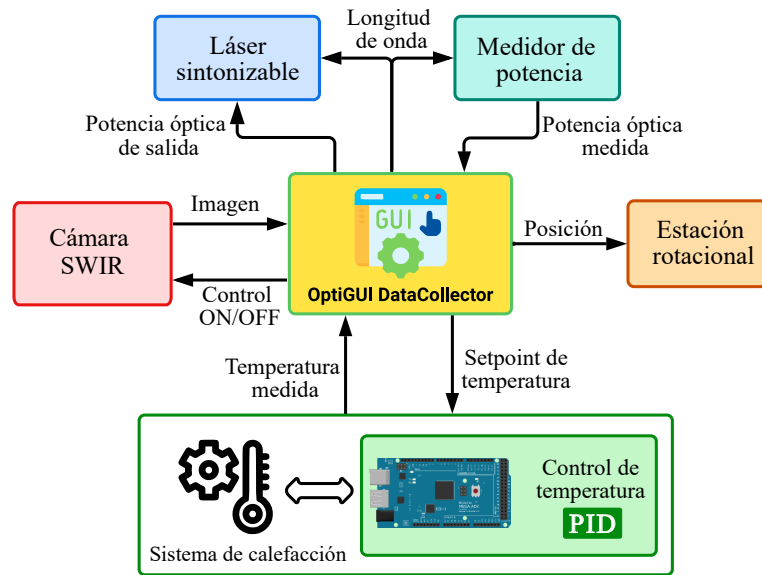
El uso de sistemas de automatización en la investigación y desarrollo (I+D) de la óptica y fotónica mejora las operaciones experimentales al aumentar la repetitibilidad, la precisión de los datos y el tiempo de recogida de muestras en los proyectos de investigación [cita]. Esto nos llevó a desarrollar un sistema de instrumentación computarizado que permitiera un monitoreo, procesamiento y recolección de datos constante de los equipos de I+D; por lo tanto, se propuso una interfaz grafica de usuario (GUI, Graphical User Interface) capaz de ejecutar las tareas dinámicamente sin tener que incurrir en modificaciones del sistema que puedan perturbar las mediciones.

OptiGUI DataCollector es el nombre que se le asignó a la GUI la cual fue creada utilizando Python 3.8, la librería PyQt5 y QTDesigner. Esta GUI utiliza un paradigma de programación orientada a objetos para crear un marco de trabajo único. La GUI permitió operar intuitivamente las funciones básicas de los instrumentos utilizados en el montaje experimental de MDM, minimizando el tiempo necesario para obtener datos mediante la interacción continua con los instrumentos. Esto además buscaba reducir los errores humanos asociados a la manipulación de los equipos y minimizar el ruido térmico que se le podía dar a la medida como consecuencia de estar cerca a la cámara infrarroja.

Con esta GUI se pudo adquirir datos de potencia óptica e imagen para diferentes longitudes de onda y estados de polarización de la luz, así como someter el conversor modal a diferentes cambios de temperatura para analizar las variaciones en las características de la luz a medida que se propaga a través de la LPFG.

## C.1. Componentes del framework

OptiGUI DataCollector se compone de módulos desarrollados en Python. Estos módulos están diseñados para trabajar juntos, de modo que el código pueda centrarse en realizar las funciones requeridas. La GUI se creó utilizando una metodología que implica un proceso iterativo, como se detalla en el esquema de la Fig. C-1. Además, en el diagrama se muestran los siguientes cinco componentes de hardware controlados por la GUI:



**Fig. C-1.** Diagrama de los componentes del framework con sus respectivos parámetros de entrada y salida.

- Láser sintonizable:** Es un componente que permite modificar las longitudes de onda de funcionamiento del convertor modal. Esto se logró mediante la especificación de una longitud de onda inicial y final, así como la definición del paso que se utilizará para el barrido de longitud de onda. También permite ajustar la potencia de salida de la fuente de luz para adaptarse a los requisitos específicos de la aplicación. Las pruebas experimentales se realizaron con el láser sintonizable de APEX Technologies, concretamente con el modelo AP3350A.
- Medidor de potencia:** Para reconstruir el espectro de transmisión, se implementó junto con el láser sintonizable, un medidor de potencia óptica. Con la GUI se proporciona la longitud de onda inicial, la longitud de onda final y el intervalo de adquisición. Idealmente, estos parámetros deberían corresponder a la configuración del láser sintonizable. En este trabajo, hemos implementado un medidor de potencia de alta velocidad

EXFO1600.

