



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

**CAMPUS IRAPUATO - SALAMANCA
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS**

**Análisis y desarrollo de un filtro DMZI-SI
aplicado a la obtención de una fuente láser
de múltiples longitudes de onda y
conmutable**

TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el grado de:
Doctor en Ingeniería Eléctrica

PRESENTA:

M. I. José David Filoteo Razo

DIRECTORES:

**Dr. Juan Carlos Hernández García
Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala**

SALAMANCA, GTO

NOVIEMBRE 2021

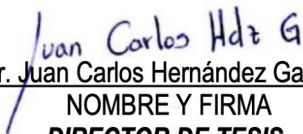
Salamanca, Gto., a 18 de octubre del 2021.

**M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTIN
COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES
P R E S E N T E.-**

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) **José David Filoteo Razo** del **Programa de Doctorado en Ingeniería Eléctrica** y cuyo número de **NUA** es: **143682** del cual soy director. El título de la tesis es: **Análisis y desarrollo de un filtro DMZI-SI aplicado a la obtención de una fuente láser de múltiples longitudes de onda y conmutable**

Hago constar que he revisado dicho trabajo y he tenido comunicación con los sinodales asignados para la revisión de la tesis, por lo que no hay impedimento alguno para fijar la fecha de examen de titulación.


ATENTAMENTE



Dr. Juan Carlos Hernández García
NOMBRE Y FIRMA
**DIRECTOR DE TESIS
SECRETARIO**


Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala
NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS


Dr. Roberto Rojas Laguna
NOMBRE Y FIRMA
PRESIDENTE


Dr. Juan Gabriel Aviña Cervantes
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL 1


Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL 2


Dr. Olivier Pottiez
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL 3

Agradecimientos

A Dios por darme vida, fuerza y esperanza.

A mis padres Guillermina Razo Mosqueda y José Cruz Filoteo Moreno por su amor y enorme fortaleza. Nunca terminaré de agradecer todo lo que han hecho por mí. A mis hermanos Agustín y Fernando. A mis cuñadas Elizabeth y Sandra Marcela. A mi sobrinas María Fernanda y Valeria Cecilia. A mi familia, a tíos, primos, sobrinos y abuela (Q. D. E. P) por compartir conmigo este momento y por que son importantes en mi vida.

A todos mis amigos y compañeros del laboratorio de “Fotónica” y “Comunicaciones y fibras ópticas” y al capítulo estudiantil IEEE Photonics UG, Oscar Xavier, Luis Martín, Javier Antonio, Sebastián, Sergio David, Luis Enrique, Luis Fernando, Luis David, Marco Antonio, Carlos Alejandro y Jesús Everardo, gracias por su amistad y buenos deseos. En especial a mis amigos y compañeros de oficina, José Ramón y Carlos Moisés por los momentos difíciles que pasamos durante la carrera.

A los directores de tesis, Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala y Dr. Juan Carlos Hernández García, gracias por compartir sus conocimientos, su enorme paciencia y buenos consejos durante todos estos años desde la carrera de licenciatura hasta el doctorado.

A los doctores del Cuerpo Académico de Telecomunicaciones y Fotónica, Dr. Roberto Rojas Laguna, Dr. Daniel Jauregui Vázquez y Dr. Juan Manuel Sierra Hernández, gracias por contribuir con sus conocimientos y consejos durante el desarrollo de este trabajo de tesis.

A los doctores, Dr. Daniel Alberto Razo Medina y Dr. Jesús Pablo Lauterio Cruz, gracias por su amistad y buenos consejos.

A los sinodales internos y externos, Dr. Roberto Rojas Laguna, Dr. Juan Gabriel Aviña Cervantes, Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez y Dr. Olivier Pottiez, gracias por la revisiones y consejos para mejorar este trabajo de tesis.

Gracias a todas las personas que me ayudaron en la colaboración y paciencia para poder llegar a finalizar este proyecto.

Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT)** por la beca otorgada mediante el apoyo No. **477506**, al programa de investigadoras e investigadores por México, Cátedras CONACYT No. **3155** y al proyecto No. **A1-S-33363/CB2018**.



A la **Dirección de Apoyo a la Investigación y al Posgrado (DAIP)** por los proyectos No. **CIIC 039/2021** y No. **CIIC 073/2021**.

A la **División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca** de la **Universidad de Guanajuato**, que puso a mi disposición todos los recursos y medios necesarios para desarrollar este trabajo de tesis.



Resumen

En este trabajo de tesis, presentamos el desarrollo de un láser de fibra dopada de Er/Yb conmutable de múltiples longitudes de onda en configuración de anillo, utilizando un filtro peine. El filtro peine está compuesto por un interferómetro Mach-Zehnder de doble paso y un interferómetro de Sagnac (DMZI-SI, del inglés *Double-pass Mach-Zehnder Interferometer and Sagnac Interferometer*) con 10 m de fibra que mantiene la polarización (PMF, del inglés *Polarization Maintaining Fiber*) tipo PANDA (PANDA-PMF, del inglés *PANDA-type Polarization Maintaining Fiber*). Este esquema que proponemos utiliza elementos ópticos de bajo costo como un controlador de polarización (PC, del inglés *Polarization Controller*) de tres bobinas, PC en línea, fibra óptica estándar (SMF-28, del inglés *Single-Mode Fiber*) y PMF. El filtro DMZI-SI permite controlar el $\Delta\lambda$ de dos formas: 1) Cuando varía la longitud de la PMF; y 2) Cuando se incrementa la longitud de la fibra estándar (ΔL) en uno de los brazos del filtro. Además, permite un control más preciso de la amplitud o contraste de las franjas con las PCs. Estos resultados fueron validados al realizar una comparación por medio de un análisis numérico (matrices de Jones) y de forma experimental. El análisis del filtro DMZI-SI demuestra que tiene características para ser aplicado a un sistema de fibra óptica de alta resolución al obtener un $\Delta\lambda$ pequeño y un buen nivel de ganancia. Esto proporciona un mejor control de la flexibilidad de las características de transmisión del filtro, como un patrón de interferencia estable en la separación y contraste de la franja. Finalmente, al insertar el filtro en el láser de anillo de fibra óptica se obtuvo una la relación de supresión de modo lateral mayor a 35 dB con fluctuaciones de potencia de 0.47 a 1.07 dB y de longitud de onda de 0.01 a 0.06 nm. El rango alcanzado en la conmutación de la longitud de onda de emisión fue de 1532 a 1546 nm que emite en la banda C de la ventana de comunicaciones. El láser propuesto tiene aplicaciones potenciales como en los sistemas de comunicaciones por multiplexación por división de longitud de onda densa operando en banda C, sensado óptico y en la generación de microondas.

Abstract

In this study, we developed a switchable multi-wavelength Er–Yb-doped fiber ring laser using a comb filter. The comb filter was composed of a double-pass Mach–Zehnder Interferometer and Sagnac Interferometer (DMZI-SI) with a 10 m long PANDA-type Polarization-Maintaining Fiber (PANDA-PMF). Low-cost optical elements such as three coil Polarization Controllers (PCs), an in-line fiber-optic PC, a Single-Mode optical Fiber (SMF-28), and PMF were adopted. The DMZI-SI filter enabled the control of the free spectral range ($\Delta\lambda$) via two alternative modes of operation, specifically, by changing the length of the PMF ($\Delta\lambda_1$) or increasing the length of the fiber (ΔL) in one of the filter arms ($\Delta\lambda_2$). Furthermore, the contrast of the interference fringes and their position could be controlled by adjusting the PCs. The operating principle of the filter was examined and simulated considering the Jones matrix of each component. The results were verified through a partial experimental demonstration, and the simulated and experimental results were noted to agree in terms of the filter transmission. The analysis of the DMZI-SI filter indicated that it can be applied to a high-resolution fiber-optic system owing to its small $\Delta\lambda$ and high gain. These characteristics can enable the realization of satisfactory control over the transmission characteristics of the filter, rendering benefits such as a stable interference pattern in terms of the fringe separation and contrast. Finally, the performance of a switchable multi-wavelength Er–Yb-doped fiber ring laser incorporating a comb filter is described. A side-mode separation ratio, greater than 28 dB, was obtained to facilitate stable single-, double-, quadruple-, and quintuple-wavelength emissions, with spectral power and wavelength fluctuations of 0.47–1.06 dB and 0.01–0.06 nm, respectively. The measurements were performed for 60 min at 25 °C. The proposed comb filter configuration facilitates the double-clad fiber ring laser to realize switchable multi-wavelength emission. Our experimental results revealed that the proposed laser demonstrates high stability (spectral power and wavelength fluctuations) and significantly improved performance compared to the existing DMZI–SI filter-based systems. This indicates their employability in applications involving optical sensing, communication systems, and microwave generation.

Contenido

Autorización de impresión y empastado	II
Agradecimientos	III
Resumen	V
Abstract	VI
Lista de figuras	X
Lista de tablas	XIII
Lista de abreviaciones	XIV
1. Introducción	1
1.1. Antecedentes del trabajo	1
1.2. Láseres de múltiples longitudes de onda	2
1.3. Justificación	7
1.3.1. Ventajas de los láseres de fibra óptica	8
1.4. Objetivo	8
1.4.1. Objetivos específicos	8
1.5. Descripción de la tesis	9
2. Marco teórico	11
2.1. Láser	11
2.1.1. Amplificador de fibra dopada	15

2.2.	Modos longitudinales	18
2.3.	Modos transversales	19
2.4.	Medio de ganancia homogéneo y no homogéneo	24
2.4.1.	Ganancia homogéneo	24
2.4.2.	Ganancia no homogéneo	24
2.5.	Láseres de fibra óptica de múltiples longitudes de onda	26
2.6.	Técnicas para generar MWFLs en el régimen CW	27
2.7.	Filtro peine	31
2.7.1.	Interferencia óptica	32
3.	Análisis numérico del filtro DMZI-SI	35
3.1.	Formalismo de Jones	35
3.2.	Matrices de Jones del filtro DMZI-SI	38
3.3.	Principio de operación del filtro	40
3.4.	Resultados numéricos	43
3.4.1.	Variación de L_3 con una longitud fija de $L_1 = L_2$	44
3.4.2.	Incremento de L_2 con una longitud fija en L_3	45
4.	Componentes utilizados	50
4.1.	Fuente de bombeo	50
4.2.	Elementos de fibra óptica utilizados	52
4.2.1.	Combinador de fibra óptica	52
4.2.2.	Acoplador de fibra óptica	53
4.2.3.	Aislador de fibra óptica	54
4.2.4.	Controlador de polarización	54
4.2.5.	Fibra óptica monomodo	57
4.2.6.	Fibra óptica que mantiene la polarización	57
4.2.7.	Fibra óptica de doble revestimiento	60
5.	Implementación del filtro DMZI-SI	65
5.1.	Caracterización del filtro DMZI-SI	65

5.2. Comprobación del filtro DMZI-SI	70
6. MWFL usando un filtro DMZI-SI	76
6.1. Introducción	76
6.2. Desarrollo experimental	77
6.3. Resultados obtenidos y discusión	79
7. Conclusiones y trabajos futuros	92
7.1. Conclusiones	92
7.2. Trabajos Futuros	94
7.3. Aplicaciones	94
7.4. Artículos indexados	95
7.5. Artículos en memoria	98
7.6. Participación en congresos	100
7.7. Dirección de tesis	100
Referencias	101

Lista de figuras

2.1. Representación de la cavidad resonante de un láser.	12
2.2. Esquema del proceso de emisión estimulada.	13
2.3. Condición de estado estable para la ganancia.	14
2.4. Tipos de cavidad de fibra óptica. (a) cavidad en anillo, (b) cavidad con FBGs y (c) cavidad con SIs.	16
2.5. Diagrama de bandas de energía de los iones de Er. (a) Sistema de tres niveles y (b) espectro de una fibra dopada con Er.	18
2.6. Gráfica de variación de b y V para determinar los modos LP.	23
2.7. Ganancia de saturación en un láser con ampliación homogéneo [52].	25
2.8. Efecto de quema de agujeros espectral en un láser con ampliación no homogéneo [52].	25
2.9. MWFL con modulación activa.	28
2.10. MWFL utilizando filtros de fibra óptica.	29
2.11. MWFL utilizando la configuración de pérdida dependiente.	29
2.12. MWFL utilizando efectos no lineales.	30
3.1. Esquema del filtro DMZI-SI.	38
3.2. Simulación de la transmisión para valores específicos de ángulos con variación de L_3 y una longitud fija de $L_1 = L_2$	46
3.3. Simulación de la transmisión para valores específicos de ángulos con incremento de L_2 y una longitud fija en L_3	48
3.4. Comparación de la transmisión para $\Delta L = 0$ (línea azul) y $\Delta L = 20$ mm (línea naranja), siendo todos los demás parámetros iguales en ambos casos.	49
4.1. Fuente del diodo de bombeo de la marca Focuslight [®] , modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5 [100].	51

4.2. Espectro del diodo láser modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5 [100].	51
4.3. Curva característica del diodo láser modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5.	52
4.4. Combinador de fibra óptica modelo MMC0211C4057 de la marca ITF Technologies [®] [101].	53
4.5. Acoplador de fibra óptica de la marca Thorlabs [®] [102].	53
4.6. Aislador de fibra óptica de la marca AdValue Photonics [®] [103].	54
4.7. PC modelo FPC560 de la marca Thorlabs [®] [105].	55
4.8. Número de vueltas para una placa de HWP y QWP usando una $\lambda = 1550$ nm.	56
4.9. Compensador Soleil-Babinet.	56
4.10. PC modelo CPC250 de la marca Thorlabs [®] [106].	57
4.11. Estructura de una fibra óptica monomodo (SMF-28) [107].	57
4.12. Estructura de una PMF tipo PANDA y Bow-Tie [109].	59
4.13. Funcionamiento de una DCF [111].	61
4.14. Estructura geométrica de algunas DCF [111].	61
4.15. Perfil de la EYCDF obtenido mediante un microscopio electrónico.	61
4.16. Diagrama de las principales transiciones de energía [112].	63
4.17. Espectro de absorción de una fibra dopada de Er-Yb [112].	63
4.18. Esquema de un EDFA.	63
4.19. Espectro de la fibra dopada Er-Yb.	64
5.1. Esquema para generar una fuente de luz de SC.	66
5.2. Espectro del SC generado con 1 km de SMF-28.	67
5.3. Esquema experimental del filtro DMZI-SI.	67
5.4. Espectro del SC (línea negra) y patrón de interferencia del filtro DMZI-SI (línea azul).	67
5.5. Espectro del patrón de interferencia del filtro DMZI-SI en seis regiones de longitudes de onda de 1520 a 1640 nm.	69
5.6. Patrón de interferencia del filtro DMZI-SI (línea azul).	70
5.7. Espectro de salida del filtro DMZI-SI en diferentes posiciones de la PC-2 (θ_1) con θ_2 y $\theta_3 = 0^\circ$	70

5.8. Comparación de los resultados simulados y experimentales en cuatro regiones de longitudes de onda de 1540 a 1580 nm.	72
5.9. Resultados de la simulación para diferentes valores de ΔL	73
6.1. Arreglo experimental del MWFL en configuración de anillo.	79
6.2. Espectro de la salida del MWFL: a) una longitud de onda de emisión, b) doble longitud de onda de emisión, c) cuádruple longitud de onda de emisión y d) quíntuple longitud de onda de emisión.	82
6.3. a)Estabilidad para una longitud de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.	83
6.4. a)Estabilidad para la doble longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.	84
6.5. a)Estabilidad para la cuádruple longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.	85
6.6. a)Estabilidad para la quíntuple longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.	86
6.7. Evolución de las múltiples longitudes de onda de emisión con el ajuste de a) θ_1 , b) θ_2 y c) θ_3 en PC-4.	89
6.8. Uniformidad de las líneas observadas en a) doble, b) triple y c) cuádruple longitud de onda de emisión.	90

Lista de tablas

2.1. Tipos de fibras dopadas con elementos de las tierras raras [49].	17
3.1. Representación matricial del estado de polarización [91]. La notación depende del eje x (n_{min} = eje rápido).	37
4.1. Especificaciones de la fibra óptica SMF-28 [107].	58
4.2. Especificaciones de la PMF tipo PANDA, modelo PM 15-U25A [110]. . . .	59
4.3. Especificaciones de la EYCDF, modelo MM-EYDF-12/130-HE [112]. . . .	62
5.1. Comparación de resultados del filtro DMZI-SI con otros trabajos publicados.	75
6.1. Comparación de resultados del MWFL con otros trabajos publicados. . . .	91

Lista de abreviaciones

AOFS	Acousto-Optic Frequency Shifters
ASE	Amplified Spontaneous Emission
CFBG	Chirped Fiber Bragg Grating
CW	Continuous Wave
DCF	Dispersion Compensating Fiber
DMZI	Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer
DMZI-SI	Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer and Sagnac Interferometer
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
EDCF	Erbium-Doped Double-Clad Fiber
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
EYCDF	Er/Yb Co-Doped Double-Cladding Fiber
FBG	Fiber Bragg Grating
FPI	Fabry-Perot Interferometer
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width at Half Maximum
FWM	Four-Wave Mixing
HBF	High Birefringence Fiber
HNLF	Highly-Nonlinear Fiber
HWP	Half Wave Plate
IL	Intensity Limiting
ISO	Isolator

Láser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MWFL	Multi-Wavelength Fiber Laser
MZI	Mach-Zehnder Interferometer
NA	Numerical Aperture
NALM	Nonlinear Amplifier Loop Mirror
NOLM	Nonlinear Optical Loop Mirror
NPR	Nonlinear Polarization Rotation
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PANDA-PMF	PANDA-type Polarization Maintaining Fiber
PC	Polarization Controller
PCF	Photonic Crystal Fiber
PM-EDF	Polarization-Maintaining-Erbium Doped Fiber
PM-FBG	Polarization-Maintaining Fiber Bragg Grating
PMF	Polarization Maintaining Fiber
PSFBG	Phase-Shifted Fiber Bragg Grating
QWP	Quarter Wave Plate
RR	Repetition Rate
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SC	Supercontinuum
SHB	Spatial Hole Burning
SI	Sagnac Interferometer
SMF	Single-Mode Fiber
SMSR	Side Mode Suppression Ratio
SPF	Spectral Power Fluctuation
SPM	Self Phase Modulation
TBF	Tunable Bandpass Filters

TCF	Twin-Core Fiber
TEC	Thermo-Electric Cooler
TMF	Two-Mode Fiber
VFDL	Variable Fiber Delay Line
XPM	Cross Phase Modulation

Capítulo 1

Introducción

En esta sección se mencionan los antecedentes sobre el avance que han tenido los láseres de múltiples longitudes de onda usando dispositivos de fibra óptica en el área de las comunicaciones ópticas, así como el objetivo y la justificación del desarrollo de este trabajo de tesis.

1.1. Antecedentes del trabajo

Durante los últimos años, las comunicaciones ópticas han tenido un incremento esto debido a su gran ancho de banda (100 GHz-km) y baja atenuación (0.23 dB/km @ 1550 nm) [1]. Esto ha contribuido al crecimiento del ancho de banda en las comunicaciones impulsando el desarrollo de nuevos dispositivos de fibra óptica, como moduladores y filtros selectores de longitud de onda de fibra óptica y amplificadores de fibra óptica dopados con elementos de las tierras raras. Estos dispositivos de fibra óptica sustituyeron a los dispositivos optoelectrónicos para evitar las múltiples conversiones de señales ópticas a eléctricas que se tienen en los enlaces de fibra óptica, consiguiendo, de esta manera, una comunicación óptica más eficiente y rápida. Además, permitió la fabricación de láseres de fibra óptica, los cuales presentan ventajas. Entre éstas podemos señalar una mejor calidad del haz de luz por medio del acoplamiento entre las fibras ópticas, una alta potencia de

salida (láseres pulsados y láser de onda continua (*Continuous Wave*, CW) de alta potencia, son altamente estables, presentan un tamaño compacto y, además, son de bajo costo. Por consiguiente, estos láseres de fibra óptica en operación continua o pulsada han sido un elemento clave para el campo de las comunicaciones ópticas.

1.2. Laséres de múltiples longitudes de onda

En la última década se ha incrementado el interés en el desarrollo de los filtros peine para aplicaciones de láseres de múltiples longitudes de onda (*Multi-Wavelength Fiber Laser*, MWFL) [2], sensores de fibra óptica [3], procesamiento de señales [4], espectroscopia [5], sistema de comunicación por multiplexación por división de longitud de onda [6] y generación de microondas [7]. En el caso del MWFL, el modo de operación utilizado para generar las líneas de emisión es principalmente por la técnica de desplazamiento de frecuencia [8, 9], filtros ópticos [10–13], dispositivos ópticos de pérdida dependientes de la intensidad [14, 15], así como por efectos no lineales [16]. En el caso de los filtros ópticos, éstos pueden ser implementados de diferentes maneras como, por ejemplo, el uso de interferómetros de Sagnac (*Sagnac Interferometer*, SI) [17–19], interferómetros de Fabry-Perot (*Fabry-Perot Interferometer*, FPI) [20, 21], interferómetros Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder Interferometer*, MZI) [22, 23], así como rejillas de Bragg (*Fiber Bragg Grating*, FBG) [24, 25].

Debido a que se busca mejorar tanto el número como el ancho y rango de sintonización de las líneas de emisión, se presentaron otras alternativas como el uso de interferómetros en serie usando la configuración de MZI de doble paso (*Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer*, DMZI) con un SI, como filtros peine [12, 26, 27]. Los filtros peine tienen respuestas espectrales cuya intensidad se modula periódicamente en la longitud de onda. Los primeros diseños de estos filtros (*Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer and Sagnac Interferometer*, DMZI-SI) utilizaban un controlador de polarización (*Polarization Controller*, PC) en el lazo del Sagnac para conseguir espectros sintonizables del patrón de interferencia. Esta configuración presenta la desventaja de

que depende de la polarización de entrada al utilizar elementos polarizadores [28]. Esta dependencia de la polarización de entrada en la fibra óptica puede generar ruido y inestabilidad del patrón de interferencia en el esquema experimental debido a que la fibra óptica no mantiene la polarización.

Por otro lado, se han ido mejorado las propiedades de los SI mediante sucesivas modificaciones en el esquema básico. Se introdujeron múltiples secciones de fibra que mantienen la polarización (*Polarization Maintaining Fiber*, PMF) y retardadores de onda en el bucle, así como elementos polarizadores [29–32]. Esto dio como resultado un filtro con mayor flexibilidad, pero de mayor complejidad. Por ejemplo, Ahmad et al. [33], presentó un análisis teórico de un filtro usando un SI de dos etapas de PMF y dos PCs. La caracterización de la transmisión fue analizada por medio de matrices de Jones. En los resultados numéricos, se analizaron las longitudes de PMF-1 y PMF-2 de 5 a 10 m. Aquí, obtuvieron un rango espectral libre (*Free Spectral Range*, FSR) o $\Delta\lambda$ de 0.58 a 2 nm. Por lo tanto, el máximo FSR solamente dependía de una longitud de fibra en el lazo de Sagnac (PMF-1) y no de la segunda longitud de fibra (PMF-2). Estas modificaciones en el SI presentan ventajas en sus propiedades de baja pérdida de inserción, fácil construcción, una independencia en la polarización y cambios en la transmisión por variación de los elementos.

El desarrollo del DMZI-SI es una extensión directa del SI (se obtiene simplemente conectando un acoplador adicional a los puertos Sagnac). Éste consiste en una serie de tres interferómetros (MZI, SI y de nuevo MZI), que ofrece una amplia gama de posibilidades para adaptar la característica de transmisión del filtro según los requisitos de las aplicaciones. Por lo tanto, el uso del SI junto con el MZI permite un mejor control de sus parámetros (visibilidad y FSR) al poder ajustar cualquiera de estos interferómetros [34–36]. Esto mejoró la capacidad más simple de ajustar el FSR y el contraste del patrón de interferencia. Un ejemplo de las modificaciones en el diseño del esquema DMZI-SI es utilizar fibra de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HBF) y una PC en el lazo del SI [34]. En este trabajo, se analizó teóricamente el filtro DMZI-SI. Los resultados muestran un filtro óptico con una transmisión periódica dependiente de la longitud de

onda e independiente de la polarización de entrada y con un espectro cuasi-plano.

Por otra parte, también se ha utilizado una sección de fibra de doble núcleo (*Twin-Core Fiber*, TCF) [36] en el lazo de Sagnac, donde el filtro se estudió tanto teórica como experimentalmente para varias longitudes de brazo del interferómetro. El espectro obtenido muestra un pico de envolvente que incluye pequeños picos con casi la misma diferencia de espacio de longitud de onda. Este resultado se debe a la diferencia de longitud en los dos filtros que se están usando, el DMZI y el SI. Las configuraciones mencionadas anteriormente basadas en DMZI-SI, ofrecen ventajas como una transmisión periódica tipo peine dependiente de la longitud de onda e independiente de la polarización de entrada y con un espectro cuasi-plano. Así, se obtiene un filtro pasa-banda al ajustar el estado de polarización de la PC. Estas alternativas mejoraron el ancho de emisión y el rango de sintonización en los MWFL.

Por ejemplo, Zou et al. [37] propuso un láser de anillo de fibra dopada con Er que mantiene la polarización (*Polarization-Maintaining-Erbium Doped Fiber*, PM-EDF) y un filtro DMZI con un SI. En el lazo del SI se colocan dos PCs y una PMF con una longitud de 2 m. Se obtuvo una sintonización de una y doble longitud de onda de emisión con un ancho de línea menor de 0.01 nm a 3 dB. La sintonización fue por medio del control de los estados de polarización de los PCs. El rango de sintonización fue de 0.08 a 4.26 nm. La relación de supresión de modo lateral (*Side Mode Suppresion Ratio*, SMSR) fue de 64 dB, con una fluctuación de potencia y de longitud de onda de 0.05 dB y 0.01 nm, respectivamente durante una hora de operación.

Otro ejemplo de láser sintonizable se demostró cuando se utilizó la misma configuración del filtro en el láser, es decir, una sección de 0.48 m de TCF en el lazo de SI [36]. El filtro se estudió teóricamente para varias longitudes de brazo del interferómetro cuando la longitud del TCF es constante. Los resultados teóricos son validados por la demostración experimental. En los resultados experimentales se obtuvo que puede emitir una y dos longitudes de onda con un ancho de línea de 0.015 nm a 3 dB. El SMSR fue de 62.4 dB, la fluctuación de potencia y de longitud de onda fueron de 0.04 dB y 0.02 nm, respectivamente, durante una hora a temperatura ambiente. Ajustando los PCs se

puede obtener la conmutación entre longitudes de onda de una y dos emisiones en la salida del láser. He et al. [38], demostró un láser sintonizable de una, doble, triple y cuádruple longitud de onda de emisión en configuración de anillo. El control de sintonización fue una fibra que mantiene la polarización con una rejilla de Bragg (*Polarization-Maintaining Fiber Bragg Grating*, PM-FBG) con un filtro DMZI y una línea de retardo de fibra variable (*Variable Fiber Delay Line*, VF DL) colocada en un brazo del interferómetro para variar el ancho de la longitud de onda del patrón de interferencia. El rango de sintonización fue de 1534 a 1534.6 nm, con una separación entre líneas de 0.2 nm y con un ancho de línea de emisión de 0.05 nm a 3 dB. La fluctuación de potencia fue de 0.91 dB y un SMSR de 34.9 dB a 26 °C durante un tiempo de análisis de 10 minutos.

Zhao et al. [39], propuso un láser sintonizable de dos longitudes de emisión en configuración de anillo. Utilizando una fibra de desplazamiento de fase con una rejilla de Bragg (*Phase-Shifted Fiber Bragg Grating*, PSFBG) y un PC colocada en cada uno de los brazos del DMZI, combinado con un SI, provocará la interferencia del filtro. Ajustando el PC y sintonizando el retardo del PSFBG se puede obtener un láser de una y doble longitud de onda de emisión con una separación de longitud de onda de 0.04 nm. El rango de la longitud de onda está entre 1555.5 nm a 1559.9 nm, siendo, la SMSR mayor de 40 dB. La fluctuación de las emisiones del láser de una y dos longitudes de onda de onda fueron de 0.033 nm y 0.02 nm, respectivamente. Zhou et al. [40], propuso y demostró experimentalmente un láser de múltiples longitudes de onda en configuración lineal al utilizar un DMZI como filtro peine. La cavidad lineal utiliza un DMZI y un espejo de lazo óptico no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM). Ajustando el PC en el NOLM y la potencia de bombeo puede estar sintonizando de 1606 a 1610 nm en la longitud de la banda-L. Como resultado, lograron obtener un SMSR de 40 dB y una fluctuación de potencia y longitud de onda de 0.2 dB y 0.05 nm, respectivamente, a temperatura ambiente. Por otra parte, también se han publicado algunos láseres sintonizables de múltiples longitudes de onda que utilizan el efecto de mezcla de cuatro ondas (*Four-Wave Mixing*, FWM). Esto permite tener láseres de fibra óptica con una alta estabilidad a temperatura ambiente. Con esto se obtiene una competencia de modos estable en la ganancia del amplificador de fibra dopada con erbio (*Erbium-Doped Fiber Amplifier*,

EDFA). Como lo demostró Cholan et al. [41], al presentar un láser conmutable de una y doble longitud de onda. Utilizando una configuración de cavidad en anillo de fibra dopada con erbio, con 500 m de fibra altamente no lineal (*Highly-Nonlinear Fiber*, HNLF) para generar el efecto de FWM y dos filtros pasa-banda sintonizable (*Tunable Bandpass Filters*, TBF) para seleccionar las longitudes de onda. El rango de sintonización estuvo entre 1542.07 a 1564.85 nm, con un espaciado de longitud de onda de 0.52 a 22.78 nm. El láser es estable con una fluctuación de potencia de salida de < 1 dB durante 30 minutos a temperatura ambiente.

Recientemente Zhao et al. [42], presento un láser de fibra dopada con erbio sintonizable de múltiples longitudes de onda en configuración de anillo. El filtro fue implementado en serie con una fibra de dos modos (*Two-Mode Fiber*, TMF) y dos segmentos de fibra monomodo estándar (*Single-Mode Fiber*, SMF). Esto presentó una pérdida de inserción del ~ 0.4 dB, obteniendo una, doble y triple longitudes de onda de emisión al ajustarse por los PCs. El SMSR fue de 40 dB para una longitud de onda de emisión y 35 dB para una doble y triple longitud de emisión. Para suprimir la ampliación homogénea del EDFA, se insertó 120 m de HNLF y 3 km de SMF para lograr el efecto FWM. Con esto se logró una mejor planitud y mejor control de los PCs para las longitudes de emisión en la salida del láser.

Finalmente, en este trabajo de tesis presentamos un láser de fibra dopada de Er-Yb de múltiples longitudes de onda conmutable en configuración de anillo, utilizando un filtro peine. El filtro peine está compuesto por un DMZI y un SI con 10 m de fibra que mantiene la polarización tipo PANDA (*PANDA-type Polarization Maintaining Fiber*, PANDA-PMF). Este esquema que proponemos utiliza elementos ópticos de bajo costo como una PC de tres bobinas, una PC en línea y PMF. El filtro DMZI-SI permite controlar el $\Delta\lambda$ de dos formas: 1) Variando la longitud de la PMF; y 2) Incrementando el ΔL en un brazo del filtro. Además, el control de la amplitud o contraste de las franjas con los PCs es más preciso. Estos resultados fueron validados al realizar una comparación de los resultados numéricos por medio de un análisis numérico utilizando matrices de Jones y del desarrollo experimental. El análisis del filtro DMZI-SI demuestra que tiene características

para ser aplicado a un sistema de fibra óptica de alta resolución al obtener un $\Delta\lambda$ pequeño y un buen nivel de ganancia. Esto proporciona un mejor control de la flexibilidad de las características de transmisión del filtro, como un patrón de interferencia estable en la separación y contraste de la franja.

1.3. Justificación

Actualmente, existe un gran número de trabajos desarrollados al utilizar los filtros DMZI-SI para la aplicación en los MWFLs. Sin embargo, estos esquemas de filtros DMZI-SI utilizan elementos que tienen un costo elevado en el mercado como son la PM-FBG y un VFDL colocados en un brazo del interferómetro para variar el ancho de la longitud de onda del peine. Por lo tanto, en este trabajo se propone desarrollar un esquema alternativo de un MWFL usando un filtro peine para su aplicación en el área de las comunicaciones ópticas. El filtro peine propuesto utiliza elementos ópticos de bajo costo como: SMF-28, PMF, PC de tres bobinas giratorias y una PC en línea. Esto proporciona un mejor control de la flexibilidad de las características de transmisión del filtro, como un patrón de interferencia estable en la separación y contraste de franjas. Además, con este esquema alternativo del filtro peine se pueden mejorar las líneas de emisión y los rangos de sintonización en su aplicación para un láser de fibra óptica.

De este modo, se pretende contar con un esquema funcional de un láser de fibra óptica de múltiples longitudes de onda que permita ser utilizado en diversas áreas de estudio. Los láseres de fibra óptica son considerados como fuentes de luz coherente novedosas de bajo costo, de gran eficiencia. Además, a diferencia de los láseres de bulto (del inglés bulk laser), éstos requieren un mantenimiento casi nulo. La combinación entre diodos láser y fibra óptica ha dado un paso para la construcción de dispositivos ópticos modernos con un alto rendimiento y estabilidad en su funcionamiento, los cuales son necesarios en el área de las comunicaciones ópticas. Finalmente, con base al estudio y el análisis del trabajo de tesis, se buscará su utilización en aplicaciones dentro del área de los sistemas de comunicaciones ópticas, sensores ópticos, procesamiento de señales ópticas

y generación de microondas por el Cuerpo Académico de Telecomunicaciones y Fotónica.

1.3.1. **Ventajas de los láseres de fibra óptica**

A continuación, se muestran las principales ventajas de los láseres de fibra óptica con respecto a los láseres de bulto.

- Luz acoplada en la fibra, lo cual permite un enfoque más fácil y mejor calidad del haz.
- Alta potencia de salida.
- Altamente estable, debido a que no requiere sistema de enfriamiento.
- Tamaño compacto.
- Bajo costo.
- Altas potencias pico en el orden de kW para láseres pulsados. Actualmente, existen láseres de CW de alta potencia (1 kW a más de 100 kW). Estos láseres requieren ser enfriados.

1.4. **Objetivo**

Implementar un esquema MWFL compuesto completamente de fibra óptica que opere en el régimen continuo, teniendo como finalidad desarrollar dispositivos que permitan el estudio aplicado a la ciencia básica, así como la aplicación en el área de las comunicaciones ópticas.

1.4.1. **Objetivos específicos**

- Estudiar, proponer y desarrollar de forma experimental un esquema MWFL compuesto de fibra óptica que opere en el régimen continuo.

- Desarrollo numérico y experimental del filtro óptico tipo peine para ser aplicado en el esquema MWFL.
- Caracterización del láser desarrollado.
- Listado de posibles aplicaciones basadas en los resultados obtenidos.

1.5. Descripción de la tesis

En el Capítulo 2 se expone el principio de operación de un láser, así como sus principales componentes para generar este tipo de fuente de luz coherente. Además, para los láseres de múltiples longitudes de onda se presentan unos breves antecedentes de algunos esquemas existentes y la técnica que permite su operación en el régimen continuo. Para finalizar, se presentan unos antecedentes de los filtros peine usados para obtener láseres de múltiples longitudes de onda en el régimen continuo y su funcionamiento mediante el principio de interferometría.

En el Capítulo 3 se presenta el análisis numérico del filtro DMZI-SI. La configuración consiste en una PC en línea colocada en uno de los brazos del MZI y en el lazo de Sagnac se encuentra una PMF y una PC de tres bobinas giratorias. El cálculo de la transmisión del DMZI-SI es determinado usando las matrices de Jones de cada componente del filtro. Los resultados numéricos muestran que este filtro es capaz de controlar el rango espectral libre de dos formas: 1) Variando la longitud de la PMF en el SI; y 2) Incrementando la longitud de la fibra en un brazo del MZI. Además, se puede controlar la amplitud o contraste de las franjas con los PCs colocadas en el esquema.

