

Salamanca, Gto., a 17 de noviembre del 2022.

M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTIN
COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES
PRESENTE.-

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) Adalberto Pérez Guzmán del **Programa de Maestría en Ingeniería Eléctrica (Instrumentación y Sistemas Digitales)** y cuyo número de **NUA** es: 145406 del cual soy director. El título de la tesis es: **Estudio e implementación de filtro tipo peine de doble interferómetro para aplicación en láseres de fibra óptica.**

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. Julián Moisés Estudillo Ayala
DIRECTOR DE TESIS
SECRETARIO



Dr. Juan Carlos Hernández García
DIRECTOR DE TESIS



Dr. Juan Manuel Sierra Hernández
PRESIDENTE



Dr. José Roberto Reyes Ayona
VOCAL



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

***Estudio e implementación de filtro
tipo peine de doble interferómetro
para aplicación en láseres de fibra
óptica***

TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el grado de:
Maestro en Ingeniería Eléctrica

PRESENTA:

Ing. Adalberto Pérez Guzmán

DIRECTORES:

Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala.

Dr. Juan Carlos Hernández García.

SALAMANCA, GUANAJUATO.

DICIEMBRE, 2022

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a Papá y Mamá por apoyarme en todo momento, procurarme y motivarme para hacer posible este logro que también es de ellos, estoy completamente orgulloso de la calidad de personas que son y los excelentes padres, que ahora a estas instancias de la vida me doy cuenta de todo lo que hacen para que nosotros tengamos la oportunidad de alcanzar nuestros sueños, siempre estaré agradecido y espero poder retribuir de todas las maneras posibles todo su esfuerzo. A mis hermanos, por ayudarme en todo lo que necesitaba y siempre creer en mí, espero ser un buen ejemplo para ellos. Los amo.

A Dani por estar siempre presente durante todo este proceso, por ser mi compañera de vida y de aventuras, haberme dado la confianza y el apoyo necesario, por motivarme cada día para seguir avanzando en este camino que me he propuesto, cuidarme y hacerme mejor persona. Te amo.

A mi asesor el Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala, que siempre está para ayudarme y enseñarme algo nuevo, por darme la confianza de trabajar bajo su supervisión, además de compartir consejos, experiencias y sobre todo su tiempo, por creer en mí e impulsarme a conseguir más, gracias.

A mi Co-asesor, el Dr. Juan Carlos Hernández García, por el conocimiento, consejos y su completo apoyo que fueron importantes para la realización de este proyecto, enseñándome una perspectiva diferente de comprensión.

Al Dr. Roberto Rojas Laguna por ser ese profesor que te inspira a seguir aprendiendo y te comparte infinidad de experiencias, gracias por aquellas clases en donde aprendí demasiado sobre tantos temas, pero también gracias por esas pláticas dentro del laboratorio.

A todos mis profesores durante mi desarrollo en la Universidad de Guanajuato, especialmente, en el periodo de maestría, por compartir sus conocimientos conmigo, además de su valioso tiempo, gracias a todos y cada uno de ellos. En especial al Dr. Juan Manuel Sierra Hernández y al Dr. David Camarena Martínez, por su apoyo incondicional.

Al laboratorio de fibras ópticas y telecomunicaciones de la División de Ingeniería Campus Irapuato-Salamanca, por el espacio e instalaciones, conocimientos compartidos y apoyo, para desarrollar este trabajo de tesis, gracias a cada uno de los miembros, y a los amigos que logré hacer dentro de este lugar, Tania y Alejandro.

AGRADECIMIENTOS INSTITUCIONALES

A la Universidad de Guanajuato, División de Ingenierías Campus Irapuato Salamanca por brindarme esa identidad que le caracteriza y formarme como una persona íntegra y profesionalista con deseo de éxito.



A la División de Ingenierías del Campus Irapuato Salamanca de la Universidad de Guanajuato por darme la oportunidad de concluir orgullosamente la Maestría en Ingeniería Eléctrica. Por sus excelentes profesores y laboratorios completamente equipados, además de la calidad de los servicios que presenta, los cuales siempre atendieron mis solicitudes de la mejor manera.



Al honorable Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología CONACYT por el apoyo brindado con el número de becario CVU: 1071286, durante los dos años de la maestría. Proyectos CONACYT CB 2017-2018/A1-S-33363 denominado "Estudio de las No linealidades en Fibras de Cristal Fotónico para la Obtención de Fuentes de Luz de Amplio Espectro y Propagación de Pulsos Cortos de Alta Energía" y el apoyo al proyecto 3155 del programa Investigadoras e Investigadores por México, Cátedras.



Dirección de Apoyo a la
Investigación y al Posgrado

Agradecimiento a la DAIP por el proyecto No. CIIC 210/2022 y el proyecto No. CIIC 019/2022.

DEDICATORIA

Con todo mi amor, a mis papás porque sin ellos nada de esto sería posible, espero estén orgullosos de ustedes mismos por formarme de esta manera.

A mis hermanos, por estar ahí conmigo cuando lo necesito.

A Dani, por ser un elemento importante en mi vida y en mi ambición para seguir superándome.

En especial a mi abuelita, te prometí que concluiría este reto y que iría por más, sé que siempre me estarás cuidando, te extraño.

RESUMEN

En este trabajo de tesis, se presenta el desarrollo de un filtro tipo peine de doble interferómetro, el cual está conformado por un interferómetro Mach-Zehnder de doble paso y un interferómetro de Sagnac (Dual-pass Mach-Zehnder and Sagnac Interferometer, DMZI-SI), en donde el interferómetro de Sagnac (Sagnac Interferometer, SI) cuenta con un tramo de fibra mantenedora de polarización (Polarization Maintaining Fiber, PMF). Además, en el arreglo propuesto se utilizaron componentes ópticos como controladores de polarización (Polarization Controllers, PCs) de tres bobinas, fibra óptica monomodo estándar (Single-mode Fiber, SMF-28) y PMF. El filtro DMZI-SI permite modificar el patrón de interferencia de diferentes maneras, una de ellas es controlando el estado de polarización a través de los PCs lo que proporciona un control más preciso de la amplitud de las franjas de interferencia, por otro lado, también se puede modificar haciendo diferentes variaciones en el interferómetro Mach-Zehnder (Mach-Zehnder Interferometer, MZI), haciendo un corte en uno de los brazos para acercar las interfaces de las fibras e ir variando la distancia de separación entre ellas, primero con la ayuda de una empalmadora, después utilizando una base de 3 ejes y un ferrule, por último, empalmar una fibra sin núcleo entre ambos tramos de fibra estándar del brazo. Estos procedimientos se realizaron experimentalmente resaltando dentro de los resultados obtenidos una amplitud en las franjas de entre 21.56 y 22.1 dBm con una separación entre ellas de $\Delta\lambda = 0.66$ nm, una excelente planicidad en el patrón de interferencia; para terminar, se comprobó el comportamiento de manera cualitativa al realizar una comparación por medio de un análisis numérico en MATLAB a través de las matrices de Jones de cada uno de los elementos de fibra del filtro DMZI-SI. Como aplicación del filtro, se implementó experimentó el filtro DMZI-SI dentro de un sistema láser, con la finalidad de obtener un láser multilongitud de onda de fibra óptica (Multi-Wavelength Fiber Laser, MWFL), teniendo como resultado la selección desde una hasta siete emisiones láser manipulando los PCs, con una separación del ancho espectral entre líneas cercanas entre $\Delta\lambda = 0.58 - 0.64$ nm, de fácil conmutación y selección de distintas longitudes de onda presentando valores de relación de supresión de modo lateral (Side Mode Suppression Ratio, SMSR) que superan los 27.35 dB.

ABSTRACT

In this study, will describe the development of a double interferometer filter, which is created by a Dual-pass Mach-Zehnder and a Sagnac Interferometer (DMZI-SI), where the sagnac interferometer relies on a Polarization Maintaining fiber. In addition, optical components were used in this proposed array, such as polarization controllers (PCs) as well single-mode fibers and PMF. The DMZI-SI filter allows the modification of the interference pattern in different ways, one of them is by controlling the state of polarization through the PCs which provides a more accurate control of the amplitude of the interference fringes, it can also be modified by making different variations in the Mach-Zehnder Interferometer (MZI), making a cut in one of the arms to bring the fiber interfaces closer and varying the separation distance between them. This is done with the help of a splicer, then a 3-axis base and a ferrule are used, finally, a coreless fiber is spliced between both standard fiber sections of the arm. These procedures were performed experimentally, the results obtained an amplitude in the interference bands of between 21.56 and 22.1 dBm with a separation between them of $\Delta\lambda = 0.66$ nm, an excellent flatness in the interference pattern; to finish, the behavior was qualitatively verified when making a comparison by means of a numerical analysis in MATLAB through the Jones matrices of different elements. As an application of the filter, the DMZI-SI filter was implemented within a laser system, with the purpose of obtain a Multi-Wavelength Fiber Laser (MWFL), resulting in the selection from one to seven laser emissions manipulating the PCs, with a separation of the spectral width between nearby lines between $\Delta\lambda = 0.58 - 0.64$ nm, of easy switching and selection of different wavelengths with a side mode suppression ratio (SMSR) value surpassing 27.35 db.

ÍNDICE GENERAL

RESUMEN	6
ABSTRACT	7
CAPÍTULO 1	13
INTRODUCCIÓN	13
1.1. Antecedentes	13
1.2. Justificación.....	14
1.3. Objetivos.....	15
1.3.1. Objetivos específicos	15
1.4. Organización de la tesis	16
CAPÍTULO 2	17
MARCO TEÓRICO	17
2.1. Introducción.....	17
2.2. Interacción Luz- Materia	18
2.3. Absorción.....	19
2.4. Emisión estimulada	20
2.5. Emisión espontánea	21
2.6. Sistemas láser de tres niveles de energía	22
2.7. Cavidad óptica.....	23
2.8. Láseres de fibra óptica.....	27
2.8.1. Láseres de fibra óptica multilongitud de onda.....	29
2.9. Filtro tipo peine.....	29
2.10. Interferometría	30
2.10.1. Interferómetro Mach-Zehnder	33
2.10.2. Interferómetro Sagnac.....	35
2.11. Polarización.....	37
CAPÍTULO 3	42
MATRICES DE JONES PARA ANÁLISIS NUMÉRICO DEL FILTRO TIPO PEINE	42
3.1. Matrices de Jones.....	42
3.2. Matrices de Jones del filtro DMZI-SI.....	47
3.3. Principio de operación.....	48
CAPÍTULO 4	54
ELEMENTOS DEL ARREGLO	54
4.1. Elementos de fibra óptica	54

4.1.1. Acoplador de fibra óptica.....	54
4.1.2. Controlador de polarización.....	55
4.1.3. Fibra óptica monomodo	56
4.1.4. Fibra óptica mantenedora de polarización	57
4.1.5. Fibra óptica sin núcleo	58
CAPÍTULO 5	60
RESULTADOS	60
5.1. Implementación del filtro DMZI-SI	60
5.2. Láser multilongitud de onda implementando el filtro DMZI-SI como aplicación. 85	
CAPÍTULO 6	93
CONCLUSIONES	93
6.1. Conclusiones	93
6.2. Trabajo a futuro	94
6.3. Referencias	95