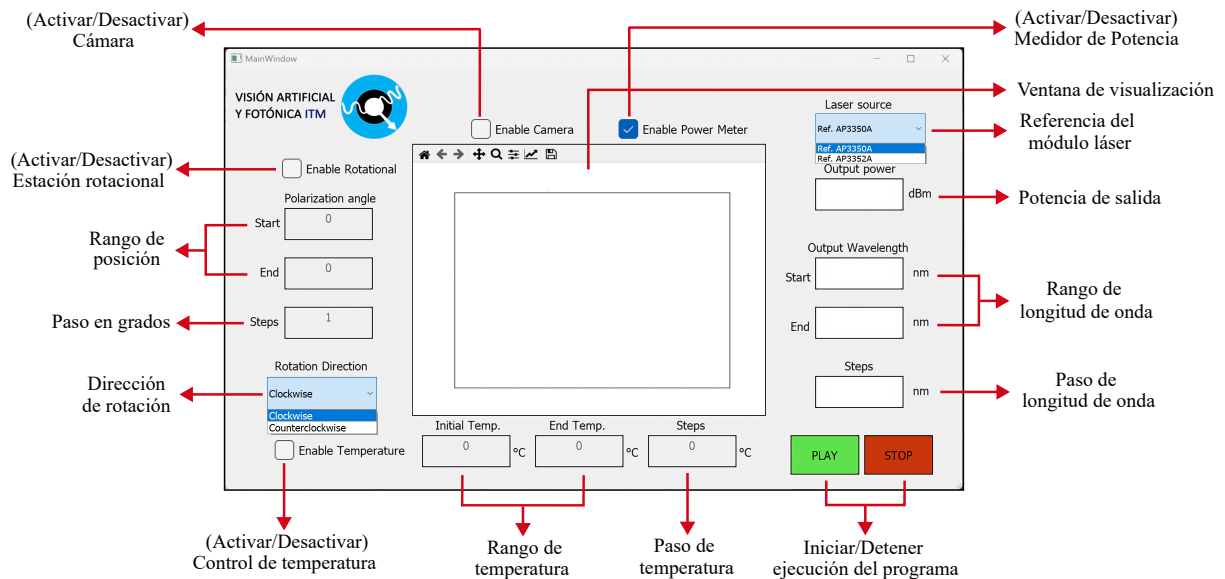
- **Estación rotacional:** Es una plataforma giratoria que incorpora un polarizador linal que permite ajustar grado a grado el ángulo de polarización a la salida del dispositivo. Así, se logró ajustar el ángulo inicial, el ángulo final y el tamaño del paso para tener un mayor control de los estados de polarización de la luz. La estación rotacional implementada fue la PRM1Z8 de Thorlabs que permite una velocidad máxima de 25 grados por segundo y una precisión del 0.1%. Esto proporciona un control preciso y suave de la polarización de la luz, que es esencial para obtener resultados fiables en aplicaciones que requieren una alta precisión en la polarización de la luz, como la caracterización de equipos ópticos o la detección de pequeñas fluctuaciones de polarización.
- **Cámara SWIR:** El componente es un interruptor de ON/OFF para encender y apagar la cámara SWIR. La cámara es un dispositivo de uso común para la captura de imágenes en diferentes aplicaciones, tales como la captura de imágenes de la distribución espacial de los modos a la salida de la fibra óptica. En este trabajo, hemos seleccionado la cámara WiDy SWIR 640v de la empresa New Imaging Technologies (NIT).
- **Sistema de control de temperatura:** Este módulo contiene los componentes de hardware necesarios para el control de temperatura de bucle cerrado. Se compone de un Arduino Mega 2560 acoplado a un calentador cerámico de 12V y 40W (a través de la placa de control de potencia RAMPs 1.4) para calentar la fibra y un termistor NTC de 100K para medir la temperatura. El calefactor se introdujo en un bloque de aluminio con un canal que permitió colocar la fibra garantizando una distribución uniforme del calor.

El script en Arduino está programado para preprocesar y convertir la señal del termistor a °C junto con un control PID para mantener una consigna de temperatura constante. El Arduino recibe continuamente este punto de ajuste a través del puerto serial, que se ajusta dinámicamente en función del rango de temperatura especificado por el usuario en °C a través del script de Python. Esencialmente, la función principal del Arduino es mantener el control de la temperatura en el punto de ajuste específico.

Sin embargo, hay limitaciones técnicas a considerar. Debido a la falta de un mecanismo de refrigeración del sistema, el rango de medición se limita de 25°C a 200°C. Además, la resolución del termistor es mayor en el centro de este rango que en sus extremos. En general, la resolución del módulo de temperatura es de 0.45°C.

## C.2. Arquitectura del software

OptiGUI DataCollector permite automatizar y controlar la configuración del montaje de MDM de forma intuitiva mediante una ventana principal como se muestra en la Fig. C-2. Esta ventana permitió configurar parámetros como la potencia óptica, la longitud de onda, polarización y cualquier otra variable necesaria para modificar el funcionamiento del conversor modal. Estos valores se pueden guardar y volver a cargar para experimentos posteriores, lo que hace que el programa sea extremadamente versátil y útil en actividades de I+D.



**Fig. C-2.** La ventana principal de la interfaz de usuario OptiGUI DataCollector.

La comunicación entre los equipos ópticos y la interfaz de usuario se realiza mediante protocolos y bibliotecas específicos para cada instrumento. El SDK (kit de desarrollo de software) consta de un compilador, un depurador, documentación, controladores y protocolos de red para un componente de hardware concreto. Una API (interfaz de programación de aplicaciones) basada en Python y orientada a objetos facilita la escalabilidad del proyecto al facilitar el intercambio de módulos. La GUI consta de siete módulos, cada uno de los cuales realiza una función específica, como se describe a continuación:

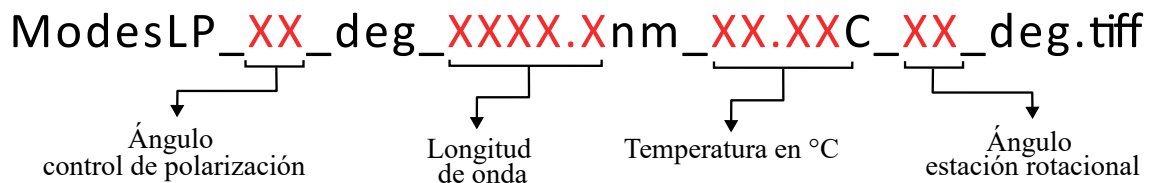
- **Módulo 1. Tunable\_Laser.py:** El protocolo TCP/IP (Transmission Control Protocol/Internet Protocol) se utiliza para comunicarse con el láser sintonizable. Este protocolo permitió el intercambio simultáneo de datos entre la GUI y la fuente de luz. Esta característica es posible gracias al SDK escrito en Python 3 de Apex Technologies. El

módulo **Tunable\_Laser.py** se encarga de configurar los atributos característicos del láser, como la potencia de salida en dBm y las longitudes de onda de funcionamiento en nanómetros (nm).