En el Capítulo 4 se presentan los elementos ópticos utilizados para el diseño del filtro DMZI-SI y del MWFL. Estos arreglos experimentales propuestos tienen como finalidad obtener un dispositivo hecho completamente de fibra óptica. Por lo tanto, se muestra una descripción y algunas características importantes de estos componentes ópticos y la caracterización del diodo de bombeo.

En el Capítulo 5 se muestra una descripción del desarrollo experimental del

filtro DMZI-SI. El filtro se realizó completamente con elementos de fibra óptica como acopladores, SMF-28 (fibra convencional) y PANDA-PMF. Analizamos la respuesta del filtro con una fuente de amplio espectro generada por medio del fenómeno de supercontinuo. Además, mostramos una comparación entre el análisis numérico y una experimentación parcial del funcionamiento óptimo del filtro DMZI-SI. Finalmente, se presenta una comparación de los resultados de este diseño del filtro con otros trabajos previos.

En el Capítulo 6 se muestra la implementación de un MWFL en cavidad de anillo usando un filtro DMZI-SI. Este arreglo utiliza la técnica de modulación pasiva al insertar un filtro tipo peine en la cavidad para obtener las múltiples emisiones en la salida del láser. Finalmente, se presentan los resultados obtenidos en la salida del láser en el régimen continuo.

En el Capítulo 7 se presentan las conclusiones, aportaciones y trabajos futuros que se llevarán a cabo para continuar con el fortalecimiento de la línea de investigación en la que se desarrolla este proyecto.

Capítulo 2

Marco teórico

En este capítulo se expone el principio de operación de un láser, así como sus principales componentes para generar este tipo de fuente de luz coherente. Además, para los láseres de múltiples longitudes de onda se presentan unos breves antecedentes de algunos esquemas existentes y la técnica que permite su operación en el régimen continuo. Finalmente, se presentan unos antecedentes de los filtros peine usados para obtener láseres de múltiples longitudes de onda en el régimen continuo y su funcionamiento mediante el principio de interferometría.

2.1. Láser

El principio de amplificación de la luz por emisión estimulada (principio Láser) permite el diseño de fuentes de luz coherentes (conocidas como láseres) que se definen como un dispositivo que utiliza la emisión estimulada de radiación para generar este haz de luz. Esta fuente de luz se caracteriza principalmente por su coherencia espacial y temporal.

- **Coherencia temporal:** se refiere a la invariabilidad de la longitud de onda, la frecuencia y velocidad de fase del haz que se propaga. A esta propiedad se le llama cuasi-monocromaticidad.

- **Coherencia espacial:** es el comportamiento de las ondas emitidas que conservan una diferencia de fase constante en el espacio entre dos puntos. Por lo tanto, el frente de onda de la luz presenta una direccionalidad y una igualdad de fase. Esto hace que se mantenga el diámetro del haz entre los dos puntos.

Los componentes que se requieren para generar la luz láser son una fuente de bombeo (fuente de energía), un medio activo (átomos o iones que producen la luz amplificada) y una cavidad resonante (retroalimentación de la luz amplificada). Como se muestra en la Figura 2.1 la cavidad resonante está formada por dos espejos (espejo 100 % reflejante y parcialmente reflejante). Dentro se encuentra el medio activo. Además, existen otras arquitecturas, en particular en cavidades de fibra óptica, donde el esquema de anillo es también muy común, de hecho, es el esquema del láser desarrollado en este trabajo.

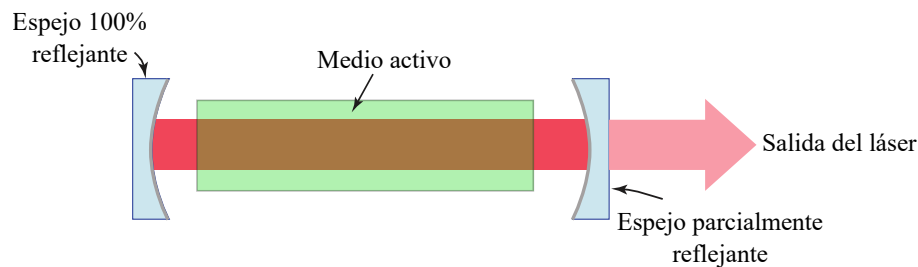


Figura 2.1. Representación de la cavidad resonante de un láser.

El principio de operación del láser presentado en la Figura 2.1, consiste en las investigaciones realizadas en el campo de la física cuántica en 1916, por Albert Einstein [43]. Estos procesos son:

- **Absorción:** Consiste en la interacción entre un fotón y un átomo que inicialmente se encuentra en su estado base. El resultado de esta interacción es que el átomo absorbe al fotón y usa su energía para pasar a su estado excitado [43].
- **Emisión espontánea:** En este proceso el átomo ya se encuentra en el nivel excitado, en el cual permanece un tiempo breve (10^{-8} s), y después pasa a su estado base emitiendo en el proceso un fotón con una energía equivalente a la diferencia de energía entre los de estados. El fotón se emite en una dirección aleatoria [43].

- **Emisión estimulada:** Consiste en la interacción entre el fotón y un átomo que inicialmente se encuentra en su estado excitado. Como resultado de esta interacción el átomo pasa a su estado base, emitiendo en el proceso un fotón que tiene las mismas características las cuales son: dirección y fase. La velocidad a la que se realiza este proceso también depende de los átomos que están en el estado excitado y del número de fotones que es utilizado para bombear el proceso [43].

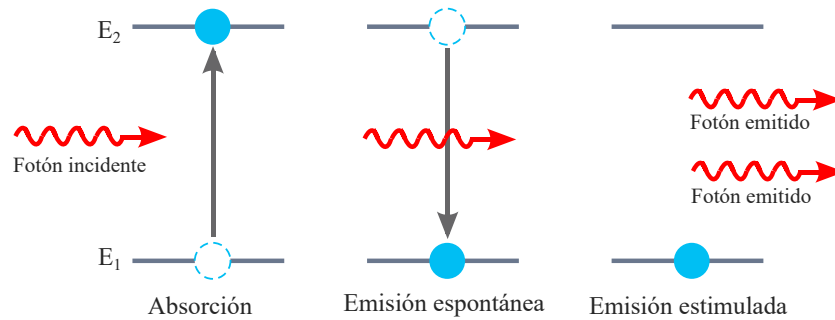


Figura 2.2. Esquema del proceso de emisión estimulada.

De este modo, al obtener una cantidad de más átomos en estado excitado (N_2) que no excitado o que se encuentran en estado base (N_1) se obtiene la inversión de población ($N_2 > N_1$). Aquí, se define el coeficiente de ganancia (γ) como,

$$\gamma = N_2\sigma_e - N_1\sigma_a, \quad (2.1)$$

donde σ_e y σ_a son las secciones de emisión y absorción, respectivamente. Si el bombeo es nulo, no hay inversión de población y la señal se absorbe. Para alcanzar la condición de transparencia ($\gamma = 0$) se tiene que aumentar el bombeo. Esta condición es necesaria para poder obtener más emisiones estimuladas que absorciones de los fotones de la señal, es decir para tener una amplificación positiva ($\gamma > 0$) y no una atenuación en el amplificador. Sin embargo, esta condición no es suficiente, debido a que se deben de compensar las pérdidas en el resonador. En la Figura 2.3, se muestra cuando la ganancia inicial del amplificador es mayor que la pérdida, puede comenzar la oscilación. A medida que la potencia del oscilador aumenta, el amplificador se satura, haciendo que su ganancia disminuya. La condición de estado estable se alcanza cuando la ganancia es igual a la

pérdida. Por esta razón, hay que tener suficiente ganancia para compensar las pérdidas del resonador. En particular, la salida del láser es una pérdida, ya que se resta una fracción de la potencia del resonador en cada ciclo. Por lo tanto, para obtener emisión láser se tiene que alcanzar el umbral ($P_{umbral} > P_{transparencia}$).

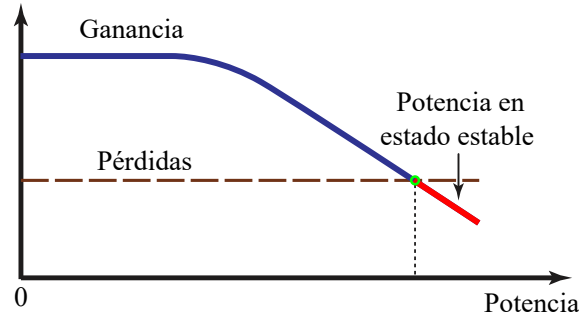


Figura 2.3. Condición de estado estable para la ganancia.

Para que la luz permanezca en la cavidad resonante en la configuración de un FPI debe producir interferencia constructiva, lo que implica que la longitud de la cavidad debe ser igual a un múltiplo entero de la media longitud de onda de la luz, como se observa en la Ec. (2.2),

$$L_c = \frac{m\lambda}{2n}, \quad (2.2)$$

donde L_c [m] es la longitud de la cavidad, n es el índice de refracción, m es el orden de los modos longitudinales que pueden existir en la cavidad y λ [m] es la longitud de onda de la luz. Además, la longitud de un ciclo en la cavidad ($2L_c$) es el doble de la longitud física del resonador.

Una dificultad para el desarrollo de los láseres de bulto es la formación de la cavidad óptica. Ésta consiste en la configuración de un FPI en el que se colocan dos espejos frente a frente separados por una distancia L_c . A pesar de su simplicidad, esta configuración no se puede usar en cavidad tan grandes debido a su dificultad en la alineación para que el haz quede confinado entre los espejos. Este problema se puede resolver al utilizar cavidades pequeñas por ejemplo micro cavidades o cavidades de fibra óptica [44, 45]. Para el diseño de esta cavidad Fabry-Perot de fibra óptica existen varias alternativas que utilizan elementos hechos completamente de fibra óptica. Se puede formar por medio de

una cavidad en anillo, como se muestra en la Figura 2.4(a) y no requiere de espejos. Este arreglo se llama láser de fibra en configuración de anillo. Para una cavidad de anillo, donde longitud física es igual a la longitud del ciclo en la cavidad. Esta condición es simplemente la longitud de la cavidad sea un múltiplo entero de la longitud de onda como,

$$L_c = \frac{m\lambda}{n}. \quad (2.3)$$

La Figura 2.4(b) y 2.4(c) ilustra otros esquemas alternativos de cavidades de fibra que sustituyen los espejos por medio de rejillas de Bragg [46] e interferómetro de Sagnac [47]. Estos dispositivos actúan como espejos altamente reflectivos para la longitud de onda del láser, de modo que permiten reflejar la luz láser y transmitir el bombeo. Este arreglo de configuración se llama láser de fibra en configuración lineal. Asimismo, estos elementos de fibra óptica tienen una ventaja en la cavidad con una baja pérdida de atenuación y acoplamiento que incrementan la estabilidad de la cavidad resonante, obteniendo una mayor estabilidad en la potencia de salida. Además, el uso de los acopladores de fibra óptica permite la separación del haz del láser que se encuentra en la cavidad con la salida del láser, lo que permite evitar las pérdidas de difracción asociadas a los componentes de bulto [48].

2.1.1. Amplificador de fibra dopada

El medio activo utilizado para los láseres de fibra óptica lo constituyen fibra dopada con algunos iones de los elementos de las tierras raras como se muestra en la Tabla 2.1. Éstos son usualmente utilizados para los amplificadores ópticos para generar un medio de ganancia con un ensanchamiento homogéneo. Igual que en los láseres, su funcionamiento consiste en la emisión estimulada. Los EDFAs son los más utilizados para los sistemas de las comunicaciones ópticas debido a que generan un espectro semi-plano en las ventanas de comunicación como la banda C (1530 a 1560 nm) y la banda L (1570 a 1620 nm).

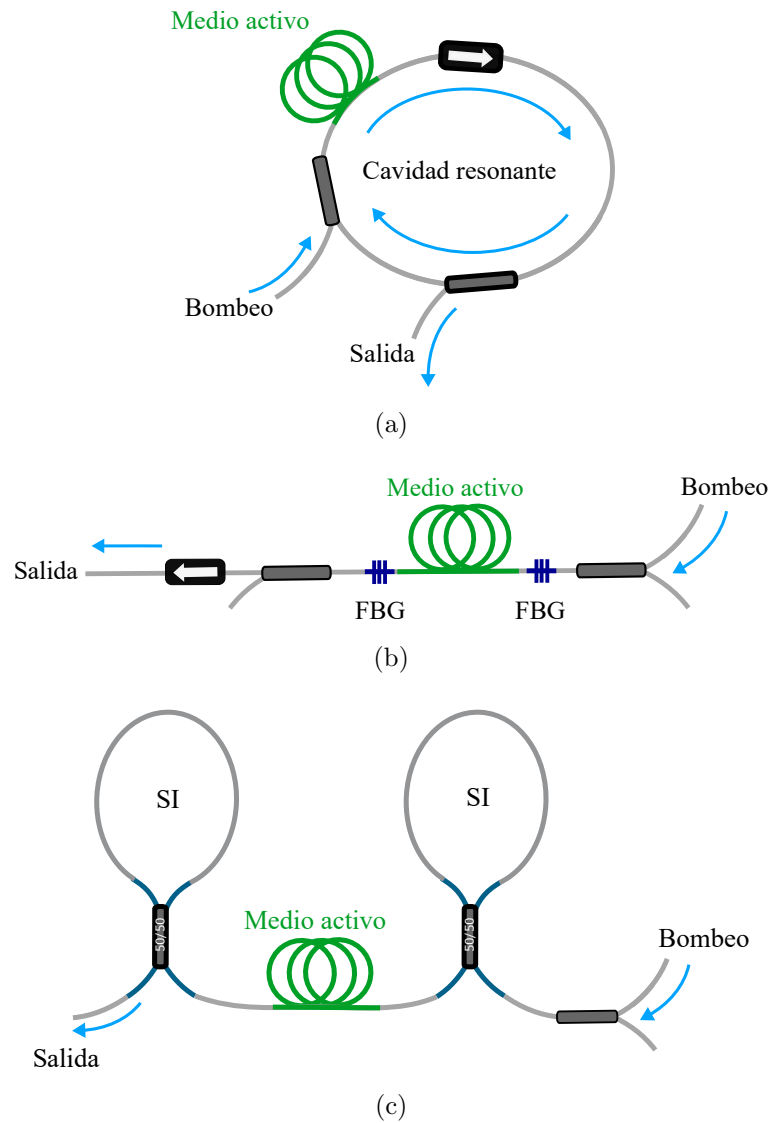


Figura 2.4. Tipos de cavidad de fibra óptica. (a) cavidad en anillo, (b) cavidad con FBGs y (c) cavidad con SIs.

Tabla 2.1. Tipos de fibras dopadas con elementos de las tierras raras [49].

Iones	Co-dopante	Longitud de onda de emisión (μm)
Nd^{3+}	Al, Ge	1.0 - 1.1
Yb^{3+}	Al	1.0 - 1.1
Yb^{3+}	Al, P	1.0 - 1.1
Yb^{3+}	Al, Ce	1.0 - 1.1
Er^{3+}	Al, Ge	1.5 - 1.6
Er^{3+}/Yb^{3+}	P, Al	1.5 - 1.6
Tm^{3+}	Al	1.7 - 2.1
Ho^{3+}	Al	1.7 - 2.1
Tm^{3+}/Ho^{3+}	Al	1.7 - 2.1

El proceso de bombeo en una fibra dopada con Er es usualmente descrito por un sistema de energía de tres niveles como se ilustra en la Figura 2.5(a). El bombeo de los fotones en la longitud de onda de 980 nm son capaz de excitar los iones de Er y llevarlos del estado estable al estado excitado (Figura 2.5(a)), y crear una inversión de población. Los iones del Er permanecerán en el estado excitado por un tiempo de $\sim 1\mu\text{s}$, y después de eso decaerán, a esta etapa se le llama transición de no radiación, después entran a un estado metaestable. Finalmente, la recombinación radiactiva pasa cuando los iones de Er bajan del estado metaestable al estado estable y emiten fotones en la longitud de onda cercana a 1550 nm (Figura 2.5(b)). El tiempo de vida del ion de Er en el estado metaestable está en el orden de $10\mu\text{s}$, lo cual es cuatro veces mayor que le tiempo de vida que permaneció el ion en el estado excitado. Por lo tanto, con el bombeo óptico constante en 980 nm casi todos los iones de Er serán acumulados en el estado metaestable. Así, el sistema de tres niveles puede ser simplificado en un sistema de dos niveles para otras aplicaciones. Esto puede ser llevado a cabo, bombeando a la fibra dopada con Er en la longitud de onda de

1480 nm lo cual corresponde a la banda prohibida entre el estado metaestable y el estado estable del EDFA. Típicamente, el bombeo a 1480 nm es más eficiente que el bombeo a 980 nm debido a que el bombeo a 1480 nm no involucra transición de no radiación desde la banda de 980 a 1480 nm. Las longitudes de onda generadas por el diagrama de niveles comprende de 1420 a 1620nm (Figura 2.5(b)) y su potencia máxima esta centrada en 1532 nm la cual tiene una región semi-plana que comprende alrededor de 20 nm.

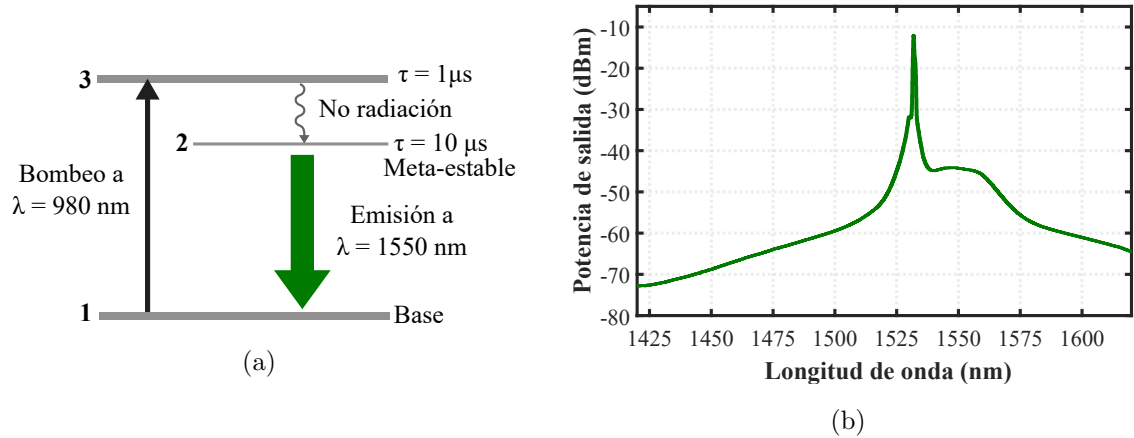


Figura 2.5. Diagrama de bandas de energía de los iones de Er. (a) Sistema de tres niveles y (b) espectro de una fibra dopada con Er.

2.2. Modos longitudinales

En una cavidad resonante de un láser se encuentran modos que oscilan en el resonador, como son los modos longitudinales. Para un cavidad FPI, los modos longitudinales involucran ondas de luz que viajan paralelas al eje de la cavidad del láser. Cuando la onda se refleja en un espejo de la cavidad, se combina con la onda incidente para dar lugar a una onda estacionaria. La longitud de onda entre los modos longitudinales sucesivos está dada por,

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}, \quad (2.4)$$

donde $\Delta\nu$ [Hz] es el espaciamiento de los modos longitudinales, c [m/s] es la velocidad de la luz, L_c [m] es la longitud de la cavidad y n es el índice de refracción. Para generar un mayor número de modos longitudinales en una cavidad se debe tener una mayor anchura

en el medio de ganancia. Sin embargo, para un medio de ganancia estrecho hay que aumentar L_c para incrementar el número de modos. Por lo tanto, ocurre un fenómeno de competencia y salto de modos longitudinales en la cavidad. En la sección 2.6, se presentan las técnicas que se han utilizado para mejorar la estabilidad de múltiples longitudes de onda en los láseres de fibra óptica.

2.3. Modos transversales

Los modos transversales son modos estables que se caracterizan por la distribución de intensidad dentro de una guía de onda, en este caso en una fibra óptica. Estas ondas electromagnéticas están confinadas dentro de la sección transversal de la guía. Para determinar cómo se propaga esta onda electromagnética en una fibra óptica, se deben consultar las ecuaciones de Maxwell. La teoría de Maxwell está basada en por,

$$\text{Ley de Gauss} \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_\nu, \quad (2.5)$$

$$\text{Ley de Gauss para el campo magnético} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.6)$$

$$\text{Ley de Faraday} \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.7)$$

$$\text{Ley de Ampere generalizada} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.8)$$

donde \mathbf{D} [C/m²] es el vector de densidad de flujo eléctrico. En cualquier medio $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, donde \mathbf{E} es el vector del campo eléctrico, \mathbf{P} es la polarización eléctrica y ε_0 es la permitividad eléctrica del vacío. ρ_ν es la densidad de carga, asumiendo que no hay cargas libres en el medio y $\rho_\nu = 0$. \mathbf{B} [H/m] es el vector de densidad de flujo magnético. En cualquier medio $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$, donde, \mathbf{H} es el vector del campo magnético, \mathbf{M} es la polarización magnética del medio y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío. La fibra óptica está hecha de sílice y no es un medio magnético, por lo tanto, $\mathbf{M} = 0$. \mathbf{J} [A/m²] es el vector de densidad de corriente. Para una fibra óptica, $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, donde es la conductividad del medio. Para la sílice es muy bajo, por lo que se asume que $\sigma = 0$ y $\mathbf{J} = 0$, de manera que no hay flujo de corriente en una fibra óptica.

Simplificando las ecuaciones anteriores y tomando en cuenta la velocidad de la onda

electromagnética, donde $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$, resultan en las Ecs. (2.9) y (2.10). Éstas describen el comportamiento del campo eléctrico y magnético cuando la luz atraviesa la fibra óptica. A estas ecuaciones se las conoce como ecuaciones de onda,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.10)$$

donde ∇^2 es el operador laplaciano y se expresa como $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Para determinar estos modos transversales se tiene que solucionar la ecuación de onda con las condiciones de frontera de la guía de onda. Debido a que la velocidad de la luz varia respecto a la ε y μ . Se define una razón denominada índice de refracción, $n = \frac{c}{v}$. Se define el cociente de la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio. El índice de refracción de un medio es una medida para saber cuánto se reduce la velocidad de la luz dentro del medio. En caso de usar fibra óptica estándar, la cual tiene un perfil de índice de refracción escalonado,

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{para } r \leq a \\ n_2 & \text{para } r > a \end{cases} \quad (2.11)$$

donde a es el radio del núcleo. Debido a la geometría cilíndrica de la fibra óptica, el análisis de la ecuación de onda se expresa en coordenadas cilíndricas (ϕ, r, z) ,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) \mathbf{E}_z + (k_0^2 n_{1,2}^2 - \beta^2) \mathbf{E}_z = 0. \quad (2.12)$$

donde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, es el número de onda, $n_{1,2}$ es el índice de refracción de la fibra óptica (n_1 es el índice de refracción del núcleo y n_2 es el índice de refracción del revestimiento) y $\beta = \frac{2\pi n}{\lambda}$, es la constante de propagación. A partir de la Ec. (2.12), se busca una solución de la forma,

$$\mathbf{E}_z(r, \phi) = R(r) \Phi(\phi), \quad (2.13)$$

Sustituyendo $E_z(r, \phi)$ en la Ec. (2.12) y multiplicando por $\frac{r^2}{R\Phi}$ se obtiene,

$$\begin{aligned} \frac{r^2}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{r}{R} \frac{\partial R}{\partial r} + r^2 (k_0^2 n_{1,2}^2 - \beta^2) E_z &= -\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2}, \\ &= -\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = l^2, \end{aligned} \quad (2.14)$$

Resolviendo por separado las variables de la Ec. (2.14), se obtiene,

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + l^2 \Phi = 0. \quad (2.15)$$

Las soluciones son combinaciones de $\Phi(\phi) = e^{\pm il\phi}$, donde la periodicidad y l es un número entero positivo. Para un valor $l = 0$ se obtiene una única solución en $\Phi(\varphi) = 1$. Los valores se encuentran en soluciones independientes de $\Phi(\varphi) = \cos l\phi$ y $\Phi(\phi) = \sin l\phi$. Para cada una de ellas es posible obtener dos estados de polarización ortogonales. Estos valores de l determina las variaciones radiales del campo. Al utilizar $l = 0$, en la Ec. (2.14) y multiplicando por R , se obtiene,

$$r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} + r^2 (k_0^2 n_{1,2}^2 - \beta^2) R = 0. \quad (2.16)$$

Resolviendo la Ec. (2.16), la función $R(r)$ se obtiene para cada valor de l , por lo que es conveniente normalizar esta ecuación utilizando:

- La frecuencia normalizada,

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.17)$$

- Las constantes de propagación transversal,

$$\text{En el núcleo} \quad \alpha^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2, \quad (2.18)$$

$$\text{En el revestimiento} \quad \kappa^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2, \quad (2.19)$$

Estos valores se pueden normalizar para $u = \alpha a$ y $\nu = \kappa a$ y se relacionan con la frecuencia normalizada,

$$u^2 + \nu^2 = V^2. \quad (2.20)$$

La Ec. (2.21), muestra dos ecuaciones diferenciales válidas para el núcleo y el revestimiento,

$$\begin{aligned} r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} + \left(u^2 \frac{r^2}{a^2} - l^2 \right) R &= 0 \quad r \leq a, \\ r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} + \left(\nu^2 \frac{r^2}{a^2} - l^2 \right) R &= 0 \quad r > a. \end{aligned} \quad (2.21)$$

La solución de la Ec. (2.21), corresponde a función Bessel de primer tipo y función Bessel modificada de segundo tipo de orden de 0 a n , para la parte del núcleo y del revestimiento de la fibra óptica [50],

$$R(r) = \begin{cases} AJ_l(\alpha r) + A'Y_l(\alpha r) & r \leq a \\ CK_l(\kappa r) + C'I_l(\kappa r) & r > a \end{cases} \quad (2.22)$$

donde J_l , Y_l , K_l y I_l son las funciones de Bessel. A , A' , C y C' son constantes. Además, estas combinaciones de soluciones dependen de las condiciones de frontera. La primera Ec. (2.22) para $r \leq a$, describe los modos de propagación principales y débiles en el núcleo. Mientras que la segunda Ec. (2.22) para $r > a$, representa los modos principales y débiles guiados en el revestimiento. De esta manera, es posible encontrar el campo eléctrico \mathbf{E}_z , teniendo en cuenta sólo los modos principales del núcleo y revestimiento de la fibra óptica,

$$\mathbf{E}_z = \begin{cases} AJ_l(\alpha r) e^{il\phi} & r \leq a \\ CK_l(\kappa r) e^{il\phi} & r > a \end{cases} \quad (2.23)$$

Para la solución del campo magnético \mathbf{H}_z , tomaría la misma forma que la Ec. (2.23),

$$\mathbf{H}_z = \begin{cases} BJ_l(\alpha r) e^{il\phi} & r \leq a \\ DK_l(\kappa r) e^{il\phi} & r > a \end{cases} \quad (2.24)$$

donde A , B , C y D son constantes en las Ecs. (2.23) y (2.24). Cuando $r = a$, se genera una ecuación característica de las constantes de propagación de los modos transversales que puede propagar una onda electromagnética dentro de una fibra óptica. Dependiendo del valor de las constantes, los modos transversales se clasifican como: (1) Modo transversal eléctrico (TE) y (2) Modo transversal magnético (TM). Los modos híbridos, los cuales dependen de que la distribución del campo \mathbf{E}_z o \mathbf{H}_z sea mayor que la otra, se definen como EH y HE. Los modos de una fibra óptica son llamados modos linealmente polarizados (LP), los cuales son la combinación entre los modos TE, TM, HE y EH [51]. Esta condición solo es válida en la aproximación de guiado débil ($n_1 \approx n_2$); sin embargo, la condición se cumple para la gran mayoría de las fibras utilizadas en la parte experimental, ($\frac{n_1 - n_2}{n_1} < 1\%$). Pero si no es el caso (Por ejemplo, las fibras fotónicas con revestimiento de aire), entonces no es posible definir modos LP a partir de los modos HE, EH, TE y TM. El modo fundamental

2.4. Medio de ganancia homogéneo y no homogéneo

Una limitación del funcionamiento del láser es el comportamiento de la ganancia del medio activo. Existen dos formas de la ganancia del medio amplificador: ganancia homogéneo o ganancia no homogéneo.

2.4.1. Ganancia homogéneo

En un láser con un medio de ganancia homogéneo como se muestra en la Figura 2.7, los modos longitudinales que están en la cavidad están ocupados en una misma región de ganancia. Estos modos longitudinales compiten por lograr una mayor ganancia con la inversión de población (competencia de modos) en el grupo de átomos activos que contiene el medio activo. A partir de que el primer modo longitudinal alcance el umbral, comienza a oscilar y la curva de ganancia se satura. Así, este modo de oscilación tiene una frecuencia de modo longitudinal más cercana al pico de ganancia y un modo transversal de más baja pérdida. Esta curva de ganancia permanece saturada para que la ganancia del modo de oscilación permanezca en el nivel de pérdida. Por ejemplo, en un láser de CW con una ampliación homogénea, sólo uno de los modos longitudinales que pertenecen a un modo transversal oscilará, pero es posible que más de un modo transversal oscile simultáneamente en un bombeo alto. En un láser pulsado esta afirmación no es válida debido a que se tienen múltiples modos longitudinales que pertenecen al mismo modo transversal oscilando simultáneamente en un medio homogéneo.

2.4.2. Ganancia no homogéneo

Un láser que tiene un medio de ganancia de ampliación no homogéneo (Figura 2.8) tiene diferentes grupos de iones activos que están en la misma región de ganancia y se saturan independientemente. Si la separación de sus frecuencias es mayor que el ancho de la línea homogénea de cada grupo, estos modos que ocupan la misma región de ganancia no compiten por el mismo grupo de iones. Por lo tanto, cuando un modo longitudinal

alcanza el umbral y oscila, el coeficiente de ganancia se satura sólo dentro del ancho espectral de la línea homogénea que se encuentra alrededor de su frecuencia. A medida que el nivel de bombeo aumenta, otros modos longitudinales pueden alcanzar sucesivamente el umbral y oscilar. Con un bombeo suficientemente alto, los múltiples modos longitudinales pertenecientes al mismo modo transversal pueden oscilar simultáneamente. Este efecto que se forma es la quema de agujeros espectral en la curva de ganancia del medio no homogéneo.

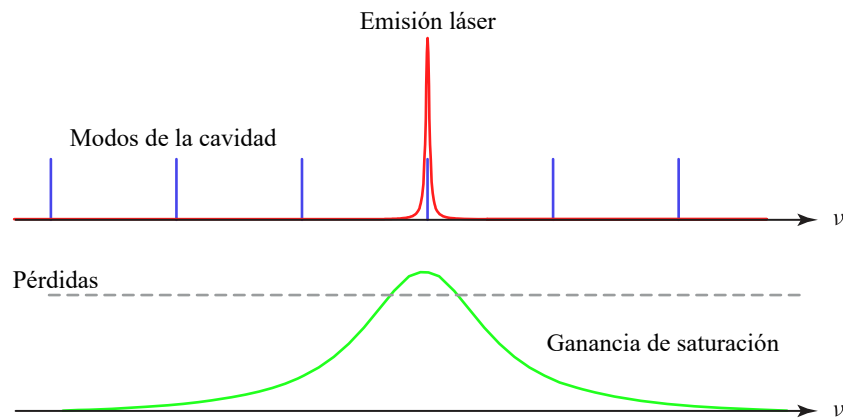


Figura 2.7. Ganancia de saturación en un láser con amplificación homogénea [52].

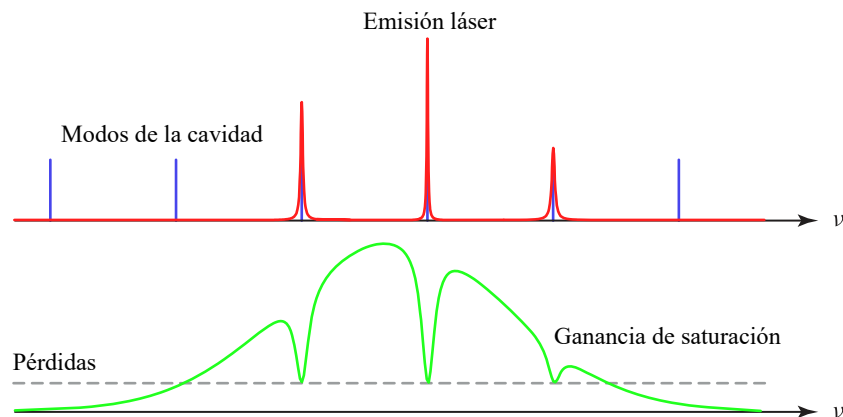


Figura 2.8. Efecto de quema de agujeros espectral en un láser con amplificación no homogénea [52].

2.5. Láseres de fibra óptica de múltiples longitudes de onda

Los láseres de fibra óptica se pueden dividir en dos tipos de regímenes de operación en el dominio del tiempo, como CW [53] y pulsado [54]. También se clasifican por el número de longitud de onda de salida: una sola longitud de onda [55] o de varias longitudes de onda [56]. El láser de fibra óptica de una sola longitud de onda puede ser generado usando algunos componentes de selección de frecuencia, como un filtro pasa-banda en una cavidad de anillo o una cavidad lineal corta con un ancho de banda estrecho. Al utilizar elementos especiales de selección de frecuencia, el láser trabajará en modo multi-longitudinal, es decir, en modo de múltiples longitudes de onda. Los láseres de fibra óptica de MWFLs han atraído la atención de muchos investigadores debido a sus ventajas como la baja pérdida, buena calidad del haz, configuración simple, compacta y de bajo costo. Con la innovación de las computadoras y los teléfonos móviles se requiere una mayor velocidad para el envío de información. Debido a esto, se ha empezado a utilizar sistemas de comunicación por fibra óptica por medio de la técnica de multiplexación por división en longitudes de ondas densas (*Dense Wavelength Division Multiplexing*, DWDM) [57, 58]. Estos sistemas de DWDM requieren de múltiples fuentes de luz láser para obtener múltiples longitudes de onda de emisión. Sin embargo, la implementación de los MWFLs economiza en costo y puede integrarse fácilmente a los sistemas de comunicación de fibra óptica. Además, el desarrollo de esta fuente compacta puede utilizarse en lugar de un conjunto de diodos láser como se utilizaban en los primeros sistemas DWDM. Asimismo, el uso de la fibra óptica puede hacer que se incremente el ancho de banda en los sistemas DWDM. Esto se logra por [59]:

- **El incremento de la tasa de bits de cada canal.** Esto se consigue al aumentar la velocidad de transferencia de datos de 2.5 Gbps a 10 Gbps en un solo canal.
- **El aumento del número de longitudes de onda en una fibra óptica.** Es posible propagar un número de longitudes de onda en una fibra óptica al utilizar las ventanas de comunicación como la banda C y L.

Por lo tanto, los MWFLs son fuentes de luz ideales para los sistemas de comunicación por fibra óptica. Además, se pueden aplicar en sensores de fibra óptica [60], espectroscopia [61], espectroscopia de doble peine [62], arreglo de antenas en fase [63] y generación de microondas [64]. En los MWFLs con ganancia homogénea se obtiene una intensa competencia y salto entre modos que afecta al funcionamiento estable de las múltiples longitudes de emisión generadas en el láser. Para tener un funcionamiento estable en los MWFLs se busca tener una amplificación de ganancia no homogénea. Esto se logra al debilitar la amplificación homogénea, lo cual restringe la competencia y salto de modos [65]. Para solucionar este problema, Park y Wysocki [68] enfriaron la fibra dopada de erbio con nitrógeno líquido, lo que suprimió el efecto de amplificación homogénea. Sin embargo, este método presenta un alto costo para la construcción de este tipo de láseres. Por lo tanto, surgieron otros métodos para debilitar el ensanchamiento homogéneo y obtener el funcionamiento de múltiples longitudes de onda como son: la técnica de retroalimentación por desplazamiento de frecuencia, la utilización de filtros de fibra óptica, dispositivos dependientes de la intensidad y la alta no linealidad en materiales. Estos dispositivos se insertan en la cavidad de fibra óptica.