Listado de Figuras

Listado de Figuras.....	9
Figura 2.1- Proceso de absorción.....	20
Figura 2.2- Proceso de emisión estimulada	21
Figura 2.3- Proceso de emisión espontánea	22
Figura 2.4- Diagrama del sistema de tres niveles	22
Figura 2.5- Diagrama del sistema de cuatro niveles	23
Figura 2.6- Resonador óptico activo	24
Figura 2.7- Cavidades de lineales de bulto: a) Plano paralelo b) Concéntrico c) Confocal.....	25
Figura 2.8- Cavidad de anillo de bulto	25
Figura 2.9- Cavidades de fibra óptica: a) Configuración lineal, b) Configuración de anillo.	27
Figura 2.10- MZI de bulto.....	34
Figura 2.11- MZI de doble paso (Dual-pass MZI, DMZI).....	35
Figura 2.12- MZI en línea, utilizando fibra de núcleo delgado (TCF).	35
Figura 2.13- SI de bulto.	36
Figura 2.14- SI de fibra.	36
Figura 2.16- Polarización Lineal.	38
Figura 2.17- Polarización circular.....	38
Figura 2.18- Polarización elíptica	39
Figura 2.19- Evolución del campo eléctrico para una onda polarizada elípticamente	39
Figura 2.20- (a) Estado lineal de polarización (b) Estado circular diestro (c) Estado circular zurdo	40
Figura 3.1- Esquema del filtro DMZI-SI.	47

Figura 3.2- Diagrama de bloques del sistema.....	51
Figura 3.3- Pérdidas de una fibra convencional.....	52
Figura 4.1- Acoplador de fibra óptica de la marca Thorlabs®	54
Figura 4.2- PC modelo FPC560 de la marca Thorlabs®.	55
Figura 4.3- Estructura de una fibra óptica estándar monomodo.	56
Figura 4.4- Fibra PANDA que mantiene la polarización (izquierda) y Bow-Tie (derecha)	57
Figura 4.5- Comparación entre una fibra estándar (izquierda) y nuestra fibra de terminación sin núcleo (derecha)	58
Figura 5.1- Esquema del filtro DMZI-SI.	61
Figura 5.2- Esquema para generar una fuente de luz de SC.....	61
Figura 5.3- Espectro del supercontinuo.....	62
Figura 5.4- Patrón de interferencia del filtro DMZI-SI.	62
Figura 5.5- Patrón de interferencia – rango de 10 nm.	63
Figura 5.6- Patrón de interferencia – rango de 60 nm.	63
Figura 5.7- Patrón de interferencia – rango de 20 nm.	64
Figura 5.8- Esquema del filtro DMZI-SI con la empalmadora en el brazo L_1	65
Figura 5.9- Referencia empalmadora ≈ 0	65
Figura 5.10- Desplazamientos entre fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm , f) 300 μm	66
Figura 5.11- Comparación de los resultados de desplazamiento.	67
Figura 5.12- Referencia empalmadora ≈ 0	68
Figura 5.13- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm , f) 300 μm	69
Figura 5.14- Comparación de los resultados de desplazamiento.	70
Figura 5.15- Referencia empalmadora ≈ 0	71
Figura 5.16- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm , f) 300 μm , g) 350 μm	72
Figura 5.17- Comparación de los resultados de desplazamiento.	73
Figura 5.18- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 350 μm , b) 300 μm , c) 150 μm , d) 50 μm , e) 30 μm , f) 15 μm , g) 5 μm , h) Referencia.....	74
Figura 5.19- Comparación de los resultados de desplazamiento.	75
Figura 5.20- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.18b, b) Figura 5.18f	76
Figura 5.21- Esquema del filtro DMZI-SI con la empalmadora en el brazo L_2	76
Figura 5.22- Referencia empalmadora brazo L_2	77
Figura 5.23- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora en el brazo L_2 : a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm	78
Figura 5.24- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.23b, b) Figura 5.23e	79
Figura 5.25- Esquema con el ferrule mecánico.....	80
Figura 5.26- Referencia ferrule.	80
Figura 5.27- Diagrama con la fibra sin núcleo.....	81
Figura 5.28- Variación de longitudes del tramo de Fibra sin Núcleo: a) 29.5 cm, b) 25 cm, c) 16	

cm, d) 14 cm.....	82
Figura 5.29- Comparación de los resultados de la variación en la longitud de la fibra sin núcleo.	83
Figura 5.30- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.28b, b) Figura 5.28d.	84
Figura 5.31- Empalme entre fibra SMF-28 y fibra sin núcleo.....	85
Figura 5.32- Arreglo experimental del MWFL en configuración de anillo.	86
Figura 5.33- Una línea de emisión láser.....	87
Figura 5.34- Conmutación de dos líneas láser centrando $\lambda = 1540$ nm: a) Izquierda, b) Derecha.	88
Figura 5.35- Espectro de salida del MWFL: a) Triple longitud de onda de emisión, b) Diferente triple longitud de onda de emisión, c) Septuple longitud de onda de emisión.....	89
Figura 5.36- Triple emisión láser consecutiva.....	90
Figura 5.37- Estabilidad triple emisión láser consecutiva durante 60 min.	91
Figura 5.38- Triple emisión láser.....	91
Figura 5.39- Estabilidad triple emisión láser durante 90 min.	92

Lista de abreviaciones

ASE	Amplified Spontaneous Emission
CW	Continuous Wave
CLF	Coreless Fiber
DMZI	Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer
DMZI-SI	Dual-pass Mach-Zehnder Interferometer and Sagnac Interferometer
EYD-PMF	Erbium-Ytterbium co-doped Polarization Maintaining Fiber
FPI.....	Fabry-Perot Interferometer
FSR	Free Spectral Range
HWP	Half Wave Plate
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
Maser	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MWFL	Multi-Wavelength Fiber Laser
MZI	Mach-Zehnder Interferometer
NOLM	Nonlinear Optical Loop Mirror
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PANDA-PMF.....	PANDA-type Polarization Maintaining Fiber
PC	Polarization Controller
PCF	Photonic Crystal Fiber
PMF.....	Polarization Maintaining Fiber
QWP	Quarter Wave Plate
RR	Repetition Rate

SC	Supercontinuum
SI	Sagnac Interferometer
SMF	Single-Mode Fiber
SMSR	Side Mode Suppresion Ratio
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SOP	State of Polarization
TCF	Twin-Core Fiber

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se mencionan los antecedentes del proyecto, en específico de los filtros tipo peine usando dispositivos de fibra óptica en el área de láseres y comunicaciones ópticas. Se abarcarán de igual forma los principales objetivos que fueron propuestos para el desarrollo de este trabajo, así como la justificación de este. Finalmente, se describirá la organización de la tesis.

1.1. Antecedentes

Un peine de frecuencia óptico es un espectro óptico que consta de líneas equidistantes, es decir que sus componentes de frecuencia se encuentran a la misma distancia, mientras que la intensidad de las líneas del peine puede variar. Por lo tanto, los filtros tipo peine son filtros que nos ayudan a seleccionar frecuencias o longitudes de onda deseadas de todo el peine de frecuencias. Dicho filtrado se produce cuando ciertas frecuencias se amplifican o se atenúan por la superposición de la señal original sobre sí misma. Existen diversos trabajos relacionados con la implementación de los filtros tipo peine, que van desde láseres de fibra de doble longitud de onda [1], filtros tipo peine en línea de birrefringencia para láseres multilongitud de onda de fibra, sintonizables y conmutables de amarre de modos pasivos [2], donde utilizan el filtro para hacer que el láser conmute, incluso se han utilizado una combinación de filtros para el rendimiento de láser selectivo en láseres de fibra dopada con erbio [3], además de encontrar filtros que proporcionan respuestas espectrales sintonizables y conmutables de múltiples longitudes de onda, para aplicaciones en sistemas de comunicación óptica y láseres sintonizables de multilongitud de onda [4-5].

Existen diferentes configuraciones para la creación de estos filtros ópticos, a partir de interferómetros: Mach-Zehnder [6-7], Mach-Zehnder de doble paso [1, 8-10], Lyot-Sagnac [11-12] tapers [3], doble interferómetro [5, 13]. Incluso existen artículos en donde presentan el estudio de las características de transmisión y la polarización de salida [11] así como el análisis numérico del arreglo óptico que se propone para estos filtros [14].

Los láseres multilongitud de onda de fibra han sido de gran interés debido a sus aplicaciones de medición, detección y comunicaciones ópticas [15-16]. Varios

investigadores han trabajado en el desarrollo de láseres de fibra de multilongitud de onda empleando una variedad de filtros peine, que incorporan amplificadores de fibra óptica dopados con tierras raras, como el erbio e iterbio o un amplificador óptico semiconductor (Semiconductor Optical Amplifier, SOA) como medio de ganancia [5].

Gracias al desarrollo de estos láseres empleando filtros peine, a menudo se requiere sintonización de láseres de fibra multilongitud de onda, se han implementado diferentes técnicas, utilizando interferómetros [14, 17], con rejillas de Bragg o con un espejo de bucle de fibra mantenedora de polarización dopado con erbio-iterbio (Erbium-Ytterbium co-doped Polarization Maintaining Fiber, EYD-PMF) [18].

En este trabajo se obtuvo un filtro tipo peine, en el que se propone una configuración de doble interferómetro, interferómetro Mach-Zehnder de doble paso e interferómetro Sagnac (DMZI-SI), llevando a cabo una simulación numérica y un arreglo experimental con el que logramos reducir el rango espectral libre, aumentar la amplitud y mantener una planicidad en el patrón interferométrico, utilizando este patrón de salida dentro de un esquema láser para tener una sintonización de múltiples longitudes de onda.

1.2. Justificación

Los filtros tipo peine son de gran ayuda al momento de la selección de una cierta longitud de onda, por tal motivo son de gran utilidad para el desarrollo de nuevos proyectos de investigación y en el área de las comunicaciones ópticas. En los últimos años se ha incrementado el interés por el estudio de los filtros tipo peine debido a que tienen diferentes aplicaciones; este tipo de filtros sirven como componentes selectivos en longitud de onda en láseres de multilongitud de onda y dispositivos como multiplexores de longitud de onda que pueden ser aplicados en los sistemas de comunicaciones.

Se han desarrollado diferentes tipos de filtros en diversas configuraciones como con interferómetros Mach-Zehnder (MZI) [6], Sagnac (SI) [11], Fabry – Perot (FPI) [19], rejillas de fibra óptica; sin embargo, no todos pueden reducir el rango espectral libre, FSR, que se desea. Por lo tanto, en este trabajo de tesis mostramos una configuración con un doble interferómetro que presenta un FSR menor a 1 nm, en donde se tiene la posibilidad de manipular dos variables, variando la longitud y los elementos dentro de los brazos del MZI y además tenemos un control en amplitud gracias a los dos controladores de polarización, mejorando la líneas de emisión, planicidad y los rangos de sintonización, lo cual nos da muchas ventajas y un amplio campo de trabajo para diferentes aplicaciones.

Otra de las principales ventajas es que en el laboratorio de comunicaciones y fibras ópticas de la división de ingenierías de la Universidad de Guanajuato se cuenta con los elementos necesarios para el desarrollo de este trabajo y así poder contribuir a los avances y estudios del área de láseres y fibra óptica; contando con la fibra óptica necesaria y los componentes ópticos requeridos para la implementación del proyecto, así como las fuentes láseres y el analizador de espectros ópticos para la obtención correcta de los resultados obtenidos en esta tesis, resaltando que a diferencia de otros trabajos y arreglos propuestos que se puedan encontrar en la literatura, este arreglo utiliza elementos más accesibles, ya que hay tipos de fibra y componentes ópticos de costos más elevados.

1.3. Objetivos

El objetivo principal de este trabajo es desarrollar un filtro tipo peine basado en un doble interferómetro compuesto por un interferómetro Mach-Zehnder de doble paso y un interferómetro Sagnac, DMZI-SI, para lograr obtener un rango espectral libre del orden de nanómetros, asimismo un patrón de interferencia con características satisfactorias en relación con su amplitud y planicidad, e implementar un láser multilongitud de onda.

1.3.1. Objetivos específicos

- Obtener un programa de simulación numérica del filtro doble basado en el uso de matrices de Maxwell.
 - ❖ Encontrar los parámetros óptimos de desarrollo para su posterior implementación experimental.
- Implementación experimental del filtro doble con diversas configuraciones en los brazos de los interferómetros para obtener una mejor respuesta del patrón de interferencia y así también lograr un menor FSR.
- Caracterización experimental del filtro doble.
- Desarrollo de la propuesta del MWFL utilizando el filtro tipo peine.