- **Degrees\_polarization.py:** Para establecer la comunicación entre la GUI y la estación rotacional de Thorlabs, se utilizó la librería thorlabs-apt-device versión 0.3.3, que implementa el protocolo Advanced Positioning Technology (APT) para este tipo de dispositivos. Con esta librería, se creó el módulo **Degrees\_polarization.py** para controlar la etapa rotacional usando cuatro atributos distintos: ángulo inicial, ángulo final, pasos y dirección de rotación. Este módulo permite la comunicación con cualquier dispositivo que utilice un controlador de servomotor DC de Thorlabs. Además, el módulo incluye comprobación y validación de errores para garantizar una entrada correcta y evitar errores durante la ejecución.
- **Módulo 3. Power\_Meter.py:** Para establecer la conexión del medidor de potencia el cual tiene sus controladores en LabVIEW, un entorno de desarrollo que utiliza un lenguaje de programación gráfico para diseñar sistemas, se integro Python con LabVIEW, utilizando la función “outside-in”, que permite a Python ordenarle a LabVIEW que realice una acción y devuelva un resultado. Para utilizar este enfoque de integración, se implemento las librerías “autoliv” y “Activex” para recuperar y manipular los datos adquiridos por LabVIEW en Python. La GUI también incluye un graficador que muestra el espectro de transmisión, donde la longitud de onda y la potencia óptica están conectadas. Cada valor de potencia correspondiente a una longitud de onda que se añade a una lista para visualizar el espectro de transmisión del conversor modal.
- **Módulo 4. Image\_Capture.py:** Este módulo incluye dos clases diseñadas para gestionar la cámara a través de la interfaz gráfica. Una de ellas se encarga de habilitar la cámara en el sistema y de capturar los fotogramas, mientras que la otra verifica los datos y los guarda en una estructura de datos. Este módulo también hace uso de la librería OpenCV para leer y guardar imágenes en formato **.tiff**. Además, los datos de píxeles se guardan como una estructura de datos en una matriz utilizando la biblioteca numpy. El módulo también permite al usuario ver las imágenes en una ventana que se genera dentro de la GUI.
- **Módulo 5. Temperature\_Control.py:** Este módulo está diseñado para conectarse al Arduino Mega a través de la comunicación serial utilizando la librería pySerial. En el script hay un objeto llamado “mega”, en el que se especifican los atributos del puerto serial, la tasa de baudios (115200), y un tiempo de espera de 1 s. Para iniciar la conexión

y enviar los valores de temperatura, se utiliza la función de Python “mega.write()”. Por otro lado, para recibir la temperatura real leída por el termistor, se emplea la función “mega.readline()”.

Tras establecer una conexión entre el script de Python y la placa Arduino, el script recorre un rango de temperaturas definido previamente. Cada setpoint se envía individualmente al Arduino y, tras la señal de llegada a la temperatura deseada, se espera un tiempo de estabilización. Después de este intervalo, la imagen o el espectro de transmisión se capturan y se guardan en el conjunto de datos. Y así sucesivamente para todas los setpoints de temperatura. Para el caso de las imágenes capturadas se guardan con los parámetros incluidos con los valores de ángulo del polarizador y longitud de onda, como ilustra la Fig. C-3.



**Fig. C-3.** Nomenclatura adoptada para el almacenamiento de imágenes (tenga en cuenta que sólo cambian los caracteres rojos de un conjunto de datos).

- **Módulo 6. Ejecucion.py:** Este módulo sirve como eje central de control para todo el sistema. Se encarga de todas las tareas de inicialización necesarias para ejecutar el programa y conectar todos los módulos descritos anteriormente. El módulo proporciona acceso a diferentes atributos del sistema, incluyendo longitudes de onda, control de la cámara, ángulos, dirección de rotación y funciones PLAY y STOP. Estos atributos desempeñan un papel fundamental en el funcionamiento del sistema. Por ejemplo, las longitudes de onda se utilizan para indicar al sistema qué rango de radiación electromagnética debe buscar, mientras que el atributo de control de la cámara indica si se utilizará o no la cámara. Los ángulos y el sentido de giro se utilizan para controlar cómo se mueve la estación rotacional, permitiéndole recoger datos desde distintos ángulos. Por último, las funciones PLAY y STOP permiten iniciar o detener el sistema según sea necesario.
- **Módulo 7. Interfaz.py:** Contiene todos los widgets de PyQt5 necesarios para crear la ventana de la aplicación. Como se muestra en la Fig. C-2, los componentes están organizados en una estructura jerárquica, donde el lado izquierdo está compuesto por widgets elementales para controlar la cámara y la estación rotacional. En el centro

de la ventana principal, hay un widget contenedor para mostrar imágenes y gráficos. En la parte derecha están el medidor de potencia y el elemento de control del láser sintonizable, y en la parte inferior de la ventana están los elementos de control de la temperatura. El botón PLAY inicia el programa enviando una función de entrada que obtiene los parámetros del sistema.

### C.3. Funcionalidades del software

El diagrama de flujo del sistema que se muestra en la Fig. C-4, describe el proceso que se inicia con el botón PLAY y permite la activación del módulo **Tunable\_Laser.py**. El sistema tiene dos casos de estudio independientes que se describen a continuación:

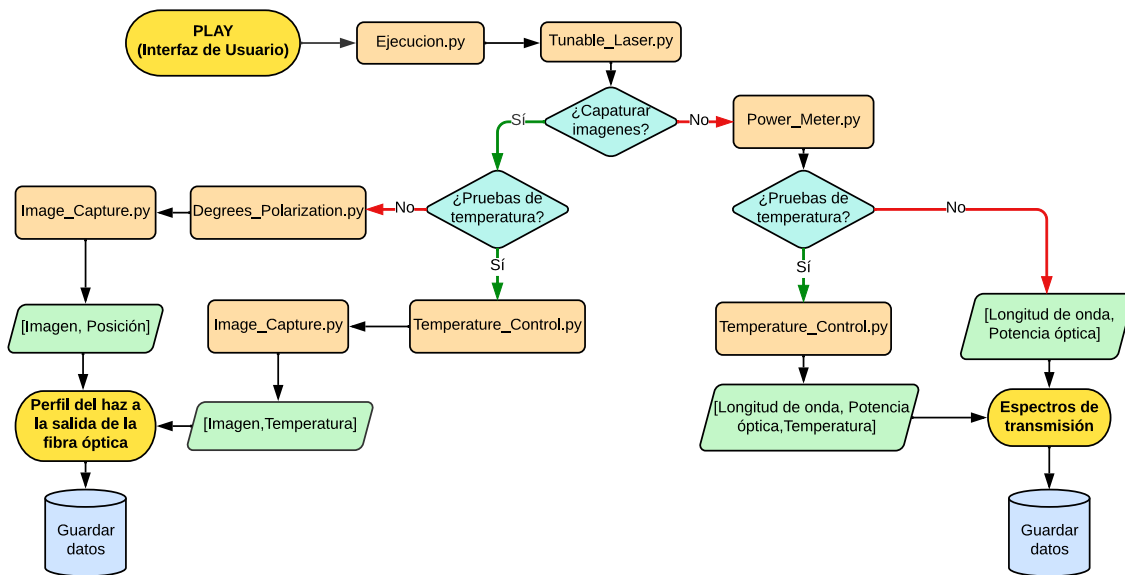


Fig. C-4. Diagrama de flujo estructural de los principales módulos de la interfaz gráfica de usuario.

- **Caso 1:** En esta situación, el sistema determina si la verificación de la cámara está activada. Si no lo está, se ejecuta el módulo **Power\_Meter.py** para medir la intensidad de la señal que se propaga por la LPFG. A continuación, el sistema comprueba si se ha proporcionado los datos de temperatura (rango de temperatura y paso de temperatura). Si es así, el módulo **Temperature\_Control.py** se ejecuta para regular la temperatura del medio y registrar el espectro de transmisión en función de la temperatura. El módulo **Temperature\_Control.py** se omite si no se proporciona información sobre la temperatura, y el espectro de transmisión a una temperatura dada se muestra en la pantalla principal.

- **Caso 2:** En este caso, el sistema comprueba si la verificación de la cámara está activa. Si es así, se activa el módulo **Image\_Capture.py** para capturar la imagen de muestra. A continuación, el sistema comprueba si se ha introducido los datos de temperatura (rango de temperatura y el paso de temperatura). Si es así, se ejecuta el módulo **Temperature\_Control.py** para controlar la temperatura de la muestra y registrar la imagen de la muestra en función de la temperatura. Si no se introducen datos de temperatura, se omite el módulo **Temperature\_Control.py** y se muestra la imagen de la muestra en la pantalla principal. Si no se introducen valores de temperatura, pero la comprobación de la cámara está activa, se activa el módulo **Degrees\_Polarization.py** para medir el ángulo de polarización de la luz a la salida del conversor modal.



# Bibliografía

- [1] W. Shi, Y. Tian, and A. Gervais, “Scaling capacity of fiber-optic transmission systems via silicon photonics,” *Nanophotonics*, vol. 9, pp. 4629–4663, 11 2020.
- [2] B. J. Puttnam, G. Rademacher, and R. S. Luís, “Space-division multiplexing for optical fiber communications,” *Optica*, vol. 8, p. 1186, 9 2021.
- [3] E. Agrell, M. Karlsson, A. R. Chraplyvy, D. J. Richardson, P. M. Krummrich, P. Winzer, K. Roberts, J. K. Fischer, S. J. Savory, B. J. Eggleton, M. Secondini, F. R. Kschischang, A. Lord, J. Prat, I. Tomkos, J. E. Bowers, S. Srinivasan, M. Brandt-Pearce, and N. Gisin, “Roadmap of optical communications,” *Journal of Optics*, vol. 18, p. 063002, 6 2016.
- [4] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, “Space-division multiplexing in optical fibres,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 354–362, 5 2013.
- [5] C. DeCusatis, “Optical interconnect networks for data communications,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, pp. 544–552, 2 2014.
- [6] Y. Ouyang, L. Wang, A. Yang, T. Gao, L. Wei, and Y. Zhang, “Next decade of telecommunications artificial intelligence,” *CAAI Artificial Intelligence Research*, vol. 1, pp. 28–53, 9 2022.
- [7] J. B. Valencia, L. C. Londoño, and D. M. Vilorio, “Trends in the internet of things,” *TecnoLógicas*, vol. 22, pp. I–II, 1 2019.
- [8] S. Valencia-Garzón, E. Reyes-Vera, J. Galvis-Arroyave, J. P. Montoya, and N. Gomez-Cardona, “Metrological characterization of a co2 laser-based system for inscribing long-period gratings in optical fibers,” *Instruments*, vol. 6, p. 79, 11 2022.
- [9] W. Yuan, Z. Yang, M. Cui, and C. Yu, “A ring core fiber sensor based on mach–zehnder interferometer for transversal force sensing with solvable temperature cross sensitivity,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 23, pp. 3615–3622, 2 2023.