2.6. Técnicas para generar MWFLs en el régimen CW

Las técnicas para generar MWFLs en CW se dividen en dos categorías:

- **Modulación activa:** se obtiene al insertar en el esquema un elemento acusto-óptico (*Acousto-Optic Frequency Shifters*, AOFS) para generar desplazamientos de frecuencia de la señal óptica que se encuentra en la cavidad (Figura 2.9). Colocado en serie con un filtro de fibra óptica, por ejemplo FPI, las rejillas de Bragg en fibra óptica con desplazamiento de fase (*Chirped Fiber Bragg Grating*, CFBG) y FBG [66,67]. Esto causará que la longitud de onda no se pueda amplificar continuamente. Como resultado se suprime el ensanchamiento uniforme de la fibra de ganancia e

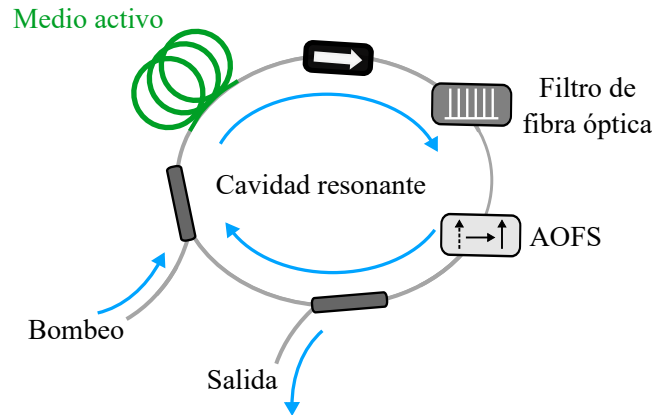


Figura 2.9. MWFL con modulación activa.

impide la emisión de una sola longitud de onda. De este modo, se generan múltiples longitudes de onda. Una desventaja en estos moduladores activos es que requieren de dispositivos electrónicos para suministrar la energía externa para su funcionamiento. Esto aumenta la pérdida de inserción en la cavidad del láser de fibra óptica.

- Modulación pasiva:** se obtiene al insertar dispositivos de fibra óptica en la cavidad resonante como filtros de fibra óptica (figura 2.10), por configuración de pérdida dependiente de la intensidad (Figura 2.11 y por efectos no lineales (figura 2.12 [16]. En los filtros de fibra óptica se han utilizado MZI [11, 13, 69, 70], estructuras de fibra óptica [42], SI [71], CFBG [38] y filtros peine, los cuales tienen una característica en su transmisión tipo periódico (tipo peine). Estos filtros peine usan una sección de fibra birrefringente como por ejemplo en el MZI de doble paso con un SI (DMZI-SI) [34, 36, 37, 72]. La configuración de pérdida dependiente de la intensidad se puede lograr con la rotación no lineal (*Nonlinear Polarization Rotation*, NPR) [73], NOLM [74] y espejo de lazo amplificador no lineal (*Nonlinear Amplifier Loop Mirror*, NALM) [75]. Estas configuraciones se basan en utilizar una característica de transmisión no lineal, pero en lugar de aumentar la potencia como en un absorbente saturable, disminuye con la potencia denominado limitador de intensidad (*Intensity Limiting*, IL). De esta manera, cuando hay competencia entre modos y uno de ellos tiende a crecer, sufre cada vez mayores pérdidas por el efecto IL y no puede crecer más, dejando ganancia para los otros modos, aun cuando el ensanchamiento es

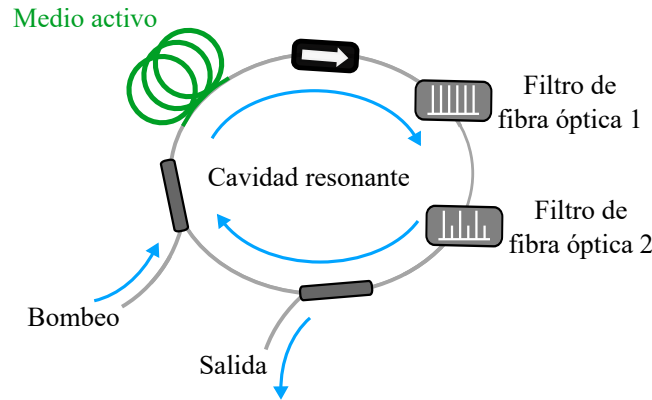


Figura 2.10. MWFL utilizando filtros de fibra óptica.

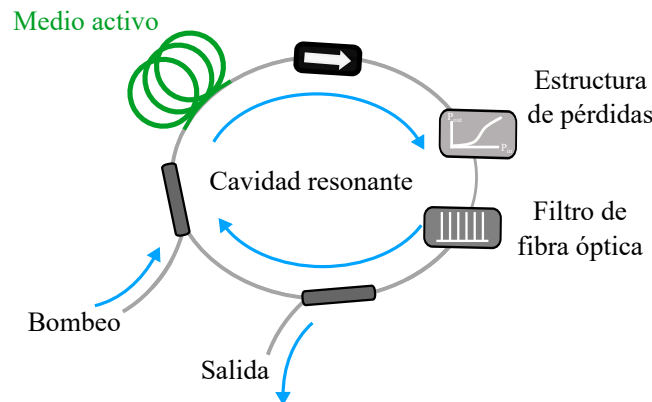


Figura 2.11. MWFL utilizando la configuración de pérdida dependiente.

homogéneo. Por lo tanto, se introduce una pérdida en la cavidad dependiente de la intensidad y forman el efecto de filtro de peine en la cavidad de láser de fibra para obtener una operación de múltiples longitudes de onda. Además, pueden equilibrar la amplitud de cada longitud de onda, obteniéndose una MWFL de amplitud uniforme, lo que es favorable para la aplicación en los sistemas de comunicación DWDM.

Por último, la modulación pasiva por efectos no lineales se produce al transmitir una alta potencia en una fibra óptica. Por lo tanto, en los láseres de alta potencia es fácil producir estos efectos no lineales como la modulación de auto-fase (*Self Phase Modulation*, SPM), modulación de fase cruzada (*Cross Phase Modulation*, XPM), dispersión estimulada Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) y FWM. El efecto FWM es un proceso de respuesta no lineal de tercer orden producido por

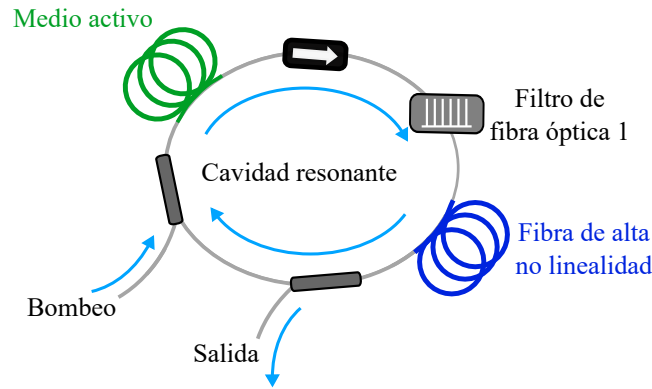


Figura 2.12. MWFL utilizando efectos no lineales.

el efecto Kerr. Éste contribuye de manera prominente para realizar una operación de múltiples longitudes de onda en un láser de fibra óptica. El efecto FWM hace que la energía de cada longitud de onda se transfiera entre ellas, logrando una nueva redistribución a través de un proceso de FWM rápido. El efecto FWM rápido es logrado cuando la intensidad del láser de baja potencia aumenta o cuando la intensidad del láser de alta potencia se reduce. Esto restringe eficazmente la competencia y salto de modos introducidos por el ensanchamiento uniforme de la fibra de ganancia. Además, se han obtenido MWFL estables a través de este efecto FWM [65,76]. Por otra parte, el efecto SBS genera continuamente nuevas frecuencias de Stokes por medio de la transferencia de energía cuando la potencia supera el umbral de Brillouin [77]. Para la estimulación del efecto FWM o SBS se necesita un bombeo de un láser de alta potencia y un medio de alta no linealidad. Por lo tanto, se pueden añadir en la cavidad de láser una HNLF [78], fibra de cristal fotónico (PCF) [79] y fibra compensadora de dispersión (*Dispersion Compensating Fiber*, DCF) [80].

Existen diferentes métodos para generar MWFL, los cuales presentan diferentes ventajas. Por ejemplo, para generar un gran número de líneas de emisión en la modulación pasiva se puede usar una estructura de pérdida dependiente de la intensidad para lograr una amplitud de longitud de onda uniforme. Los filtros de fibra óptica pueden controlar con más precisión las longitudes de emisión en el láser. Con el efecto FWM se puede obtener un MWFL con longitudes de emisión estables. Además, con la modulación pasiva

se pueden lograr configuraciones experimentales compactas. Debido a esto, se ha utilizado mejor la modulación pasiva para el desarrollo de los MWFLs.

2.7. Filtro peine

En la última década se han propuesto y demostrado varias técnicas utilizando filtros de fibra óptica tipo peine para la sintonización y conmutación de múltiples longitudes de onda. Uno de los primeros trabajos de los MWFLs fue utilizar un filtro de batido espacial modal [81]. En el presente trabajo se utilizó una combinación de dos tipos de fibra óptica (monomodo y multimodo) en una cavidad de anillo. Esto resultó en un filtrado dependiente de la longitud de onda dentro de la cavidad del láser que surge por el batido espacial entre los modos LP_{01} y LP_{11} en la fibra multimodo. El láser se puede sintonizar controlando por medio de los PCs colocadas en la cavidad. Otros dispositivos de fibra óptica utilizados para la sintonización de múltiples longitudes de onda son las CFBG ajustables insertadas en una cavidad lineal [82]. Para ello se obtuvo una operación de múltiples longitudes de onda con un espaciado entre líneas de 0.3 a 0.6 nm y con un número de emisión de 2 a 10 líneas. Asimismo, se ha demostrado el uso de un FPI y un CFBG para la aplicación de un MWFLs [83]. Este filtro resultó en una sintonización continua del FSR de 0.21 a 0.81 nm.

Otro dispositivo utilizado como filtro peine es el SI con una PMF [84]. Esta configuración presenta ventajas en su facilidad de fabricación, estabilidad y flexibilidad. Este tipo de filtro basado en una PMF proporciona la sintonización en longitud de onda y el FSR. Además, se puede controlar ajustando la longitud efectiva y la birrefringencia de múltiples secciones de PMF en función de la diferencia de fase entre los modos de polarización ortogonales dentro del lazo del SI [85, 86]. El SI también puede ajustarse al cambio de temperatura o al aplicar una tensión en la PMF [87]. El MZI ofrece un mecanismo de sintonización para los láseres de fibra óptica. Sin embargo, suelen sufrir de inestabilidad de funcionamiento y dificultad en el control del FSR [88]. Por lo tanto, se presentan otras alternativas como el MZI de doble paso con un SI (DMZI-SI) [12], el cual

consiste en una serie de tres interferómetros (MZI, SI y de nuevo MZI), que ofrece una amplia gama de posibilidades para adaptar la característica de transmisión del filtro según los requisitos de las aplicaciones. El uso del SI junto con el MZI permite un mejor control de sus parámetros al poder ajustar cualquiera de estos interferómetros [34–36]. Esto mejoró la capacidad más simple de ajustar el FSR y el contraste del patrón de interferencia. Además, con estos ajustes y el uso de los PCs, se puede lograr una operación de doble función como la sintonización y conmutación de las líneas de emisión. Por lo tanto, los filtros peine pueden realizarse mediante técnicas basadas en la interferometría. El principio consiste en la interacción de una o más fuentes de luz por medio de una superposición temporal y espacial, de manera que el estado de polarización del haz de luz de las fuentes no debe ser ortogonal y debe tener un cierto grado de coherencia.

2.7.1. Interferencia óptica

Este tipo de interferencia produce un patrón que está definido por la suma algebraica de dos señales de la misma fuente. Esto se refiere a que el patrón de interferencia se aproxima a la interacción producida por dos caminos ópticos. Matemáticamente, se puede describir a partir del siguiente proceso,

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01}e^{i(\omega t + \beta_1)}, \quad (2.28)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02}e^{i(\omega t + \beta_2)}, \quad (2.29)$$

donde la frecuencia angular $\omega = 2\pi f$ y el tiempo t son iguales al provenir de la misma fuente. \mathbf{E}_1 y \mathbf{E}_2 son los campos eléctricos del haz que se propaga en un camino óptico. En la Ec. (2.29), \mathbf{E}_2 se toma como señal de referencia, β_1 y β_2 son las constantes de propagación. El resultado será la suma de ambas señales,

$$\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \quad (2.30)$$

Sin embargo, para detectar los cambios se utiliza un fotodetector. Este dispositivo ofrece la intensidad resultante, $I = |\mathbf{E}_T|^2$ de la superposición de \mathbf{E}_T ,

$$|\mathbf{E}_T|^2 = (\mathbf{E}_T \cdot \mathbf{E}_T^*) = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2^*), \quad (2.31)$$

Sustituyendo, \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 , \mathbf{E}_1^* y \mathbf{E}_2^* que son el conjugado de los campos eléctricos que se propagan en las Ecs. (2.28) y (2.29) y realizando las operaciones, se obtiene lo siguiente,

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + \mathbf{E}_{01}\mathbf{E}_{02}e^{i(\beta_1-\beta_2)} + \mathbf{E}_{01}\mathbf{E}_{02}e^{-i(\beta_1-\beta_2)}, \quad (2.32)$$

Al aplicar una identidad trigonométrica, $\cos(\theta) = \frac{e^{i\theta} + e^{-i\theta}}{2}$ en la Ec. (2.32) y sustituyendo, $\Delta\phi = \beta_1 - \beta_2$, da como resultado,

$$\begin{aligned} I &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2\mathbf{E}_{01}\mathbf{E}_{02}\cos\Delta\phi, \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\phi, \end{aligned} \quad (2.33)$$

donde $\Delta\phi$, es la diferencia de fase debido a que ambas señales se propagan de manera independiente desde su origen, donde fueron divididas hasta el punto de que ambas se recombinan,

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n\Delta L}{\lambda}, \quad (2.34)$$

donde n es el índice de refracción del medio, ΔL es la diferencia del del camino óptico entre los dos campos E_1 y E_2 y λ es la longitud de onda. El orden de interferencia se determina por medio de $N = \Delta p/\lambda$. Donde Δp es la diferencia correspondiente en los caminos ópticos entre el origen y el punto z ($p = nL$). La intensidad tiene su valor máximo I_{max} ,

$$N = m, \Delta p = m\lambda, \Delta\phi = 2m\pi. \quad (2.35)$$

donde m es un número entero, y su valor mínimo I_{min} ,

$$N = (2m + 1)/2, \Delta p = (2m + 1)\lambda/2, \Delta\phi = (2m + 1)\pi. \quad (2.36)$$

Otra medición importante es el contraste de la interferencia que cuantifica la visibilidad de las franjas de interferencia y se define por la siguiente relación,

$$v = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})}. \quad (2.37)$$

En este caso, se deduce de las Ecs. (2.33) a (2.37) y se obtiene,

$$v = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}. \quad (2.38)$$

Además, se puede observar que la función de transferencia de un interferómetro es periódica con la frecuencia. Este periodo es precisamente el FSR del patrón de

interferencia, en otras palabras, es el espaciamiento entre frecuencias o longitudes de onda entre dos puntos de intensidad máxima o mínima,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta p} = \frac{\lambda^2}{nL}. \quad (2.39)$$

Para implementar un interferómetro, en general, se utiliza un haz de luz que es dividido para recorrer dos trayectorias distintas y que finalmente convergen para formar un patrón de interferencia. Estos sistemas pueden realizarse generalmente a base de elementos de bulto como espejos y divisores de haz, o bien a base de fibra óptica con acopladores de fibra. De este modo, los interferómetros pueden clasificarse en dos grupos principalmente:

- **Interferómetros de división de frente de onda:** interferómetro de Young, el doble espejo y prisma doble de Fresnel y el espejo de Lloyd.
- **Interferómetros de división de amplitud:** interferómetro Mach-Zehnder, interferómetro Michelson, interferómetro Fabry-Perot, interferómetro de Sagnac e interferómetro de Pohl.

Después de haber dado la bases teóricas del láser y de algunos antecedentes y principio de funcionamiento de los MWFLs mediante la modulación activa y pasiva. En el siguiente capítulo se explicará el análisis numérico del filtro DMZI-SI mediante las matrices de Jones. Esto se realiza para exponer mejor su operación de doble función como la sintonización y conmutación de las líneas de emisión para la aplicación de un MWFL.

Capítulo 3

Análisis numérico del filtro DMZI-SI

En este capítulo se presenta el análisis numérico del filtro DMZI-SI. La configuración consiste en un PC en línea colocada en uno de los brazos del MZI y en el lazo de Sagnac se encuentra una PMF y una PC de tres bobinas giratorias. El cálculo de la transmisión del DMZI-SI es determinado usando las matrices de Jones de cada componente del filtro. Los resultados numéricos muestran que este filtro es capaz de controlar el rango espectral libre de dos formas: 1) al variar la longitud de la PMF en el SI, y 2) al incrementar la longitud de la fibra en un brazo del MZI. Además, se puede controlar la amplitud o contraste de las franjas con los PCs colocadas en el esquema.

3.1. Formalismo de Jones

El formalismo de Jones es una forma para describir la polarización de la luz. La luz se puede representar con una onda transversal que se propaga a lo largo de la dirección z . Por ejemplo, una luz polarizada se puede descomponer en las componentes transversales x y y ,

$$E_x(z, t) = E_{x_0} \cos(\omega t - kz + \phi_x), \quad (3.1)$$

$$E_y(z, t) = E_{y_0} \cos(\omega t - kz + \phi_y), \quad (3.2)$$

donde E_{x_0} y E_{y_0} son amplitudes, t es el tiempo, ω es la frecuencia angular, $k = \omega/c$ es el valor absoluto del vector de onda y $\phi_{x,y}$ es la fase relativa. Combinando las dos ecuaciones 3.1 y 3.2 en un vector complejo de 2×1 [89], se obtiene el vector de Jones de la luz polarizada (ecuación 3.3).

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{x_0} e^{i\phi_x} \\ E_{y_0} e^{i\phi_y} \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

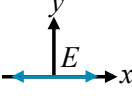
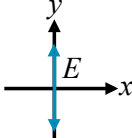
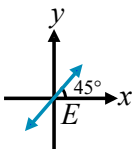
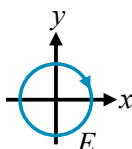
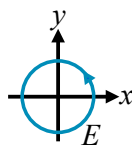
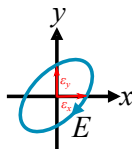
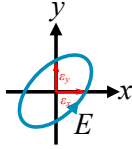
En la literatura, el vector de Jones también es conocido como vector de Maxwell o columna de Maxwell [90]. El vector del campo eléctrico oscila en una trayectoria en el plano x - y para determinar el estado de polarización de la luz. La forma de la trayectoria depende de las longitudes de las dos componentes y la fase relativa del campo eléctrico. En la Tabla 3.1 se muestra la representación matricial usando matrices de Jones del estado de polarización de la luz [89].

Si la luz se propaga en un medio birrefringente cambiará su vector de Jones. En la óptica lineal, este cambio se describe por una multiplicación de la matriz. El operador de la matriz que mapea un vector de Jones sobre otro se denomina matriz de Jones (J). La matriz de Jones se corresponde con matrices complejas de 2×2 . De este modo, un elemento óptico (polarizador, retardador, rotador) se puede modelar usando las matrices de Jones. Si el estado de polarización \mathbf{E}_{out} de una onda de luz entrante \mathbf{E}_{in} pasa por un elemento óptico puede obtenerse como,

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (3.4)$$

$$\begin{bmatrix} E_{\text{out } x} \\ E_{\text{out } y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\text{in } x} \\ E_{\text{in } y} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Tabla 3.1. Representación matricial del estado de polarización [91]. La notación depende del eje x (n_{min} = eje rápido).

Estado de polarización de la luz	Vector de Jones	Representación
Polarización lineal horizontal	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	
Polarización lineal vertical	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	
Polarización lineal a $+ 45^\circ$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	
Polarización circular derecha	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	
Polarización circular izquierda	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	
Polarización elíptica derecha	$\frac{1}{\sqrt{a^2+b^2+c^2}} \begin{bmatrix} a \\ b - ic \end{bmatrix}$	
Polarización elíptica izquierda	$\frac{1}{\sqrt{a^2+b^2+c^2}} \begin{bmatrix} a \\ b + ic \end{bmatrix}$	

donde $\varepsilon_x = a$ y $\varepsilon_y = \sqrt{b^2 + c^2}$.

No obstante, existen otros métodos para describir el estado de polarización de luz como los parámetros de Stokes y el formalismo de Müller. Si se trata de un solo haz de luz polarizado, los parámetros de Stokes son adecuados para describir cualquier estado de polarización, desde una luz polarizada a una luz no polarizada. Sin embargo, cuando se utilizan para describir una superposición de varios haces polarizados con una relación de

amplitud o fase entre ellos, los parámetros de Stokes no son adecuados. Para este caso, existen interferómetros que utilizan una sola fuente de luz para la superposición de haces que presentan una relación de amplitud y fase entre los haces. El cálculo de Jones implica cantidades complejas contenidas en vectores y matrices (2×2). Esto parece un análisis más simple que el uso de las matrices de Müller (4×4). Estas últimas pueden complicar la solución del problema. Aunque se tenga con cantidades reales en las matrices de Müller, sus matrices cuentan con muchos valores cero y puede resultar tedioso. Por lo tanto, la elección más adecuada para el análisis matricial es utilizar el cálculo de Jones para la superposición de amplitudes (interferómetros de división de amplitud) y el formalismo de Müller para problemas de superposición de intensidad.

3.2. Matrices de Jones del filtro DMZI-SI

La transmisión del filtro puede analizarse mediante el siguiente método basado en las matrices de Jones[92,93] para cada componente del filtro de la Figura 3.1. Donde $\mathbf{E}_1 \text{ in}$ y $\mathbf{E}_2 \text{ in}$ representan los campos de entrada, mientras que $\mathbf{E}_1 \text{ out}$ y $\mathbf{E}_2 \text{ out}$ representan los campos de salida. El acoplador de fibra está expresado como \mathbf{K}_n . Esta matriz representa el acoplamiento lineal y cruzado como se muestra en la Ec. (3.6), donde c es la relación de acoplamiento y n es el número del acoplador,

$$\mathbf{K}_n = \begin{bmatrix} \sqrt{1-c} & i\sqrt{c} \\ i\sqrt{c} & \sqrt{1-c} \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

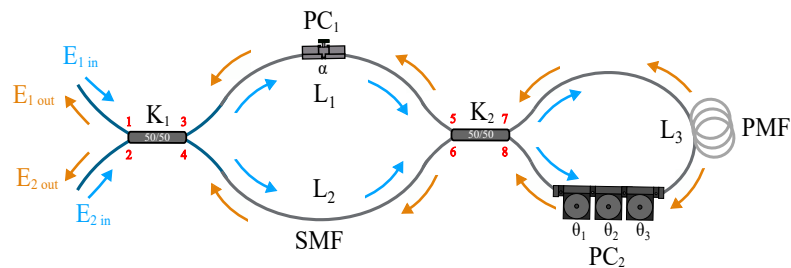


Figura 3.1. Esquema del filtro DMZI-SI.

\mathbf{Pc}_1 es la matriz del PC en línea que actúa como rotador de fibra óptica y del eje de birrefringencia,

$$\mathbf{Pc}_1 = \begin{bmatrix} e^{-i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Gamma/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\alpha & \operatorname{sen}\alpha \\ -\operatorname{sen}\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix}, \quad (3.7)$$

donde α [rad] es el ángulo de rotación, $\Gamma = \delta l$ [rad] es el retraso de fase, $\delta = 6 \times 10^{-11} (F/\lambda d)$ [rad/m] es la cantidad de birrefringencia, l [m] es la longitud de la birrefringencia, F [N] es la fuerza aplicada, λ [m] es la longitud de onda de la luz, d [m] es el diámetro de la fibra óptica [92, 94]. \mathbf{Pc}_2 es la matriz de la placa PC de las bobinas giratorias de fibra óptica. Tiene una configuración de tres bobinas; dos de placa de cuarto de onda (QWP) y una en medio de placa de media onda (HWP). La configuración QWP, HWP y QWP es indicada por la matriz $\mathbf{T}(\theta_m)$, donde $m = 1, 2$ y 3 es la orientación de las placas controladoras de polarización [95]. Por lo tanto, la matriz \mathbf{Pc}_2 esta dada por,

$$\mathbf{Pc}_2 = \mathbf{T}(\theta_1) \cdot \mathbf{T}(\theta_2) \cdot \mathbf{T}(\theta_3), \quad (3.8)$$

$$\mathbf{T}(\theta_m) = \begin{bmatrix} \cos\frac{\varphi_m}{2} + i\sin\frac{\varphi_m}{2}\cos 2\theta_m & i\sin\frac{\varphi_m}{2}\sin 2\theta_m \\ i\sin\frac{\varphi_m}{2}\sin 2\theta_m & \cos\frac{\varphi_m}{2} - i\sin\frac{\varphi_m}{2}\cos 2\theta_m \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

donde $\varphi_1 = 2\pi/4$, $\varphi_2 = 2\pi/2$ y $\varphi_3 = 2\pi/4$, es el retardo generado de cada placa. \mathbf{PMF} y \mathbf{SMF}_n son las matrices de Jones de la PMF y SMF-28, respectivamente,

$$\mathbf{PMF} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi L_n} \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

$$\mathbf{SMF}_n = \begin{bmatrix} e^{i\beta L_n} & 0 \\ 0 & e^{i\beta L_n} \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

En la PMF, $\phi = 2\pi\Delta n L_3/\lambda$ es el retraso de fase, $\Delta n = n_s - n_f$, donde n_s y n_f son los índices de refracción a lo largo de los ejes lento y rápido de la fibra, respectivamente. λ [m] es la longitud de onda y L_3 [m] es la longitud de la fibra óptica [33]. Además, con la PMF en el lazo de Sagnac es independiente con la polarización de entrada en el filtro [96]. En la SMF-28, n es el número de la fibra colocada para los brazos L_1 y L_2 [m], $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$ [m^{-1}] es la constante de propagación, donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo. Para este caso, la birrefringencia de la fibra estándar es 10^{-7} . Ésta es descartada

cuando el estado de polarización de la luz incidente es paralelo a uno de sus ejes y no afecta a la transmisión del filtro [27, 97].

3.3. Principio de operación del filtro

Se inicia introduciendo luz en el puerto 1 y 2 del acoplador por medio de las intensidades de $\mathbf{E}_{1 \text{ in}}$ y $\mathbf{E}_{2 \text{ in}}$. Estos campos de entrada se dividen en dos componentes ortogonales en el plano x - y [39]. Por lo tanto, se expresan de la siguiente manera,

$$\mathbf{E}_{1 \text{ in}} = \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.12)$$

$$\mathbf{E}_{2 \text{ in}} = \begin{bmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

Las ecuaciones anteriores corresponden a las siguientes intensidades,

$$I_{1 \text{ in}} = |E_{1x}|^2 + |E_{1y}|^2 = 1, \quad (3.14)$$

$$I_{2 \text{ in}} = |E_{2x}|^2 + |E_{2y}|^2 = 0. \quad (3.15)$$

Cuando atraviesa el acoplador 1, la intensidad de la luz en el puerto 3 y 4 se expresa como,

$$\mathbf{E}_3 = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{E}_{1 \text{ in}} = \begin{bmatrix} \sqrt{0.5} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.16)$$

$$\mathbf{E}_4 = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{E}_{2 \text{ in}} = \begin{bmatrix} i\sqrt{0.5} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

Al atravesar la fibra estándar SMF-28 y el PC_1 del puerto 3 al puerto 5 del acoplador 2 se obtiene,

$$\mathbf{E}_5 = \text{SMF} \cdot \text{PC}_1 \cdot \mathbf{E}_3 = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \cos(\alpha) \\ \frac{\sqrt{2}}{2} e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) \end{bmatrix}. \quad (3.18)$$

De la misma forma, al atravesar la SMF-28 del puerto 4 al puerto 6 del acoplador 2, se obtiene,

$$\mathbf{E}_6 = \text{SMF} \cdot \mathbf{E}_4 = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(2L_2\beta+\pi)/2} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

Al combinarse en el acoplador 2 los campos \mathbf{E}_5 y \mathbf{E}_6 , los puertos 7 y 8, se obtiene,

$$\mathbf{E}_7 = \begin{bmatrix} -\frac{e^{iL_2\beta}}{2} + \frac{e^{-\frac{i\Gamma}{2}}e^{iL_1\beta}\cos(\alpha)}{2} \\ -\frac{1}{2}e^{\frac{i\Gamma}{2}}e^{iL_1\beta}\text{sen}(\alpha) \end{bmatrix}, \quad (3.20)$$

$$\mathbf{E}_8 = \begin{bmatrix} \frac{ie^{iL_2\beta}}{2} + \frac{ie^{-\frac{i\Gamma}{2}}e^{iL_1\beta}\cos(\alpha)}{2} \\ -\frac{1}{2}ie^{\frac{i\Gamma}{2}}e^{iL_1\beta}\text{sen}(\alpha) \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

Cuando atraviesan los campos \mathbf{E}_7 y \mathbf{E}_8 en el lazo de Sagnac y regresan a los puertos 7 y 8 se obtiene \mathbf{E}'_{7r} y \mathbf{E}'_{8r} , que se expresa como,

$$\mathbf{E}'_{8r} = \mathbf{PMF} \cdot \mathbf{PC}_2 \cdot \mathbf{E}_8, \quad (3.22)$$

$$\mathbf{E}'_{7r} = -\mathbf{PC}_2 \cdot \mathbf{PMF} \cdot \mathbf{E}_7. \quad (3.23)$$

Al recombinarse en el acoplador 2 por medio de los puertos 5 y 6, se obtienen,

$$\begin{bmatrix} E'_{5x} \\ E'_{6x} \end{bmatrix} = \mathbf{K}_2 \begin{bmatrix} E'_{8x} \\ E'_{7x} \end{bmatrix}, \quad (3.24)$$

$$\begin{bmatrix} E'_{5y} \\ E'_{6y} \end{bmatrix} = \mathbf{K}_2 \begin{bmatrix} E'_{8y} \\ E'_{7y} \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Al atravesar el \mathbf{PC}_1 y la fibra estándar SM-28 del puerto 5 al puerto 3 del acoplador 1, se obtiene,

$$\mathbf{E}_{3r} = \mathbf{PC}_1 \cdot \mathbf{SMF} \cdot \mathbf{E}_{5r}, \quad (3.26)$$

De la misma forma, al atravesar la SMF-28 del puerto 6 al puerto 4 del acoplador 1, se obtiene,

$$\mathbf{E}'_4 = \mathbf{SMF} \cdot \mathbf{E}'_6, \quad (3.27)$$

Al atravesar de regreso el acoplador 1 en el puerto 1 y 2, se obtienen,

$$\mathbf{E}'_1 = \mathbf{K}_1 \begin{bmatrix} E'_{3x} \\ E'_{3y} \end{bmatrix}, \quad (3.28)$$

$$\mathbf{E}'_2 = \mathbf{K}_1 \begin{bmatrix} E'_{4x} \\ E'_{4y} \end{bmatrix}. \quad (3.29)$$

Los campos de salida del filtro se muestran como,

$$\mathbf{E}_{1 \text{ out}} = \mathbf{E}'_1, \quad (3.30)$$

$$\mathbf{E}_{2 \text{ out}} = \mathbf{E}'_2. \quad (3.31)$$

Otra forma de representar el desarrollo de las Ecs. (3.12) a (3.29), es a través de la Ec. (3.32) para determinar los campos de salida $\mathbf{E}_{1 \text{ out}}$ y $\mathbf{E}_{2 \text{ out}}$,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1 \text{ out}} \\ \mathbf{E}_{2 \text{ out}} \end{bmatrix} = \mathbf{K}_1 \begin{bmatrix} \mathbf{PC}_1 \cdot \mathbf{SMF}_1 & 0 \\ 0 & \mathbf{SMF}_2 \end{bmatrix} \mathbf{K}_2 \begin{bmatrix} \mathbf{PC}_1 \cdot \mathbf{PMF} & 0 \\ 0 & \mathbf{PMF} \cdot \mathbf{PC}_2 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{K}_2 \begin{bmatrix} \mathbf{PC}_1 \cdot \mathbf{SMF}_1 & 0 \\ 0 & \mathbf{SMF}_2 \end{bmatrix} \mathbf{K}_1 \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1 \text{ in}} \\ \mathbf{E}_{2 \text{ in}} \end{bmatrix}. \quad (3.32)$$

Después de multiplicar y simplificar algebraicamente el campo $\mathbf{E}_{2 \text{ out}}$ de la Ec. (3.32), encontramos la transmisión, $T = |E_{2 \text{ out}}|^2 / |E_{1 \text{ in}}|^2$. Además, para este análisis se ignoran las pérdidas de transmisión de la luz en los dispositivos de fibra óptica. El resultado de la transmisión se obtiene mediante,

$$\begin{aligned} T &= \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{|E_{2 \text{ out}}|^2}{|E_{1 \text{ in}}|^2} = \\ &= \frac{|E'_{2x}|^2 + |E'_{2y}|^2}{|E'_{1x}|^2 + |E'_{1y}|^2} = |T_1|^2 + |T_2|^2, \end{aligned} \quad (3.33)$$

donde:

$$\begin{aligned} T_1 &= i\sqrt{c} \left(e^{\frac{i\Gamma}{2}} \times e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) A_2 + e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{cos}(\alpha) A_1 \right) \\ &\quad - e^{iL_2\beta} (\sqrt{1-c} A_3 - i\sqrt{c} A_4) \sqrt{1-c}, \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} T_2 &= i\sqrt{c} \left(e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{cos}(\alpha) A_2 - e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) A_1 \right) \\ &\quad - e^{iL_2\beta} (i\sqrt{c} A_6 - \sqrt{1-c} A_5) \sqrt{1-c}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

En las Ecs. (3.33) a (3.35), A_1 , A_2 , A_3 , A_4 , A_5 y A_6 son expresadas como,

$$A_1 = \sqrt{1-c} A_4 - i\sqrt{c} A_3, \quad (3.36)$$

$$A_2 = i\sqrt{c} A_5 - \sqrt{1-c} A_6, \quad (3.37)$$

$$A_3 = \frac{i}{2} (C + iD) A_7 - \frac{i}{2} (-A + iB) e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{i\phi} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) (1-c), \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} A_4 &= \frac{i}{2} (C + iD) \left(i\sqrt{c} e^{iL_2\beta} \sqrt{1-c} + i\sqrt{c} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{cos}(\alpha) \sqrt{1-c} \right) \\ &\quad e^{i\phi} - \frac{i}{2} (-A + iB) i\sqrt{c} e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{i\phi} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) \sqrt{1-c}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$A_5 = \frac{i}{2} (A + iB) A_7 - \frac{i}{2} (C + iD) e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{i\phi} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) (1 - c), \quad (3.40)$$

$$A_6 = \frac{i}{2} (A + iB) \left(i\sqrt{c} e^{iL_2\beta} \sqrt{1 - c} + i\sqrt{c} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \cos(\alpha) \sqrt{1 - c} \right) - \frac{i}{2} (C + iD) i\sqrt{c} e^{\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \text{sen}(\alpha) \sqrt{1 - c}, \quad (3.41)$$

$$A_7 = c e^{iL_2\beta} + e^{-\frac{i\Gamma}{2}} e^{iL_1\beta} \cos(\alpha) (1 - c), \quad (3.42)$$

Finalmente, A , B , C y D son términos de la matriz \mathbf{PC}_2 ,

$$A = \cos(2\theta_2) - \cos(2\theta_3 - 2\theta_2 + 2\theta_1), \quad (3.43)$$

$$B = \cos(2\theta_3 - 2\theta_2) - \cos(2\theta_2 - 2\theta_1), \quad (3.44)$$

$$C = \text{sen}(2\theta_2) - \text{sen}(2\theta_3 - 2\theta_2 + 2\theta_1), \quad (3.45)$$

$$D = \text{sen}(2\theta_3 - 2\theta_2) + \text{sen}(2\theta_2 - 2\theta_1). \quad (3.46)$$

Las Ecs. (3.33) a (3.46) describen la transmisión del filtro DMZI-SI. Éstas fueron implementadas utilizando un software de análisis numérico y visualización gráfica, en este caso se usó MATLAB para obtener los resultados.