1.4. Organización de la tesis

En el Capítulo 2, se ostenta el marco teórico que fundamenta este trabajo de tesis, en donde se muestra el principio de operación de un láser y los MWFLs, destacando la importancia de los filtros tipo peine de fibra óptica; además se refieren contenidos como las ventajas e implementación en láseres de fibra, interferometría y polarización.

En el Capítulo 3, se presenta el análisis numérico propuesto del filtro DMZI-SI, mediante las matrices de Maxwell o matrices de Jones, con la ayuda MATLAB. La configuración del filtro consiste en un controlador de polarización (PC_1) colocado en uno de los brazos del MZI mientras que en el lazo de Sagnac tenemos una fibra mantenedora de polarización (PMF) y un segundo controlador de polarización (PC_2). El cálculo de su transmisión es determinado por medio de las matrices de Jones de cada uno de los componentes del filtro.

En el Capítulo 4, se describen los componentes utilizados en el arreglo óptico del filtro DMZI-SI. Dichos esquemas experimentales son completamente hechos de fibra óptica, por lo tanto, se mencionan algunas de las características más importantes de estos.

En el Capítulo 5, se expone una explicación del desarrollo experimental del filtro DMZI-SI. Analizando la respuesta del filtro con una fuente de amplio espectro generada por medio del fenómeno de supercontinuo, además de comparar los resultados experimentales con los resultados de la simulación numérica. También, se presenta la implementación del MWFL en cavidad de anillo empleando el filtro DMZI-SI como una aplicación del filtro, al mismo modo que, los resultados obtenidos en la salida del láser en el régimen continuo (Continuous Wave, CW).

Por último, en el Capítulo 6 se establecen las conclusiones de este trabajo de tesis, aportaciones y trabajo a futuro que se puede desarrollar para continuar con el fortalecimiento de la línea de investigación de los filtros tipo peine y los MWFLs.

CAPÍTULO 2

MARCO TEÓRICO

2.1. Introducción

La mayoría de los avances tecnológicos, desde la invención del láser, han revolucionado las telecomunicaciones, además de proporcionar un amplio rango de estudio dentro del área de la óptica, siendo fundamental en la investigación científica, desde la biología, la física y la química, hasta la ingeniería y la física aplicada. Con la llegada de los láseres, una fuente de ondas de luz coherente se ha logrado transportar grandes cantidades de información en comparación con las ondas de radio y las microondas [20-21].

El láser es una consecuencia de una sugerencia hecha por Albert Einstein en 1916 de que, en las circunstancias adecuadas, los átomos podrían liberar el exceso de energía en forma de luz, ya sea de forma espontánea o estimulada por la luz. Años más tarde, Rudolf Walthers, un físico alemán observó por primera vez la emisión estimulada en 1928, aunque en ese momento parecía no tener ningún uso práctico [22].

Para 1954, Charles H. Townes, Aleksandr M. Prokhorov y Nikolay G. Basov [23-24], ganadores del premio Nobel de Física de 1964, demostraron un dispositivo funcional que enfocaba moléculas de amoníaco "excitadas" en una cavidad de microondas resonante, donde emitían una frecuencia de microondas pura, dando lugar al "maser", siendo por sus siglas "microwave amplification by stimulated emission of radiation", amplificación de microondas por la emisión estimulada de radiación; este dispositivo fue el predecesor del láser, siendo Theodore H. Maiman quien reportó el primer láser utilizando un cristal de rubí en 1960 [20, 25].

Los láseres se han convertido en herramientas estándar en diversas aplicaciones, por ser osciladores autoexcitados que emiten radiación electromagnética de alta frecuencia con propiedades particulares, al ser altamente monocromáticos y un alto grado de coherencia y direccionalidad, en casos específicos obtenemos mayor rendimiento en términos de potencia máxima y media, energía de pulso y anchos de pulso ultracortos; esto ha permitido una enorme variedad de aplicaciones en el procesamiento de materiales, la espectroscopía y la investigación.

La luz láser generalmente se diferencia de otras fuentes de luz en que se enfoca en un haz angosto, limitado a un rango estrecho de longitudes de onda y consiste en ondas que están en fase entre sí. Estas propiedades surgen de interacciones entre el proceso de emisión estimulada, la cavidad resonante y el medio láser; lo que nos lleva a que la estructura del láser está compuesta por tres elementos básicos: una fuente de bombeo, un medio activo y una cavidad o resonador (cavidad resonante). En donde la fuente de bombeo provee de energía al sistema, excitando así al medio activo, siendo un medio de ganancia o amplificación que está dentro de la cavidad, dicha cavidad tiene como propósito almacenar un campo electromagnético coherente, permitiendo la interacción entre este y el medio activo, de tal manera que, se crea un sistema de retroalimentación de radiación coherente. Así mismo, debido a su principio de operación y siguiendo una relación con su antecesor (maser), este dispositivo recibe el nombre de “laser” (*light amplification by stimulated emission of radiation*) por su acrónimo en inglés [26].

Gracias a las propiedades que nos proporciona el láser, sumado a los avances tecnológicos que nos ha aportado, su estudio y experimentación de cada uno de los componentes que lo conforman también ha ido en aumento, logrando manipular las características de los componentes y sus propiedades de salida, obteniendo diferentes tipos de láseres, entre ellos, los láseres de fibra óptica; permitiendo diseñar y predecir el comportamiento de estos para la aplicación en la que sea requerido. Por lo tanto, en este capítulo se detallan los principios básicos de un láser, la manera en la que interactúan los fotones con los átomos, el funcionamiento de un resonador óptico, entre otros; dando mención a los láseres de fibra óptica, profundizando en la teoría que rige el trabajo de tesis propuesto, dando un mayor énfasis al filtro tipo peine que se implementó, exponiendo de una manera detallada el funcionamiento de dicho filtro, gracias a los principios de interferometría involucrados en el doble interferómetro (DMZI-SI) como filtro selectivo de longitudes de onda, propiedades como la polarización y las matrices de Jones para su interpretación.

2.2. Interacción Luz- Materia

La emisión de láser está determinada por las reglas de la mecánica cuántica, que limitan los átomos y las moléculas a tener cantidades discretas de energía almacenada que dependen de su propia naturaleza. El nivel de energía más bajo para un átomo individual ocurre cuando todos sus electrones están en las órbitas más cercanas posibles a su núcleo. Esta condición se llama estado fundamental o estado estable. Cuando uno o más de los electrones de un átomo han absorbido energía, pueden moverse a órbitas

exteriores, y entonces se dice que el átomo es "excitado". Los estados excitados generalmente no son estables, debido a la cantidad de energía que contienen; a medida que los electrones caen de niveles de mayor energía a niveles de menor energía, emiten la energía adicional en forma de un fotón. Einstein reconoció que esta emisión podía producirse con la ayuda de un fotón, el cual al pasar podría estimular un átomo o una molécula para que emita luz, si la energía del fotón que pasa coincidiera exactamente con la energía que un electrón liberaría espontáneamente al caer a una configuración de energía más baja produciría otro fotón. Consecuentemente, el medio activo de un láser a temperatura ambiente "T" consiste en un grupo de átomos que se encuentran en su estado fundamental, considerablemente la mayor parte de ellos; mientras que solo algunos se encontrarán en un estado superior.

Conforme la estadística de Boltzmann, en un sistema atómico en equilibrio térmico la relación entre la población del nivel superior N_2 y la población del nivel inferior N_1 está dada por [27-28]:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2-E_1)/k_B T} \quad (2.1)$$

donde N_1 y N_2 son las densidades atómicas de población en el estado base y en el estado excitado, respectivamente, E_1 y E_2 son las energías de estos estados, $k_B = 1.3806485 \times 10^{-23}$ J/K es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta del medio en Kelvin (K).

Cuando hacemos incidir luz en un material, obtenemos tres fenómenos resultantes de la interacción entre un fotón y un átomo, estos son: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea.

2.3. Absorción

Para un sistema atómico con dos niveles, ver figura 2.1, si un fotón con energía $h\nu = E_2 - E_1$, donde E_1 y E_2 son las energías del nivel inferior y superior respectivamente, incide en los átomos del estado base de este sistema, pueden llegar a hacer una transición al nivel superior. Esta transición que se origina es gracias a la vibración coherente de las cargas eléctricas de los átomos con la onda electromagnética incidente. A este fenómeno se le conoce como absorción estimulada, ya que el fotón incidente estimula al átomo a hacer la transición al segundo nivel.

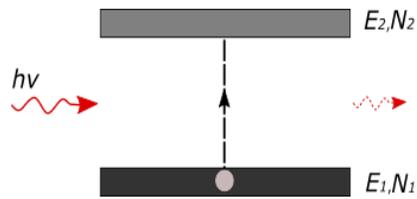


Figura 2.1- Proceso de absorción [29].

La relación de cambio de la densidad atómica del estado base N_1 con respecto al tiempo está dada por [28]:

$$R_{abs} \equiv \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (2.2)$$

donde B_{12} es el coeficiente de absorción de Einstein y $\rho(\nu)$ es la densidad de energía espectral con unidades de $J \cdot s/m^3$. Mientras que el signo negativo en la ecuación corresponde a un decremento en la población del estado base.

Llegando al cumplimiento de que la tasa de absorción depende de la densidad de población N_1 en el nivel E_1 y también de la densidad espectral de energía por unidad de volumen de la radiación [28].

2.4. Emisión estimulada

Normalmente, cuando un sistema de átomos está en equilibrio de temperatura siempre hay más átomos en estados de baja energía que en estados de alta energía. Aunque la absorción y emisión de energía es un proceso continuo, la densidad de población de átomos en los diversos estados de energía es constante. Cuando esta distribución se altera por el bombeo de energía en el sistema de dos niveles, como en la figura 2.2, se producirá una inversión de población en la que existirán más átomos en los estados de mayor energía que en los de menor. Cuando más átomos ocupan un estado de energía superior a uno más bajo en el equilibrio de temperatura normal, es posible lograr que los átomos hagan una transición hacia un nivel energético inferior, de una forma inducida o forzada, estimulándolos con la misma energía que se emitiría naturalmente, a este proceso lo llamamos emisión estimulada.

En emisión estimulada, la onda de luz emitida será coherente, es decir, en fase, con la onda entrante. La emisión estimulante provoca una reacción en cadena en la que la

radiación de un átomo estimula a otro en sucesión hasta que todos los átomos excitados del sistema han vuelto a la normalidad. Por lo tanto, el nuevo fotón comparte las mismas características que la radiación estimulante, como su frecuencia, fase, dirección, polarización y obteniendo también una luz monocromática coherente.

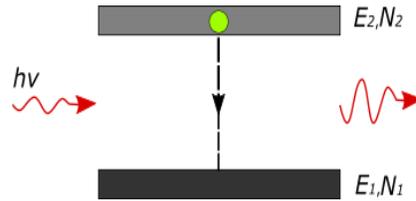


Figura 2.2- Proceso de emisión estimulada [29].

La tasa de cambio de la densidad de población del nivel superior N_2 con respecto al tiempo está dada por [28]:

$$R_{estim} \equiv \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{estim} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (2.3)$$

donde B_{21} es el coeficiente de emisión estimulada de Einstein y $\rho(\nu)$ es la densidad de energía espectral.

2.5. Emisión espontánea

Por último, los átomos que se encuentra en un nivel superior pueden decaer al nivel fundamental o a un nivel energético menor sin necesidad de una onda electromagnética incidente en el sistema, de otra manera, regresar al estado base, esté o no presente la radiación incidente, emitiendo un fotón de manera espontánea, teniendo en cuenta que este proceso ocurre de una manera aleatoria e incoherente, pero con una energía y frecuencia dada por la diferencia entre los niveles de energía $h\nu = E_2 - E_1$, teniendo así el fenómeno de emisión espontánea.