- 
- [10] A. Ghaffar, Q. Li, M. Mehdi, S. Hussain, Y.-M. Jia, C. C. Onyekwena, Q. Xie, and N. Ali, “Analysis of force sensor using polymer optical fiber based on twisting structure,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 22, pp. 23960–23967, 12 2022.
- [11] T. Munoz-Hernandez, E. Reyes-Vera, and P. Torres, “Temperature sensor based on whispering gallery modes of metal-filled side-hole photonic crystal fiber resonators,” *IEEE Sensors Journal*, vol. XX, pp. 1–1, 2020.
- [12] J. D. Arango, V. H. Aristizabal, J. F. Carrasquilla, J. A. Gomez, J. C. Quijano, F. J. Velez, and J. Herrera-Ramirez, “Deep learning classification and regression models for temperature values on a simulated fibre specklegram sensor,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2139, p. 012001, 12 2021.
- [13] E. Reyes-Vera, C. M. B. Cordeiro, and P. Torres, “Highly sensitive temperature sensor using a sagnac loop interferometer based on a side-hole photonic crystal fiber filled with metal,” *Applied Optics*, vol. 56, p. 156, 1 2017.
- [14] E. Reyes-Vera, C. Jimenez-Durango, M. Varon, and P. Torres, “Fourier scheme for the fiber loop mirror temperature sensor based on indium-filled side-hole photonic crystal fiber,” pp. 199–201, IEEE, 9 2018.
- [15] P. Torres, E. Reyes-Vera, A. Díez, and M. V. Andrés, “Two-core transversally chirped microstructured optical fiber refractive index sensor.,” *Optics letters*, vol. 39, pp. 1593–6, 3 2014.
- [16] N. D. Gomez-Cardona, E. Reyes-Vera, and P. I. Torres, “Multi-plasmon resonances in microstructured optical fibers: Extending the detection range of spr sensors and a multi-analyte sensing technique,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 18, pp. 7492–7498, 9 2018.
- [17] N. Gomez-Cardona, E. Reyes-Vera, and P. Torres, “High sensitivity refractive index sensor based on the excitation of long-range surface plasmon polaritons in h-shaped optical fiber,” *Sensors*, vol. 20, p. 2111, 4 2020.
- [18] E. Gonzalez-Valencia, E. Reyes-Vera, I. D. Villar, and P. Torres, “Side-polished photonic crystal fiber sensor with ultra-high figure of merit based on bloch-like surface wave resonance,” *Optics & Laser Technology*, vol. 169, p. 110129, 2 2024.
- [19] N. D. Gómez-Cardona, E. Reyes-Vera, R. A. Herrera, and P. Torres, “Novel refractive index sensor based on hybrid long range plasmon in h-shaped optical fiber,” vol. 2, p. JTu2A.97, OSA, 2018.

- 
- [20] I. D. Villar, J. Montoya-Cardona, J. J. Imas, E. Reyes-Vera, C. R. Zamarreño, I. R. Matias, and J. L. Cruz, “Tunable sensitivity in long period fiber gratings during mode transition with low refractive index intermediate layer,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 41, pp. 4219–4229, 7 2023.
- [21] A. K. Paul, M. A. Mollah, M. Z. Hassan, N. Gomez-Cardona, and E. Reyes-Vera, “Graphene-coated highly sensitive photonic crystal fiber surface plasmon resonance sensor for aqueous solution: Design and numerical analysis,” *Photonics*, vol. 8, 2021.
- [22] Y. Cardona-Maya, I. D. Villar, A. B. Socorro, J. M. Corres, I. R. Matias, and J. F. Botero-Cadavid, “Wavelength and phase detection based sms fiber sensors optimized with etching and nanodeposition,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, pp. 3743–3749, 9 2017.
- [23] Y. Cardona-Maya, A. B. Socorro, I. D. Villar, J. L. Cruz, J. M. Corres, and J. F. Botero-Cadavid, “Label-free wavelength and phase detection based sms fiber immunosensors optimized with cladding etching,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 265, pp. 10–19, 7 2018.
- [24] C. Cullen, “Sandvine publica el informe global sobre fenómenos de internet covid-19.” 2020.
- [25] E. A. T. de Souza, D. Steinberg, L. A. M. Saito, H. G. Rosa, J. D. Zapata, C. J. S. de Matos, H. L. Fragnito, and C. H. B. Cruz, “Ultrashort pulse generation in erbium-doped fiber lasers in south america: a historical review,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 40, p. C148, 4 2023.
- [26] J. A. Lopera, K. Arroyave, A. M. Cardenas, J. J. G. Torres, and J. D. Zapata, “Wavelength division multiplexing-passive optical network using a graphene-based ultrashort pulsed fiber laser,” *Optical Engineering*, vol. 60, 9 2021.
- [27] J. Montoya-Cardona, N. Gomez-Cardona, E. Gonzalez-Valencia, P. Torres, and E. Reyes-Vera, “Tuneable liquid crystal asymmetric dual-core photonic crystal fiber mode converter,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1547, p. 012008, may 2020.
- [28] S. Cai, S. Yu, Y. Wang, M. Lan, L. Gao, and W. Gu, “Hybrid dual-core photonic crystal fiber for spatial mode conversion,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, pp. 339–342, 2 2016.