3.4. Resultados numéricos

Se consideran dos casos de análisis de la transmisión del filtro DMZI-SI, presentados en la Figura 3.1: **(1)** al cambiar la longitud de la PMF (L_3) con una longitud fija de la SMF en los brazos de $L_1 = L_2$, y **(2)** al incrementar la longitud de la SMF en uno de los brazos (L_2) con una longitud fija de L_3 . Para la simulación del filtro, utilizamos los siguientes parámetros: $L_1 = 0.5$ m, $L_2 = 0.5$ m, $d = 8 \mu\text{m}$, $n = 1.46$ para la fibra SMF-28, $l = 5$ cm, $F = 10$ N (1.01 kg×F), para la birrefringencia del PC₁ y $L_3 = 1$ m, $n_o - n_e = 4 \times 10^{-4}$ para la PMF (valor tomado de una PANDA-PMF de la marca Corning®) con una longitud de onda de operación de $\lambda = 1540$ a 1550 nm. Al utilizar dos acopladores 50/50, la relación de acoplamiento en el esquema es igual a $c = 0.5$ para los acopladores K_1 y K_2 .

3.4.1. Variación de L_3 con una longitud fija de $L_1 = L_2$

Para el primer caso, analizamos una longitud de la PMF de $L_3 = 1$ m y $L_1 = L_2 = 0.5$ m ($\Delta L = 0$), respectivamente. Basándonos en el análisis, seleccionamos los ángulos de la PC (α , θ_1 , θ_2 y θ_3) para la optimización del filtro DMZI-SI. Esto permitió controlar los parámetros del filtro como el contraste y el desplazamiento de la longitud de onda de las franjas de interferencia. La Figura 3.2(a), (c) y (e), muestra el comportamiento de la transmisión a medida que se rota uno de los ángulos (α , θ_1 ó θ_2). La Figura 3.2(a) muestra los efectos de la rotación de α entre 0 a $\frac{\pi}{2}$ con los otros ángulos fijos en $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$. La transmisión osciló entre 0.318 a 1, lo que demuestra que la amplitud o el contraste de franjas del patrón de interferencia pueden ser controlados. El contraste (definido como la relación entre las transmisiones máximas y mínimas) puede ajustarse entre 1 y el infinito. Además, aplicando más fuerza para alterar la birrefringencia de PC₁, podremos cambiar la amplitud de la transmisión.

La Figura 3.2(c) presenta los efectos de la rotación de θ_1 desde 0 a π , con los otros ángulos fijos en $\alpha = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$. En este caso, la transmisión mínima se mantuvo en 0, la transmisión máxima varió de 0.56 a 1, y la posición de las franjas pudo ajustarse, con un desplazamiento máximo de las franjas de 2.5 nm (\sim la mitad del intervalo de las franjas) cuando $\theta_1 = \frac{2\pi}{5}$ y $\frac{3\pi}{5}$. En otros estudios experimentales, este desplazamiento de las franjas se ha atribuido a la birrefringencia residual, dependiendo de los puertos del acoplador [98]. La Figura 3.2(a) y (c), muestra la aparición de dos picos dentro de un rango de 10 nm (1540-1550 nm). La separación de estos picos, es decir, $\Delta\lambda_1 = 5.2$ nm, se mantenía al variar los ángulos de los PCs.

La Figura 3.2(e) muestra el efecto de cambiar la longitud del PMF a $L_3 = 5$ m. Aquí, se gira θ_2 (0 a π) manteniendo los otros ángulos fijos en $\theta_1 = \frac{\pi}{5}$, $\theta_3 = \frac{4\pi}{5}$, y $\alpha = \frac{\pi}{10}$. Observamos sólo variaciones moderadas de la transmisión máxima, entre 0.989 a 1. Para este aumento de la longitud del PMF, se produjeron nueve picos dentro de un rango espectral de 10 nm, con una separación entre los picos consecutivos de $\Delta\lambda_1 = 1.1$ nm. Este valor, que es ~ 5 veces más pequeño que el caso anterior, este consistente con el aumento de 5 veces en la longitud del PMF en L_3 . La figura 3.2 (b), (d) y (f) muestra

el comportamiento de la transmisión con más detalle, al girar uno de los ángulos (α , θ_1 ó θ_2). A partir de estos gráficos, podemos observar las áreas de máxima transmisión que pueden ser utilizadas para aplicaciones de MWFL sintonizable y conmutable. De este modo, podemos utilizar estos datos para mejorar el ajuste mediante la competencia de modos y la estabilidad de las diversas longitudes de onda de emisión.

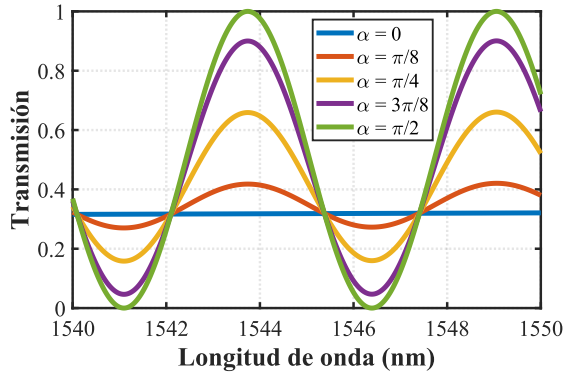
El análisis de la variación del espectro de transmisión con θ_3 no se presenta porque obtiene resultados idénticos al caso de la variación de θ_1 , que se muestra en la Figura 3.2(a). Esto ocurre porque el PC₂ incluye dos QWP, definidos por los ángulos de orientación θ_1 y θ_3 . Además, el valor de $\Delta\lambda_1$, el espaciamiento entre picos de transmisión consecutivos es el resultado de la diferencia de fase del PMF en el SI. Las longitudes del brazo del MZI, L_1 y L_2 tienen la misma longitud y no generan ninguna diferencia de fase, donde $\Delta\phi = L_2\beta - L_1\beta = 0$. Por lo tanto, no se obtiene ninguna interferencia de la luz que se propaga a través del segundo acoplador (K_2). Entonces, $\Delta\lambda_1$ debido al lazo de Sagnac es descrito por,

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda^2}{L_3\Delta n}, \quad (3.47)$$

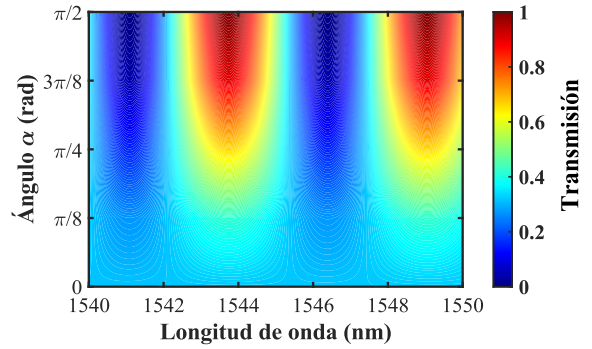
donde Δn es la birrefringencia del PMF en el SI, L_3 [m] es la longitud de la fibra en el lazo y λ [m] es la longitud de onda. Utilizando los valores de los parámetros definidos anteriormente en la ecuación 3.33, se obtienen valores de $\Delta\lambda_1$ consistentes con los datos de la simulación de la Figura 3.2.

3.4.2. Incremento de L_2 con una longitud fija en L_3

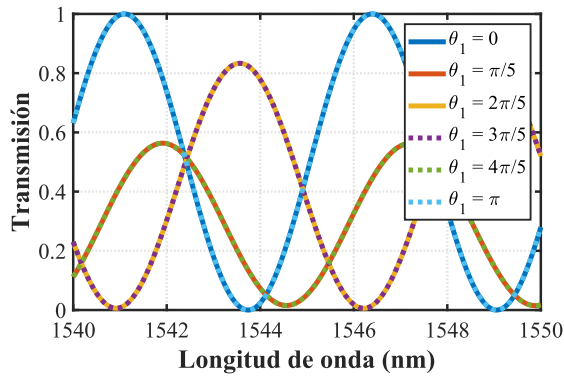
En el segundo caso, analizamos los efectos del aumento de la longitud L_2 de uno de los brazos del filtro MZI, que da como resultado un valor distinto de cero de ΔL . La Figura 3.3(a), (c) y (e) presenta la transmisión al rotar los ángulos α , θ_1 y θ_2 , respectivamente. La señal consiste en una oscilación de la envolvente, bajo la cual se ve otro patrón de interferencia de frecuencia más alta. La Figura 3.3(a) muestra el efecto de rotación de α con los otros ángulos fijos en $\theta_1 = \frac{2\pi}{5}$, $\theta_2 = \frac{3\pi}{5}$, $\theta_3 = \frac{7\pi}{10}$, y con $L_1 = 0.5$ m, $L_2 = 0.5015$ m y $L_3 = 1$ m. Esta señal de la envolvente tiene $\Delta\lambda_1 = 5,2$ nm que, a su vez, contiene un patrón de interferencia con $\Delta\lambda_2 = 0,4$ nm. El primero está relacionado con la



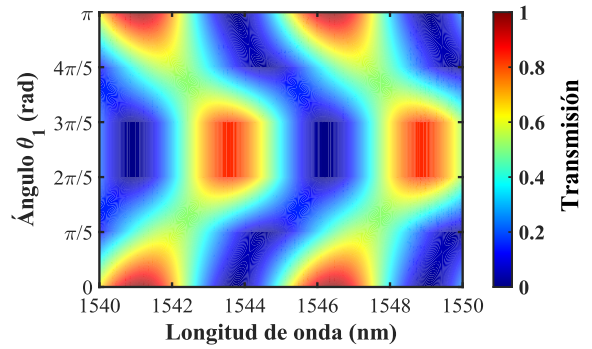
(a) Simulación de la transmisión para α .



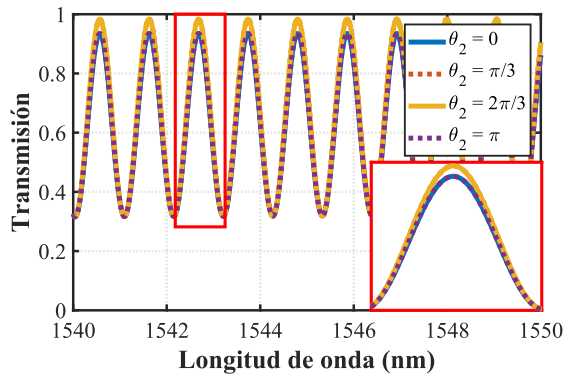
(b) Mapa de la transmisión para α .



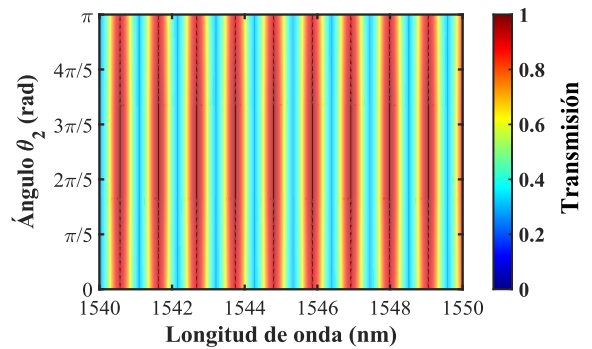
(c) Simulación de la transmisión para θ_1 .



(d) Mapa de la transmisión para θ_1 .



(e) Simulación de la transmisión para θ_2 .



(f) Mapa de la transmisión para θ_2 .

Figura 3.2. Simulación de la transmisión para valores específicos de ángulos con variación de L_3 y una longitud fija de $L_1 = L_2$.

birrefringencia del SI, mientras que el segundo se origina por la diferencia de la longitud en los brazos del MZI. Al variar el ángulo α , podemos observar la forma en que cambian la amplitud y el contraste de la transmisión, que es la misma que la descrita en la Figura 3.2(a) para $\Delta L = 0$.

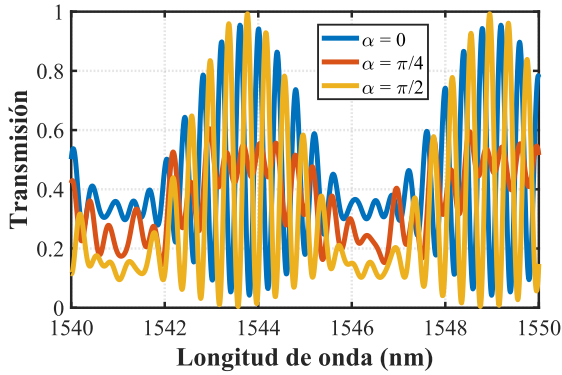
La Figura 3.3(c) muestra la rotación de θ_1 con los otros ángulos fijos en $\alpha = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$, que son los mismos datos utilizados en la Figura 3.2(c) y con $L_1 = 0.5$ m, $L_2 = 0.5001$ m y $L_3 = 1$ m. Del mismo modo, se obtiene una transmisión mínima de 0 y una transmisión máxima de 0.39 a 1. Debido al incremento en el brazo del MZI de 0.0001 m (0.1 mm), observamos que se puede empezar a obtener la señal envolvente con el otro patrón de interferencia de $\Delta\lambda_2$. Asimismo, la posición de las franjas se puede ajustar y obtener un desplazamiento de la mitad del intervalo de las franjas de 2.5 nm cuando $\theta_1 = \frac{2\pi}{5}$ y $\frac{3\pi}{5}$. Igualmente se mantiene la separación de estos picos de $\Delta\lambda_1 = 5.2$ nm.

La Figura 3.3(e) muestra la transmisión al variar θ_2 con los ángulos fijos en $\theta_1 = \frac{\pi}{5}$, $\theta_3 = \frac{4\pi}{5}$, y $\alpha = 0$, con diferentes longitudes de fibra, $L_1 = 0.5$ m, $L_2 = 0.51$ m y $L_3 = 5$ m. La señal de la envolvente simulada se caracteriza por $\Delta\lambda_1 = 1.1$ nm y $\Delta\lambda_2 = 0.1$ nm. Las franjas se mantienen muy estables tanto en amplitud como en posición, ya que θ_2 es rotada para diferentes ángulos. Además, para el análisis de θ_1 , también se muestra el desplazamiento de las franjas con la señal de la envolvente de $\Delta\lambda_1$ como se demostró en el caso anterior en la Figura 3.2(c). En la Figura 3.3(b), (d) y (f) se presentan con mayor detalle los cambios en el comportamiento de la transmisión al rotar los ángulos α , θ_1 y θ_2 , respectivamente. Estos resultados indican que esta configuración de filtro puede aplicarse a la generación de microondas, debido a que puede controlar la amplitud de la transmisión y con $\Delta\lambda_2$ pequeño puede lograr alcanzar frecuencias de ~ 10 GHz [7].

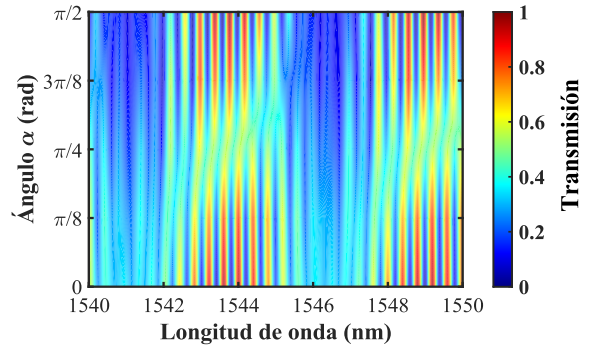
El patrón de modulación dual del espectro de transmisión de la Figura 3.3 es el resultado de los dos interferómetros que componen el filtro DMZI-SI. El intervalo de picos de la envolvente está definido por $\Delta\lambda_1$ del SI, mientras que los picos dentro de la envolvente $\Delta\lambda_2$ son producidos por el DMZI y su separación puede expresarse como,

$$\Delta\lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2(L_2 - L_1)n_{eff}}, \quad (3.48)$$

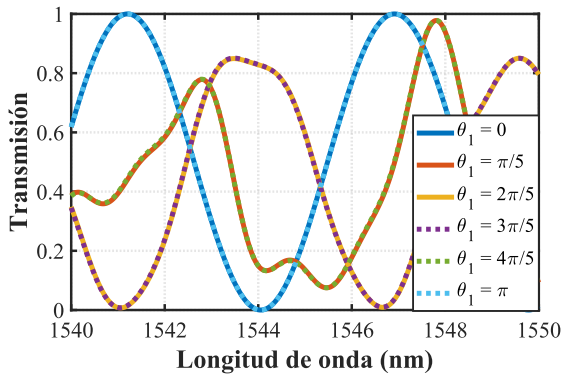
Utilizando los valores de los parámetros definidos anteriormente, la Ec. (3.48) proporciona



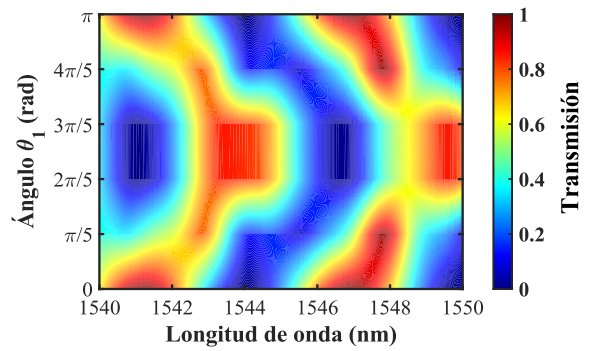
(a) Simulación de la transmisión para α .



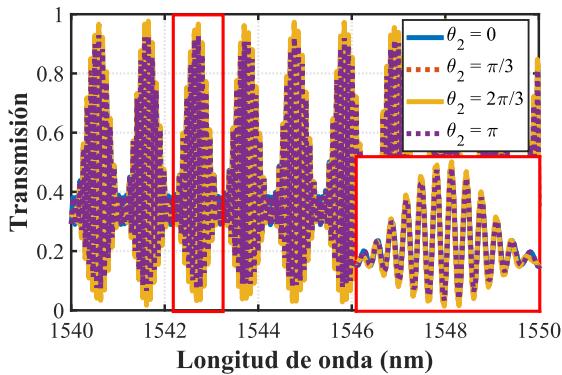
(b) Mapa de la transmisión para α .



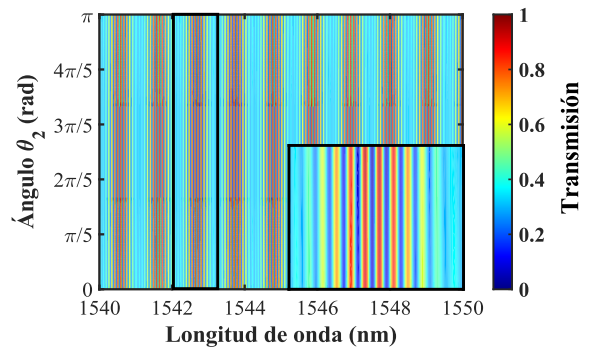
(c) Simulación de la transmisión para θ_1 .



(d) Mapa de la transmisión para θ_1 .



(e) Simulación de la transmisión para θ_2 .



(f) Mapa de la transmisión para θ_2 .

Figura 3.3. Simulación de la transmisión para valores específicos de ángulos con incremento de L_2 y una longitud fija en L_3 .

los valores de $\Delta\lambda_2$ que son consistentes con los valores simulados en la figura 3.3. Entonces, el filtro DMZI-SI produce el doble de picos consecutivos en el rango de longitudes de onda considerado en comparación con un filtro de simple paso como un MZI [99], como se muestra en la figura 3.4. La Figura 3.4 muestra el análisis de la transmisión, comparando las señales para $\Delta L = 0$ (línea azul) y $\Delta L = 20$ mm (línea naranja), con los parámetros: $L_1 = 0.5$ m, $L_2 = 0.5$ m, $L_3 = 1$ m, $\theta_1 = \frac{3\pi}{5}$, $\theta_2 = \frac{7\pi}{20}$ y $\theta_3 = \frac{\pi}{10}$. En ambos casos se describe el mismo comportamiento de la señal, demostrando que tienen el mismo comportamiento la señal de la envolvente con $\Delta\lambda_1$ ($\Delta L = 0$) y la señal de los picos más pequeños $\Delta\lambda_2$ ($\Delta L = 20$ mm). Aumentando la longitud L_2 en ΔL , podemos generar otro patrón de interferencia ($\Delta\lambda_2 = \Delta\lambda_{DMZI}$) dentro del patrón de la envolvente de transmisión ($\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_{SI}$). Entonces, al incrementar ΔL en L_2 , la separación entre picos consecutivos dentro de la envolvente $\Delta\lambda_2$ disminuye [37]. Sin embargo, para el caso $L_1 = L_2$, se puede producir un patrón de interferencia caracterizado por un único intervalo de picos producidos por $\Delta\lambda_1$, que puede ajustarse cambiando la longitud del PMF, como se muestra en la figura 3.2.

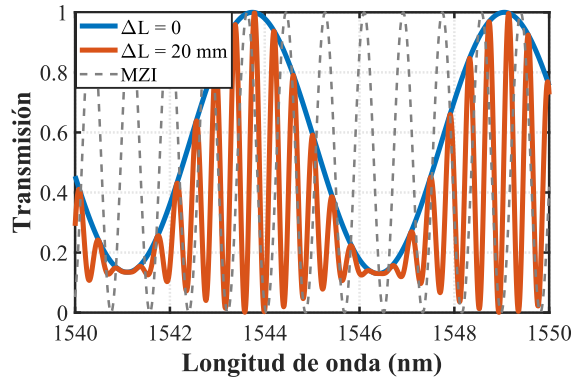


Figura 3.4. Comparación de la transmisión para $\Delta L = 0$ (línea azul) y $\Delta L = 20$ mm (línea naranja), siendo todos los demás parámetros iguales en ambos casos.

Después de haber realizado la simulación del filtro mediante MATLAB por medio de una asimetría en polarización dentro del esquema para lograr los cambios en la razón de transmisión. En el siguiente capítulo se explicará los componentes utilizados para el desarrollo experimental.

Capítulo 4

Componentes utilizados

En este capítulo se presentan los elementos ópticos utilizados para el diseño del filtro DMZI-SI y del MWFL. Estos arreglos experimentales propuestos tienen como finalidad obtener un dispositivo hecho completamente de fibra óptica. Por lo tanto, se muestra una descripción y algunas características importantes de estos componentes ópticos y la caracterización del diodo de bombeo.

4.1. Fuente de bombeo

En la implementación de los arreglos experimentales se utilizó un diodo láser acoplado a una fibra óptica monomodo de la marca Focuslight[®], modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5. Éste cuenta con una fuente de voltaje que opera de 0 a 6 V a una corriente máxima de 10 A. Además, está integrada con un sistema de enfriamiento termoeléctrico (*Thermo-Electric Cooler*, TEC) que permite al dispositivo un funcionamiento estable en diversas condiciones ambientales. Tiene una emisión del espectro óptico centrado en 979.69 nm con una anchura de banda espectral (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) de 3.94 nm y una potencia máxima de 25 W. La Figura 4.1 presenta la fuente de bombeo que cuenta con un indicador para monitorear la corriente que circula por el diodo. La Figura 4.2 muestra el espectro de emisión del diodo láser,

apreciándose que la longitud de onda (λ) está centrada en 979.69 nm a una intensidad del 100 %. La curva característica del diodo láser es observada en la Figura 4.3. Se establece un comportamiento de la potencia de salida en función de la corriente de operación. Se observa que la corriente de umbral del diodo láser se encuentra arriba de los 700 mA.



Parte frontal



Parte trasera

Figura 4.1. Fuente del diodo de bombeo de la marca Focuslight®, modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5 [100].

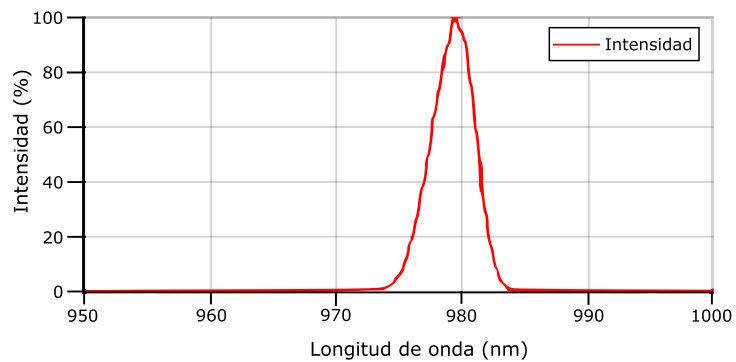


Figura 4.2. Espectro del diodo láser modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5 [100].

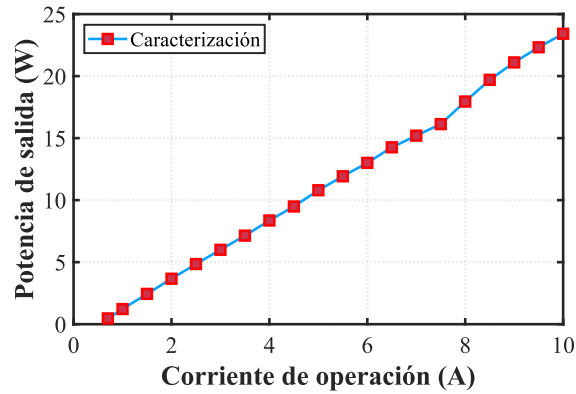


Figura 4.3. Curva característica del diodo láser modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5.

4.2. Elementos de fibra óptica utilizados

Los arreglos experimentales propuestos tienen como finalidad obtener un filtro DMZI-SI y un MWFL hecho completamente de fibra óptica. Los elementos ópticos que se utilizan son totalmente de fibra óptica, permitiendo tener un fácil acoplamiento entre los mismos. La descripción y algunas características importantes de estos componentes ópticos son mencionadas a continuación.

4.2.1. Combinador de fibra óptica

Este dispositivo permite mezclar o combinar las señales ópticas con distintas longitudes de onda en una forma que permita a todas ellas pasar a través de una sola fibra óptica sin interferirse entre sí. El combinador que se empleó para este trabajo es el modelo MMC0211C4057 de la marca ITF Technologies[®], como se muestra en la Figura 4.4. Tiene 3 puertos de entrada, dos puertos multimodo para bombear una señal con una longitud de onda de 900 a 1000 nm y un puerto monomodo para una señal con una longitud de onda de 1530 a 1560 nm. Los diámetros de los dos puertos de bombeo son de 105 / 125 μm y una apertura numérica (*Numerical Aperture*, NA) igual a 0.22. La máxima potencia de inyección para cada puerto de bombeo es de 50 W, teniendo una potencia total de 100

W. La señal de salida tiene baja pérdida de inserción con una pérdida de retorno de 35 dB. El puerto de salida es una fibra monomodo 10 / 125 μm .

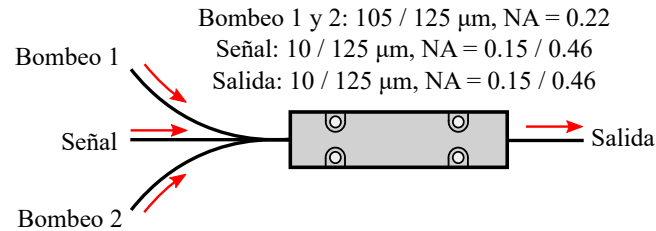


Figura 4.4. Combinador de fibra óptica modelo MMC0211C4057 de la marca ITF Technologies[®] [101].

4.2.2. Acoplador de fibra óptica

El acoplador de fibra óptica es un dispositivo que puede distribuir la señal óptica entre dos o más fibras ópticas. Está formado por dos fibras ópticas unidas por los núcleos paralelamente por medio de una interacción superficial. Son usados ampliamente en las comunicaciones ópticas, por ejemplo, en detección, como interferómetros o láseres de fibra para dividir la señal óptica entre dos fibras. En los arreglos experimentales se utilizaron tres acopladores de la marca Thorlabs[®] (50/50, 80/20 y 99/1 a 1550 nm) para extraer una fracción de la potencia del láser para monitorear las señales obtenidas. En la Figura 4.5 se muestra el acoplador de fibra óptica 2×2 .

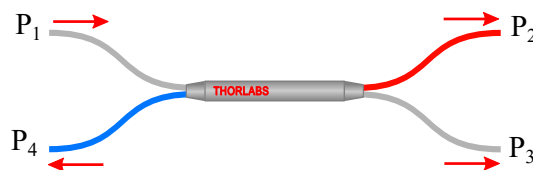


Figura 4.5. Acoplador de fibra óptica de la marca Thorlabs[®] [102].

4.2.3. Aislador de fibra óptica

Un aislador (*Isolator*, ISO) permite transmitir la luz en una única dirección e impide que se desarrollen reflexiones en sentido contrario como se muestra en la Figura 4.6. Para este trabajo se utilizó un aislador dependiente a la polarización modelo AP-ISO-1550PI de la marca AdValue Photonics[®]. La potencia óptica que atraviesa en un ISO sensible a la polarización depende del estado de polarización de la entrada. Para mantener el estado de polarización de la luz que viaja en el ISO se utiliza fibra mantenedora de polarización. La máxima potencia que soporta el aislador es de 10 W. Tiene una baja pérdida de inserción con una pérdida de retorno de 50 dB.



Figura 4.6. Aislador de fibra óptica de la marca AdValue Photonics[®] [103].

4.2.4. Controlador de polarización

El PC permite controlar el estado de polarización de la luz que viaja por la fibra óptica. En este caso, para los arreglos experimentales utilizamos dos tipos de PCs, como son el PC de bobinas giratorias y en línea para una fibra óptica monomodo. Esto induce tensiones en la fibra óptica, como dobleces y presión, lo que provoca un efecto de birrefringencia en la fibra óptica. Para el PC de bobinas giratorias se empleó un PC de la marca Thorlabs[®], modelo FPC560, que se muestra en la Figura 4.7. El dispositivo consiste en tres bobinas con placas independientes para enrollar la fibra óptica. Cada placa constituye una lámina de retardo de fase. Todas las placas son móviles y pueden modificar su ángulo de inclinación, de tal forma que cambia el eje de la fibra óptica en cada una de las tres placas. La configuración habitual del PC consiste en dos placas de $\frac{\lambda}{4}$ (QWP) y $\frac{\lambda}{2}$ (HWP). En esta configuración, la primera QWP convierte cualquier polarización de entrada arbitraria en una polarización lineal. Al girar la HWP, rota la polarización lineal a un ángulo deseado para que la segunda QWP pueda traducir la polarización lineal a

cualquier estado de polarización [104].

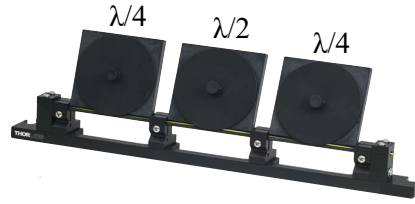


Figura 4.7. PC modelo FPC560 de la marca Thorlabs® [105].

El PC utiliza la birrefringencia inducida aplicada al esfuerzo de enrollar la fibra óptica en cada una de las placas, permitiendo cambiar el estado de polarización de la luz que se transmite por la fibra óptica. Esta birrefringencia está en función del diámetro de la placa, el número de vueltas, el diámetro de la fibra óptica utilizada y la longitud de onda de operación. El retardo (φ) generado en cada placa se calcula usando,

$$\varphi = \frac{2\pi^2 a N d^2}{\lambda D}, \quad (4.1)$$

$$\varphi = \frac{\pi a N d^2}{\lambda D}, \quad (4.2)$$

donde a es una constante (0.133 para fibras de silicio), N es el número de vueltas en cada placa, d es el diámetro del revestimiento del núcleo, λ es la longitud de onda de operación, y D es el diámetro de cada placa (para el modelo FPC560 se utiliza un diámetro de 56 mm). Para este trabajo de tesis se utilizó esta misma configuración. Se calculó que el número de vueltas para HWP fue de 6 vueltas y para QWP de 3 vueltas. En la Figura 4.8 se muestra la gráfica de retardo para el PC en valores en radianes de $\frac{\lambda}{2}$ (π) y $\frac{\lambda}{4}$ ($\frac{\pi}{2}$) para una longitud de onda de 1550 nm.

Para el PC en línea se empleó un compensador Soleil-Babinet para controlar la polarización en la fibra óptica. El principio de operación de un compensador Soleil-Babinet consiste en dos cuñas de material birrefringente como se muestra en la Figura 4.9. Éstas se colocan lado a lado de manera que formen una placa rectangular. El grosor total de la placa (diferencia de fase) se puede variar deslizando una cuña con respecto a la otra. Por lo tanto, el compensador tiene dos ejes birrefringentes distintos. Esto hace que la luz que

viaja por las dos cuñas tenga velocidades diferentes. Además, la orientación de la placa rectangular también puede girar alrededor del eje óptico [104].

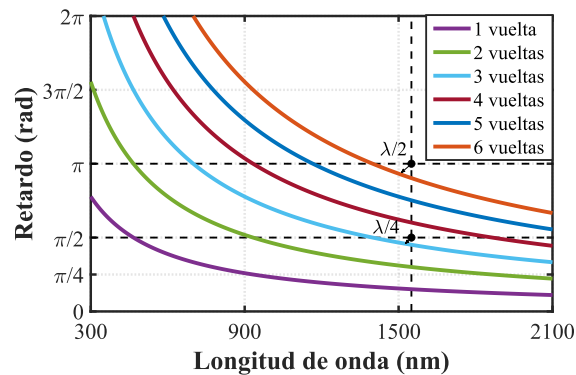


Figura 4.8. Número de vueltas para una placa de HWP y QWP usando una $\lambda = 1550$ nm.

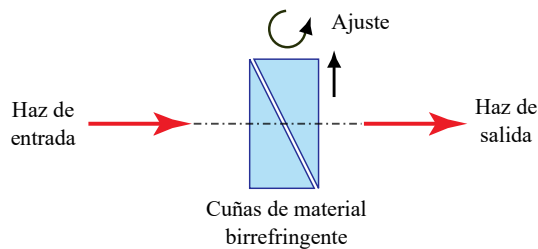


Figura 4.9. Compensador Soleil-Babinet.

De esta manera, se utiliza un PC de la marca Thorlabs[®], modelo CPC250, que se muestra en la Figura 4.10. El dispositivo comprende un mecanismo que ejerce presión y puede girar en la fibra óptica. Esta presión que se ejerce en la fibra produce una birrefringencia lineal, debido a que deforma la geometría cilíndrica de la fibra óptica. Entonces se obtienen dos modos degenerados que son predominantemente polarizados en dos direcciones ortogonales (x y y). En estos dos modos, la luz viaja a diferentes velocidades. Esto genera un mismo comportamiento de las cuñas fabricadas con los cristales. Así que en la fibra óptica se crea una placa de onda cuyo retardo varía con la presión. Aplicando una simple presión en la fibra óptica es posible generar cualquier estado de polarización deseada a partir de cualquier polarización arbitraria en la entrada.