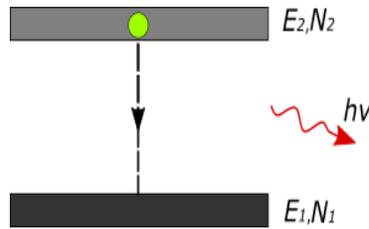


Figura 2.3- Proceso de emisión espontánea [29].

Para este, la tasa de cambio de la densidad de población del nivel superior N_2 con respecto al tiempo es independiente de la radiación incidente y se expresa como [28]:

$$R_{espon} \equiv \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{espon} = -A_{21}N_2 \quad (2.4)$$

donde A_{21} es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein.

2.6. Sistemas láser de tres niveles de energía

Para láseres los sistemas más útiles involucran tres o cuatro niveles de energía, hasta ahora se ha dado una breve descripción de la interacción que existe en un sistema de dos niveles, principio en el que se basan todos los sistemas. En un láser de tres niveles, como se aprecia en la figura 2.4, el material se excita primero a un estado de alta energía de corta duración que cae espontáneamente a un estado de energía algo más bajo con una vida útil inusualmente larga, llamado estado metaestable. El estado metaestable es importante porque atrapa y retiene la energía de excitación, creando una inversión de población que puede estimularse aún más para que emita radiación, haciendo que regresen al estado fundamental [20, 29].

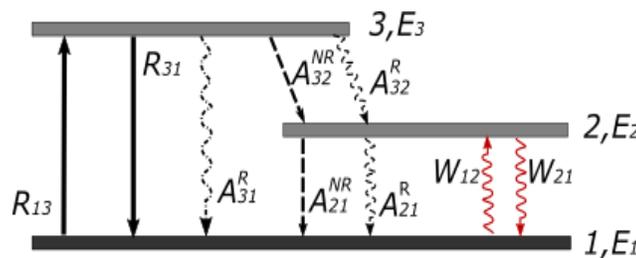


Figura 2.4- Diagrama del sistema de tres niveles [29].

En la figura 2.5 se muestra un diagrama esquemático de niveles de energía en un láser de cuatro niveles. Comparando con el diagrama equivalente para un láser de tres niveles, aquí hay un nivel de energía extra por encima del estado fundamental. Este nivel extra de energía tiene un tiempo de vida muy corto. La operación de bombeo en un láser de cuatro niveles es similar al caso de tres niveles. Se consigue mediante una rápida población del nivel superior del láser (E_2), a través del nivel de energía más alta. La ventaja de un láser de cuatro niveles es la baja población del nivel de energía del láser más bajo (E_1). Para crear la inversión de población, no necesitamos bombear más del 50% de los átomos al nivel superior del láser. La población del nivel inferior del láser ($N_1(t)$) decae rápidamente al estado fundamental, por lo que está prácticamente vacío. Entonces, es posible la operación continua de un láser de cuatro niveles incluso si el 99% de los átomos permanecen en el estado fundamental.

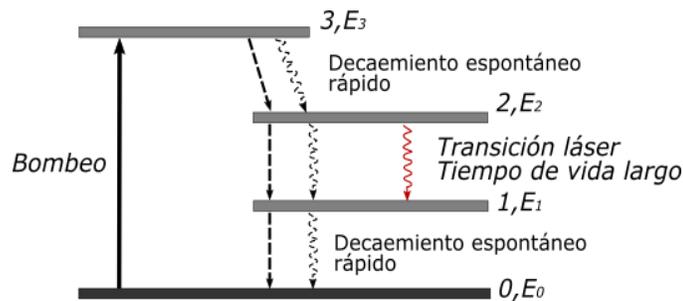


Figura 2.5- Diagrama del sistema de cuatro niveles [29].

2.7. Cavity óptica

Cabe mencionar que la cavidad óptica es una parte esencial de la estructura del láser, y que existen diferentes configuraciones. La función de la cavidad es permitir la oscilación láser, generalmente consta de dos espejos, uno 100% reflejante y el parcialmente reflejante, esta configuración también es conocida como interferómetro Fabry-Perot y se puede apreciar en la figura 2.6. Este diseño proyecta franjas de reflexión y transmisión muy angostas en frecuencias discretas, siendo utilizado también como un filtro.

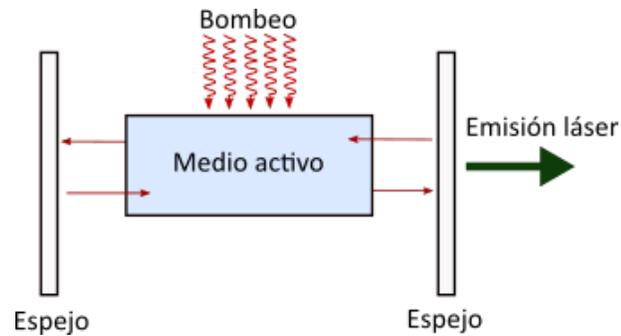


Figura 2.6- Resonador óptico activo [29].

La forma del haz del láser está determinada por la cavidad óptica en la que la luz láser se amplifica en un medio de ganancia. Los resonadores láseres generalmente se forman mediante el uso de espejos dieléctricos altamente reflectantes o un cristal monolítico que utiliza reflexión interna total para evitar que la luz se escape.

A continuación, se muestra una lista de configuraciones comunes de cavidades ópticas [30]:

Cavidad lineal:

- Resonador plano paralelo: dos espejos planos separados por una distancia igual a un múltiplo entero de la mitad de la longitud de onda del láser.
- Resonador concéntrico: dos espejos esféricos con el mismo radio de curvatura y centros de curvatura coincidentes.
- Resonador confocal: dos espejos esféricos con el mismo radio de curvatura y puntos focales coincidentes.

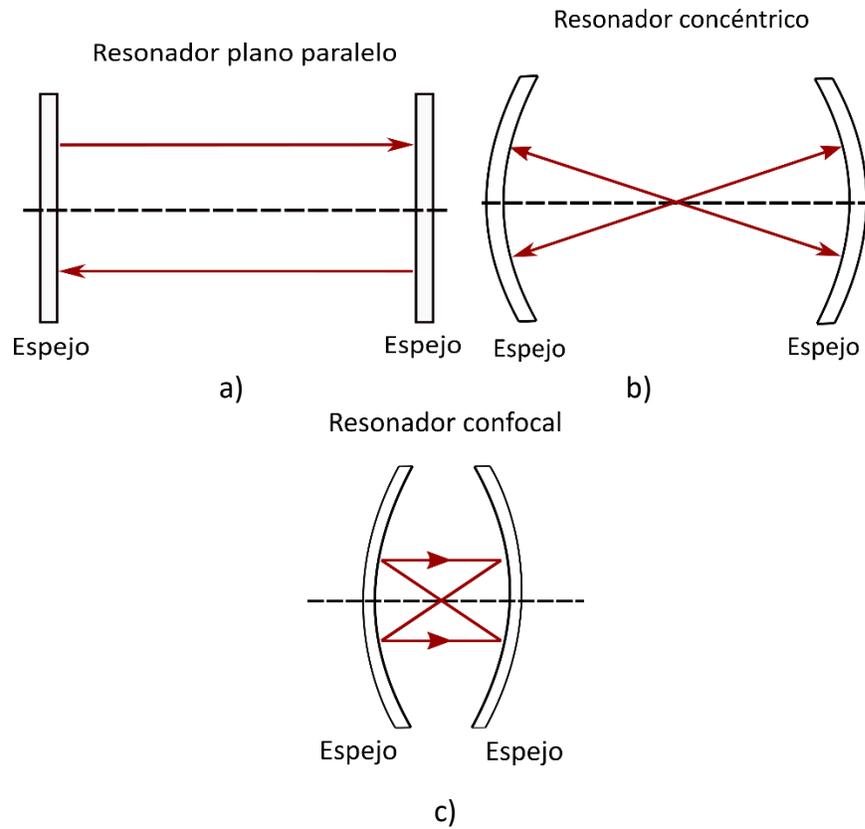


Figura 2.7- Cavidades de lineales de bulto: a) Plano paralelo b) Concéntrico c) Confocal [30].

Cavidad de anillo: anillo de más de dos reflectores donde la trayectoria total de bucle cerrado de la luz reflejada es igual a un múltiplo integral de la mitad de la longitud de onda del láser.

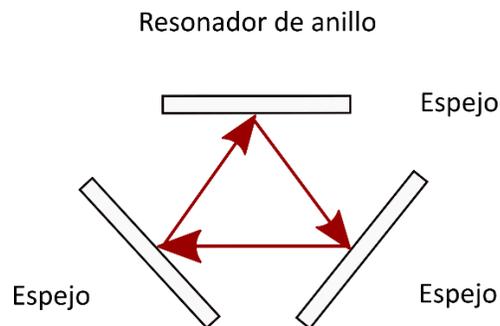


Figura 2.8- Cavidad de anillo de bulto [30].

Las cavidades del resonador son "estables" si la luz reflejada permanece dentro de la cavidad, incluso cuando el número de reflejos se acerca al infinito. En este caso, la única forma en que la luz sale de la cavidad es a través de un espejo parcialmente reflectante. Por otro lado, las cavidades del resonador se consideran "inestables" si la luz reflejada diverge continuamente a medida que el número de reflejos se acerca al infinito. Cuando esto ocurre, el tamaño del haz crecerá hasta que sea más grande que los reflectores y luego escape del sistema. Los resonadores estables a menudo se utilizan con láseres que tienen potencias de hasta 2 kW para lograr una alta ganancia y mejorar la direccionalidad. Los resonadores inestables se suelen utilizar con láseres de mayor potencia para reducir la posibilidad de dañar los reflectores [31].

La longitud de la trayectoria de la cavidad del resonador determina los modos longitudinales del resonador, o distribuciones de campo eléctrico que provocan una onda estacionaria en la cavidad. Los modos de un haz le dan su forma. Estos modos mantienen su perfil de amplitud y se reproducen después de completar una trayectoria de bucle cerrado en el interior del resonador.

Estas cavidades ópticas, lineal y de anillo, también pueden ser elaboradas con fibra óptica, teniendo así láseres completamente de fibra óptica, como se puede apreciar en la figura 2.9, donde también cuentan con los tres elementos básicos del láser de espejos de bulto, teniendo una fuente de bombeo, en el caso del medio activo se han implementado secciones de fibra dopadas con alguna tierra rara, como erbio, iterbio, neodimio, y por último para la cavidad se han implantado diversas alternativas, ya sea utilizando elementos reflejantes para las lineales o simplemente creando un lazo cerrado de fibra. Para este último, obtenemos un láser en configuración de anillo, figura 2.9b, en donde es indispensable colocar un filtro selectivo de longitud de onda dentro de la cavidad para sintonizar uno o varias longitudes de onda y un aislador óptico para mantener la dirección de propagación de la luz en un solo sentido. Para este trabajo nos hemos enfocado en la creación de este filtro selectivo, el cuál es un filtro tipo peine, ayudándonos en la sintonización de emisiones láser de nuestro láser en configuración anillo.