- 
- [29] E. Reyes-Vera, D. E. Senior, J. M. Luna-Rivera, and F. E. López-Giraldo, “Advances in electromagnetic applications and communications,” *TecnoLógicas*, vol. 21, pp. 9–13, 9 2018.
- [30] J. L. Galvis-Arroyave, J. Villegas-Aristizabal, J. Montoya-Cardona, S. Montoya-Villada, and E. Reyes-Vera, “Experimental characterization of a tuneable all-fiber mode converter device for mode-division multiplexing systems,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1547, p. 012004, 5 2020.
- [31] E. Reyes-Vera and P. Torres, “Dispositivo para realizar conversión modal sintonizable entre modos espaciales de la luz al interior de fibras ópticas,” 11 2021.
- [32] N. Correa-Rojas, R. Gallego-Ruiz, and M. Álvarez Castaño, “Generation of linearly polarized modes using a digital micromirror device and phase optimization,” *Computer Optics*, vol. 46, pp. 30–38, 2 2022.
- [33] P. Martelli, A. Gatto, P. Boffi, and M. Martinelli, “Free-space optical transmission with orbital angular momentum division multiplexing,” *Electronics Letters*, vol. 47, p. 972, 2011.
- [34] K. Zou, K. Pang, H. Song, J. Fan, Z. Zhao, H. Song, R. Zhang, H. Zhou, A. Minoofar, C. Liu, X. Su, N. Hu, A. McClung, M. Torfeh, A. Arbabi, M. Tur, and A. E. Willner, “High-capacity free-space optical communications using wavelength- and mode-division-multiplexing in the mid-infrared region,” *Nature Communications*, vol. 13, p. 7662, 12 2022.
- [35] E. Reyes-Vera, J. Úsuga, J. Acevedo-Echeverry, N. Gómez-Cardona, and M. Varón, “Performance analysis of a modal converter based on an asymmetric dual-core photonic crystal fiber,” *Optica Pura y Aplicada*, vol. 50, pp. 251–257, 9 2017.
- [36] E. Reyes-Vera, J. Úsuga, N. Gómez-Cardona, and M. Varón, “Mode selective coupler based in a dual-core photonic crystal fiber with non-identical cores for spatial mode conversion,” *Optics InfoBase Conference Papers*, pp. 1–4, 2016.
- [37] S. Li, Q. Mo, X. Hu, C. Du, and J. Wang, “Controllable all-fiber orbital angular momentum mode converter,” *Optics Letters*, vol. 40, p. 4376, 9 2015.
- [38] X. Zhang, Y. Liu, Z. Wang, J. Yu, and H. Zhang, “ $l_p$   $|j_{01}|/|j_{11}|$  mode converters based on long-period fiber gratings in a two-mode polarization-maintaining photonic crystal fiber,” *Optics Express*, vol. 26, p. 7013, 3 2018.

- 
- [39] E. Reyes-Vera, J. Úsuga Restrepo, M. Varon, and P. Torre, “Dual-core transversally chirped microstructured optical fiber for mode-converter device and sensing application,” in *Selected Topics on Optical Fiber Technologies and Applications*, pp. 43–60, InTech, 2018.
- [40] W. Jin and K. S. Chiang, “Mode converters based on cascaded long-period waveguide gratings,” *Optics Letters*, vol. 41, p. 3130, 2016.
- [41] Y. Fei, Y. Xu, D. Huang, Y. Dong, B. Zhang, Y. Ni, and P. K. A. Wai, “On-chip reconfigurable and ultracompact silicon waveguide mode converters based on nonvolatile optical phase change materials,” *Nanomaterials*, vol. 12, p. 4225, 11 2022.
- [42] W. Wang, J. Wu, K. Chen, W. Jin, and K. S. Chiang, “Ultra-broadband mode converters based on length-apodized long-period waveguide gratings,” *Optics Express*, vol. 25, p. 14341, 6 2017.
- [43] J. Montoya-Cardona, N. Gomez-Cardona, E. Gonzalez-Valencia, P. Torres, and E. Reyes-Vera, “Tunable mode converter device based on photonic crystal fiber with a thermo-responsive liquid crystal core,” *Photonics*, vol. 7, pp. 1–14, 2020.
- [44] L. Huang, J. Leng, P. Zhou, S. Guo, H. Lü, and X. Cheng, “Adaptive mode control of a few-mode fiber by real-time mode decomposition,” *Optics Express*, vol. 23, p. 28082, 2015.
- [45] C. Poole, H. Presby, and J. Meester, “Two-mode fibre spatial-mode converter using periodic core deformation,” *Electronics Letters*, vol. 30, p. 1437, 1994.
- [46] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, and M. Lipson, “Nanotaper for compact mode conversion,” *Optics letters*, vol. 28, pp. 1302–1304, 2003.
- [47] T. Hellwig, T. Walbaum, and C. Fallnich, “Optically induced mode conversion in graded-index fibers using ultra-short laser pulses,” *Applied Physics B*, vol. 112, pp. 499–505, 2013.
- [48] J. Dong and K. S. Chiang, “Temperature-insensitive mode converters with co2-laser written long-period fiber gratings,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 1006–1009, 5 2015.
- [49] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. Springer US, 1984.
- [50] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. Wiley, 1986.
- [51] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*. Elsevier, 2006.

- 
- [52] C. Poole, J. Wiesenfeld, D. DiGiovanni, and A. Vengsarkar, "Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1746–1758, 1994.
- [53] N. Bai, E. Ip, T. Wang, and G. Li, "Multimode fiber amplifier with tunable modal gain using a reconfigurable multimode pump," *Optics Express*, vol. 19, p. 16601, 8 2011.
- [54] Y. Su, Y. He, H. Chen, X. Li, and G. Li, "Perspective on mode-division multiplexing," *Applied Physics Letters*, vol. 118, 5 2021.
- [55] S. Berdagué and P. Facq, "Mode division multiplexing in optical fibers," *Applied Optics*, vol. 21, p. 1950, 6 1982.
- [56] S. O. Arik, J. M. Kahn, and K.-P. Ho, "Mimo signal processing for mode-division multiplexing: An overview of channel models and signal processing architectures," *IEEE Signal Processing Magazine*, vol. 31, pp. 25–34, 3 2014.
- [57] M. Salsi, C. Koebele, D. Sperti, P. Tran, H. Mardoyan, P. Brindel, S. Bigo, A. Boutin, F. Verluise, P. Sillard, M. Astruc, L. Provost, and G. Charlet, "Mode-division multiplexing of  $2 \times 100$  gb/s channels using an lcos-based spatial modulator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 618–623, 2 2012.
- [58] J. V. Hoyningen-Huene, R. Ryf, and P. Winzer, "Lcos-based mode shaper for few-mode fiber," *Optics Express*, vol. 21, p. 18097, 7 2013.
- [59] L. Fang and H. Jia, "Coupling analyses of lp<sub>0m</sub> modes with optical fiber gratings in multimode fiber and their application in mode-division multiplexing transmission," *Optics Communications*, vol. 322, pp. 118–122, 7 2014.
- [60] C. Chen, *Foundations for Guided-Wave Optics*. Wiley, 8 2006.
- [61] G. Lifante, *Integrated Photonics: Fundamentals*. Wiley, 1 2003.
- [62] E. Reyes-Vera and P. Torres, "Influence of filler metal on birefringent optical properties of photonic crystal fiber with integrated electrodes," *Journal of Optics*, vol. 18, p. 085804, jul 2016.
- [63] L. Polz, F. J. Dutz, R. R. Maier, H. Bartelt, and J. Roths, "Regenerated fibre bragg gratings: A critical assessment of more than 20 years of investigations," *Optics & Laser Technology*, vol. 134, p. 106650, 2 2021.
- [64] J. Zhao, J. Xu, C. Wang, M. Feng, Y. Zheng, T. Wang, and Z. Wang, "Critical grating period behavior of a sensitivity enhanced lpg sensor written in a few-mode fiber," *Optics Communications*, vol. 490, p. 126904, 7 2021.