Figura 4.10. PC modelo CPC250 de la marca Thorlabs® [106].

4.2.5. Fibra óptica monomodo

Las fibras ópticas son filamentos de un espesor entre $125\ \mu\text{m}$ a $1\ \text{mm}$. Pueden transmitir mensajes en forma de haces de luz de un extremo a otro sin interrupción. La fibra estándar (SMF-28), es una fibra óptica monomodo que cuenta con un núcleo pequeño de, aproximadamente, $8\text{-}10\ \mu\text{m}$. Esta fibra solamente permite viajar un solo modo dentro de su núcleo. En la Figura 4.11 se muestra la estructura geométrica de una fibra óptica que está constituida por las siguientes capas concéntricas: núcleo, revestimiento y recubierta plástica. Los valores de los parámetros de las características de la SMF-28 son listados en la Tabla 4.1.

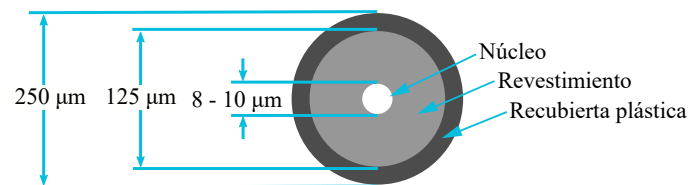


Figura 4.11. Estructura de una fibra óptica monomodo (SMF-28) [107].

4.2.6. Fibra óptica que mantiene la polarización

Las fibras ópticas monomodo pueden soportar dos modos degenerados que son predominantemente polarizados en dos direcciones ortogonales (x y y). Los dos modos no se acoplarían entre sí en una fibra con geometría perfectamente cilíndrica y de material isotrópico. Sin embargo, la inevitable geometría cilíndrica no perfecta o las pequeñas fluctuaciones del material (como tensiones laterales asimétricas, núcleos no circulares y

Tabla 4.1. Especificaciones de la fibra óptica SMF-28 [107].

Parámetros	Valores
Diámetro del núcleo	8.2 μm
Diámetro del revestimiento	125 μm
Apertura numérica	0.14
Índice de refracción efectivo	1.4682 a 1550 nm
Atenuación a $\lambda = 1550$ nm	0.2 dB/km
Dispersión cromática a $\lambda = 1550$ nm	16 ps/km·nm

variaciones en los perfiles del índice de refracción) rompen la degeneración del modo y da lugar a una birrefringencia modal. Las constantes de propagación modal se vuelven ligeramente diferentes para los modos polarizados en las direcciones x e y [108],

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y|, \quad (4.3)$$

donde n_x y n_y son los índices efectivos en los dos estados de polarización ortogonal. El eje a lo largo del cual n es mayor se llama eje lento, mientras que el otro se llama eje rápido. Los dos modos de polarización ortogonal viajan a lo largo de la fibra con diferente velocidad de fase. Este efecto hace que el estado de polarización fluctúe mientras una onda de luz viaja a través de la fibra con un periodo de una longitud de batido, L_B , definido como,

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B}, \quad (4.4)$$

Debido a que las fibras convencionales monomodo tienen fluctuaciones de birrefringencia aleatorias a lo largo de la fibra, la luz que se introduce a la fibra con polarización lineal pierde la polarización a corta distancia. Para superar el problema, se fabrican fibras mantenedoras de polarización (PMF) en las que se introduce una gran cantidad de birrefringencia haciendo que el núcleo o el revestimiento tengan forma elíptica, o al aplicar elementos de tensión junto al núcleo, como se muestra en la Figura 4.12.

Tabla 4.2. Especificaciones de la PMF tipo PANDA, modelo PM 15-U25A [110].

Parámetros	Valores
Diámetro de la recubierta plástica	$245 \pm 15 \mu\text{m}$
Diámetro del revestimiento	$125 \pm 1 \mu\text{m}$
Offset de núcleo al revestimiento	$\leq 0.7 \mu\text{m}$
Diámetro del campo modal	$10.5 \pm 1 \mu\text{m}$
Longitud de onda de operación	1550 nm
Rango de la longitud de batido	2.5-4.5 mm
Birrefringencia	4×10^{-4}
Máxima atenuación	$\leq 2 \text{ dB/km}$

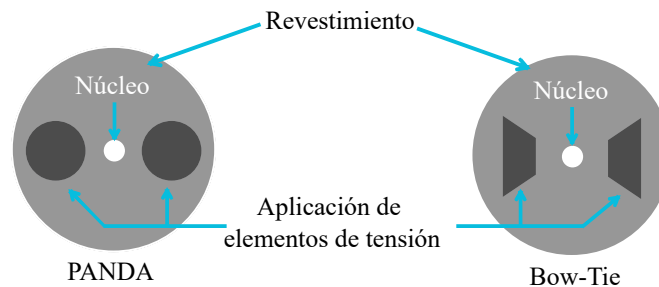


Figura 4.12. Estructura de una PMF tipo PANDA y Bow-Tie [109].

La birrefringencia que se puede lograr es del orden de 10^{-4} a 10^{-6} . Si la polarización de la luz incidente coincide con el eje lento o eje rápido de la PMF, la polarización permanece sin cambios durante la propagación. Si el eje de polarización tiene un ángulo con estos ejes, la polarización cambia periódicamente con un período igual a la L_B . En este caso, se utilizó una PMF tipo PANDA de la marca Corning[®], modelo PM 15-U25A.

4.2.7. Fibra óptica de doble revestimiento

La fibra óptica de doble revestimiento (*Dispersion Compensating Fiber*, DCF) tiene el núcleo cubierto por un doble revestimiento. En este tipo de fibra el núcleo se encuentra dopado con algún elemento de la tierra rara. Sin embargo, la DCF comúnmente usada es la fibra dopada con erbio de doble revestimiento (*Erbium-Doped Double-Clad Fiber*, EDCF), como amplificador óptico y medio de ganancia en los láseres de fibra óptica, por su capacidad de amplificar señales cerca de los 1550 nm, que es la longitud de onda donde menos pérdidas presenta la fibra óptica utilizada en comunicaciones. En la aplicación en los láseres de fibra, la DCF tiene una característica importante de transportar la señal de la fuente de bombeo por el revestimiento interno ($n_{\text{ext}} < n_{\text{int}}$) y la señal generada por los iones activos es propagada por el núcleo ($n > n_{\text{int}}$). El revestimiento interno tiene un área significativamente más grande (comparada con el núcleo) y una apertura numérica mucho más alta, de modo que pueden viajar un gran número de modos en la fibra óptica (fibra óptica multimodo). En la Figura 4.13 se observa el funcionamiento de una DCF y sus capas concéntricas: núcleo, revestimiento interno, revestimiento externo y recubrimiento plástico. Para mejorar la eficiencia de bombeo en la DCF, es necesario introducir alguna asimetría, por ejemplo, formas geométricas no circulares para el revestimiento como rectángulos, tipo D, hexagonal, etc. En la Figura 4.14 se muestran algunas estructuras típicas de DCF para aplicaciones de láseres de fibra óptica. Para los arreglos experimentales se empleó una fibra óptica de doble revestimiento dopada con Er^{3+} e Yb^{3+} (EYCDF) de la marca Nufern[®], modelo MM-EYDF-12/130-HE. En la Figura 4.15, se muestra el perfil de la EYCDF obtenida mediante un microscopio electrónico. En la imagen se puede apreciar la distancia del núcleo, revestimiento interno y externo. La Tabla 4.3, muestra los valores de los parámetros de las características de la fibra óptica MM-EYDF-12/130-HE.

En el caso particular del esquema láser utilizado, se emplea esta fibra dopada de Er-Yb de doble revestimiento como medio activo. La ganancia y ancho espectral del láser de fibra óptica dependerá de la capacidad del diodo de bombeo de emitir la potencia suficiente para estimular las emisiones espontáneas y estimuladas requeridas. En la Figura

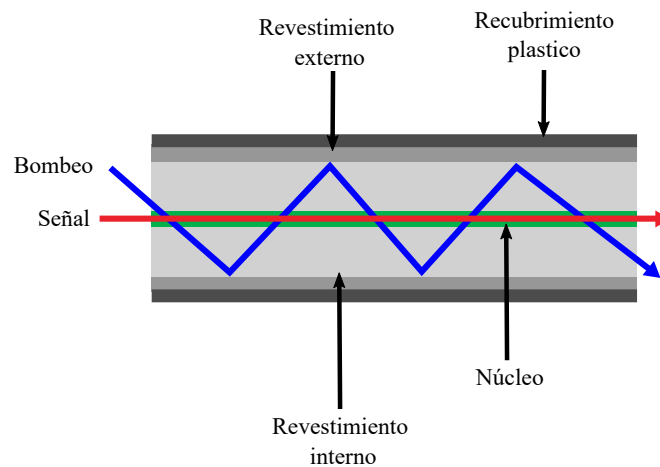


Figura 4.13. Funcionamiento de una DCF [111].

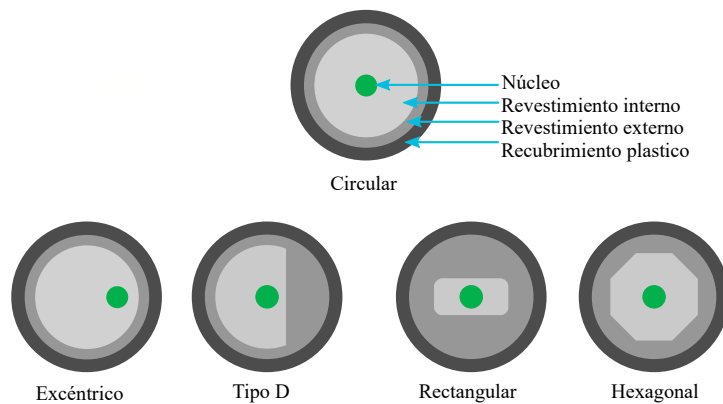


Figura 4.14. Estructura geométrica de algunas DCF [111].

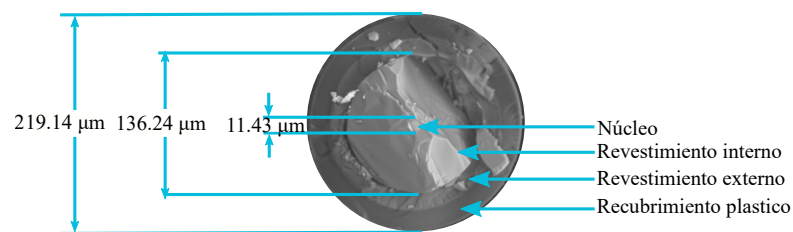


Figura 4.15. Perfil de la EYCDF obtenido mediante un microscopio electrónico.

Tabla 4.3. Especificaciones de la EYCDF, modelo MM-EYDF-12/130-HE [112].

Parámetros	Valores
Diámetro del núcleo	$12 \pm 1.5 \mu\text{m}$
Diámetro del revestimiento interno	$130 \pm 3 \mu\text{m}$
Diámetro del recubrimiento plástico	$215 \pm 5 \mu\text{m}$
Apertura numérica (núcleo)	0.20
Longitud de onda de operación	1530-1625 nm
Absorción del núcleo	$70 \pm 15 \text{ dB/m}$ a 1530 nm
Absorción del revestimiento interno	$3.10 \pm 0.50 \text{ dB/m}$ a 915 nm

4.16 se muestra un diagrama de las principales transiciones de energía de una fibra dopada de Er-Yb. Al disponer de fuentes de bombeo que emiten a una longitud de onda de 915, 940 y 976 nm, la inversión de la población se produce dentro de las bandas de energía de los iones Yb^{3+} y procede a una transferencia de energía a uno de los estados de excitación, lo que da lugar a una emisión estimulada alrededor de la longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$. Por otro lado, se analiza el espectro de absorción de la fibra dopada de Er-Yb, como se muestra en la Figura 4.17, la cual fue obtenida en la hoja de datos del fabricante [112]. Si este espectro de absorción no se conociera, se puede obtener de manera experimental al transmitir una señal continua proveniente de una fuente de luz blanca. Por lo tanto, en este espectro se pueden observar fácilmente los picos de absorción. A partir de estos picos en 915, 940 y 976 nm, el bombeo óptimo para el láser de fibra óptica es a una longitud de onda de 976 nm. La Figura 4.18, muestra la configuración del EDFA, está compuesto de una fuente de bombeo (Focus Light[®], DLS03-FCMSE55-I-25-976-5) que esta empalmada a través del puerto de bombeo de 980/1550 nm de un combinador. De la misma manera, la salida del combinador está conectada a la sección de la EYCDF (Nufern[®], MM-EYDF-12/130-HE) y a un aislador. Esta fuente óptica genera un espectro por una emisión espontanea, la cual ha sido ópticamente amplificada por el proceso de

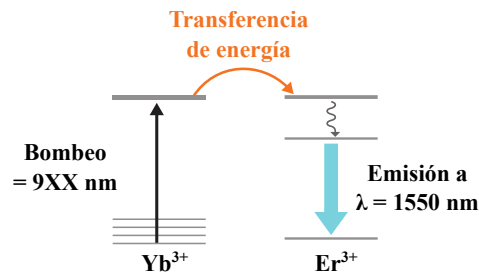


Figura 4.16. Diagrama de las principales transiciones de energía [112].

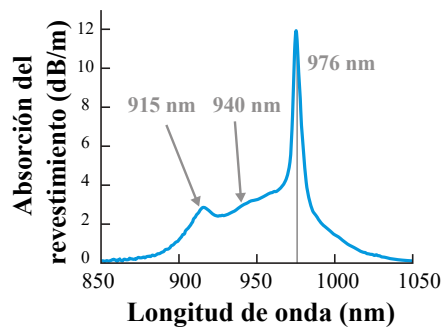


Figura 4.17. Espectro de absorción de una fibra dopada de Er-Yb [112].

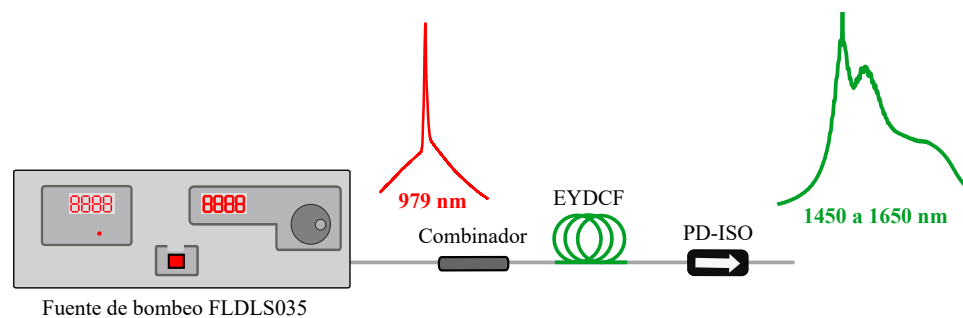


Figura 4.18. Esquema de un EDFA.

emisión estimulada en un medio de ganancia como lo es una fibra dopada con Er. Este espectro también se conoce como ruido (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE). La Figura 4.19, muestra la caracterización de la fibra dopada de Er-Yb a diferentes potencias de bombeo que al ser excitada mediante el diodo de bombeo que emite a 979.69 nm , permite obtener un el espectro con una región semi-plana. Las longitudes de onda generadas comprende de $1450 \text{ a } 1650 \text{ nm}$ (línea de color negro) y su potencia máxima está centrada

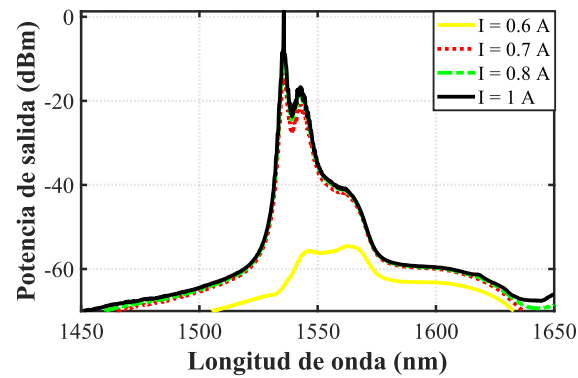


Figura 4.19. Espectro de la fibra dopada Er-Yb.

en 1536 nm la cual tiene una región semi-plana que comprende alrededor de 20 nm (1540 nm a 1560 nm). Como se mencionó en el capítulo 2, para mantener la forma de ganancia homogénea se tiene que mantener el EDFA a una temperatura ambiente (25 °C). Asimismo, al conectar el aislador, se soluciona la deformación de la forma de la ganancia causadas por el efecto de quema de agujero espacial (*Spatial Hole Burning, SHB*) [113]. Este efecto de SHB es un proceso que ocurre en láseres de fibra con cavidad de anillo. Esto sucede al generar un patrón de interferencia de onda estacionaria por medio de la circulación de dos señales ópticas que viajan en ambos sentidos dentro de la cavidad. Una gran ventaja de las cavidades de anillo (con aislador) sobre la cavidad de Fabry-Perot.

Después de haber conocido las características de los elementos de fibra óptica utilizados para el desarrollo del filtro DMZI-SI y del MWFL. En el siguiente capítulo se implementará el filtro DMZI-SI, donde se utilizará el programa de simulación para tener una referencia de los resultados posibles al momento de desarrollarlo experimental del filtro DMZI-SI.

Capítulo 5

Implementación del filtro DMZI-SI

En este capítulo se muestra una descripción del desarrollo experimental del filtro DMZI-SI. El filtro se realizó completamente con elementos de fibra óptica como acopladores, SMF-28 (fibra convencional) y PANDA-PMF. Analizamos la respuesta del filtro con una fuente de amplio espectro generada por medio del fenómeno de supercontinuo. Además, mostramos una comparación entre el análisis numérico y una experimentación parcial del funcionamiento óptico del filtro DMZI-SI. Finalmente, se presenta una comparación de los resultados de este diseño del filtro con otros trabajos previos.

5.1. Caracterización del filtro DMZI-SI

El primer paso para realizar la caracterización del MWFL, será analizar la respuesta del filtro DMZI-SI. Para visualizar el patrón de interferencia generado en el filtro, se utiliza una fuente de luz de amplio espectro. Esta fuente de luz fue desarrollada a partir del fenómeno de generación de supercontinuo (SC). Este fenómeno de SC se basa en un ensanchamiento espectral debido a las propiedades no lineales presentes en el medio de propagación (por ejemplo, SMF, HNLF y PCF). En la Figura 5.1 se muestra el arreglo experimental utilizado para generar la fuente de luz de amplio espectro. En el presente

trabajo se utilizó un láser microchip a una longitud de onda de 1064 nm y pulsos con una duración de 700 ps (RR = 8 kHz). Estos pulsos se transmiten en 1 km de fibra estándar SMF-28 para iniciar el ensanchamiento espectral del pulso y así obtener una fuente de SC con un espectro amplio.

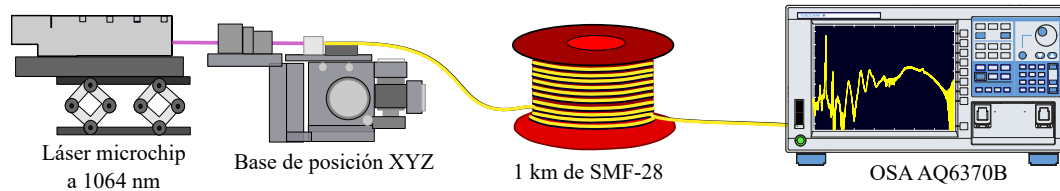


Figura 5.1. Esquema para generar una fuente de luz de SC.

La Figura 5.2, se muestra el espectro óptico del SC de la salida del carrete de fibra SMF-28 detectado mediante un analizador de espectros ópticos (OSA, Yokogawa®, AQ6370B) con una resolución de 0.1 nm a temperatura ambiente (25 °C). Se aprecia un espectro SC muy amplio y se extiende a más de 100 nm en longitud de onda (hacia el lado derecho en las longitudes de 1400 a 1700 nm). Esta medición está limitada a la longitud de onda de operación del OSA (600 a 1700 nm). Mediante el esquema de la figura 5.3, se implementa el filtro DMZI-SI experimentalmente. Estos filtros peine de fibra óptica basados en acopladores ópticos son dispositivos versátiles cuyo $\Delta\lambda$ se puede controlar ajustando las longitudes de las fibras o cambiando el índice de refracción efectivo. Para este caso se utilizan longitudes de fibra óptica fijas en el filtro DMZI-SI, $L_1 = 0.5$ m y $L_2 = 0.5$ m de fibra óptica estándar SMF-28 y $L_3 = 10$ m de fibra óptica mantenedora de polarización tipo PANDA (PANDA-PMF, Corning®, PM 15-U25A). Además, también se necesitan dos PCs (PC en línea [Thorlabs®, CPC250] y PC de bobinas giratorias [Thorlabs®, FPC560]) y dos acopladores de fibra óptica con una razón de acoplamiento 50/50. La señal obtenida de la fuente de luz de SC se hace incidir en la entrada del arreglo ($E_{1\ in}$) implementado del filtro DMZI-SI. En la salida ($E_{2\ out}$) se conecta a un OSA para visualizar el espectro del patrón de interferencia del filtro. Para analizar el patrón de interferencia, seleccionamos el espectro más plano de la fuente de SC que se encuentra en las longitudes de 1400 a 1700 nm, como se muestra en la Figura 5.4. La Figura 5.5 se

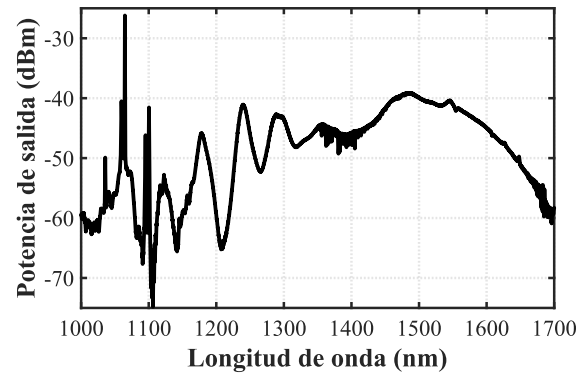


Figura 5.2. Espectro del SC generado con 1 km de SMF-28.

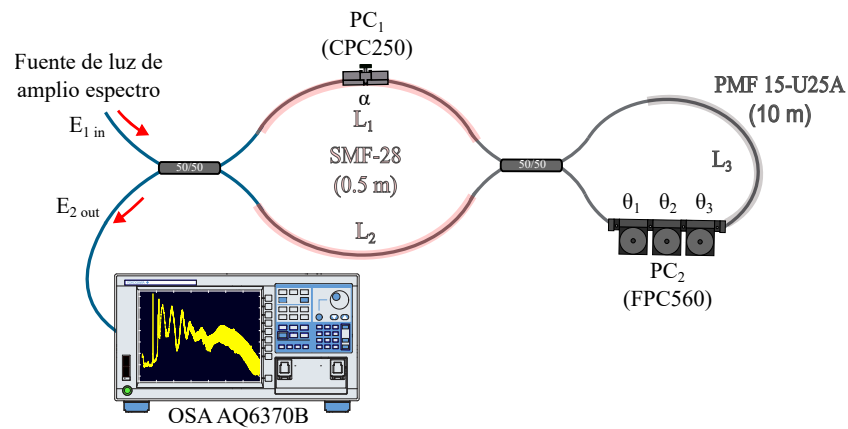


Figura 5.3. Esquema experimental del filtro DMZI-SI.

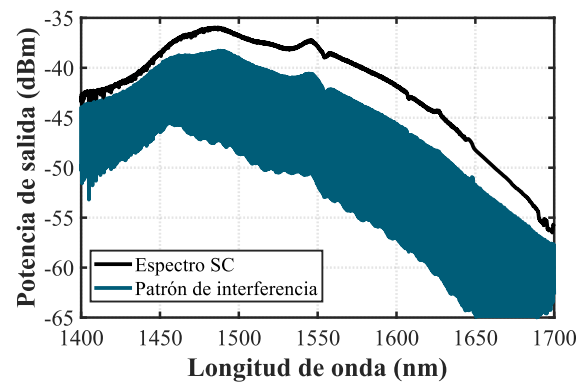


Figura 5.4. Espectro del SC (línea negra) y patrón de interferencia del filtro DMZI-SI (línea azul).

muestra una vista ampliada del espectro del patrón de interferencia del filtro DMZI-SI en seis regiones de longitudes de onda de 1520 a 1640 nm. Estas regiones presentan diferentes espaciamientos de longitud de onda ($\Delta\lambda_1$) causados por la longitud de la PANDA-PMF y la longitud de onda, que puede ser expresada como,

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda^2}{L_3\Delta n}, \quad (5.1)$$

donde Δn es la diferencia entre los índices de refracción de los ejes lento y rápido de la PANDA-PMF, L_3 es la longitud de la PANDA-PMF en el lazo de Sagnac y λ es la longitud de onda de emisión. Se obtienen un $\Delta\lambda_1$ de 0.64, 0.65, 0.68, 0.70, 0.71 y 0.72 nm a longitudes de onda de operación de 1520, 1540, 1560, 1580, 1600 y 1620 nm, respectivamente. Se demuestra que a medida que la longitud de onda de operación aumenta, también incrementa el espaciamiento del patrón de interferencia, $\Delta\lambda_1$.

La Figura 5.6 muestra el patrón de interferencia a una longitud de onda central de $\lambda = 1550$ nm, que resulta en un $\Delta\lambda_1 = 0.66$ nm y un contraste de franja de 10.04 dB con una pérdida de inserción de 3.32 dB. Por lo tanto, estas pérdidas por inserción se encuentran dentro del rango aceptable para este interferómetro de fibra óptica. La interferencia observada en el filtro DMZI-SI se debe a la diferencia de fase que se produce dentro del PMF en el SI. No obstante, las longitudes de brazo L_1 y L_2 dentro del DMZI-SI son iguales y, por lo tanto, no generan ninguna diferencia de fase, $\Delta\phi = L_2\beta - L_1\beta = 0$. Además, cualquier diferencia entre L_1 y L_2 en términos de sus longitudes o índices de refracción causaría diferencias de fase adicional en el filtro. Esto llevaría a un solapamiento de la señal al producir una envolvente con $\Delta\lambda_2$ causado por las diferencias de fase que se producen dentro del DMZI y el SI.

La Figura 5.7 muestra el espectro de salida del filtro DMZI-SI en diferentes posiciones de la PC-2 (θ_1) con θ_2 y θ_3 colocadas en un ángulo fijo de 0° . La separación entre dos picos es de 0.64 nm para 10 m de PANDA-PMF. La PC-1 puede ajustarse para obtener una transmisión óptima. Cuando esto sucede, la profundidad de la modulación o contraste de franja en el patrón de interferencia es máximo ~ 10 dB, es decir, que las ondas que se propagan en la dirección de las manecillas y la dirección opuesta del giro de reloj en el lazo de Sagnac tienen la máxima interferencia en el acoplador colocado en el SI.

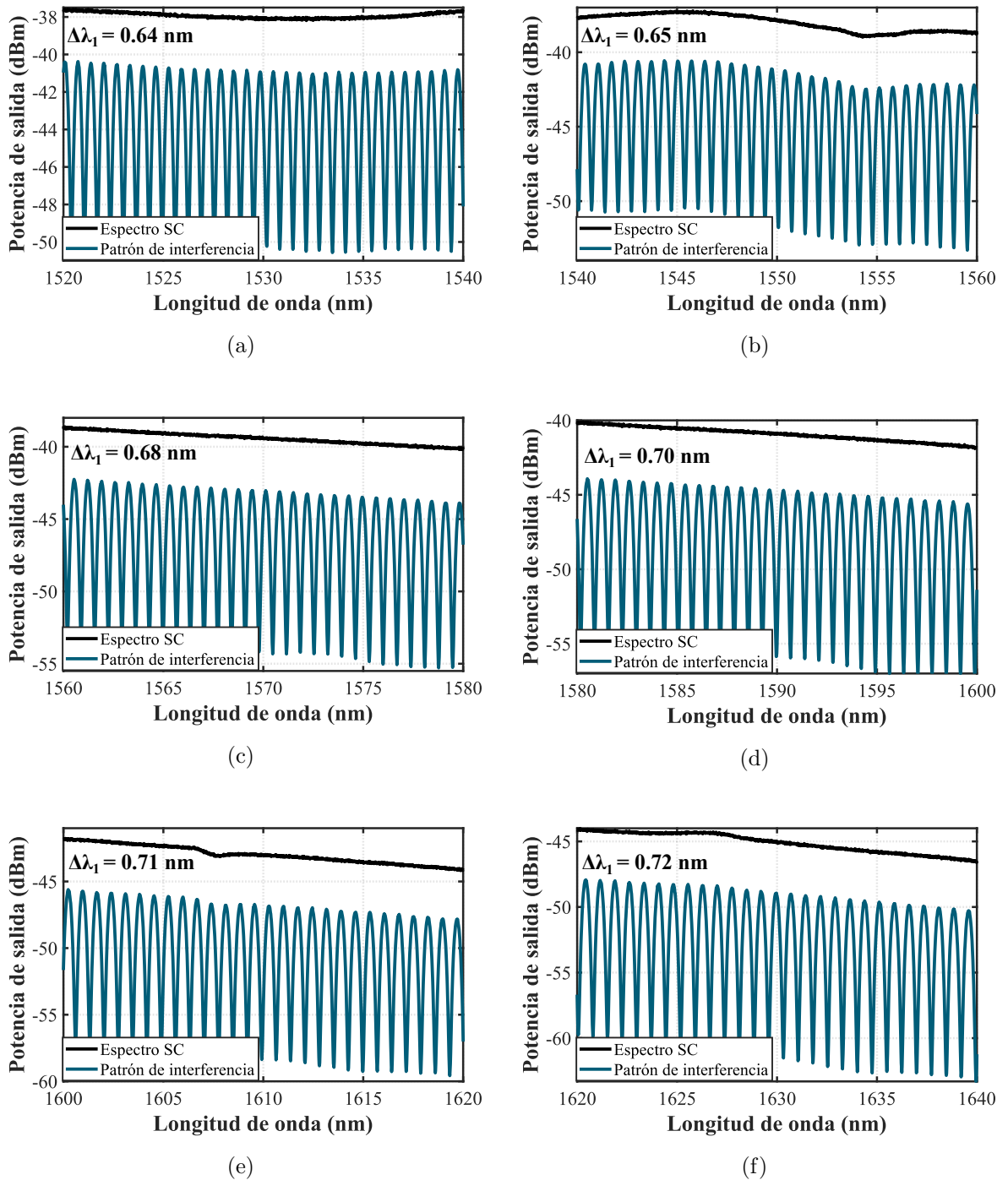


Figura 5.5. Espectro del patrón de interferencia del filtro DMZI-SI en seis regiones de longitudes de onda de 1520 a 1640 nm.

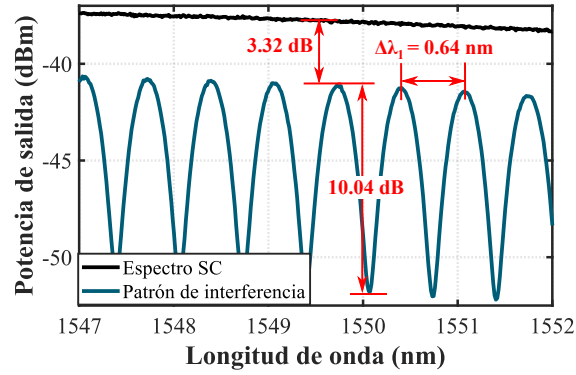


Figura 5.6. Patrón de interferencia del filtro DMZI-SI (línea azul).

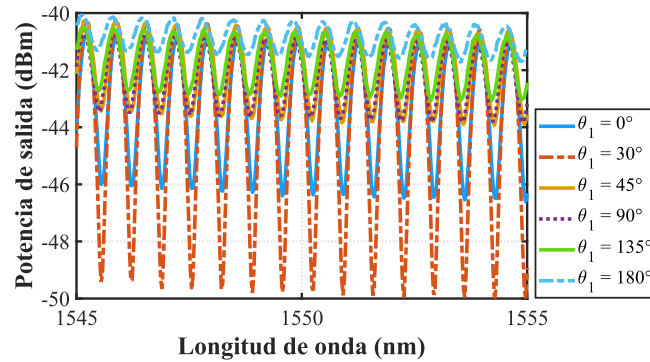


Figura 5.7. Espectro de salida del filtro DMZI-SI en diferentes posiciones de la PC-2 (θ_1) con θ_2 y $\theta_3 = 0^\circ$.

5.2. Comprobación del filtro DMZI-SI

Para comprobar los resultados numéricos y experimentales, se utilizan los parámetros mencionados anteriormente en el esquema experimental del filtro DMZI-SI de la Figura 5.3. En este trabajo, los PCs son ajustadas a los ángulos de $\alpha = \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$. La figura 5.8 muestra la comparación de la simulación (línea azul punteada) con el resultado experimental (línea roja), al analizar en cuatro regiones de longitudes de onda de 1540 a 1580 nm. La transmisión presenta el mismo número de picos como en la parte de la simulación con un $\Delta\lambda_1 = \sim 0.66$ nm para la longitud de onda central de $\lambda = 1550$ nm. Se observa que existe una alta similitud entre los resultados experimentales y simulados.

Las franjas experimentales tienen una menor visibilidad debido a la planitud del espectro de la fuente de luz y a las pérdidas por inserción que existen entre los empalmes de los componentes de fibra óptica en el esquema de la Figura 5.3.

En la región de longitud de onda de 1565 a 1680 nm, se observa un desfaseamiento del patrón de interferencia del resultado numérico y experimental. Esto pudo ocurrir debido a que solamente se tomó un valor de birrefringencia de la PANDA-PMF para la simulación, ya que el fabricante solamente ofrece ese dato para esa longitud de onda de 1550 nm ($\Delta n = 4 \times 10^{-4}$), aunque se podría determinar ese valor de birrefringencia en esa región de longitud de onda (1565 a 1680 nm) con la separación de los picos ($\Delta\lambda_1 = 0.68$ a 0.70 nm) y la Ec. (5.1). Por lo tanto, la birrefringencia aproximada sería de $\Delta n = \sim 3.40 \times 10^{-4}$ a 3.51×10^{-4} . Con esta comparación de resultado se demuestra que $\Delta\lambda$ en el filtro DMZI-SI puede controlarse mediante lo siguiente: variando la longitud del PMF ($\Delta\lambda_1$) o aumentando ΔL en un brazo del filtro DMZI ($\Delta\lambda_2$). Además, con la configuración del filtro DMZI-SI mostrado en la Figura 5.3 se consigue un control más preciso de la amplitud de las franjas con los PCs colocadas en el filtro. Finalmente, estos resultados numéricos y experimentales del filtro DMZI-SI demuestran que pueden ser utilizados para la aplicación de MWFLs. Esto permite tener un control en la sintonización con pasos más cortos y mejorar la estabilidad.

Recordando el principio de funcionamiento del filtro DMZI-SI, es posible modificar la separación entre dos picos consecutivos al variar la longitud de los brazos en el DMZI para producir una envolvente con $\Delta\lambda_2$. La Figura 5.9 muestra los resultados de la simulación para diferentes incrementos en ΔL de 0.5, 1, 1.5 y 2 cm. Además, se utilizan los mismos parámetros que los utilizados para obtener la Figura 5.7 con la posición de los PCs en $\alpha = \frac{\pi}{10}$, $\theta_1 = \frac{\pi}{5}$, $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ y $\theta_3 = \frac{7\pi}{10}$. Aquí se obtiene una señal $\Delta\lambda_1 = 0.66$ nm que se mantiene constante al aumentar ΔL . El $\Delta\lambda_2$ se observan los cambios del patrón de interferencia en el rango de 0.11 a 0.03 nm, lo que permite que más modos interactúen dentro del filtro, al aumentar ΔL . Además, el contraste del patrón de interferencia permanece constante y no se observa ninguna disminución al aumentar la longitud del brazo del filtro.