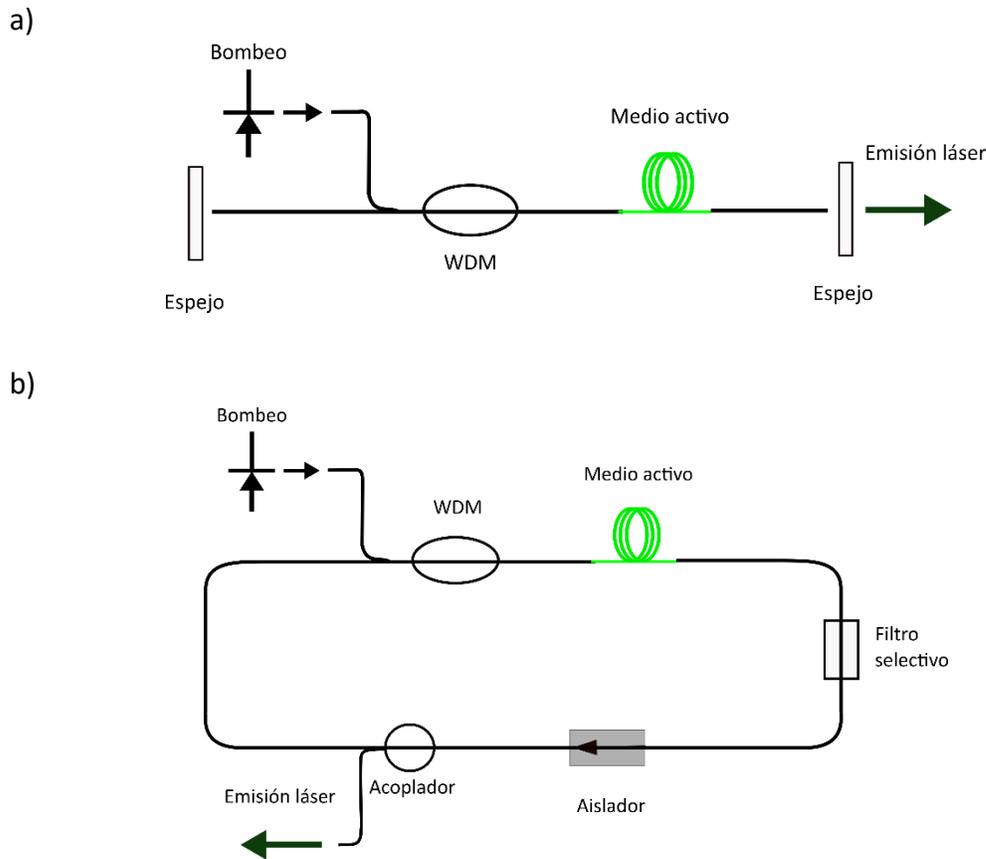


Figura 2.9- Cavidades de fibra óptica: a) Configuración lineal, b) Configuración de anillo [29].

2.8. Láseres de fibra óptica

Para darnos una idea del crecimiento que han tenido los láseres de fibra en los últimos años, es necesario conocer las raíces del desarrollo de muchas tecnologías clave. Una de las referencias en la literatura es considerar la fibra óptica de vidrio como un medio práctico de transmisión óptica y data de 1966 por Charles Kao [32]. Este innovador trabajo amplió la percepción y comprensión en esta área, que fue creciendo y aplicándose en diversos trabajos. Gracias a los grandes esfuerzos de desarrollo e investigación se lograron producir fibras ópticas con pérdidas cada vez menores, con diferentes estructuras y fibras dopadas con tierras raras para modificar sus características.

Fuera del diseño y fabricación de fibra, existe una infraestructura de soporte que incluye sistemas automatizados de prueba y medición, como los analizadores de

espectros, medidores de potencia y polarización, así como empalmadoras y cortadoras de fibra óptica y una variedad de componentes ópticos que han sido desarrollados para respaldar el crecimiento del área de la óptica, fibra óptica y láseres; teniendo una gran aportación en láseres y sensores de fibra óptica.

El primer láser de fibra se remonta a 1964 por Keoster y Snitzer [33]. Pero no fue hasta finales de 1980 que se creó por primera vez una fibra de doble revestimiento dopada con tierras raras; desde entonces y hasta la actualidad estas fibras dopadas se implementan como medio activo para los láseres de fibra; el principio con el que se rigen es cuando la radiación electromagnética bombeada dentro de la fibra se propaga a lo largo de esta y es absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de esta. Al absorber la radiación, los electrones del estado base de la tierra rara se excitan. Estos estados se relajan por emisión de fonones y fotones. A esta emisión, tanto radiactiva como no radiactiva se le llama fluorescencia. El funcionamiento de la fibra láser involucra la fluorescencia y se basa en la retroalimentación óptica proporcionada por la reflexión dentro de la cavidad resonante.

El diseño y desarrollo de estos láseres han tenido una gran cantidad de trabajos, los cuales podemos apreciar en diversos artículos [34-39] y siguen ganando terreno en la investigación y el mercado, ya que nos proporcionan un mejor rendimiento a un costo más bajo, cubriendo láseres continuos y pulsados, de alta potencia y ultrarrápidos. Proporcionando ventajas como: altas potencias, disipación de calor, alta eficiencia ya que proviene principalmente de un mejor confinamiento y una absorción eficiente de la fuente de bombeo acoplada a la fibra; además de poder manipular el esquema y obtener varias emisiones láser a la salida, con la capacidad de seleccionar con la que se deseé trabajar, dejando al último los bajos y razonables costos de implementación.

Los láseres de fibra óptica se pueden clasificar en dos tipos según su régimen de operación en el dominio del tiempo, esto son: el régimen CW [40] y el pulsado [41]. Además, se catalogan por el número de emisiones láser de salida: emisión en una sola longitud de onda [42] o de varias longitudes de onda [43]. El láser de fibra óptica de una sola longitud de onda puede ser creado 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. Mientras que, al implementar elementos especiales de selección de frecuencias, filtros tipo peine, el láser emitirá en múltiples longitudes de onda, es decir será un láser multilongitud de onda.

2.8.1. Láseres de fibra óptica multilongitud de onda

Los MWFLs han sido constantes en su implementación debido a sus diversas aplicaciones en sistemas de multiplexación por división de longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing, WDM), detección óptica, comunicaciones ópticas y espectroscopia [38, 39, 44-49], además de tener ventajas muy favorables por ser configuraciones simples, más compactas y de bajo costo, presentando una buena calidad del haz y bajas pérdidas.

Para efectuar la oscilación de múltiples longitudes de onda, es indispensable un filtro tipo peine en las cavidades láser, es el principal componente. Los primeros trabajos, para seleccionar la longitud de onda del láser, empleaban rejillas de fibra de Bragg (Fiber Bragg Grating, FGB), rejillas de fibra de largo periodo (Long Period Grating, LPG), FBGs en cascada [50-53]. Pero gracias al activo estudio y perfeccionamiento de estos láseres, se han desarrollado algunos filtros interferométricos utilizándolos como componentes de selección de longitud de onda dentro del diseño de la cavidad láser, por ejemplo, interferómetro Fabry-Perot, el interferómetro Mach-Zehnder y el interferómetro Sagnac [5, 11, 54-56]. Los láseres de fibra basados en una cavidad sintonizable formada por MZI que incorpora una línea de retardo óptica variable pueden lograr una operación sintonizable de longitud de onda múltiple de manera efectiva. También se ha informado de que los SI con fibras PMF y los correspondientes PCs realizan operaciones de láser de varias longitudes de onda con una capacidad de sintonización y conmutación más flexible, teniendo una buena estabilidad además de ser independiente de la polarización de entrada [57]. Asimismo, el ajuste del espaciado de las longitudes de onda puede lograrse cambiando la longitud de la PMF en el filtro Sagnac [19, 58].

Como ya se mencionó, es necesario contar con un filtro tipo peine dentro de nuestra cavidad láser para poder tener oscilación de múltiples longitudes de onda; para lo cual este trabajo se centra en el diseño y desarrollo de un filtro tipo peine con una buena estabilidad y amplitud, presentando una planicidad adecuada, utilizando un doble interferómetro conformado por un interferómetro Mach-Zehnder de doble paso y un interferómetro Sagnac, logrando la implementación del filtro en un MWFL.

2.9. Filtro tipo peine

Los filtros tipo peine de fibra óptica, un elemento importante con un tamaño compacto y muy buena afinidad en los esquemas láseres de fibra, son ampliamente

utilizados en los MWFLs. Se han propuesto y desarrollado una gran cantidad de técnicas para la fabricación de estos filtros, desde los filtros con rejillas de Bragg de fibra [60-61] hasta filtros de fibra birrefringente [62] y filtros hechos por medio de interferómetros, estos últimos nos ofrecen una fabricación más simple a un bajo costo. Entre los interferométricos tenemos implementados con interferómetros Fabry Perot [63], MZI [6, 64-65], SI [11, 66-67] e incluso haciendo una combinación de ellos, ya que el MZI nos da capacidad de sintonización en el láser, pero puede presentar cierto nivel de inestabilidad de funcionamiento y no tenemos tanto control del FSR, por tal motivo, se desarrollaron otras alternativas como la configuración presentada en este trabajo con un DMZI-SI en donde esta asociación nos proporciona un mejor control de sus parámetros de medición, al poder manipular cualquiera de los dos, y por otro lado nos brinda una mejor amplitud y contraste de las franjas de interferencia, teniendo la ventaja de reducir el FSR [1, 5, 10, 68-69]. Este tipo de filtros no solamente se utilizan como elementos de selección de longitud de onda, sino que también tienen aplicaciones en telecomunicaciones con fibra óptica, sensores de fibra óptica y procesamiento de señales ópticas [70-72].

Para poder comprender estos filtros tipo peine basados en interferómetros, tenemos que entender el principio de interferometría, el cual está presente cuando dos o más ondas se superponen creando un patrón de interferencia.

2.10. Interferometría

La naturaleza ondulatoria de la luz se demuestra mejor mediante el fenómeno de la interferencia. Al igual que con otras ondas, la luz obedece al principio de superposición, que establece que la perturbación resultante en cualquier punto es la suma de las perturbaciones separadas. La interferencia óptica es, por tanto, la interacción de dos o más ondas, con la generación de un patrón en el que la intensidad total difiere de lo que se esperaría por la suma de las intensidades de las ondas individuales.

Uno de los primeros personajes importantes que demostró experimentalmente la interferencia de dos ondas fue Thomas Young en 1804, con su famoso experimento de doble rendija de Young en "Philosophical Transactions of the Royal Society of London" [73]. A partir de ese momento, la elaboración de dispositivos que tenían la habilidad de hacer interferir dos ondas fue en aumento, estos instrumentos llamados interferómetros tienen la capacidad de dividir, por frente de onda o amplitud, una onda electromagnética coherente en dos, donde las dos nuevas ondas viajan en distintos caminos hasta coincidir

en un punto e interferir entre ellas mismas, teniendo a la salida un patrón de interferencia compuesto por máximos y mínimos de irradiancia, los cuales dependen directamente de la diferencia de los caminos ópticos y la relación de fase de ambas.

En la definición más sencilla, una onda inicial se divide en dos haces, ambos haces recorren diferentes caminos ópticos hasta recombinarse en un mismo punto, donde dichos haces interfieren entre sí, la irradiancia resultante de la superposición depende de la diferencia de fase entre las ondas. El fenómeno de interferencia ocurre cuando dos o más ondas idénticas están presentes en la misma región del espacio y del tiempo, por lo tanto, tienen que ser emitidas por la misma fuente con una misma longitud de onda.

Matemáticamente esto se puede representar a partir de las siguientes ecuaciones [74-76].

Primero tenemos que definir las ondas que se van a superponer:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} e^{i(\omega t + \phi_1)} \quad (2.5)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} e^{i(\omega t + \phi_2)} \quad (2.6)$$

donde al provenir de la misma fuente, la frecuencia angular $\omega = 2\pi f$ y el tiempo t son iguales, mientras que ϕ es la fase inicial de cada onda, \vec{E}_1 y \vec{E}_2 son los campos eléctricos del haz que se propaga en un camino óptico. El campo eléctrico resultante será la suma de los campos individuales de cada una de las ondas, es decir

$$\vec{E}_T = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (2.7)$$

En cambio, el detector que se encuentra en la salida, para detectar los cambios, nos muestra la intensidad resultante de la superposición de ambas señales, esto es

$$I = |\vec{E}_T|^2 \quad (2.8)$$

Por lo tanto:

$$|\vec{E}_T|^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1^* + \vec{E}_2^*) \quad (2.9)$$

Sustituyendo \vec{E}_1 , \vec{E}_2 , \vec{E}_1^* y \vec{E}_2^* que son el conjugado de los campos eléctricos que se

propagan por las ecuaciones 2.5 y 2.6, y realizando las operaciones correspondientes, se obtiene lo siguiente

$$|\vec{E}_T|^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 E_{01}E_{02} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (2.10)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi) \quad (2.11)$$

donde la diferencia en la fase ($\Delta\phi$), se debe a que ambas señales se propagan de manera independiente desde su origen, donde fueron divididas, hasta el punto en que ambas se recombinan. Siendo $\Delta\phi = 2\pi nL/\lambda$, donde n es el índice de refracción del medio, L es la longitud del camino óptico y λ es la longitud de onda; de este modo, la ecuación (2.11) se reescribe de la siguiente manera:

$$I_T = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi nL}{\lambda}\right) \quad (2.12)$$

Observando la ecuación (2.12), se deducen dos casos particulares de interferencia:

- Interferencia constructiva: la suma de las señales está en fase y se produce cuando la diferencia de camino óptico es múltiplo par de la longitud de onda y a su salida se obtiene el máximo de intensidad.
- Interferencia destructiva: la suma de las señales está en desfase, resultando en una atenuación en la señal de salida. En este caso se obtiene cuando la diferencia en el camino óptico es múltiplo impar de la longitud de onda.