- 
- [65] L. Schenato, A. Galtarossa, A. Pasuto, and L. Palmieri, “Distributed optical fiber pressure sensors,” *Optical Fiber Technology*, vol. 58, p. 102239, 9 2020.
- [66] A. Socorro-Lerános, D. Santano, I. D. Villar, and I. Matias, “Trends in the design of wavelength-based optical fibre biosensors (2008–2018),” *Biosensors and Bioelectronics: X*, vol. 1, p. 100015, 6 2019.
- [67] X. Zhao, Y. Liu, Z. Liu, and C. Mou, “All-fiber bandwidth tunable ultra-broadband mode converters based on long-period fiber gratings and helical long-period gratings,” *Optics Express*, vol. 28, p. 11990, 4 2020.
- [68] E. Fujiwara, Y. Ri, Y. T. Wu, H. Fujimoto, and C. K. Suzuki, “Evaluation of image matching techniques for optical fiber specklegram sensor analysis,” *Applied Optics*, vol. 57, p. 9845, 11 2018.
- [69] Y. Zhao, C. Wang, G. Yin, B. Jiang, K. Zhou, C. Mou, Y. Liu, L. Zhan, and T. Wang, “Fiber specklegram sensor based on the twist-induced effect in tilted two-mode fiber bragg gratings,” pp. 1–3, IEEE, 7 2017.
- [70] S. J. Mihailov, “Fiber bragg grating sensors for harsh environments,” *Sensors*, vol. 12, pp. 1898–1918, 2 2012.
- [71] J. K. Sahota, N. Gupta, and D. Dhawan, “Fiber bragg grating sensors for monitoring of physical parameters: a comprehensive review,” *Optical Engineering*, vol. 59, p. 1, 6 2020.
- [72] V. Bhatia, “Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing,” *Optics Express*, vol. 4, p. 457, 5 1999.
- [73] P. K. Rastogi, *Optical measurement techniques and applications*. 1997.
- [74] S. W. James and R. P. Tatam, “Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application,” *Measurement Science and Technology*, vol. 14, pp. R49–R61, 5 2003.
- [75] Q. Huang, X. Wang, J. Dong, Z. Zheng, O. Xu, S. Fu, D. Peng, J. Li, and Y. Qin, “Ultra-broadband lp  $_{\text{sub}i11\text{i}}$ /sub $_i$ mode converter with high purity based on long-period fiber grating and an integrated y-junction,” *Optics Express*, vol. 30, p. 12751, 4 2022.
- [76] T. Guo, F. Liu, B.-O. Guan, and J. Albert, “[invited] tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors,” *Optics & Laser Technology*, vol. 78, pp. 19–33, 4 2016.

- 
- [77] Y. Mi, M. Cao, M. Tang, H. Li, and G. Ren, “Study on vector mode conversion based on tilted asymmetric fiber bragg grating in vortex fiber,” *Optical Fiber Technology*, vol. 70, p. 102870, 5 2022.
- [78] J. M. Andersen, S. N. Alperin, A. A. Voitiv, W. G. Holtzmann, J. T. Gopinath, and M. E. Siemens, “Characterizing vortex beams from a spatial light modulator with collinear phase-shifting holography,” *Applied Optics*, vol. 58, p. 404, 1 2019.
- [79] B. Yan, J. Zhang, M. Wang, Y. Jiang, and S. Mi, “Degenerated mode decomposition with convolutional neural network for few-mode fibers,” *Optics & Laser Technology*, vol. 154, p. 108287, 2022.
- [80] O. Shapira, A. F. Abouraddy, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “Complete modal decomposition for optical waveguides,” *Physical Review Letters*, vol. 94, p. 143902, 4 2005.
- [81] Y. Z. Ma, Y. Sych, G. Onishchukov, S. Ramachandran, U. Peschel, B. Schmauss, and G. Leuchs, “Fiber-modes and fiber-anisotropy characterization using low-coherence interferometry,” *Applied Physics B*, vol. 96, pp. 345–353, 8 2009.
- [82] D. Flamm, C. Schulze, D. Naidoo, S. Schroter, A. Forbes, and M. Duparre, “All-digital holographic tool for mode excitation and analysis in optical fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, pp. 1023–1032, 4 2013.
- [83] T. Kaiser, D. Flamm, S. Schröter, and M. Duparré, “Complete modal decomposition for optical fibers using cgh-based correlation filters,” *Optics Express*, vol. 17, p. 9347, 5 2009.
- [84] D. Flamm, D. Naidoo, C. Schulze, A. Forbes, and M. Duparré, “Mode analysis with a spatial light modulator as a correlation filter,” *Optics Letters*, vol. 37, p. 2478, 7 2012.
- [85] R. Brüning, P. Gelszinnis, C. Schulze, D. Flamm, and M. Duparré, “Comparative analysis of numerical methods for the mode analysis of laser beams,” *Applied Optics*, vol. 52, p. 7769, 11 2013.
- [86] H. Lü, P. Zhou, X. Wang, and Z. Jiang, “Fast and accurate modal decomposition of multimode fiber based on stochastic parallel gradient descent algorithm,” *Applied Optics*, vol. 52, p. 2905, 4 2013.
- [87] K. Singh, P. Sharma, Suchita, A. Dixit, B. Srinivasan, R. D. Koilpillai, and D. Venkitesh, “Theoretical and experimental investigation of the sources of error in stochastic