La Tabla 5.1 muestra una comparación de los resultados de la simulación con otros

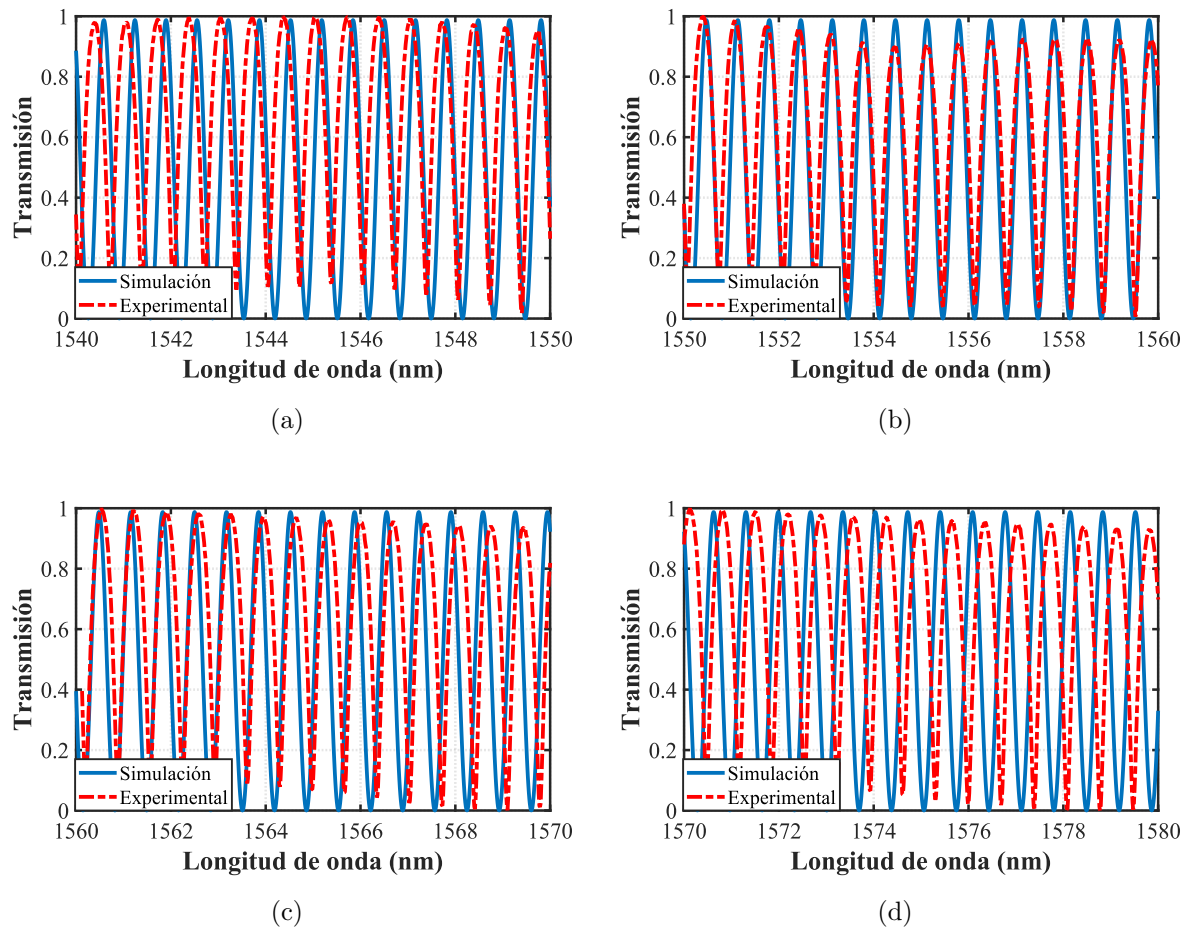
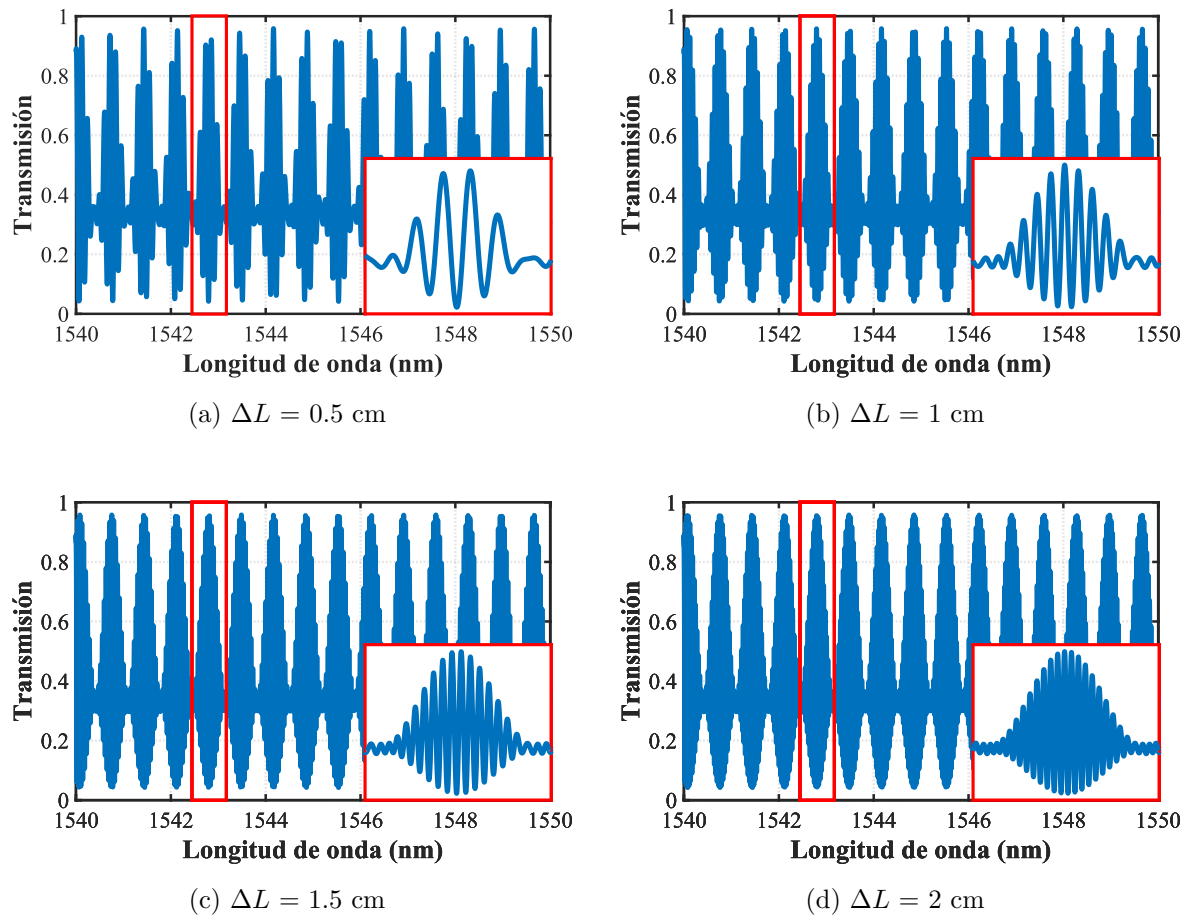


Figura 5.8. Comparación de los resultados simulados y experimentales en cuatro regiones de longitudes de onda de 1540 a 1580 nm.

Figura 5.9. Resultados de la simulación para diferentes valores de ΔL .

trabajos anteriores de diseños de filtros DMZI-SI. En los resultados se obtuvo un $\Delta\lambda_1 = 0.66$ nm con $\Delta\lambda_2 = 0.11$ a 0.03 nm para $\Delta L = 0.5$ a 2 cm y un ancho de banda de 0.5 dB = 0.05 a 0.01 nm. Por lo tanto, este filtro puede ser construido fácilmente y tiene una flexibilidad que permite el control de la transmisión con una pequeño $\Delta\lambda$ y una baja pérdida de inserción. Éstas son características deseables para los filtros de fibra óptica utilizados en los sistemas de fibra óptica de alta resolución. Además, se comprobó que esta configuración del filtro DMZI-SI, se puede utilizar para controlar la amplitud y la posición de las franjas de interferencia de manera más estable y precisa al ajustar los PCs (α , θ_1 , θ_2 y θ_3). Estos resultados numéricos y experimentales muestran que el filtro DMZI-SI ofrece ventajas únicas para las aplicaciones en láser de fibra como un control preciso mediante sintonización, una generación de intervalos de longitud de onda cortos, así como una mejora de la estabilidad.

Después de haber realizado la caracterización y comparación de los resultados del filtro DMZI-SI. Finalmente, en el siguiente capítulo se aplicara el filtro DMZI-SI, tipo peine dentro de una cavidad de anillo para formar un MWFL.

Tabla 5.1. Comparación de resultados del filtro DMZI-SI con otros trabajos publicados.

Filtro	$\Delta\lambda$ (nm)	Ancho de banda (nm)	ΔL (cm)	Ajuste	Ref
DMZI-SI usando TCF	$\Delta\lambda_1 = 1.6$ $\Delta\lambda_2 = 1.45-0.03$	-	0.25-2.5	θ_1 y θ_2	[34]
DMZI-SI usando PMF	$\Delta\lambda_1 = 1.55$ $\Delta\lambda_2 = 0.05$	-	1.5	θ_1 y θ_2	[37]
DMZI-SI usando HBF	$\Delta\lambda_1 = 0.6$	1-dB a 0.38	-	θ_1	[36]
DMZI-SI usando ISO y VFDL	$\Delta\lambda_1 = 2.08$	-	VFDL	θ_1 y θ_2	[38]
Bi-taper MZI y SI	$\Delta\lambda_1 = 3.4$ $\Delta\lambda_2 = 16.2$	-	-	θ_1	[72]
SI con estructura híbrida	$\Delta\lambda_1 = 14-16.4$ $\Delta\lambda_2 = 2.16-1.3$	-	-	θ_1	[114]
DMZI-SI usando PMF y una estructura híbrida	$\Delta\lambda_1 = 6$ $\Delta\lambda_2 = 0.35$	-	0.71	θ_1	[115]
DMZI-SI usando PMF	$\Delta\lambda_1 = 0.66$ $\Delta\lambda_2 = 0.11-0.03$	0.5-dB a 0.05-0.01	0.5-2	$\alpha, \theta_1, \theta_2$ y θ_3	Este trabajo

Capítulo 6

MWFL usando un filtro DMZI-SI

En este capítulo se muestra la implementación de un MWFL en cavidad de anillo usando un filtro DMZI-SI. Este arreglo utiliza la técnica de modulación pasiva al insertar un filtro tipo peine en la cavidad para obtener las múltiples emisiones en la salida del láser. Finalmente, se presentan los resultados obtenidos en la salida del láser en el régimen CW.

6.1. Introducción

En los últimos años el desarrollo de los filtros de peine ha originado un mayor interés en la investigación debido a su potencial para ser utilizados en diversas aplicaciones, como en los MWFLs [2, 39, 116], los sensores de fibra óptica [3, 117, 118], el procesamiento de señales [4], la espectroscopia [5], los sistemas de comunicación por DWDM [6] y la generación de microondas [7]. Los filtros de peine son los principales componentes de las MWFL y presentan ventajas como la baja pérdida de inserción, bajo costo, construcción sencilla y la alta estabilidad. Además, los filtros en peine ofrecen un alto rendimiento y estabilidad al diseñar dispositivos ópticos modernos [119, 120]. Otra ventaja de los filtros de peine es su implementación en diferentes estructuras de fibra óptica como SI, MZI, FPI, FBGs y combinaciones de interferómetros como el DMZI-SI. Los filtros DMZI-SI han sido modificados al utilizar HBF [36] o TCF [34] en el lazo de Sagnac. Aunque el filtro DMZI-SI

presenta un filtrado periódico de longitudes de onda y una respuesta espectral cuasi-plana y una polarización de entrada independiente tiene varias limitaciones cuando se utiliza en las MWFL [34, 37]. En particular, las operaciones de emisión de longitudes de onda múltiples informadas hasta la fecha usando un filtro DMZI-SI suelen omitir la emisión de un gran número de líneas estrechamente empaquetadas con una separación uniforme sub-nm y no permiten la conmutación entre emisiones de longitudes de onda de una, doble, triple, cuádruple y quintuple. Estas pocas líneas de emisión tienen un rango de longitudes de onda muy pequeño para la conmutación entre ellas y tienen un aumento de pérdidas debido a las fluctuaciones de potencia y de longitud de onda. Por lo tanto, proponemos un láser de fibra óptica en cavidad de anillo que utiliza un filtro DMZI-SI. En este diseño del láser también se examina el rendimiento de un láser de fibra co-dopada de Er-Yb (EYCDF). El EYCDF proporciona una absorción y amplificación de bombeo más eficiente en el rango de $1,5 \mu\text{m}$. Esto permite longitudes más cortas de fibra dopada y una mayor potencia en la cavidad.

6.2. Desarrollo experimental

El esquema experimental del MWFL se muestra en la figura 6.1. El montaje consiste en una cavidad de anillo con una longitud aproximada de 12 m. Se utiliza un diodo láser de 976 nm (Focus Light[®], DLS03-FCMSE55-I-25-976-5) como fuente de bombeo. Este haz de luz se acopla a través del puerto de bombeo de 980/1550 nm de un combinador conectado a una fibra activa compuesta por un EYCDF de 3 m (Nufern[®], MM-EYDF-12/130-HE) con un núcleo de $12 \mu\text{m}$ ($\text{NA} = 0.20$) y $130 \mu\text{m}$ ($\text{NA} = 0.46$) de diámetro de revestimiento interior. El uso de EYCDF es importante para facilitar la operación del láser de múltiples longitudes de onda de emisión. El bombeo del revestimiento permite la inyección de mayores potencias de bombeo que el bombeo del núcleo, mientras que el co-dopaje con iterbio proporciona una mayor absorción de la fuente de bombeo. Como resultado, se obtiene una amplificación más eficiente y se logra una mayor potencia en la cavidad. La alta potencia de la señal facilita entonces la aparición de no linealidades, como la FWM, que contribuyen a compensar la competencia entre los modos, asegurando así

un funcionamiento para varias longitudes de onda. La longitud óptima del EYCDF se determinó experimentalmente maximizando la potencia de salida de la señal. La fibra demostró valores de absorción del núcleo y del revestimiento de 70 dBm^{-1} a 1530 nm y 11.9 dBm^{-1} a 976 nm , respectivamente. Se insertó un aislador dependiente de la polarización para asegurar la propagación unidireccional de la luz, así como para evitar las reflexiones internas dentro del láser de fibra óptica y prevenir los efectos no deseados, como la quema de los agujeros espaciales dentro de la EYCDF.

El filtro DMZI-SI se utilizó para obtener las emisiones de múltiples longitudes de onda del láser. Éste está formado por dos acopladores simétricos (50/50), un PC (PC-3, Thorlabs[®] CPC250) y una sección de 0.5 m de una fibra estándar (Corning[®], SMF-28) para el DMZI. El PC-3 se operó aplicando presión mecánica a un segmento de fibra estándar. En el lazo de Sagnac se encuentra un PC-4 (Thorlabs[®], FPC560), que incluye 3 bobinas giratorias de θ_1 , θ_2 y θ_3 , correspondientes a $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{\lambda}{2}$ y $\frac{\lambda}{4}$, respectivamente, junto con una PANDA-PMF de 10 m de longitud (Corning[®], PM 15-U25A). Además, en la cavidad de anillo se encuentran tres PCs: PC-1, PC-2 y PC-5 (Thorlabs[®], FPC560). El PC-2 se utilizó en la configuración $\frac{\lambda}{4}$ para ajustar el estado de polarización en la entrada del filtro. Los PC-1 y PC-5 sirven para ajustar los estados de polarización de la luz que viaja a través de la cavidad anillo, facilitando así el ajuste de las pérdidas ocurridas a través del aislante dependiente de la polarización. El ajuste de las pérdidas de la cavidad es un medio conveniente para adaptar el espectro de ganancia del Er [121] y, por lo tanto, las operaciones de láser de múltiples longitudes de onda de emisión pueden resultar más favorables. El filtro DMZI-SI también contribuyó a equilibrar las ganancias y las pérdidas dentro de toda la cavidad del láser. Para realizar las mediciones necesarias, se utilizó un acoplador (80/20 y 99/1) en la salida del láser donde el puerto del 80 % fue utilizado para la retroalimentación de la cavidad resonante conectada al puerto de la señal del combinador, mientras que el puerto del 10 % fue usado para conectar el otro acoplador de 99/1 para el monitoreo de la salida láser. Posteriormente, las mediciones fueron registradas en un analizador de espectros óptico (OSA, Yokogawa, AQ6370B) con una resolución de 0.1 nm a 25 °C para observar las emisiones del espectro de salida del láser.

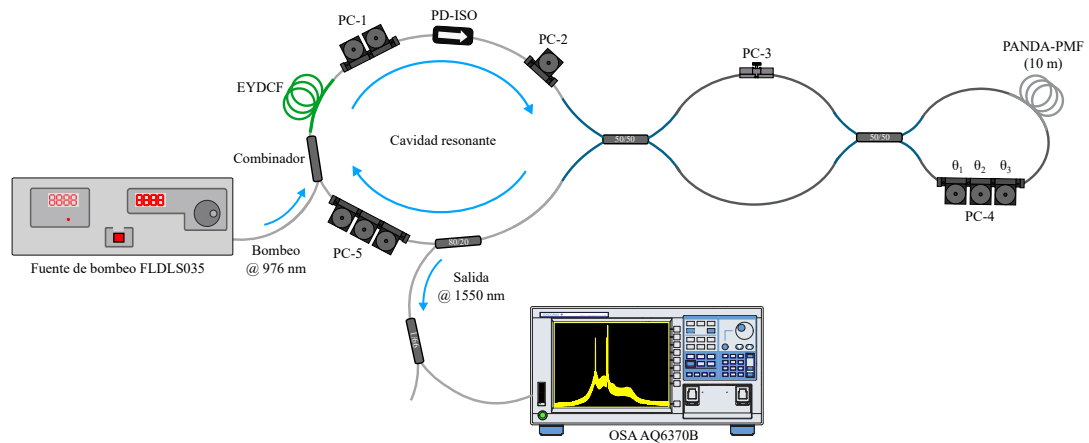


Figura 6.1. Arreglo experimental del MWFL en configuración de anillo.

6.3. Resultados obtenidos y discusión

A continuación, se describen los resultados obtenidos del arreglo experimental del láser de fibra en configuración de anillo mostrado en la Figura 6.1. En el presente trabajo se obtuvo la operación de un MWFL en el régimen de onda continua, utilizando una potencia de bombeo aproximadamente de ~ 1 W. Estas emisiones de múltiples longitudes de onda se lograron mediante el ajuste de las placas retardadoras (PC-3 y PC-4), como se muestra en la Figura 6.1. La PC-3 se ajustó para causar compresión y rotación. En este caso, la placa se giró 30° en el sentido de las agujas del reloj. Esto causó un efecto de birrefringencia inducida por el estrés en la fibra óptica que puede ser ajustada continuamente el estado de polarización de la luz que viaja en la fibra óptica (compresión y rotación de PC-3). En la PC-4, la segunda y tercera placa (θ_2 y θ_3) se colocaron en ángulos fijos de 30° y 40° , respectivamente, en el sentido de las agujas del reloj. Esto resultó en que la primera placa (θ_1) funcionara como elemento de sintonización para las diferentes longitudes de onda de emisión en el láser. Las otras placas, PC-1 y PC-5, permitieron el ajuste de las pérdidas a través del ISO. Éstas se ajustaron al final para que fueran iguales a las intensidades de las diversas líneas obtenidas mediante el ajuste de PC-3 y PC-4. En estos ajustes de PC, se tomó como referencia la mesa de laboratorio en el sentido de las agujas del reloj.

Para una longitud de onda de emisión que se muestra en la Figura 6.2(a), se confirma la aparición de un pico centrado en $\lambda_1 = 1542.80$ nm con un valor de SMSR de 48.75 dB y una potencia espectral de -2.743 dB durante el funcionamiento en este modo de operación en el MWFL. Para obtener la doble longitud de onda de emisión en el MWFL, se ajustó el PC-4 (θ_1) para cambiar el estado de polarización del filtro, produciendo así dos picos en $\lambda_1 = 1541.88$ y $\lambda_2 = 1545.25$ nm, como se muestra en la Figura 6.2(b). Los picos tienen una potencia espectral de -4.40 y -2.72 dB, respectivamente. Los picos adyacentes están separados aproximadamente por 3 nm y los valores de SMSR son 38.54 y 40.30 dB, respectivamente. El pico principal de λ_2 está rodeado por dos picos inferiores separados por 0.66 nm. Además, el espectro representado en la Figura 6.2(b) incluye dos picos más pequeños situados en $\lambda_3 = 1538.58$ y $\lambda_4 = 1548.58$ nm, a cada lado de los picos principales de la doble emisión (λ_1 y λ_2), con picos de potencia espectral de -48.08 y -45.05 dB, respectivamente. En estudios anteriores se ha informado de que esas características espectrales (λ_3 y λ_4) pueden ser causadas por la competencia modal dentro de la fibra dopada con Er y el efecto FWM observado en el láser [42]. Este trabajo, el uso de EYCDF permitió el logro de una mayor potencia, por lo que el efecto de FWM fue mayor. El efecto FWM da lugar a la aparición de otras longitudes de onda con transferencias de energía que se producen desde las longitudes de onda más fuertes a las más débiles. Además, el EYCDF facilita el uso de la potencia de bombeo que alcanza varios watts para realizar efectos no lineales adicionales dentro de la cavidad del láser [122–124]. El ajuste de los PC no permitió observar el funcionamiento de la triple emisión de forma secuencial al ajustar θ_1 .

Para producir la cuádruple longitud de onda de emisión, se reajustó el PC-4 (θ_1) para cambiar el estado de polarización del filtro, produciendo así picos en $\lambda_1 = 1543.08$, $\lambda_2 = 1543.78$, $\lambda_3 = 1544.55$, y $\lambda_4 = 1545.26$ nm, como se ilustra en la Figura 6.2(c). En este caso, los picos adyacentes estaban separados por 0.7 nm, y sus amplitudes se mantuvieron casi uniformes con una diferencia máxima de 3.61 dB. Los valores correspondientes de la SMSR fueron 36.27, 36.18, 38.57 y 34.96 dB, respectivamente. Los picos tienen una potencia espectral de -8.407, 8.437, -6.045 y -9.654 dBm, respectivamente. Posteriormente, PC-4 (θ_1) se vuelve a reajustar mientras que PC-3 permanece fijo, facilitando así la

aparición de la quintuple longitud de onda de emisión. El espectro correspondiente se representa en la Figura 6.2(d) con los picos observados en $\lambda_1 = 1542.44$, $\lambda_2 = 1543.08$, $\lambda_3 = 1543.76$, $\lambda_4 = 1544.53$, y $\lambda_5 = 1545.14$ nm, representando así una forma característica de peine. Estos picos de emisión de quintuple longitud de onda están separados por 0.7 nm, y sus amplitudes correspondientes a la potencia espectral fueron de -5.291, -8.418, -10.98, -11.39 y -12.56 dB con una diferencia máxima de 7.27 dB. Los valores de la SMSR fueron 28.91, 25.85, 23.29, 22.88 y 21.69 dB, respectivamente. La posibilidad de obtener simultáneamente hasta cinco longitudes de onda de láser estrechamente espaciadas es notable, teniendo en cuenta la intensa competencia de ganancia que se produce dentro del medio de ganancia homogéneamente ampliado entre líneas separadas por sólo 0.7 nm. Creemos que los efectos no lineales, como el FWM, favorecen y estabilizan el funcionamiento de las longitudes de onda múltiples. Una fuente de este tipo es capaz de emitir múltiples longitudes de onda a intervalos uniformes sub-nm, lo que podría resultar beneficioso para su uso en varias aplicaciones, especialmente las que implican transmisiones de DWDM.

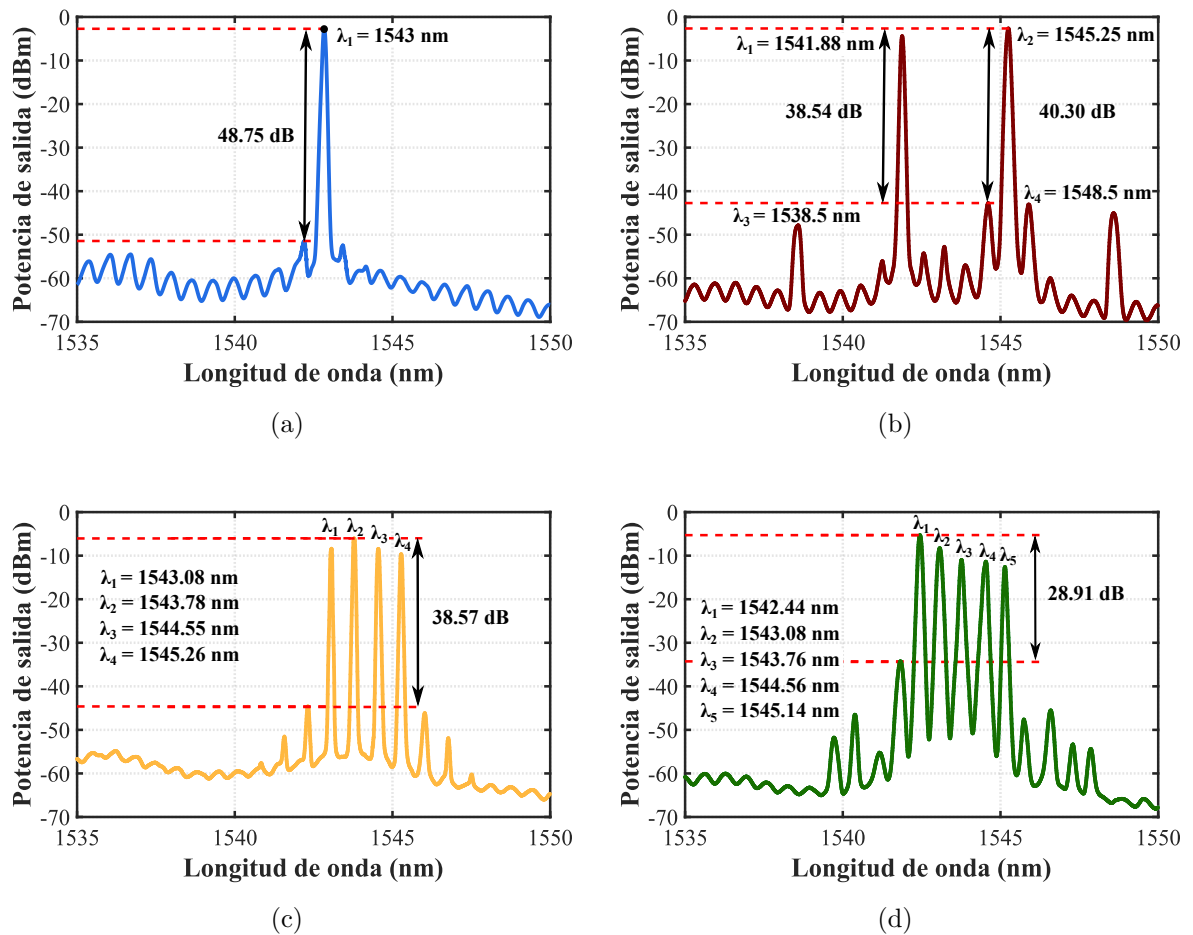


Figura 6.2. Espectro de la salida del MWFL: a) una longitud de onda de emisión, b) doble longitud de onda de emisión, c) cuádruple longitud de onda de emisión y d) quíntuple longitud de onda de emisión.

En las figuras 6.3, 6.4 y 6.5 se presenta la estabilidad de las emisiones del FWM, con lo cual se valida el funcionamiento del láser. Estos resultados se obtuvieron después de realizar múltiples barridos de mediciones en intervalos de tiempo de 5 minutos durante 60 minutos. Se observan variaciones de potencia y de longitud de onda de 0.47 dB y 0.011 nm, respectivamente, para una longitud de onda de emisión (Figura 6.3(b)). En la Figura 6.4(b) se muestran las variaciones de potencia y de longitud de onda observadas para la doble longitud de onda de emisión. El primer pico de la emisión (a aproximadamente $\lambda_1 = \sim 1542$ nm) presenta variaciones de potencia y de longitud de onda de 0.8 dB y 0.02 nm, respectivamente. Mientras que el segundo pico de emisión (a aproximadamente $\lambda_2 = \sim$

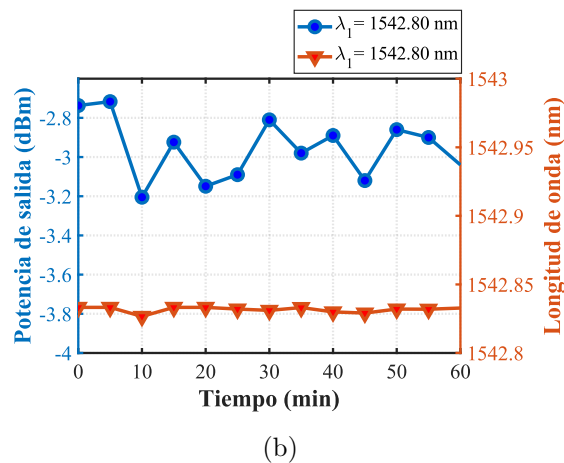
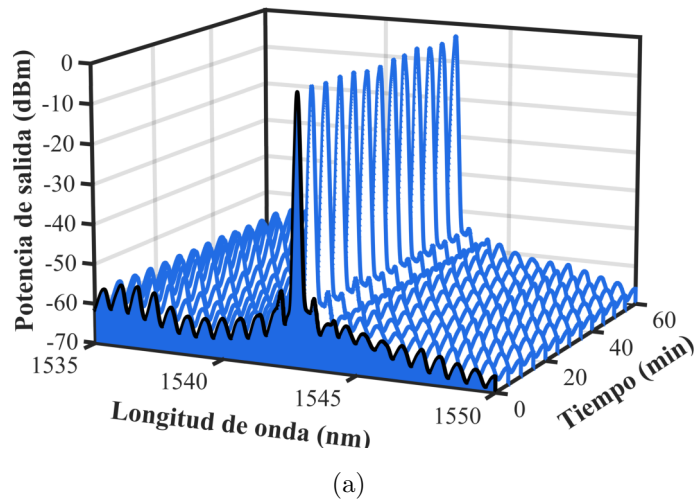


Figura 6.3. a) Estabilidad para una longitud de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.

1545 nm) presenta las correspondientes variaciones de 0.6 dB y 0.06 nm, respectivamente. En el caso de las cuádruple y quintuple longitud de onda de emisión (Figura 6.5(b) y 6.7(b)), las variaciones observadas de la potencia y la longitud de onda son de 1.06 dB y 0.015 nm, respectivamente. Además, en la Figura 6.7(b) se obtienen más líneas de emisión. Sin embargo, estas líneas se vuelven muy inestables debido a la competencia modal. Esto puede verse en la uniformidad de las líneas y en la fluctuación de la potencia.

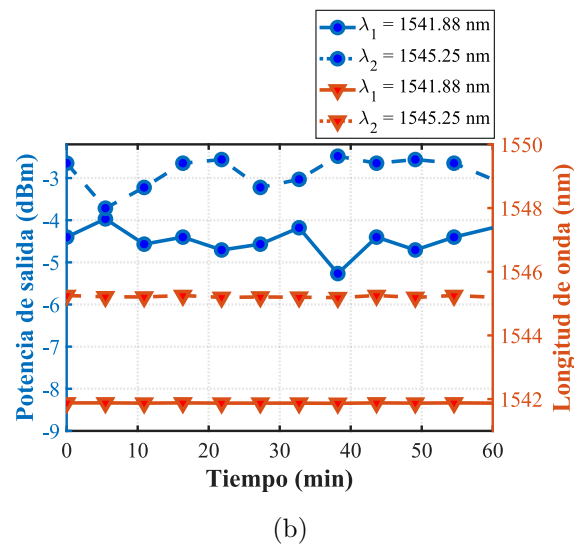
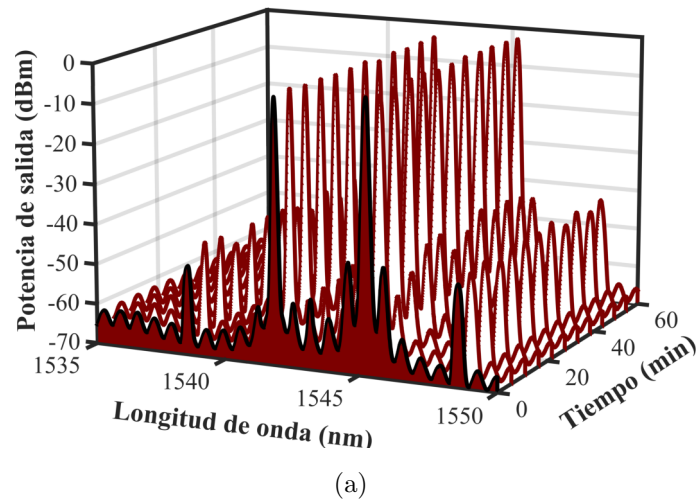


Figura 6.4. a) Estabilidad para la doble longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.

En el diseño del láser propuesto, la conmutación entre las diferentes longitud de onda de emisión en el funcionamiento del MWFL se realizó ajustando los parámetros de los PCs (estado de polarización y birrefringencia) correspondientes al filtro DMZI-SI. De este modo, se puede controlar el estado de polarización y el número de longitud de onda de emisión que comprende el espectro de salida del láser. El funcionamiento del láser se basa en las pérdidas inducidas por el filtro que interactúan con la ganancia EYCDF dependiente de la longitud de onda. En consecuencia, la ganancia EYCDF compensa las pérdidas en la

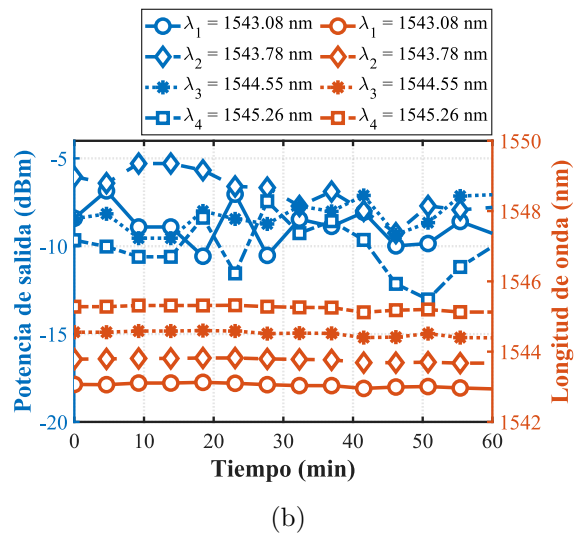
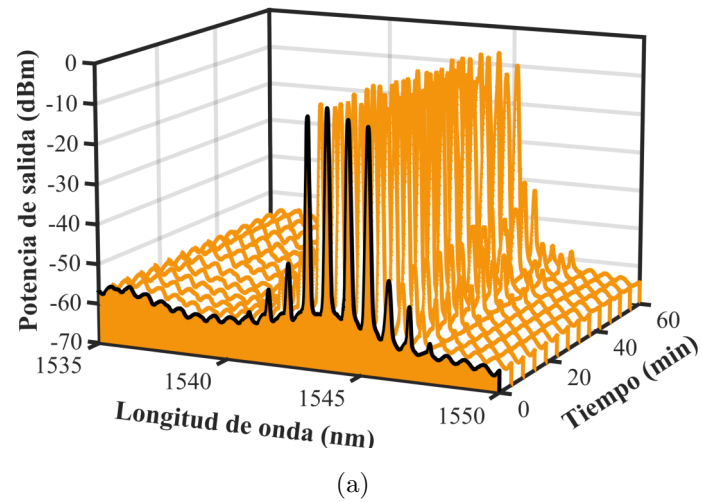


Figura 6.5. a) Estabilidad para la cuádruple longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.