Podemos decir que la función de transferencia de un interferómetro es periódica con la frecuencia. Este periodo es precisamente el rango espectral libre del patrón de interferencia, dicho de otra manera, es el espaciamiento entre frecuencias o longitudes de onda entre dos puntos de intensidad máxima o mínima y se deduce mediante la ecuación (2.13) [77].

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{\Delta n_e L} \quad (2.13)$$

en donde λ es la longitud de onda de operación, $\Delta n_e = n_{core} - n_{clada}$ es la diferencia de índice de refracción efectivo del núcleo y el revestimiento y L es la longitud del camino óptico.

Como anteriormente se menciona, para implementar un interferómetro, en general, se manipula un haz de luz que es dividido en algún punto para recorrer dos trayectorias diferentes y que posteriormente se hacen converger para formar un patrón de interferencia. Generalmente estos sistemas pueden realizarse a base de espejos y divisores de haz o completamente de fibra óptica [74-76].

Existen varios tipos de arreglos interferométricos básicos, y estas se dividen en dos grupos, el primero clasificado como interferómetro por división de frente de onda, tenemos el interferómetro de Young, el doble espejo y prisma doble de Fresnel, mientras que por otro lado tenemos los interferómetros por división de amplitud, en los cuales se encuentran los siguientes:

- Interferómetro Fabry-Perot.
- Interferómetro Michaelson.
- Interferómetro Sagnac.
- Interferómetro Mach-Zehnder.

Cada uno de los anteriores tiene su versión con espejos y con fibra óptica, manteniendo el mismo principio. Los interferómetros de fibra óptica son ahora la base de una amplia gama de nuevos tipos de instrumentos de medición, sensado y elaboración de láseres de fibra óptica [78]. En el desarrollo de este trabajo este principio es uno de los más importantes ya que se utilizan dos interferómetros, un interferómetro Mach-Zehnder y un SI, llegando así a la creación del interferómetro doble DMZI-SI implementado en la creación del filtro tipo peine, siendo así una de las partes medulares del arreglo óptico.

2.10.1. Interferómetro Mach-Zehnder

El MZI es un interferómetro catalogado como interferómetro por división de amplitud y es un dispositivo que tiene dos variantes, la primera es el MZI de bulto, ver figura 2.10, este está hecho por espejos y consiste en una fuente de luz seguido de un divisor de haz, que se encarga de dividir la amplitud del haz de luz en dos caminos distintos los cuales recorren el mismo camino óptico siendo reflejados posteriormente por dos espejos para al final superponerse en un segundo divisor de haz, donde la transmisión en cualquiera de los dos sentidos mostrará el patrón de interferencia de esta superposición. Este patrón de interferencia puede ser libremente modificado ya sea moviendo levemente uno de los espejos para así crear una diferencia de los caminos ópticos; también se puede colocar algún elemento en uno de los brazos del interferómetro haciendo que el haz se

propague con una velocidad de fase diferente, debido a la diferencia de índice de refracción, respecto al otro haz, generando un cambio de fase en la onda al momento de que se recombinan. Llegando así a la capacidad que tiene este interferómetro al ser implementado como sensor.

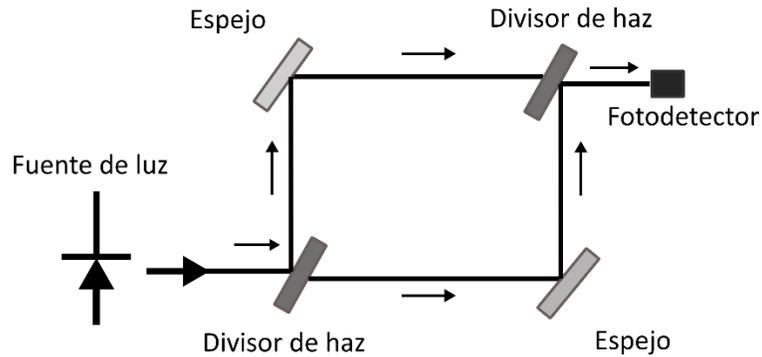


Figura 2.10- MZI de bulto.

La otra variante es la elaborada completamente de fibra óptica y se rige bajo los mismos principios de operación; para el MZI de fibra tenemos dos versiones: el MZI de doble paso, usando dos acopladores, los cuales realizan la función del divisor de haz como en el MZI de bulto, dividir la amplitud de la luz, en dos tramos de fibra para después recombinarse en el segundo acoplador, representado en la figura 2.11; y el MZI en línea, figura 2.12, este se fabrica empalmado dos tipos de fibra distintos, buscando así crear una diferencia de caminos ópticos en la interfaz del primer empalme y generar nuevos modos de propagación (de alto orden), viajando a diferente velocidad, llegando a recombinarse en el núcleo de la fibra junto con el modo fundamental en la interfaz del segundo empalme, modificando la intensidad de salida y teniendo un patrón de interferencia. Si consideramos que únicamente interfiere el modo fundamental y un solo modo de alto orden, la ecuación 2.14 es válida para calcular la intensidad resultante, teniendo:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi) \quad (2.14)$$

Para este caso, esa diferencia de fase ϕ ocurre a partir de las diferentes constantes de propagación de cada modo, y está dada por [39, 79]:

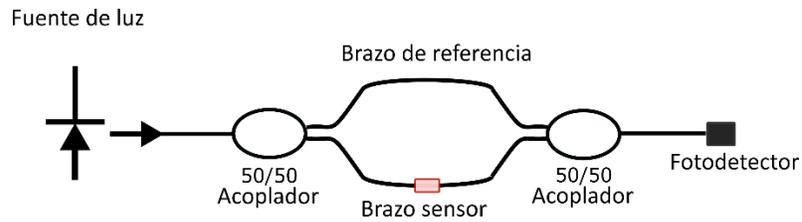


Figura 2.11- MZI de doble paso (Dual-pass MZI, DMZI).

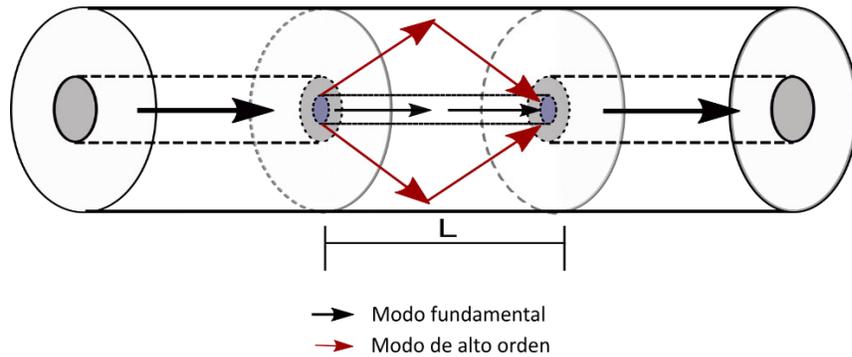


Figura 2.12- MZI en línea, utilizando fibra de núcleo delgado (TCF).

2.10.2. Interferómetro Sagnac

Para este dispositivo también tenemos una versión hecha por espejos (de bulto) y una versión hecha completamente de fibra óptica, en el SI se busca dividir la amplitud del haz pasando por el mismo bucle o lazo, pero en direcciones opuestas, para después recombinarse, lo que hace que este interferómetro sea muy estable y fácil de manipular. Para lograr este bucle, dentro del SI de bulto tenemos un divisor de haz y 3 espejos, como se aprecia en la figura 2.13, en donde uno de los haces toma un camino y el otro el camino opuesto, y ambos se reflejan en los espejos para superponerse en el divisor de haz.

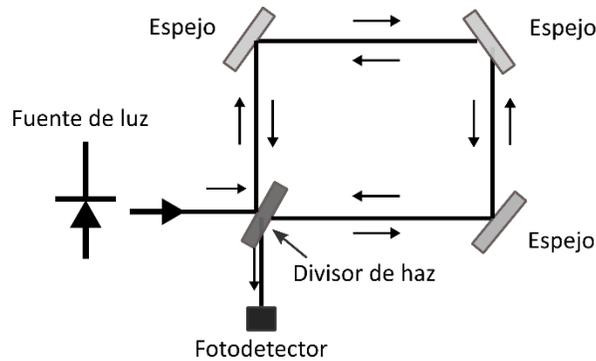


Figura 2.13- SI de bulto.

Por otro lado, el SI de fibra, figura 2.14, se compone de un lazo de fibra óptica donde el único camino es ese tramo de fibra, sólo que tenemos un acoplador que nos divide la amplitud del haz y hace que ambos se propaguen en sentido opuesto.

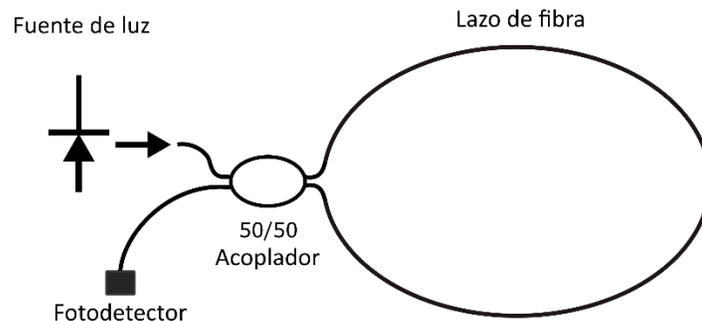


Figura 2.14- SI de fibra.

Después de que ambos haces recorren el lazo llegan nuevamente al acoplador donde se recombinan y presentan un patrón de interferencia, a este interferómetro también se le conoce como espejo de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM), se pueden agregar elementos dentro del lazo óptico para manipular las características del patrón de interferencia, por ejemplo, en este trabajo tenemos un PC y fibra PMF, ya que al cambiar la polarización del haz podemos controlar cambios del patrón de interferencia y la salida de nuestro sistema.

2.11. Polarización

Es una de las propiedades básicas de la luz, esta nos ayuda a describir la magnitud y dirección del campo eléctrico en cualquier punto de la trayectoria de la onda. Por lo tanto, la polarización describe la vibración del campo eléctrico. La esencia misma de la luz, una onda electromagnética espacialmente asimétrica, significa que la luz está naturalmente polarizada. Donde hay luz, hay luz polarizada; para este trabajo es importante mencionar este concepto ya que anteriormente establecimos que al manipular la polarización se puede controlar de cierta forma el patrón de interferencia de salida de nuestros interferómetros, por lo tanto, del filtro.