- parallel gradient descent-based digital modal decomposition technique,” *OSA Continuum*, vol. 4, p. 1916, 7 2021.
- [88] H. Pang, T. Haecker, A. Bense, T. Haist, and D. Flamm, “Focal field analysis of highly multi-mode fiber beams based on modal decomposition,” *Applied Optics*, vol. 59, p. 6584, 8 2020.
- [89] R. Brüning, P. Gelszinnis, C. Schulze, D. Flamm, and M. Duparré, “Comparative analysis of numerical methods for the mode analysis of laser beams,” *Applied Optics*, vol. 52, p. 7769, 11 2013.
- [90] S. M. Popoff, “pymmf: a simple module in python for numerically finding multimode fiber modes under the scalar approximation,” 2020.
- [91] K. Choi, Y. Kim, Y. Yun, Y.-C. Noh, and C. Jun, “Study on factors degrading the accuracy of real beam modal decomposition,” *Curr. Opt. Photon.*, vol. 5, pp. 93–100, Apr 2021.
- [92] Y. An, J. Li, L. Huang, L. Li, J. Leng, L. Yang, and P. Zhou, “Numerical mode decomposition for multimode fiber: From multi-variable optimization to deep learning,” *Optical Fiber Technology*, vol. 52, p. 101960, 11 2019.
- [93] E. Manuylovich, A. Donodin, and S. Turitsyn, “Intensity-only-measurement mode decomposition in few-mode fibers,” *Optics Express*, vol. 29, p. 36769, 10 2021.
- [94] K. Choi and C. Jun, “High-precision modal decomposition of laser beams based on globally optimized spgd algorithm,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1–10, 10 2019.
- [95] G. VanWiggeren, T. Gaylord, D. Davis, E. Anemogiannis, B. Garrett, M. Braiwish, and E. Glytsis, “Axial rotation dependence of resonances in curved co2-laser-induced long-period fibre gratings,” *Electronics Letters*, vol. 36, p. 1354, 2000.
- [96] G. Rego, “Polarization dependent loss of mechanically induced long-period fibre gratings,” *Optics Communications*, vol. 281, pp. 255–259, 1 2008.
- [97] M. R. Hutzel and T. K. Gaylord, “Residual-stress relaxation and densification in co2-laser-induced long-period fiber gratings,” *Applied Optics*, vol. 51, p. 6179, 9 2012.
- [98] “FIMMWAVE.” <https://www.photond.com/products/fimmwave.htm>. Software de simulación para dispositivos ópticos.

- 
- [99] M. Feng, W. Chang, B. Mao, H. Guo, Z. Wang, and Y.-G. Liu, “Efficient generation of second-order beam based on angular modulated long-period fiber grating,” *Optics & Laser Technology*, vol. 152, p. 108131, 8 2022.
- [100] X. Wang, L. Chen, H. Guo, Z. Shi, W. Chang, Z. Wang, P. Wang, and Y.-G. Liu, “Controlled excitation and regulation of lp<sub>11a</sub> and lp<sub>11b</sub> modes based on long period gratings in a slightly elliptical core two-mode fiber,” *Optics & Laser Technology*, vol. 163, p. 109418, 8 2023.
- [101] W. Chang, M. Feng, P. Wang, Z. Wang, and Y.-G. Liu, “High-efficiency broadband third-order oam mode converter based on a multi-period preset-twist long-period fiber grating,” *Optics Express*, vol. 30, p. 47048, 12 2022.
- [102] M. Feng, W. Chang, B. Mao, P. Wang, Z. Wang, and Y.-G. Liu, “108.96 nm broadband generation of second-order oam beam using an angular modulated cascading lpfg,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 41, pp. 2152–2158, 4 2023.
- [103] I. H. Malitson, “Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, p. 1205, 10 1965.
- [104] J. Soto-Perdomo, J. Morales-Guerra, J. D. Arango, S. M. Villada, P. Torres, and E. Reyes-Vera, “Optigui datacollector: A graphical user interface for automating the data collecting process in optical and photonics labs,” *SoftwareX*, vol. 24, p. 101521, 12 2023.
- [105] Y. Guo, Y. ge Liu, Z. Wang, H. Zhang, B. Mao, W. Huang, and Z. Li, “More than 110-nm broadband mode converter based on dual-resonance coupling mechanism in long period fiber gratings,” *Optics Laser Technology*, vol. 118, pp. 8–12, 10 2019.
- [106] J. Zhao, J. Xu, C. Wang, M. Feng, Y. Zheng, T. Wang, and Z. Wang, “Critical grating period behavior of a sensitivity enhanced lpfg sensor written in a few-mode fiber,” *Optics Communications*, vol. 490, p. 126904, 7 2021.
- [107] J. S. Perdomo, E. R. Vera, J. A. M. Cardona, and P. Torres, “Experimental dataset of tunable mode converter based on long-period fiber gratings written in few-mode fiber: Impacts of thermal, wavelength and polarization variations.” [osf.io/3zk86](https://osf.io/3zk86), 2023.