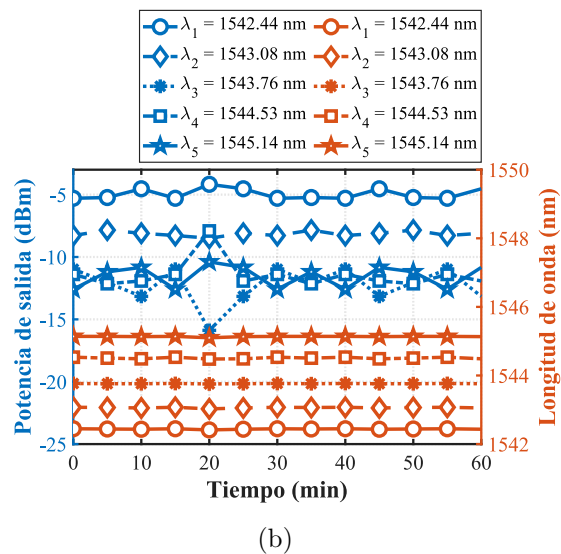
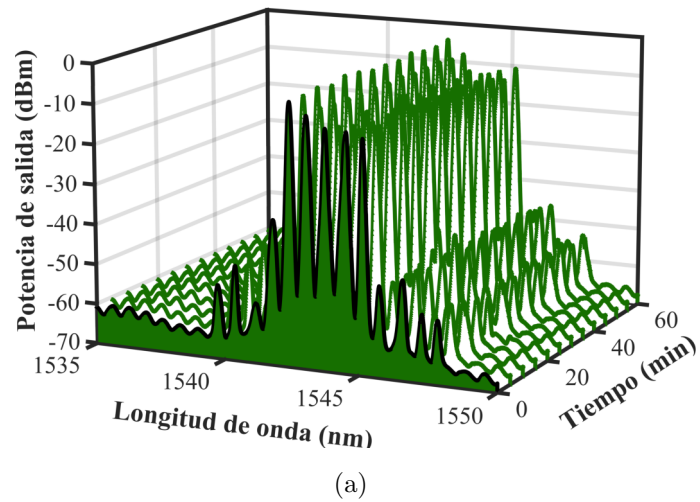


Figura 6.6. a) Estabilidad para la quintuple longitudes de onda de emisión y b) potencia de salida y fluctuación de longitud de onda.

cavidad, de manera que pueden generarse como salida del láser determinadas longitudes de onda de emisión definidas por el patrón de interferencia del filtro.

El uso de EYCDF en el diseño de los láseres de fibra da lugar a una mejora de la potencia de salida y de la eficiencia, facilitando así el desarrollo de dispositivos con tecnologías de fibra ultrarrápidas. En comparación al medio activo, como la fibra óptica monomodo dopada con Er, la fibra dopada de Er-Yb de doble revestimiento considerada en este trabajo, se facilita una mayor absorción y eficiencia de bombeo. La fibra dopada de Er-Yb tiene un número V (frecuencia normalizada) de 4.8. Por lo tanto, puede soportar alrededor de 11 modos transversales [124] lo que, a su vez, facilita un mayor bombeo a 976 nm. Además, se pueden alcanzar mayores niveles de potencia en la cavidad gracias a la utilización de este tipo de fibra de doble revestimiento y así contribuir a mecanismos de efectos no lineales que sirven para estabilizar el funcionamiento de estas fuentes en múltiples longitudes de onda. Debido al uso del filtro DMZI-SI y de la fibra óptica estándar en el esquema propuesto, los modos de orden superior son suprimidos por la competencia de modos. Por lo tanto, sólo los modos con menores pérdidas pueden aparecer en la salida del láser.

Las longitudes de onda de la emisión de láser corresponden a los picos del patrón de interferencia del filtro separados por el intervalo $\Delta\lambda = 0.66$ nm. La operación de la conmutación se realizó ajustando uno de los componentes de la bobina giratoria de la PC-4. La Figura 6.7 muestra la evolución del espectro de salida del láser a medida que cada placa de PC-4 se rotaba con las otras dos placas fijas a 0° . En la Figura 6.7, cada una de las tres placas (θ_1 , θ_2 , y θ_3) de PC-4 fue rotada en un rango de 0 - 180° , dejando dos placas fijas a 0° con respecto a la normal de la mesa en el sentido de las agujas del reloj. Esto nos permite considerar la placa PC-4 como un elemento de sintonía. Esta placa fue rotada en incrementos de 10° para producir las múltiples longitudes de onda de la emisión de láser. Como puede comprobarse en la Figura 6.7, al sintonizar una de las bobinas giratorias de la PC-4, se presenta un rango de emisión de 1536-1548 nm con un valor promedio de SMSR superior a 28 dB, al mismo tiempo que genera una, doble, triple, cuádruple y quintuple longitud de onda de emisión en el láser. La Figura 6.8 muestra

la uniformidad de las líneas correspondientes a la doble, triple y cuádruple longitud de onda de emisión. Estas emisiones presentan fluctuaciones de potencia de 0.8, 1.68 y 1.54 dB, respectivamente. Esta uniformidad de las líneas puede mejorarse haciendo pequeños ajustes en la PC-3 del filtro DMZI-SI. Además, las líneas láser se encuentran dentro de un ancho de banda de 3-dB. Por lo tanto, es evidente que el diseño del MWFL es rentable para aplicaciones en los sistemas de comunicaciones por DWDM operando en banda C, sensado óptico y en la generación de microondas.

En la Tabla 6.1 se comparan los resultados de este estudio con los reportados en investigaciones anteriores. Como se indica en la tabla 6.1, el uso del filtro DMZI-SI propuesto permite una mejora significativa del rendimiento del láser en un rango de longitudes de onda de 12 nm con un valor de SMSR que superan los 38 dB y consigue unas fluctuaciones de la potencia espectral (*Spectral Power Fluctuation*, SPF) y de la longitud de onda de 1.06 dB y 0.06 nm, respectivamente. Los resultados experimentales obtenidos en este estudio revelan que la MWFL propuesta ofrece una buena estabilidad de longitud de onda en operaciones de 60 minutos comparado con otros trabajos (tabla 6.1). Se puede obtener un espectro de salida plano variando la uniformidad de las líneas y ajustando los PCs colocadas dentro del filtro. Además, el láser propuesto ofrece un rango más amplio de longitudes de onda accesibles para las líneas de emisión (1536-1548 nm). Asimismo, los PCs colocados dentro del filtro facilitan el control de las múltiples longitudes de onda de emisión. Se prevé que esta característica permita que el sistema propuesto se utilice en aplicaciones futuras, como la detección de parámetros físicos en un láser de fibra óptica, por ejemplo, al utilizar una longitud de SMF-28 del brazo del MZI o de la PANDA-PMF como elemento sensor. Además, los PMF son altamente sensibles a la temperatura [126]. Por lo tanto, el sistema propuesto también podría utilizarse para las mediciones de temperatura por láser. Además, el MWFL propuesto demuestra una gran estabilidad de las longitudes de onda de la emisión con una potencia de salida superior a 10 dBm (100 μ W) para cada línea de emisión y un buen valor de SMSR. Estas características lo convierten en una fuente óptica adecuada que puede utilizarse en sistemas de comunicación, como el funcionamiento de DWDM operando en el rango de longitudes de onda de la banda C (1536-1548 nm) y la generación de señales de microondas

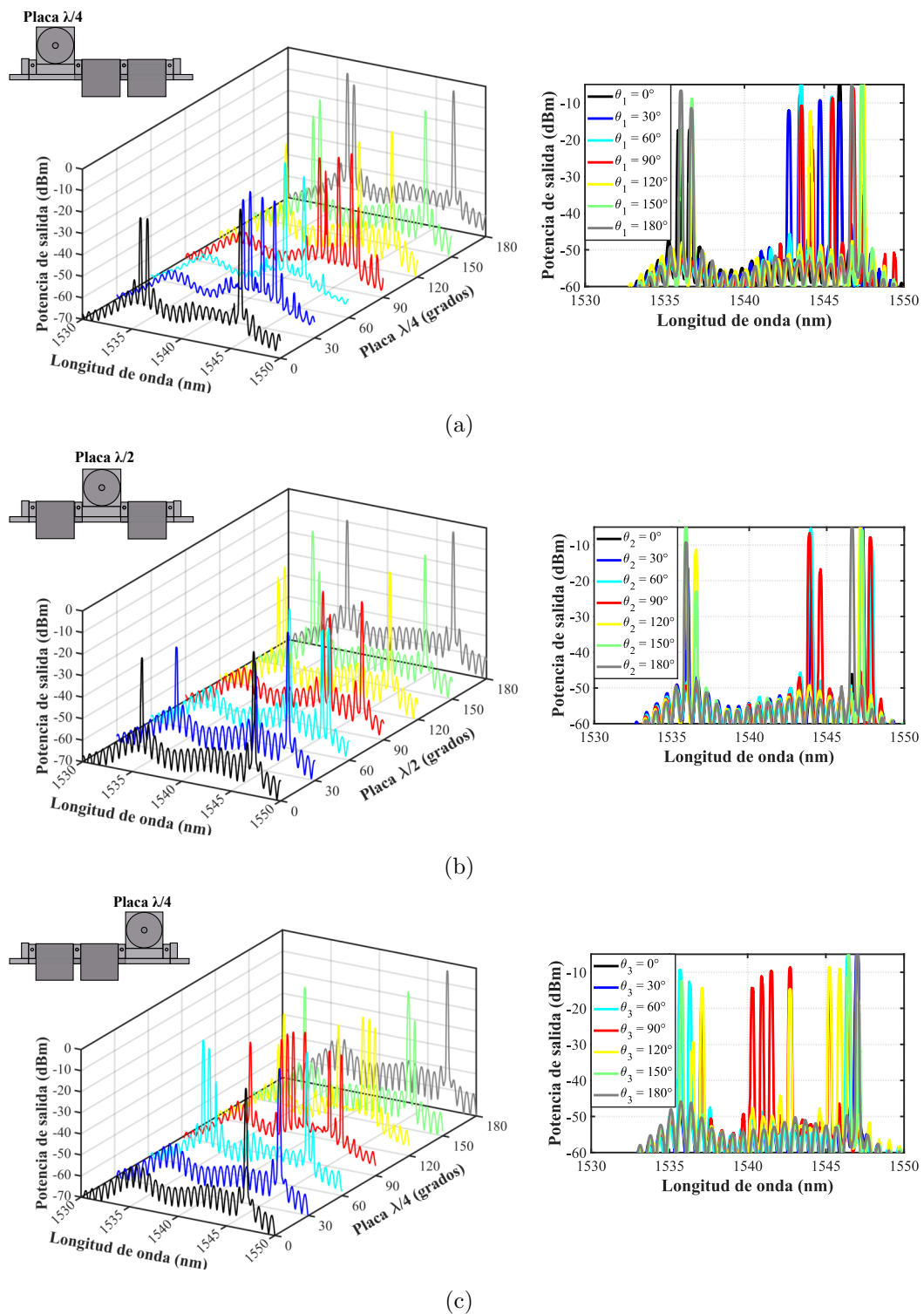
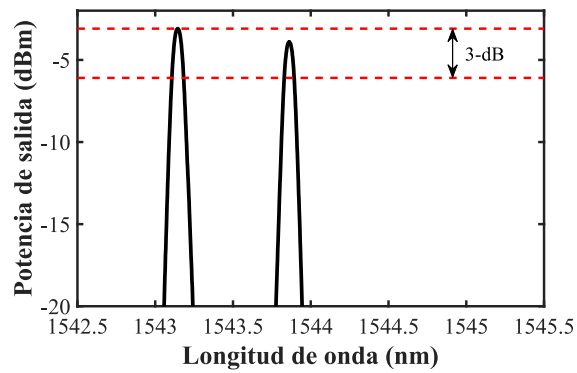
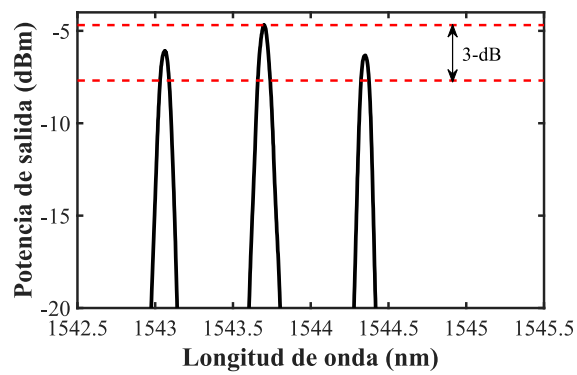


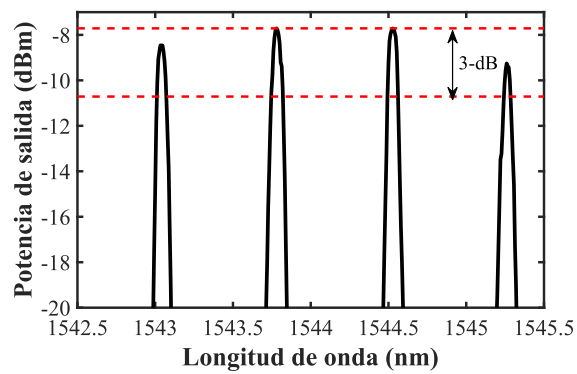
Figura 6.7. Evolución de las múltiples longitudes de onda de emisión con el ajuste de a) θ_1 , b) θ_2 y c) θ_3 en PC-4.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.8. Uniformidad de las líneas observadas en a) doble, b) triple y c) cuádruple longitud de onda de emisión.

Tabla 6.1. Comparación de resultados del MWFL con otros trabajos publicados.

Filtro	Rango de λ (nm)	Emisión	SPF (dB)	SPF (nm)	SMSR (dB)	Ref
DMZI-SI usando PMF	4.26	Una y doble	0.01	0.01	64	[37]
DMZI-SI usando TCF	-	Una y doble	0.04	0.02	62.4	[34]
DMZI-SI usando un ISO y un VFDL	0.6	Una, doble, triple y cuádruple	0.912	-	34.9	[38]
DMZI-SI usando PSFBG	0.6	Una y doble	-	0.033	> 40	[39]
Estructura core-offset	-	Una, doble y triple	-	-	> 35	[42]
SI con estructura híbrida	10	Una, doble, triple y cuádruple	1.93	0.1	30	[114]
Estructura híbrida	-	Doble, triple y cuádruple	2.99	0.12	30.68	[125]
DMZI-SI usando PANDA-PMF	12	Una, doble, cuádruple y quíntuple	0.47, 0.8, 1.02 y 1.06	0.01, 0.06, 0.02 y 0.01	48.7, 38.5, 38.5 y 28.9	Este trabajo

de aproximadamente 10 GHz [7]. Sin embargo, este láser se limita a las emisiones de longitud de onda quíntuple. En el futuro, intentaremos aumentar el número de canales en esta fuente óptica propuesta para ampliar las emisiones de longitud de onda en el rango de las bandas C y L en los dispositivos de comunicación.

Capítulo 7

Conclusiones y trabajos futuros

7.1. Conclusiones

El desarrollo de este trabajo de tesis consistió en dos etapas. En la primera etapa fue desarrollado el filtro DMZI-SI. Éste consistió en un análisis numérico para el funcionamiento óptimo utilizando matrices Jones. El análisis numérico permitió simular el comportamiento de transmisión del filtro, en el que se demostró que $\Delta\lambda$ se puede controlar mediante dos formas: variando la longitud del PMF $\Delta\lambda_1$ (SI) o aumentando la longitud de uno de los brazos del filtro $\Delta\lambda_1$ (MZI). La colocación de los PCs (PC en línea y PC de tres bobina giratorias) dentro del filtro permitió un control continuo de la flexibilidad de las características de transmisión del filtro manteniendo un $\Delta\lambda$ pequeño, mejorando el rango de sintonización y manteniendo un control constante del contraste de franjas del patrón de interferencia.

Posteriormente, se realizó una implementación parcialmente experimental de nuestro diseño. Los resultados revelaron un espectro con un patrón de interferencia estable con una separación de franja estrecha de $\Delta\lambda_1 = 0.66$ nm y $\Delta\lambda_2 = 0.11-0.03$ nm, $\Delta L = 0.5$ a 2 cm, y un ancho de banda de 0.3 dB = 0.05 a 0.01 nm. Se demostró que este método es factible comparando los resultados experimentales y numéricos, los cuales mostraron una estrecha similitud tanto en términos de $\Delta\lambda$ como de la visibilidad de las

franjas. Además, los resultados experimentales mostraron un espectro con un patrón de interferencia estable con una estrecha separación de franjas de $\Delta\lambda_1 = 0.66$ nm. El análisis del filtro DMZI-SI demuestra características que pueden ser utilizadas en sistemas de fibra óptica de alta resolución ($\Delta\lambda$ pequeño y baja pérdida de inserción) que puede aplicarse a MWFL conmutable, así como a sensores ópticos, sistemas de comunicación y sistemas de generación de microondas.

La segunda etapa consistió en aplicar el filtro DMZI-SI a un láser de fibra óptica para obtener un MWFL, por lo que fue experimentalmente demostrado un láser conmutable de múltiples longitudes de onda. Además, se investigó el rendimiento del MWFL conmutable utilizando fibra dopada de Er-Yb de doble revestimiento y el filtro DMZI-SI. Las características de conmutación de la longitud de onda de emisión del sistema láser propuesto dependen del estado de polarización y de la modificación de la birrefringencia controlada por los PCs utilizados en la configuración de filtro propuesta. Los resultados experimentales demuestran que el láser propuesto genera una, doble, cuádruple y quintuple longitud de onda de emisión mediante el ajuste de los PCs. Las múltiples longitudes de onda de emisión toman la forma de peines estrechamente espaciados con una separación uniforme sub-nm. Además, se obtuvo un rango de longitudes de onda de 12 nm (1536-1548 nm), conmutando entre las múltiples longitudes de onda de emisión. Debido a una limitación en el funcionamiento del láser en el ajuste de los PCs, no fue posible observar el funcionamiento de triple longitud de onda de emisión de forma secuencial al sintonizar una de las bobinas giratorias de la PC-4 (θ_1), aunque al realizar ajustes finos en las PCs se puede lograr esta triple emisión en el láser.

Los valores de SMSR superan los 28 dB, mientras que la potencia espectral y las fluctuaciones de la longitud de onda son de 1.06 dB y 0.06 nm, respectivamente. Estos resultados confirman la obtención de una buena estabilidad en la longitud de onda, aunque la potencia espectral muestra fluctuaciones de 1 dB. Finalmente, este MWFL presenta un fácil conmutación y una oferta alternativa a los sistemas de fibra óptica que puede ser usado en una amplia gama de aplicaciones como sensado óptico y sistemas de comunicación DWDM en la banda C (limitadas a la gama de longitudes de onda de

1532-1546 nm) y la generación de microondas.

7.2. Trabajos Futuros

- **Modificar las longitudes de fibra óptica del filtro ($\Delta\lambda_{DMZI}$ y $\Delta\lambda_{SI}$) para ser aplicado en un láser de fibra óptica.** Como se demostró en el análisis numérico del filtro DMZI-SI, el $\Delta\lambda$ se puede controlar mediante dos formas: variando la longitud del PMF $\Delta\lambda_1$ (SI) o aumentando la longitud de uno de los brazos del filtro $\Delta\lambda_2$ (MZI). Al obtener los dos $\Delta\lambda$, se generaría un patrón de interferencia con modulación. Esto, al ser aplicado en un láser de fibra, podría generar un láser con una emisión dual.
- **Incrementar el número de longitudes de emisión del láser de fibra óptica.** Se propone agregar a la cavidad resonante un carrete de fibra de alta no linealidad y el incremento de potencia en la cavidad favorecería la aparición de efectos no lineales, lo que genera una estabilidad e incrementa el número de las líneas de emisión en el MWFL.

7.3. Aplicaciones

Los láseres de fibra óptica han optimizado una gran cantidad de aplicaciones, en particular los MWFL, debido a la estabilidad e incremento del número de líneas de emisión. Esto ha creado un nuevo interés para aplicarlo como elemento fundamental en diversos campos de operación, por ejemplo:

- Sistema de comunicación por DWDM.
- Sistema de arreglo de antenas en fase.
- Fuente óptica para microondas.
- Sensado óptico.

7.4. Artículos indexados

Primer autor

1. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J. M. Sierra-Hernandez, D. Jauregui-Vazquez, J. R. Martinez-Angulo, R. Rojas-Laguna y J. M. Estudillo-Ayala, “Numerical analysis of DP-MZI-SI comb filter improvement using polarisation maintaining fibre”, Results in Physics, Volume 19, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103363>. **Factor de impacto: 4.019.**



Numerical analysis of DP-MZI-SI comb filter improvement using polarisation-maintaining fibre

J.D. Filoteo-Razo^a, J.C. Hernandez-Garcia^{a,b}, O. Pottiez^c, J.M. Sierra-Hernandez^a, D. Jauregui-Vazquez^a, J.R. Martinez-Angulo^{a,d}, R. Rojas-Laguna^a, J.M. Estudillo-Ayala^{a,*}

^aDepartamento de Electrónica, División de Ingenierías CIS, Universidad de Guanajuato, Carr. Salamanca-Valle de Santiago km 3.5 + 1.8, Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Gto 36885, Mexico

^bCatedrático CONACYT, Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, Av. Insurgentes Sur 1582, Col. Crédito Constructor, Del. Benito Juárez 03940, Mexico

^cCentro de Investigaciones en Óptica A. C. (CIO), Loma del Bosque No. 115, Col. Lomas del Campestre, León, Gto 37150, Mexico

^dUniversidad Autónoma de Tamaulipas, Facultad de Ingeniería y Ciencias, C.P. 87149 Ciudad Victoria, Tamaulipas, Mexico

ARTICLE INFO

Keywords:
Comb filter
Double-pass Mach-Zehnder interferometer
Polarisation-maintaining fibre
Jones matrix

ABSTRACT

In this paper, we present a numerical analysis of a novel comb filter in a double-pass Mach-Zehnder interferometer and a Sagnac interferometer (DP-MZI-SI) configuration and verify it by partial experimental demonstration. The proposed filter comprises an in-line fibre polarisation controller (PC), positioned in one arm of the Mach-Zehnder interferometer, and a polarisation-maintaining fibre (PMF) with a three-component fibre-coil PC in the Sagnac loop. The transmission of the DP-MZI-SI filter was determined using the Jones matrix of each component. This filter allows control of the free spectral range ($\Delta\lambda$) via two alternative modes of operation: by changing the length of the PMF or by increasing the arm length of the filter. In addition, the contrast of the interference fringes and their position can be controlled by adjusting the PCs. The possibility to generate stable patterns with narrow fringe separation was also demonstrated. Simulation results for the DP-MZI-SI filter were validated through experimental measurements. The experimental and numerical results agreed closely in terms of both $\Delta\lambda$ and fringe visibility. The proposed DP-MZI-SI filter has characteristics suitable for application to tunable multi-wavelength and switchable fibre laser development, as well as to optical sensors, communication systems, and microwave generation.

Introduction

In recent years, the application of double-pass Mach-Zehnder interferometer (DP-MZI) and Sagnac interferometer (SI) filters to multi-wavelength fibre lasers (MWFLs) [1–4] and optical sensors [5–10] has been researched extensively. In MWFL, combinations of these interferometers (DP-MZI and SI) are used as a comb filter within the laser cavity to obtain multiple wavelength emission [11]. In initial configurations using polarising elements, several disadvantages resulting from dependence on the input polarisation have been reported [12]. For example, random variations in the output spectrum, which depend on the input polarisation, were observed. To reduce this dependence on the input polarisation, modifications were made to the design of the DP-MZI and SI (DP-MZI-SI) filter. Over the years, efforts have been made to improve the properties of the Sagnac comb filter through successive modifications to the basic SI scheme, which involved the introduction of multiple sections of PMF, different types of fibre optics and wave

retarders in the loop, and polarising elements [13–20]; this yielded filters with improved flexibility, but also higher complexity. For example, Ahmad et al. [21] theoretically analysed an SI filter using two stages of polarisation-maintaining fibre (PMF) and two three-coil fibre polarisation controllers (PCs). The transmission was computed using Jones matrices. The lengths of the two PMF stages, PMF₁ and PMF₂, were varied between 5 and 10 m, and a free spectral range (FSR or $\Delta\lambda$) of 0.58–2 nm was obtained. These results indicate that the maximum $\Delta\lambda$ depends on the length of PMF₁ having greater length than PMF₂. The transmission is adjusted by the PCs, which is slightly complicated because of the variation of several coils of the PCs.

In another approach, the DP-MZI-SI was developed. Although this scheme extends the SI (basically, it is obtained by connecting an additional coupler to the Sagnac ports), functionally it comprises a series of three interferometers (MZI, SI, and MZI again), which offers a broad range of possibilities to tailor the filter transmission characteristics according to application requirements. Therefore, the use of the SI

* Corresponding author.
E-mail address: julian@ugto.mx (J.M. Estudillo-Ayala).

<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103363>

Received 6 July 2020; Received in revised form 25 August 2020; Accepted 26 August 2020

Available online 02 September 2020

2211-3797/© 2020 The Authors. Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

Primer autor

2. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez, J. P. Lauterio-Cruz, C. M. Carrillo-Delgado y R. Rojas-Laguna, “Multi-wavelength Er–Yb-doped fibre ring laser using a double-pass Mach–Zehnder interferometer with a Sagnac interferometer”, *Optics & Laser Technology*, Volume 139, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.106994>. **Factor de impacto: 3.233.**

Optics & Laser Technology 139 (2021) 106994



Contents lists available at ScienceDirect

Optics and Laser Technology

journal homepage: www.elsevier.com/locate/optlastec



Full length article

Multi-wavelength Er–Yb-doped fibre ring laser using a double-pass Mach–Zehnder interferometer with a Sagnac interferometer

J.D. Filoteo-Razo^a, J.C. Hernandez-Garcia^{a,b,*}, J.M. Estudillo-Ayala^a, O. Pottiez^c,
D. Jauregui-Vazquez^a, J.M. Sierra-Hernandez^a, J.P. Lauterio-Cruz^d, C.M. Carrillo-Delgado^a,
R. Rojas-Laguna^a

^a Departamento de Electrónica, División de Ingenierías CIS, Universidad de Guanajuato, Carr. Salamanca-Valle de Santiago km 3.5 + 1.8, Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Gto. 36885, Mexico

^b Catedrático CONACYT, Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, Av. Insurgentes Sur 1582, Col. Crédito Constructor, Del. Benito Juárez 03940, Mexico

^c Centro de Investigaciones en Óptica A. C. (CIO), Loma del Bosque No. 115, Col. Lomas del Campestre, León, Gto. 37150, Mexico

^d Departamento de Investigación en Física, Universidad de Sonora, Blvd. Luis Encinas y Rosales, Hermosillo, Sonora 83000, Mexico

ARTICLE INFO

Keywords:
Fibre laser
Switchable multi-wavelength emission
Comb filter
Double-pass Mach–Zehnder interferometer
Sagnac interferometer

ABSTRACT

In this paper, the performance of a switchable multi-wavelength Er–Yb-doped fibre ring laser incorporating a comb filter is described. The comb filter was developed by using the double-pass Mach–Zehnder Interferometer with a Sagnac interferometer (DMZI–SI) arranged in series, a 10-m-long PANDA-type polarisation-maintaining optical fibre, and polarisation controllers (PCs). The laser output can be switched from 1536 to 1548 nm (C-band) via careful adjustment of the PCs. A side-mode separation ratio, greater than 28 dB, was obtained to facilitate stable single-, double-, quadruple-, and quintuple-wavelength emissions, with spectral power and wavelength fluctuations of 0.47–1.06 dB and 0.01–0.06 nm, respectively. The measurements were performed for 60 min at 25 °C. The proposed comb-filter configuration facilitates the double-clad fibre ring laser to realise switchable multi-wavelength emission. Experimental results reveal that the proposed laser demonstrates high stability and significantly improved performance compared to the existing DMZI–SI filter-based systems. This indicates their potential for use in applications involving optical sensing, communication systems, and microwave generation.

1. Introduction

Recently, the development of comb filters has attracted increased research interest owing to their potential for use in varied applications, such as multi-wavelength fibre lasers (MWFLs) [1–4], fibre-optic sensors [5–7], signal processing [8], wavelength-division multiplexing communication systems [9], spectroscopy [10], and microwave generation [11]. Comb filters are the principal components of MWFLs and exhibit advantages such as low insertion loss, low cost, simple construction, and high stability. In addition, comb filters can be used to confer high performance and stability to the design of modern optical devices [12,13]. Another advantage of comb filters is that they can be implemented in different filter structures, including Sagnac interferometers (SIs) [14–17], Fabry–Perot interferometers [18,19], Mach–Zehnder interferometers (MZIs) [20,21], fibre Bragg gratings (FBGs) [22,23], and core-offset structures [24,25]. Other filter types

include the combination of a double-pass Mach–Zehnder interferometer (DMZI) and an SI (hereafter referred to as DMZI–SI) [26–28]. DMZI–SI filters have been modified through the insertion of high-birefringence fibres [29] or twin-core fibres (TCFs) [30] into the SI loop.

Although the DMZI–SI filter features multi-wavelength periodic filtering and a quasi-flat spectral response, while being independent of input polarisation, it has several limitations when used in MWFLs [30,31]. In particular, the multi-wavelength emission operations reported to date generally omit cases involving the emission of a large number of closely packed lines with uniform sub-nm separation and do not allow switching among single-, double-, triple-, quadruple-, and quintuple-wavelength emissions; many of these previous works also suffer from limited long-term operational stability. In these studies, the wavelength emission tuning was primarily generated via passive modulation, using components such as filter structures or intensity-dependent loss mechanisms in the cavity with intensity-limiting

* Corresponding author.
E-mail address: jchernandez@ugto.mx (J.C. Hernandez-Garcia).

<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.106994>

Received 21 September 2020; Received in revised form 13 January 2021; Accepted 2 February 2021
0030-3992/© 2021 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Co-autor

3. C. M. Carrillo-Delgado, J. D. Filoteo-Razo, J. M. Sierra-Hernandez, J. C. Hernandez Garcia, D. Jauregui-Vazquez, Y. Lopez-Dieguez, J. M. Estudillo-Ayala, L. A. Herrera-Piad and R. Rojas-Laguna, “*Graphic User Interface for modeling States of Polarization in fiber optics*”, *Computacion y sistemas An international Journal of Computing Science and Applications*, Vol. 23, No. 1, 2019. <https://doi.org/10.13053/cys-23-1-3142>.
4. J. J. Rosales-Garcia, J. D. Filoteo-Razo, A. Gonzalez-Garcia, “*RC circuit with local and non-local fractional derivatives*”, *Revista Mexicana de Fisica*, 2018. <https://doi.org/10.31349/RevMexFis.64.647>.
5. J. P. Lauterio-Cruz, J. D. Filoteo-Razo, O. Pottiez, J. C. Hernandez-Garcia, Y. Bracamontes-Rodriguez and H. Rostro-Gonzalez, “*Numerical comparative study of supercontinuum generation in photonic crystal fibers using noise-like pulses and ultrashort pulses*”, *IEEE Photonics Journal*, Vol. 11, No. 5, 2019. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2019.2915278>.
6. J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, J. D. Filoteo-Razo, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, O. Pottiez, J. H. Barron-Zambrano and H. Rostro-González, “*A Novel Low-Cost Synchronous/Asynchronous Microcontroller-Based Pulsed Laser*”, *Electronics* 2019, 8(5), 489, 2019. <https://doi.org/10.3390/electronics8050489>.
7. C. M. Carrillo-Delgado, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. D. Filoteo-Razo, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, “*Generation of burst pulses through multimodal interference in a passively mode-locked ytterbium fibre-ring laser*”, *Laser Physics Letters*, Vol. 17, No. 6, 2020. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab8b61>.
8. J. R. Martinez-Angulo, E. Perez-Careta, J. C. Hernandez-Garcia, S. Marquez-Figueroa, J. H. Barron Zambrano, D. Jauregui-Vazquez, J. D. Filoteo-Razo, J. P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, J. M. Estudillo-Ayala, R.

Rojas-Laguna. “Automated Data Acquisition System Using a Neural Network for Prediction Response in a Mode-Locked Fiber Laser”, *Electronics* 2020, Vo. 9, no. 8, 2020. <https://doi.org/10.3390/electronics9081181>.

9. O. X. Vera-Duarte, J. D. Filoteo-Razo, J. M. Estudillo-Ayala, J. C. Hernández-García, D. Jauregui-Vázquez, J. M. Sierra-Hernández, J. R. Martínez-Angulo, J. A. Martín-Vela y R. Rojas-Laguna, “Fiber optic system to measure adulteration in liquids using an-RGB detection”, *Suplemento de la Revista Mexicana de Física. Física de fibras ópticas en México, en memoria del Dr. Evgeny A. Kuzin*, Vol. 2, No. 1, 2021. <https://doi.org/10.31349/SuplRevMexFis.2.1.98>.

7.5. Artículos en memoria

Primer autor

1. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernández-García, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, C. M. Carrillo-Delgado, J. R. Martínez-Angulo, D. Jauregui-Vázquez, J. M. Sierra-Hernández and R. Rojas-Laguna, “Numerical analysis of chaotic dynamics produced in a photonic crystal fiber”, *Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS 2018*, (2018). <https://doi.org/10.23919/PIERS.2018.8598040>.
2. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernández-García, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. R. Martínez-Angulo, C. M. Carrillo-Delgado, D. Jauregui-Vázquez, J. R. Reyes-Ayona, R. Rojas-Laguna, “Modeling three dimensional transmission of a NOLM in continuous-wave and pulsed regimes for optical communications”, *Proc. SPIE 11105, Novel Optical Systems, Methods, and Applications XXII*, 111051D, 2019. <https://doi.org/10.1117/12.2529467>.

Co-autor

3. K. E. Contreras-Vallejo, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, D. Tentori-Santa Cruz, D. Jauregui-Vázquez, J. C. Hernández-García, J. M. Sierra-Hernández,

- J. D. Filoteo-Razo, “*The polarization effects of the pumping source of a ring tunable wavelength laser Er-doped fiber*”, Proc. SPIE Optical Engineering + Applications, 2018. <https://doi.org/10.1117/12.2321239>.
4. K. E. Contreras-Vallejo, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, D. Jauregui-Vazquez, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Sierra-Hernandez, J. D. Filoteo-Razo, M. Toledano-Ayala, J. R. Martinez-Angulo, “*Analysis of the evolution of the polarization states of a pumping source on an Erbium doped fiber*”, Frontiers in Optics / Laser Science, OSA, paper JW3A.84, 2018. <https://doi.org/10.1364/FIO.2018.JW3A.84>.
 5. J. R. Martinez-Angulo, J. C. Hernandez-Garcia, J. P. Lauterio-Cruz, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. D. Filoteo-Razo, C. M. Carrillo-Delgado, D. Jauregui Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez, and R. Rojas-Laguna, “*Numerical Study of Spatio-Temporal Evolution of Chaotic Effects in the Generation of Broad Spectra*”, Frontiers in Optics / Laser Science, OSA, paper JTU3A.78, 2018. <https://doi.org/10.1364/FIO.2018.JTU3A.78>.
 6. J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. D. Filoteo-Razo, J. R. Martinez-Angulo, C. M. Carrillo-Delgado, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez, and R. Rojas-Laguna, “*Application of the RK4IP Method for the Numerical Study of Noise-like Pulses in Supercontinuum Generation*”, Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS 2018, 2018. <https://doi.org/10.23919/PIERS.2018.8597917>.
 7. J. R. Martinez-Angulo, J. C. Hernandez-Garcia, J. H. Barrón-Zambrano, J. D. Filoteo-Razo, D. Jáuregui Vázquez, J. M. Estudillo-Ayala, J. P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, S. Santarrosa Rodriguez, R. Rojas-Laguna, “*Automated data acquisition system for the study of the characteristics of temporal-spectral evolution in a FSL*”, Proc. SPIE 11105, Novel Optical Systems, Methods, and Applications XXII, 111051F, 2019. <https://doi.org/10.1117/12.2529678>.
 8. O. X. Vera-Duarte, J. D. Filoteo-Razo, J. M. Estudillo-Ayala, J. C.