Si se logra una luz polarizada al azar, cualquier interacción, a través de los procesos típicamente asimétricos de reflexión, transmisión o dispersión, inducirá una polarización. Si la fuente de luz emite una onda monocromática, la luz está completamente polarizada. Sin embargo, en muchos casos no es posible definir claramente un estado de polarización para una onda óptica: el vector de campo eléctrico puede variar aleatoriamente en el plano transversal y la punta no describe un patrón bien definido. En estos casos, se dice que la luz no está polarizada. Entre los casos de no polarizado y luz polarizada encontramos luz parcialmente polarizada, para la cual el vector de campo eléctrico todavía se caracteriza por orientaciones aleatorias, pero permanece alrededor de un estado de polarización particular. Estos estados se pueden ver gráficamente mediante la esfera de Poincaré [80].

Un estado de polarización lo describe el vector del campo eléctrico \vec{E} , y especifica su frecuencia, dirección de propagación y su dirección de oscilación. Existen básicamente 3 estados de polarización; lineal, circular y elíptica; esta forma geométrica describe el camino que sigue la punta del vector del campo eléctrico que se propaga en el espacio.

La polarización lineal es entonces una vibración a lo largo de una dirección en el espacio tridimensional con la propagación a lo largo de una segunda dirección, como en la figura 2.16, donde la curva traza la ubicación de la punta del vector de campo eléctrico a medida que la luz se propaga a través del espacio.

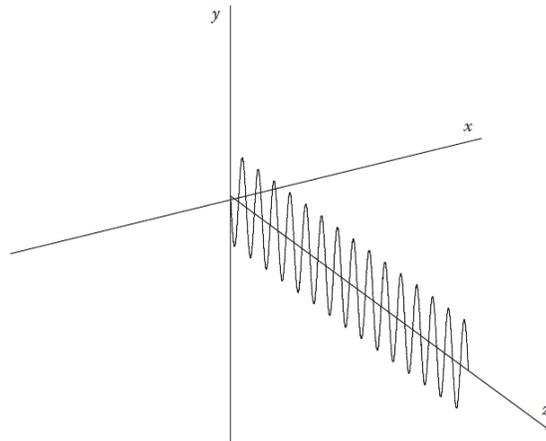


Figura 2.16- Polarización Lineal.

La polarización lineal es un extremo de un continuo de posibles polarizaciones, llamados estados, donde la polarización circular, ilustrada en la figura, es el otro extremo.

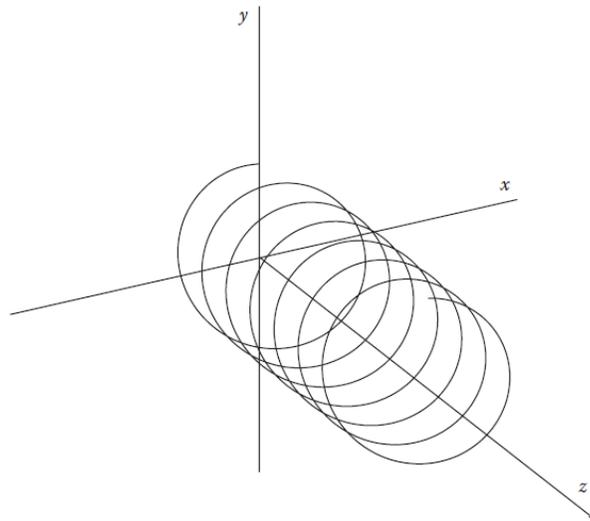


Figura 2.17- Polarización circular.

En este caso, el gráfico de la punta del vector de campo eléctrico da como resultado una hélice. La polarización elíptica es un término general que puede usarse para describir cualquier estado en el continuo de lineal a circular.

El estado de polarización de una onda óptica totalmente polarizada es generalmente elíptica y depende de tres parámetros: E_{0x} , E_{0y} y $\Delta\phi$.

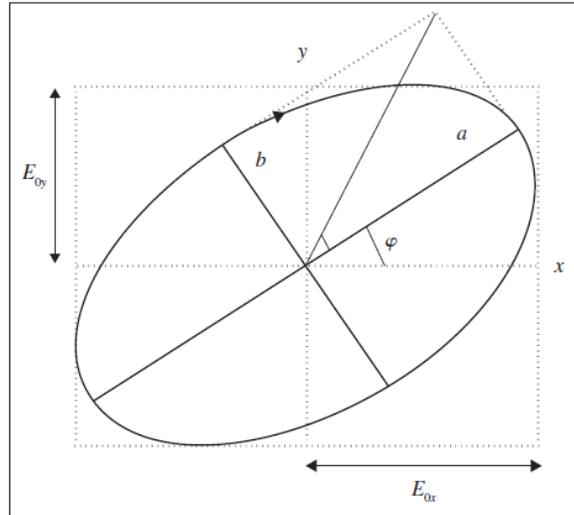


Figura 2.18- Polarización elíptica [80].

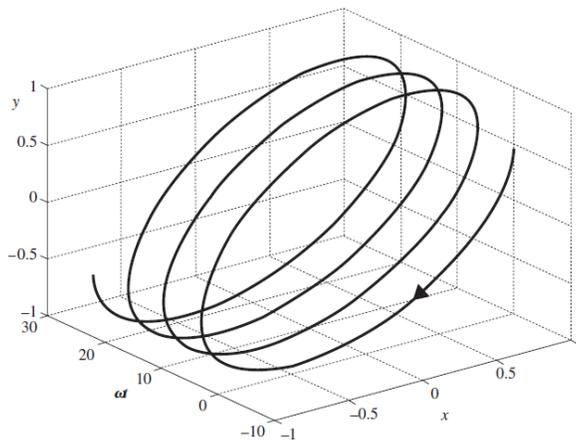


Figura 2.19- Evolución del campo eléctrico para una onda polarizada elípticamente [80].

La dirección de rotación de la elipse determina el signo del estado de polarización. Por lo tanto, el parámetro elipticidad “ e ” incluye dos datos: la forma de la elipse a través del valor absoluto de “ x ” y la dirección de rotación del vector de campo eléctrico.

$$e = \tan x = \pm \frac{b}{a} \tag{2.15}$$

Donde a y b son las longitudes de la mitad de los ejes mayor y menor, respectivamente.

Se generan dos casos especiales del estado general de polarización elíptica para valores específicos de la elipticidad e (± 1 y 0). Estado de polarización lineal: Se obtiene un estado lineal si $\Delta\phi$ es un múltiplo de π . Se degenera en una línea recta, la elipticidad es igual a cero y el acimut ϕ viene dado por:

$$\varphi = \arctan \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \tag{2.16}$$

Si $E_{0y} = 0$ el estado lineal es horizontal, si $E_{0x} = 0$ el estado lineal es vertical.

Estado de polarización circular. Se necesitan dos condiciones para obtener un estado circular: $\Delta\phi$ debe ser un múltiplo impar de $\pi/2$ y las amplitudes de los dos componentes del campo deben ser iguales. En el caso de un estado circular diestro, tenemos $\Delta\phi = \pi/2$, $\chi = \pi/4$. Para un estado circular zurdo, tenemos $\Delta\phi = -\pi/2$, $\chi = -\pi/4$ [73].

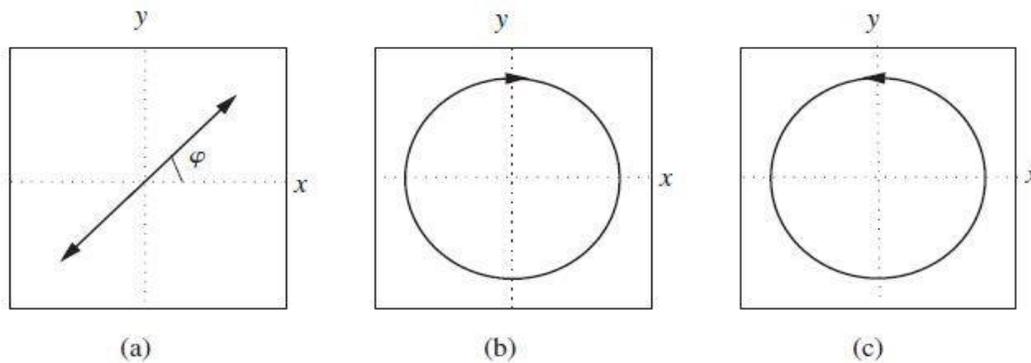


Figura 2.20- (a) Estado lineal de polarización (b) Estado circular diestro (c) Estado circular zurdo [80].

Para poder cambiar de un estado de polarización a otro, dentro de nuestro esquema tenemos PCs, estos constan de tres placas retardadoras, con bobinas giratorias para enrollar la fibra, al interactuar con ellas podemos modificar el ángulo de inclinación de forma que el eje de la fibra cambia, y por lo tanto, su polarización; La configuración común del PC consiste en dos placas de $\frac{\lambda}{4}$ (Quarter Wave Plate, QWP) y $\frac{\lambda}{2}$ (Half wave Plate, HWP), la primera QWP convierte cualquier polarización de entrada en una polarización lineal; al mover la HWP, rotamos la polarización lineal a un ángulo deseado para que la segunda QWP cambie la polarización lineal a cualquier estado de polarización deseado.

CAPÍTULO 3

MATRICES DE JONES PARA ANÁLISIS NUMÉRICO DEL FILTRO TIPO PEINE

3.1. Matrices de Jones

Cuando la luz se propaga a través de un medio lineal, sus propiedades de polarización pueden describirse mediante el formalismo vectorial de Jones. Generalmente, el medio modifica el estado de polarización de la luz cuando están interactuando. Tanto en la representación de Jones, el medio tiene asociada una matriz de transformación en 2×2 para matriz de Jones. El efecto del medio es representado, entonces, como un operador lineal (con una matriz), el cual actúa sobre los vectores de Jones, que son cantidades complejas contenidas en un vector de 2×1 .

La principal razón por la que se trabaja con el formalismo de Jones [81] es porque existen experimentos en los que se tienen que sumar varios haces y que no son independientes entre sí, siendo el caso de la superposición de haces en los interferómetros, en donde tenemos una sola fuente de bombeo y el haz que emite se divide en dos o más para después recombinarse, es decir, se superponen; por lo que trabaja con las amplitudes y fases de cada uno. Habiendo una superposición de amplitudes, la intensidad de los haces combinados se encuentra tomando la media temporal del cuadrado de la amplitud total.

Como regla general, la elección más adecuada del método matricial es utilizar el formalismo de Jones para los problemas de superposición de amplitudes e implementar otros formalismos para los problemas de superposición de intensidades, como los parámetros de Stokes o el formalismo de Mueller [82]. El conocimiento y experiencia nos suele ayudar a elegir de una mejor manera cuál será el formalismo que más convenga, basándonos en esto, se determinó utilizar el formalismo de Jones o comúnmente llamado formalismo matricial de Jones o Matrices de Jones dentro de este proyecto de tesis.

Al trabajar con formalismo de Jones supondremos lo siguiente [81, 83]:

1. El haz de luz es infinito, monocromático, de frente plano y modo TEM (transversal electromagnético).

2. La interacción sobre haz incidente-elemento óptico es lineal y conserva la frecuencia de la luz.
3. El elemento óptico ubicado en el camino del haz de luz no despolariza la onda de luz incidente cuando es atravesado o reflejado por el haz, sino que solo modifica el estado de polarización.
4. No se toma en cuenta la componente magnética de la onda de luz.

Los vectores de Jones describen la polarización de la luz. Las componentes de una onda plana del campo óptico en términos de cantidades complejas se pueden escribir como:

$$E_x(z, t) = E_{0x} \exp(i(\omega t - kz + \delta_x)) \quad (3.1)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \exp(i(\omega t - kz + \delta_y)) \quad (3.2)$$

donde E_{0x} y E_{0y} son amplitudes, $\omega = 2\pi/\lambda$, es la frecuencia angular, t es el tiempo, $k = \omega/c$ es el valor absoluto del vector de onda y $\delta_{x,y}$ es la fase relativa; eliminando el término de propagación $\omega t - kz$, las ecuaciones 3.1 y 3.2 se reescriben como:

$$E_x = E_{0x} e^{i\delta_x} \quad (3.3)$$

$$E_y = E_{0y} e^{i\delta_y} \quad (3.4)$$

Estas dos ecuaciones se pueden representar con una matriz \mathbf{E} de 2 x 1, teniendo:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

La matriz del extremo derecho de la ecuación es la expresión más general del vector de Jones, que indica luz polarizada elípticamente.