Hernandez-Garcia, D. Jauregui-Vazquez , J. M. Sierra-Hernández, R. Rojas-Laguna, “*RGB optoelectronic device determines the refractive index in liquid solutions*”, Proc. SPIE 11105, Novel Optical Systems, Methods, and Applications XXII, 111051C. 2019. <https://doi.org/10.1117/12.2529436>.

7.6. Participación en congresos

1. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. R. Martinez-Angulo, C. M. Carrillo-Delgado, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez y R. Rojas-Laguna, “*Análisis sobre la evolución de la transmisión del NOLM en regímenes CW y pulsado para su aplicación en comunicaciones*”, LXI Congreso Nacional de Física ,7 al 12 de octubre del 2018, Puebla, Pue., Mexico, 2018.
2. J. D. Filoteo-Razo, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. R. Martinez-Angulo, C. M. Carrillo-Delgado, D. Jauregui-Vazquez, J. R. Reyes-Ayona, R. Rojas-Laguna, “*Modeling three dimensional transmission of a NOLM in continuous-wave and pulsed regimes for optical communications*”, Proc. SPIE 11105, Novel Optical Systems, Methods, and Applications XXII, 111051D. San Diego California, Estados Unidos, 7 al 11 de septiembre del 2019.

7.7. Dirección de tesis

Tesis de Licenciatura

1. **Título: Sistema optoelectrónico para la detección de adulteración en sustancias y soluciones líquidas.** Estudiante: Oscar Xavier Vera Duarte. Carrera: Licenciatura en Ingeniería en Comunicaciones y Electrónica. **Fecha: Abril 2021..** Institución: DICIS, Universidad de Guanajuato, México.

Referencias

- [1] M. C. Rubén Grajales Coutiño, “*Investigación experimental de la operación del autoencendido en un láser de fibra de figura ocho basado en un NOLM simétrico*”, Tesis de doctorado, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), 2008. <https://inaoe.repositorioinstitucional.mx/jspui/bitstream/1009/449/1/GrajalesCoR.pdf>.
- [2] J. Jung and Y. W. Lee , “*Tunable fiber comb filter based on simple waveplate combination and polarization-diversified loop*”, Opt. Laser Technol., 2017. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2016.11.026>.
- [3] Y.-G. Han, T. V. A. Tran, S.-H. Kim, and S. B. Lee, “*Multiwavelength Raman-fiber-laser-based long-distance remote sensor for simultaneous measurement of strain and temperature*”, Opt. Lett., 2005. <https://doi.org/10.1364/OL.30.001282>.
- [4] S. Bian, M. Ren, and L. Wei, “*A wavelength spacing switchable and Tunable high-birefringence fiber loop mirror filter*”, Microw. Opt. Technol. Lett., vol. 56, no. 7, pp. 1666–1670, 2014. <https://doi.org/10.1002/mop.28415>.
- [5] J. Marshall, G. Stewart, and G. Whitenett, “*Design of a tunable L-band multi-wavelength laser system for application to gas spectroscopy*”, Meas. Sci. Technol., vol. 17, no. 5, pp. 1023–1031, 2006. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/5/S15>.
- [6] S.-L. Lee, J. Kim, S. Choi, M. S. Kim, D. K. Kim, and Y. W.

- Lee, “*Polarization-Diversity-Loop-Based Optical Fiber Comb Filter with Polarization-Controlled Dual Transmission Channel Spacings*”, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 20, no. 1, pp. 478–484, 2020. <https://doi.org/10.1166/jnn.2020.17230>.
- [7] F. Wang, E. M. Xu, J. J. Dong, and X. L. Zhang, “*A tunable and switchable single-longitudinal-mode dual-wavelength fiber laser incorporating a reconfigurable dual-pass Mach-Zehnder interferometer and its application in microwave generation*”, *J. Nanosci. Nanotechnol., Opt. Commun.*, 2011. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.01.005>.
- [8] S. K. Kim, M. J. Chu, and J. H. Lee, “*Wideband multiwavelength erbium-doped fiber ring laser with frequency shifted feedback*”, *Opt. Commun.*, vol. 190, no. 1–6, pp. 291–302, 2001. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(01\)01073-2](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(01)01073-2).
- [9] K. Zhou, D. Zhou, F. Dong, and N. Q. Ngo, “*Room-temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser employing sinusoidal phase-modulation feedback*”, *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 11, pp. 893–895, 2003. <https://doi.org/10.1364/OL.28.000893>.
- [10] J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, and J. R. Barry, “*Numerical and theoretical analysis of an alternate multiwavelength mode-locked fiber laser*”, *IEEE photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 11, pp. 2295–2297, 2005. <https://doi.org/10.1109/LPT.2005.857608>.
- [11] W. He, L. Zhu, M. Dong, X. Lou, and F. Luo, “*Wavelength-switchable and stable-ring-cavity, erbium-doped fiber laser based on Mach-Zehnder interferometer and tunable filter*”, *Laser Phys.*, vol. 28, no. 4, p. 45104, 2018. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aaa5ba>.
- [12] A.-P. Luo, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, “*Tunable and switchable multiwavelength erbium-doped fiber ring laser based on a modified dual-pass Mach-Zehnder interferometer*”, *Opt. Lett.*, 2009. <https://doi.org/10.1364/ol.34.002135>.
- [13] J. Vasseur, M. Hanna, J. Dudley, J.-P. Goedgebuer, J. Yu, G.-K. Chang and J. R. Barry, “*Alternate Multiwavelength Picosecond Pulse Generation by Use of an*

- Unbalanced Mach–Zehnder Interferometer in a Mode-locked Fiber Ring Laser*”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, no. 1, pp. 85–96, 2007. <https://doi.org/10.1109/JQE.2006.885211>.
- [14] Z. W. Xu and Z. X. Zhang, “*All-normal-dispersion multi-wavelength dissipative soliton Yb-doped fiber laser*”, Laser Phys. Lett., vol. 10, no. 8, p. 85105, 2013. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/10/8/085105>.
- [15] L. Ma, Z. Kang, Y. Qi, and S. Jian, “*Tunable dual-wavelength fiber laser based on an MMI filter in a cascaded Sagnac loop interferometer*”, Laser Phys., vol. 24, no. 4, p. 45102, 2014. <https://doi.org/10.1088/1054-660X/24/4/045102>.
- [16] H. Chen, X. Jiang, S. Xu, and H. Zhang, “*Recent progress in multi-wavelength fiber lasers: principles, status, and challenges*”, Chinese Opt. Lett., vol. 18, no. 4, p. 41405, 2020. <https://doi.org/10.3788/COL202018.041405>.
- [17] X. Shu, S. Jiang, and D. Huang, “*Fiber grating Sagnac loop and its multiwavelength-laser application*”, IEEE Photonics Technol. Lett., 2000. <https://doi.org/10.1109/68.867981>.
- [18] R. M. Sova, C.-S. Kim, and J. U. Kang, “*Tunable all-fiber birefringence comb filters*”, IEEE Photonics Technol. Lett., 2002. <https://doi.org/10.1109/ofc.2002.1036657>.
- [19] Y. W. Lee, K. J. Han, J. Jung, and B. Lee, “*Polarization-Independent Tunable Fiber Comb Filter*”, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 16, no. 9, pp. 2066–2068, 2004. <https://doi.org/10.1109/lpt.2004.832601>.
- [20] X. Sun, L. Zhou, J. Xie, Z. Zou, L. Lu, H. Zhu, X. Li, and J. Chen, “*Tunable silicon Fabry–Perot comb filters formed by Sagnac loop mirrors*”, Opt. Lett., vol. 38, no. 4, pp. 567–569, 2013. <https://doi.org/10.1364/OL.38.000567>.
- [21] C. H. Yeh, F. Y. Shih, C. T. Chen, C. N. Lee, and S. Chi, “*Multiwavelength erbium fiber ring laser using Sagnac loop and Fabry-Perot laser diode*”, Laser Phys. Lett., vol. 5, no. 3, p. 210, 2007. <https://doi.org/10.1002/lapl.200710113>.

- [22] F. Su-Chun, X. Ou, L. Shao-Hua, and J. Shui-Sheng, “*Switchable multi-wavelength erbium-doped fiber lasers based on a Mach–Zehnder interferometer using a twin-core fiber*”, Chinese Phys. Lett., vol. 26, no. 6, p. 64208, 2009. <https://doi.org/10.1088/0256-307X/26/6/064208>.
- [23] D. R. Chen, H. Fu, H. Ou, and S. Qin, “*Wavelength-spacing continuously tunable multi-wavelength SOA-fiber ring laser based on Mach–Zehnder interferometer*”, Opt. Laser Technol., vol. 40, no. 2, pp. 278–281, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2007.04.014>.
- [24] I. Navruz and N. F. Guler, “*A novel technique for optical dense comb filters using sampled fiber Bragg gratings*”, Opt. Fiber Technol., vol. 14, no. 2, pp. 114–118, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2007.09.004>.
- [25] D. S. Moon, and Y. Chung, “*Multi-wavelength fiber ring laser based on a sampled chirped fiber Bragg grating with a hybrid gain medium*”, Optics Communications, 285(7), 1908–1910, 2012. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.12.056>.
- [26] H. L. An, X. Z. Lin, E. Y. B. Pun, and H. D. Liu, “*Multi-wavelength operation of an erbium-doped fiber ring laser using a dual-pass Mach–Zehnder comb filter*”, Opt. Commun., vol. 169, no. 1–6, pp. 159–165, 1999. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(99\)00422-8](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00422-8).
- [27] A. P. Luo, Z. C. Luo, and W. C. Xu, “*Wavelength switchable all-fiber comb filter using a dual-pass Mach-Zehnder interferometer and its application in multiwavelength laser*”, Laser Phys., 2010. <https://doi.org/10.1134/s1054660x10170093>.
- [28] L. Wei and G. Tatel, “*Wavelength Continuously Tunable All-Fiber Flat-Top Comb Filter Based on a Dual-Pass Mach–Zehnder Interferometer*”, J. Light. Technol., vol. 37, no. 15, pp. 3740–3749, 2019. <https://doi.org/10.1364/JLT.37.003740>.
- [29] J. Jung and Y. W. Lee, “*Continuously wavelength-tunable passband-flattened fiber comb filter based on polarization-diversified loop structure*”, Sci. Rep., 2017. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-06952-z>.

- [30] Y. W. Lee, H.-T. Kim, and Y. W. Lee, “*Second-order all-fiber comb filter based on polarization-diversity loop configuration*”, Opt. Express, 2008. <https://doi.org/10.1364/oe.16.003871>.
- [31] W. He, L. Zhu, M. Dong, and F. Luo, “*Tunable and switchable thulium-doped fiber laser utilizing Sagnac loops incorporating two-stage polarization maintaining fibers*”, Opt. Fiber Technol., vol. 29, pp. 65–69, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2016.03.003>.
- [32] D. K. Kim, J. Kim, S.-L. Lee, S. Choi, M. S. Kim, and Y. W. Lee, “*Tunable Narrowband Fiber Multiwavelength Filter Based on Polarization-Diversified Loop Structure*”, J. Nanosci. Nanotechnol., vol. 20, no. 1, pp. 344–350, 2020. <https://doi.org/10.1166/jnn.2020.17219>.
- [33] N. A. B. Ahmad, S. H. Dahlan, and N. A. Cholan, “*Theoretical analysis of a two-stage sagnac loop filter using jones matrices*”, Int. J. Electr. Comput. Eng., 2017. <https://doi.org/10.11591/ijece.v7i6.pp2950-2957>.
- [34] H. Meng, X. Wu, W. Shen, and X. Huang, “*Polarization-independent all-fiber quasi-flat-top comb filter based on a dual-pass mach-zehnder interferometer with high birefringence fiber in the second loop*”, IEEE Photonics Technol. Lett., 2012. <https://doi.org/10.1109/LPT.2011.2175214>.
- [35] W. He, D. Li, L. Zhu, M. Dong, and F. Luo, “*Tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser employing PM-FBG and Mach-Zehnder interferometer with optical fiber delay line*”, IEEE Photonics J., vol. 9, no. 3, pp. 1–8, 2017. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2017.2695671>.
- [36] H. Zou, S. Lou, W. Su, and X. Wang, “*A dual-pass Mach-Zehnder interferometer filter using a TCF loop mirror for double-wavelength fiber lasers*”, Appl. Phys. B Lasers Opt., vol. 112, no. 4, pp. 441–452, 2013. <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5454-x>.
- [37] H. Zou, S. Lou, G. Yin, and W. Su, “*Switchable dual-wavelength PM-EDF ring laser*

- based on a novel filter*”, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 25, no. 11, pp. 1003–1006, 2013. <https://doi.org/10.1109/LPT.2013.2253453>.
- [38] W. He, D. Li, L. Zhu, M. Dong, and F. Luo, “*Tunable Multiwavelength Erbium-Doped Fiber Laser Employing PM-FBG and Mach-Zehnder Interferometer with Optical Fiber Delay Line*”, IEEE Photonics J., 2017. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2017.2695671>.
- [39] X. Zhao, M. Dong, Y. Zhang, H. Niu, F. Luo, and L. Zhu, “*Switchable dual-wavelength fiber laser based on a phase-shifted fiber Bragg grating combined with Mach-Zehnder interferometer and Sagnac loop*”, Opt. Fiber Technol., 2019. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2018.12.028>.
- [40] Z. Xuefang, N. Yong, and W. Yizhen, “*L-Band multi-wavelength erbium-doped fibre laser based on non-linear optical loop mirror and dual-channel Mach-Zehnder interferometer*”, J. Mod. Opt., vol. 64, no. 3, pp. 210–213, 2017. <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1221475>.
- [41] N. A. Cholan, M. H. Al-Mansoori, A. S. M. Noor, A. Ismail, and M. A. Mahdi, “*Switchable single- and dual-wavelength erbium-doped fiber laser assisted by four-wave mixing with wide and continuous tunability*”, Appl. Phys. B Lasers Opt., 2014. <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5597-9>.
- [42] Q. Zhao, L. Pei, M. Tang, Y. Xie, Z. Ruan, J. Zheng and T. Ning , “*Switchable multi-wavelength erbium-doped fiber laser based on core-offset structure and four-wave-mixing effect*”, Opt. Fiber Technol., vol. 54, p. 102111, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2019.102111>.
- [43] Robert M. Herd, MRCP(UK), Jeffrey S. Dover, Kenneth A. Arndt , “*Basic laser principles*”, Dermatol. Clin., vol. 15, no. 3, pp. 355–372, 1997. [https://doi.org/10.1016/S0733-8635\(05\)70446-0](https://doi.org/10.1016/S0733-8635(05)70446-0).
- [44] P. Grelu , “*Nonlinear Optical Cavity Dynamics: From Microresonators to Fiber Lasers*”, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2015. <https://doi.org/10.1002/9783527686476>.

- [45] M. C. Paul, “*Fiber Laser*”, BoD–Books on Demand, 2016. <https://doi.org/10.5772/60690>.
- [46] B. Sun, J. Jia, J. Huang, X. Zhang, and J. Bai, “*A 1030 nm single-frequency distributed Bragg reflector Yb-doped silica fiber laser*”, *Laser Phys.*, vol. 27, no. 10, p. 105105, 2017. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa828c>.
- [47] M. A. Umyy, N. Madamopoulos, A. Joyo, M. Kouar, and R. Dorsinville, “*Tunable multi-wavelength SOA based linear cavity dual-output port fiber laser using Lyot-Sagnac loop mirror*”, *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 3202–3211, 2011. <https://doi.org/10.1364/OE.19.003202>.
- [48] P. Urquhart, “*Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers*”, *IEE Proc. J.*, vol. 135, no. 6, pp. 385–407, 1988. <https://doi.org/10.1049/ip-j.1988.0071>.
- [49] G. D. Peng, “*Handbook of Optical Fibers*”, Springer Singapore, 2019. <https://doi.org/10.1007/978-981-10-7087-7>.
- [50] P. Urquhart, “*Computational photonics: an introduction with MATLAB*”, Cambridge University Press, 2013. <https://doi.org/10.1017/CB09780511794247>.
- [51] V. A. Trejo-Rocha, M. Moreno-Díaz, and N. P. Puente-Ramírez, “*Distribución de modos transversales e híbridos en la dirección de propagación en una fibra óptica*”, *Ingenierías*, vol. 18, no. 68, pp. 15–22, 2015. <https://dialnet.unirioja.es/servlet/articulo?codigo=5247958>.
- [52] J.-M. Liu, “*Principles of Photonics*”, Cambridge University Press, 2016. <https://doi.org/10.1017/CB09781316687109>.
- [53] G. J. Cowle, D. N. Payne, and D. Reid, “*Single-frequency travelling-wave erbium-doped fibre loop laser*”, *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 3, pp. 229–230, 1991. <https://doi.org/10.1049/el:19910148>.
- [54] I. N. Duling, “*Subpicosecond all-fibre erbium laser*”, *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 6, pp. 544–545, 1991. <https://doi.org/10.1049/el:19910342>.

- [55] G. A. Ball, W. W. Morey, and W. H. Glenn, “*Standing-wave monomode erbium fiber laser*”, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 3, no. 7, pp. 613–615, 1991. <https://doi.org/10.1109/68.87930>.
- [56] S. Li and K. T. Chan, “*A novel configuration for multiwavelength actively mode-locked fiber lasers using cascaded fiber Bragg gratings*”, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 11, no. 2, pp. 179–181, 1999. <https://doi.org/10.1109/68.740696>.
- [57] H. Hillmer and B. Klepser, “*Low-cost edge-emitting DFB laser arrays for DWDM communication systems implemented by bent and tilted waveguides*”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, no. 10, pp. 1377–1383, 2004. <https://doi.org/10.1109/JQE.2004.834786>.
- [58] G. Sarlet, G. Morthier, and R. Baets, “*Control of widely tunable SSG-DBR lasers for dense wavelength division multiplexing*”, J. Light. Technol., vol. 18, no. 8, p. 1128, 2000. <https://doi.org/10.1109/50.857759>.
- [59] S. V Kartalopoulos, “*Introduction to DWDM technology: data in a rainbow*”, Wiley-IEEE Press, 2000. <https://www.wiley.com/en-et/Introduction+to+DWDM+Technology:+Data+in+a+Rainbow+-p-9780780353992>.
- [60] K. Venkatarayanan, S. Askraba, K. E. Alameh, and C. L. Smith, “*Multi-wavelength laser sensor for intruder detection and discrimination*”, Opt. Lasers Eng., vol. 50, no. 2, pp. 176–181, 2012. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.09.009>.
- [61] E. J. Walter, J. A. Knight, and L. Lilge, “*A multi-wavelength, laser-based optical spectroscopy device for breast density and breast cancer risk pre-screening*”, J. Biophotonics, vol. 10, no. 4, pp. 565–576, 2017. <https://doi.org/10.1002/jbio.201600033>.
- [62] M.-G. Suh, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, X. Yi, and K. J. Vahala, “*Microresonator soliton dual-comb spectroscopy*”, Science, vol. 354, no. 6312, pp. 600–603, 2016. <https://doi.org/10.1126/science.aah6516>.

- [63] H. Jeon and H. Lee, “*Photonic true-time delay for phased-array antenna system using dispersion compensating module and a multiwavelength fiber laser*”, J. Opt. Soc. Korea, vol. 18, no. 4, pp. 406–413, 2014. <https://doi.org/10.3807/JOSK.2014.18.4.406>.
- [64] H. Ahmad, S. I. Ooi, and Z. C. Tiu, “*100 GHz free spectral range-tunable multi-wavelength fiber laser using single–multi–single mode fiber interferometer*”, Appl. Phys. B, vol. 125, no. 6, p. 99, 2019. <https://doi.org/10.1007/s00340-019-7209-9>.
- [65] P. Wang, D. Weng, K. Li, Y. Liu, X. Yu, and X. Zhou, “*Multi-wavelength Erbium-doped fiber laser based on four-wave-mixing effect in single mode fiber and high nonlinear fiber*”, Opt. Express, vol. 21, no. 10, pp. 12570–12578, 2013. <https://doi.org/10.1364/OE.21.012570>.
- [66] J.-N. Maran, S. LaRochelle and P. Besnard, “*C-band multi-wavelength frequency-shifted erbium-doped fiber laser*”, Optics Communications, Vol. 218, pp. 81-86, 2003. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(03\)01130-1](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(03)01130-1).
- [67] K. Zhou, D. Zhou, F. Dong, and N. Q. Ngo, “*Room-temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser employing sinusoidal phase-modulation feedback*”, Opt. Lett. 28, 893-895, 2003. <https://doi.org/10.1364/OL.28.000893>.
- [68] N. Park and P. F. Wysocki, “*24-line multiwavelength operation of erbium-doped fiber-ring laser*”, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 8, no. 11, pp. 1459–1461, 1996. <https://doi.org/10.1109/68.541549>.
- [69] J. Gutierrez-Gutierrez et al., “*Switchable and multi-wavelength linear fiber laser based on Fabry–Perot and Mach–Zehnder interferometers*”, Opt. Commun., vol. 374, pp. 39–44, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.04.041>.
- [70] J. M. Sierra-Hernandez et al., “*A tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on a Mach–Zehnder interferometer and photonic crystal fiber*”, Laser Phys., vol. 23, no. 12, p. 125103, 2013. <https://doi.org/10.1088/1054-660X/23/12/125103>.

- [71] W. He, L. Zhu, F. Meng, Y. Song, and M. Dong, “*Selectable and stable C-band multi-wavelength ring cavity erbium-doped fiber laser employing Sagnac loop and tunable filter*”, *Optik*, vol. 176, pp. 528–534, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.09.063>.
- [72] W. He, H. Yuan, X. Lou, L. Zhu, and M. Dong, “*Multi-wavelength switchable erbium-doped fiber laser based on a hybrid filter incorporating a bi-tapered Mach–Zehnder interferometer and Sagnac loop*”, *Phys. Scr.*, vol. 94, no. 12, p. 125502, 2019. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab3375>.
- [73] Z. Zhang, L. Zhan, K. Xu, J. Wu, Y. Xia, and J. Lin, “*Multiwavelength fiber laser with fine adjustment, based on nonlinear polarization rotation and birefringence fiber filter*”, *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 4, pp. 324–326, 2008. <https://doi.org/10.1364/OL.33.000324>.
- [74] Z. X. Zhang, K. Xu, J. Wu, X. B. Hong, and J. T. Lin, “*Multiwavelength figure-of-eight fiber laser with a nonlinear optical loop mirror*”, *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 213–216, 2008. <https://doi.org/10.1002/lapl.200710114>.
- [75] W. Peng, F. Yan, Q. Li, S. Liu, T. Feng, and S. Tan, “*A 1.97 μm multiwavelength thulium-doped silica fiber laser based on a nonlinear amplifier loop mirror*”, *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 11, p. 115102, 2013. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/10/11/115102>.
- [76] D. Chen, B. Sun, and Y. Wei, “*Multi-wavelength laser source based on enhanced four-wave-mixing effect in a highly nonlinear fiber*”, *Laser Phys.*, vol. 20, no. 8, pp. 1733–1737, 2010. <https://doi.org/10.1134/S1054660X10150065>.
- [77] G. Mamdoohi, A. R. Sarmani, M. H. A. Bakar, and M. A. Mahdi, “*Switchable multiwavelength Brillouin–Raman fiber laser utilizing an enhanced nonlinear amplifying fiber loop design*”, *IEEE Photonics J.*, vol. 10, no. 2, pp. 1–11, 2018. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2809557>.
- [78] N. A. Awang, M. Z. Zulkifli, A. A. Latif, S. W. Harun, and H. Ahmad, “*Stable power multi-wavelength fibre laser based on four-wave mixing in a short length of*

- highly non-linear fibre*”, J. Opt., vol. 13, no. 7, p. 75401, 2011. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/13/7/075401>.
- [79] A. Zhang, H. Liu, M. S. Demokan and H. Y. Tam, “*Stable and broad bandwidth multiwavelength fiber ring laser incorporating a highly nonlinear photonic crystal fiber*”, IEEE photonics Technol. Lett., vol. 17, no. 12, pp. 2535–2537, 2005. <https://doi.org/10.1109/LPT.2005.859542>.
- [80] Y.-G. Han, T. V. A. Tran and S. B. Lee, “*Wavelength-spacing tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser based on four-wave mixing of dispersion-shifted fiber*”, Opt. Lett., vol. 31, no. 6, pp. 697–699, 2006. <https://doi.org/10.1364/OL.31.000697>.
- [81] A. J. Poustie, N. Finlayson and P. Harper, “*Multiwavelength fiber laser using a spatial mode beating filter*”, Opt. Lett., vol. 19, no. 10, pp. 716–718, 1994. <https://doi.org/10.1364/ol.19.000716>.
- [82] X. Dong, P. Shum, N. Q. Ngo and C. C. Chan, “*Multiwavelength Raman fiber laser with a continuously-tunable spacing*”, Opt. Express, vol. 14, no. 8, pp. 3288–3293, 2006. <https://doi.org/10.1364/OE.14.003288>.
- [83] Y.-G. Han, X. Dong, C.-S. Kim, M. Y. Jeong and J. H. Lee, “*Flexible all fiber Fabry-Perot filters based on superimposed chirped fiber Bragg gratings with continuous FSR tunability and its application to a multiwavelength fiber laser*”, Opt. Express, vol. 15, no. 6, pp. 2921–2926, 2007. <https://doi.org/10.1364/oe.15.002921>.
- [84] Z. Zhang, J. Wu, K. Xu, X. Hong and J. Lin, “*Tunable multiwavelength SOA fiber laser with ultra-narrow wavelength spacing based on nonlinear polarization rotation*”, Opt. Express, vol. 17, no. 19, pp. 17200–17205, 2009. <https://doi.org/10.1364/OE.17.017200>.
- [85] Z. Y. Liu, Y. G. Liu, J. B. Du, G. Y. Kai, and X. Y. Dong, “*Tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser with a polarization-maintaining photonic crystal fiber Sagnac loop filter*”, Laser Phys. Lett., vol. 5, no. 6, p. 446, 2008. <https://doi.org/10.1002/lapl.200810010>.

- [86] A. M. R. Pinto, O. Frazão, J. L. Santos, and M. Lopez-Amo, “*Multiwavelength Raman fiber lasers using Hi-Bi photonic crystal fiber loop mirrors combined with random cavities*”, J. Light. Technol., vol. 29, no. 10, pp. 1482–1488, 2011. <https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2134833>.
- [87] D. S. Moon et al., “*Tunable multi-wavelength SOA fiber laser based on a Sagnac loop mirror using an elliptical core side-hole fiber*”, Opt. Express, vol. 15, no. 13, pp. 8371–8376, 2007. <https://doi.org/10.1364/OE.15.008371>.
- [88] H. Dong et al., “*Multiwavelength fiber ring laser source based on a delayed interferometer*”, IEEE photonics Technol. Lett., vol. 17, no. 2, pp. 303–305, 2005. <https://doi.org/10.1109/LPT.2004.840814>.
- [89] P. H. Lissberger, “*Ellipsometry and polarised light*”, Nature, vol. 269, no. 5625, p. 270, 1977. <https://doi.org/10.1038/269270a0>.
- [90] J. Beyerer, F. P. León, and C. Frese, “*Machine vision: Automated visual inspection: Theory, practice and applications*”, Springer, Berlin, Heidelberg, 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-47794-6>.
- [91] D. Goldstein, “*Polarized Light*”, New York, NY Marcel Dekker, 2003. <https://doi.org/10.1201/9780203911587>.
- [92] A. Yu and A. S. Siddiqui, “*Systematic method for the analysis of optical fibre circuits*”, Optoelectron., 1995. <https://doi.org/10.1049/ip-opt:19952013>.
- [93] R. M. Silva, A. Layeghi, M. I. Zibaii, H. Latifi, J. L. Santos, and O. Frazão, “*Theoretical and experimental results of high-birefringent fiber loop mirror with an output port probe*”, J. Light. Technol., 2012. <https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2167499>.
- [94] J. I. Sakai and T. Kimura, “*Birefringence and Polarization Characteristics of Single-Mode Optical Fibers under Elastic Deformations*”, IEEE J. Quantum Electron., 1981. <https://doi.org/10.1109/JQE.1981.1071213>.

- [95] J. Wang, K. Zheng, J. Peng, L. Liu, J. Li, and S. Jian, “*Theory and experiment of a fiber loop mirror filter of two-stage polarization-maintaining fibers and polarization controllers for multiwavelength fiber ring laser*”, Opt. Express, vol. 17, no. 13, pp. 10573–10583, 2009. <https://doi.org/10.1364/oe.17.010573>.
- [96] X. Ma et al., “*Polarization-independent all-fiber flat-top comb filter*”, Opt. Fiber Technol., vol. 12, no. 1, pp. 1–9, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2005.04.004>.
- [97] H. Wang, X. Wu, and H. Meng, “*All-fiber flat-top comb filter based on a Mach-Zehnder interferometer cascading a Michelson interferometer*”, Optik, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.04.058>.
- [98] R. I. Álvarez-Tamayo, M. Durán-Sánchez, O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and A. Flores-Rosas, “*Theoretical and experimental analysis of tunable Sagnac high-birefringence loop filter for dual-wavelength laser application*”, Appl. Opt., 2011. <https://doi.org/10.1364/AO.50.000253>.
- [99] S. Wang, P. Lu, S. Zhao, D. Liu, W. Yang, and J. Zhang, “*2- μ m switchable dual-wavelength fiber laser with cascaded filter structure based on dual-channel Mach-Zehnder interferometer and spatial mode beating effect*”, Appl. Phys. B Lasers Opt., 2014. <https://doi.org/10.1007/s00340-014-5868-0>.
- [100] Focuslight[®] hoja de datos del diodo láser modelo FL-DLS03-FCMSE55-I-25-976-5. <https://www.focuslight.com/>.
- [101] ITF Technologies[®] hoja de datos del combinador de fibra óptica modelo MMC0211C4057. <http://www.itftechnologies.com/>.
- [102] Thorlabs[®] hoja de datos del acoplador de fibra optica 50/50, 80/20 y 90/10 @ 1550 nm. <https://www.thorlabs.com>.
- [103] AdValue Photonics[®] hoja de datos del aislador modelo AP-ISO-1550PD. <https://www.advaluephotonics.com>.

- [104] S. Yao, “*Polarization in Fiber Systems: Squeezing out More Bandwidth*”, The Photonics Handbook. Laurin Publishing, 2003. https://www.photonics.com/Articles/Polarization_in_Fiber_Systems_Squeezing_out_More/a25149.
- [105] Thorlabs® hoja de datos del controlador de polarización modelo FPC560. <https://www.thorlabs.com>.
- [106] Thorlabs® hoja de datos del controlador de polarización modelo CPC250. <https://www.thorlabs.com>.
- [107] Corning® hoja de datos de la fibra óptica modelo SMF-28. <http://ece466.groups.et.byu.net>.
- [108] I. Kaminow, “*Polarization in optical fibers*”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 17, no. 1, pp. 15–22, 1981. <https://doi.org/10.1109/JQE.1981.1070626>.
- [109] G. Keiser, “*Biophotonics*”, Springer, 2016. <https://doi.org/10.1007/978-981-10-0945-7>.
- [110] Corning® hoja de datos de la PMF tipo PANDA, modelo PM15-U25A. <http://www.fiberoptics4sale.com/products/pm15-u25a>.
- [111] H. Injeyan and G. D. Goodno, “*High Power Laser Handbook*”, McGraw-Hill Education, 2011. <https://www.accessengineeringlibrary.com/content/book/9780071609012>.
- [112] Nufern® hoja de datos de la fibra óptica 12/130 Erbium/Ytterbium-Doped Multimode Double Clad Fibers, modelo MM-EYDF-12/130-HE. <http://www.nufern.com>.
- [113] H. Inaba, Y. Akimoto, K. Tamura, E. Yoshida, T. Komukai, and M. Nakazawa, “*Experimental observation of mode behavior in erbium-doped optical fiber ring laser*”, Opt. Commun., vol. 180, pp. 1–3, 2000. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(00\)00669-6](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00669-6).

- [114] Y. Chang, L. Pei, T. Ning, J. Zheng, J. Li, and C. Xie, “*Switchable and tunable multi-wavelength fiber ring laser employing a cascaded fiber filter*”, IEEE J. Opt. Fiber Technol., vol. 58, p. 102240, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102240>.
- [115] W. Ma, T. Wang, P. Zhang, J. Han, and J. Zhang, “*Widely tunable multiwavelength thulium-doped fiber laser using a fiber interferometer and a tunable spatial mode-beating filter*”, Appl. Opt., vol. 54, no. 12, pp. 3786–3791, 2015. <https://doi.org/10.1364/AO.54.003786>.
- [116] S. Li, Y. Yin, E. Lewis, G. Garrell, and P. Wang, “*A twelve-wavelength Thulium-doped fibre laser based on a microfibre coil resonator incorporating black phosphorus*”, Opt. Commun., vol. 437, pp. 342–345, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.12.075>.
- [117] M. S. Islam and A. B. Mohammad, “*Transmission characteristics of Mach–Zehnder interferometer comb filter based on thermal operation*”, Appl. Phys. B, vol. 117, no. 1, pp. 59–65, 2014. <https://doi.org/10.1007/s00340-014-5798-x>.
- [118] Y. Kong, W. Ding, Z. W. Li, Y. J. Zhang, F. Ansari, and S. Yi, “*Double Mach–Zehnder acoustic emission interferometer for detection of damage in structures*”, Opt. Commun., vol. 459, p. 125076, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.125076>.
- [119] O. E. Nanii, A. I. Odintsov, A. P. Smirnov, and A. I. Fedoseev, “*The stability of the stationary generation of a multichannel laser*”, Moscow Univ. Phys. Bull., vol. 71, no. 4, pp. 389–394, 2016. <https://doi.org/10.3103/S0027134916040147>.
- [120] A. I. Kuzmenkov et al., “*Performance characteristics and output power stability of a multichannel fibre laser*”, Quantum Electron., vol. 46, no. 9, p. 795, 2016. <https://doi.org/10.1070/QEL16085>.
- [121] P. Franco, M. Midrio, A. Tozzato, M. Romagnoli, and F. Fontana, “*Characterization and optimization criteria for filterless erbium-doped fiber lasers*”, JOSA B, vol. 11, no. 6, pp. 1090–1097, 1994. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.11.001090>.

- [122] R. Thouroude, H. Gilles, T. Robin, B. Cadier, and M. Laroche, “*Efficient random Raman fiber laser at 1650 nm*”, Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications, 2019. <https://doi.org/10.1364/ASSL.2019>.
- [123] J. P. Lauterio-Cruz et al., “*High energy noise-like pulsing in a double-clad Er/Yb figure-of-eight fiber laser*”, Opt. Express, vol. 24, p. 13778, 2016. <https://doi.org/10.1364/OE.24.013778>.
- [124] J. Wu et al., “*Over 19 W Single-Mode 1545 nm Er, Yb Codoped All-Fiber Laser*”, Adv. Condens. Matter Phys., vol. 2017, 2017. <https://doi.org/10.1155/2017/7408565>.
- [125] Y. Chang, L. Pei, T. Ning, and J. Zheng, “*Switchable multi-wavelength fiber laser based on hybrid structure optical fiber filter*”, Opt. Laser Technol., vol. 124, p. 105985, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105985>.
- [126] L.-Y. Shao et al., “*Sensitivity-enhanced temperature sensor with cascaded fiber optic Sagnac interferometers based on Vernier-effect*”, Opt. Commun., vol. 336, pp. 73–76, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2014.09.075>.