En el vector de Jones, las amplitudes máximas E_{0x} y E_{0y} son cantidades reales. La presencia del exponente con argumentos imaginarios hace que E_x y E_y sean cantidades complejas. Antes de proceder a encontrar los vectores de Jones para varios estados de luz polarizada, analizaremos la normalización del vector de Jones, ya que se acostumbra a expresar el vector de Jones en forma normalizada. La intensidad total I del campo óptico viene dada por

$$I = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad (3.6)$$

Dicha ecuación se obtiene si se multiplican dos vectores como se muestra a continuación:

$$I = (E_x^* \ E_y^*) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

La primera matriz, $(E_x^* \ E_y^*)$ es la transpuesta compleja del vector de Jones \mathbf{E} y se escribe como \mathbf{E}^* de modo que tenemos la ecuación (3.8).

$$I = \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E} \quad (3.8)$$

Multiplicando las matrices de la ecuación (3.8) usando la ecuación (3.5) se obtiene la ecuación (3.9).

$$E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = I = E_0^2 \quad (3.9)$$

Es usual establecer $E_0^2 = 1$, para decir que el vector de Jones está normalizado. La condición normalizada para la ecuación (3.7) se puede escribir como (3.10).

$$\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E} = 1 \quad (3.10)$$

Teniendo en cuenta que el vector de Jones solo se puede usar para describir la luz completamente polarizada. Ahora encontramos el vector de Jones para los siguientes estados de luz completamente polarizada.

1. Luz lineal polarizada horizontalmente. Para este estado $E_y = 0$, entonces la ecuación (3.5) se convierte en

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

De la condición de normalización ecuación (3.10), vemos que $E_{0x}^2 = 1$. Por lo tanto, eliminando $e^{i\delta_x}$ porque es unimodular, el vector de Jones normalizado para luz polarizada linealmente horizontalmente se escribe como:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

De manera similar, los vectores de Jones para los otros estados de polarización mejor conocidos se encuentran fácilmente.

2. Luz lineal polarizada verticalmente. $E_x = 0$, entonces $E_{0y}^2 = 1$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

3. Luz polarizada lineal +45°. $E_x = E_y$, entonces $2E_{0x}^2 = 1$, tenemos:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

4. Luz polarizada lineal -45°. $E_x = -E_y$, entonces $2E_{0x}^2 = 1$, tenemos:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

5. Luz polarizada circularmente a la derecha. Para este caso $E_{0x} = E_{0y}$ y $\delta_y - \delta_x = +90^\circ$. La condición de normalización da $2E_{0x}^2 = 1$ y tenemos:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

6. Luz de polarización circular izquierda. Nuevamente tenemos $E_{0x} = E_{0y}$ pero $\delta_y - \delta_x = -90^\circ$. Entonces $2E_{0x}^2 = 1$, para llegar a

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Cada uno de los vectores de Jones de las ecuaciones (3.12) a (3.17) satisface la condición de normalización de la ecuación (3.10).

Una propiedad adicional de los vectores de Jones es la propiedad ortogonal u ortonormal. Se dice que dos vectores \mathbf{A} y \mathbf{B} son ortogonales si $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = 0$, mientras que, en notación compleja, $\mathbf{A}^* \cdot \mathbf{B} = 0$. Si se cumple esta condición, decimos que los vectores de Jones son ortogonales.

Cuando la luz se propaga en un medio birrefringente, su vector de Jones se modifica. En la óptica lineal, este cambio se representa 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 x 2. De este modo, un elemento óptico se puede modelar usando las matrices de Jones.

Las matrices de Jones son las que actúan sobre los vectores de Jones como se indica anteriormente. Estas matrices se implementan por los diversos elementos ópticos tales como fibra óptica, divisores de haz, controladores de polarización, retardadores, acopladores, etc. La siguiente tabla proporciona ejemplos de las matrices de Jones para polarizadores [82]:

Tabla 3.1- Matrices de Jones para algunos elementos ópticos.

Elemento óptico	Matriz de Jones correspondiente
Polarizador Lineal con eje de transmisión horizontal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
Polarizador Lineal con eje de transmisión vertical	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador Lineal con eje de transmisión a 45° respecto a la horizontal	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador Lineal con eje de transmisión a -45° respecto a la horizontal	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador Circular Derecho	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador Circular Izquierdo	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$
Fibras ópticas con polarización lineal	$F_{CW} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{3\beta LP_{in}}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{3\beta LP_{in}}{4}} \end{bmatrix}$ $F_{CCW} = \begin{bmatrix} e^{i\beta\frac{(3+\text{sen}(2\varphi)LP_{in})}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\beta\frac{(3-\text{sen}(2\varphi)LP_{in})}{4}} \end{bmatrix}$
Fibras ópticas con polarización circular	$F_{CW} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\beta LP_{in}}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\beta LP_{in}} \end{bmatrix}$ $F_{CCW} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{3\beta LP_{in}}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\beta LP_{in}}{4}} \end{bmatrix}$

3.2. Matrices de Jones del filtro DMZI-SI

La transmisión del filtro puede analizarse numéricamente en MATLAB por medio de las matrices de Jones de cada uno de los componentes del filtro, como se puede apreciar en la figura 3.1.

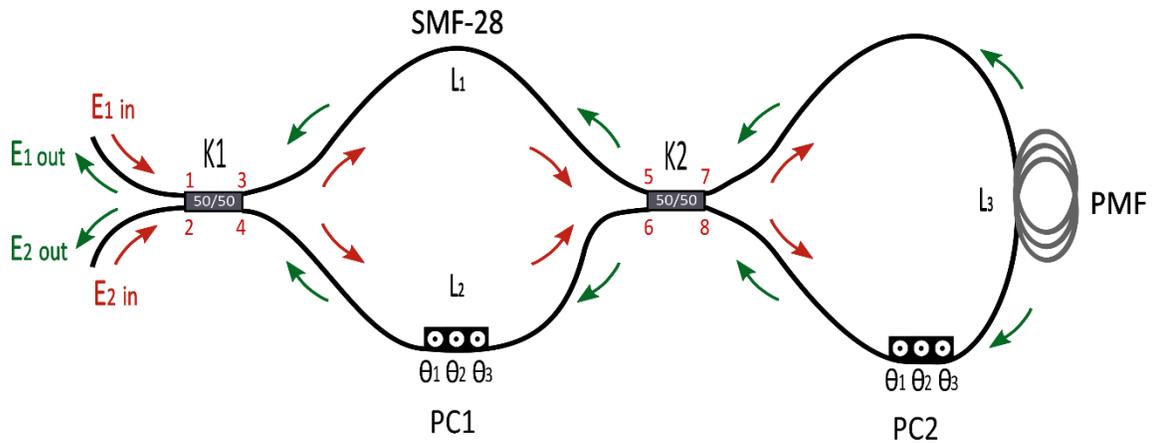


Figura 3.1- Esquema del filtro DMZI-SI.

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 $\mathbf{E}_{2\text{ out}}$ son los campos de salida. El acoplador de fibra está expresado como K_n , esta matriz representa el acoplamiento lineal y cruzado como se muestra en la ecuación, donde c es la razón de acoplamiento y n es el número del acoplador.

$$K_n = \begin{bmatrix} \sqrt{1-c} & i\sqrt{c} \\ i\sqrt{c} & \sqrt{1-c} \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

PC_n es la matriz de los controladores de polarización, ya que la configuración es de tres bobinas, donde dos son placas QWP, mientras que la de en medio es una placa HWP. Dicha configuración QWP, HWP, QWP es indicada por la matriz $[T(\theta_m)]$, donde $m = 1, 2$ y 3 es la orientación de las placas de controladoras de polarización y n es el número de PC. Por lo tanto, la matriz PC_n está dada por la siguiente ecuación:

$$PC_n = T(\theta_1) \times T(\theta_2) \times T(\theta_3), \quad (3.19)$$

$$\mathbf{T}(\theta_m) = \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi_m}{2} + i \sin \frac{\varphi_m}{2} \cos 2\theta_m & i \sin \frac{\varphi_m}{2} \sin 2\theta_m \\ i \sin \frac{\varphi_m}{2} \sin 2\theta_m & \cos \frac{\varphi_m}{2} - i \sin \frac{\varphi_m}{2} \cos 2\theta_m \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

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{SMF}_n y \mathbf{PMF} son las matrices de Jones correspondientes a los tramos de la fibra estándar, SMF-28 y la fibra mantenedora de polarización (PMF) respectivamente.

$$\mathbf{SMF}_n = \begin{bmatrix} e^{i\beta L_n} & 0 \\ 0 & e^{i\beta L_n} \end{bmatrix}, \quad (3.21)$$

$$\mathbf{PMF} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi L_n} \end{bmatrix}. \quad (3.22)$$

En la SMF-28, n es el número de la fibra colocada para los brazos L_1 y L_2 ; $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$ es la constante de propagación, donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo y λ es la longitud de onda. Para este caso, la birrefringencia de esa fibra 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. 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 es el índice de refracción del eje lento de la fibra y n_f es el índice de refracción del eje rápido, L_3 es la longitud de la fibra.

3.3. Principio de operación

Se inicia al introducir luz en el puerto 1 y 2 del acoplador por medio de las intensidades de E_{1in} y E_{2in} . Dichos campos de entrada se dividen en dos componentes ortogonales en el plano x-y. Por lo tanto, se expresan de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}_{1in} = \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

$$\mathbf{E}_{2in} = \begin{bmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (3.24)$$

Las ecuaciones (3.23) y (3.24) corresponden a las siguientes intensidades:

$$I_{1in} = |E_{1x}|^2 + |E_{1y}|^2 = 1, \quad (3.25)$$

$$I_{2in} = |E_{2x}|^2 + |E_{2y}|^2 = 0, \quad (3.26)$$

Cuando atraviesa el primer acoplador (K_1), la intensidad de la luz en el puerto 3 y 4 se expresa como muestran las ecuaciones (3.27) y (3.28).

$$E_3 = [K_1][E_{1in}] = \begin{bmatrix} \sqrt{0.5} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.27)$$

$$E_4 = [K_1][E_{2in}] = \begin{bmatrix} i\sqrt{0.5} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.28)$$

Al atravesar la fibra SMF-28 del puerto 3 al puerto 5 del acoplador 2 se obtiene la siguiente ecuación:

$$E_5 = [SMF][E_3] = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i(2L_1\beta + \pi)/2} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.29)$$

De la misma manera, al pasar por la fibra SMF-28 y la PC_1 del puerto 4 al 6 de K_2 , llegamos a la siguiente ecuación:

$$E_6 = [SMF][PC_1][E_4] \quad (3.30)$$

Al combinarse en el segundo acoplador los campos $[E_5]$ y $[E_6]$, los puertos 7 y 8 obtienen lo que se muestra en las ecuaciones siguientes:

$$E_7 = [K_2][E_5] \quad (3.31)$$

$$E_8 = [K_2][E_6] \quad (3.32)$$

Cuando los campos $[E_7]$ y $[E_8]$ recorren el lazo de Sagnac y regresan a los puertos 7 y 8 se obtiene $[E'_{8r}]$ y $[E'_{7r}]$, que se expresa como muestran las ecuaciones (3.33) y (3.34)

$$E'_{8r} = [PMF][PC_2][E_8] \quad (3.33)$$

$$E'_{7r} = [-PC_2][PMF][E_7] \quad (3.34)$$

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

$$\begin{bmatrix} E'_{5x} \\ E'_{6x} \end{bmatrix} = K_2 \begin{bmatrix} E'_{8x} \\ E'_{7x} \end{bmatrix}, \quad (3.35)$$

$$\begin{bmatrix} E'_{5y} \\ E'_{6y} \end{bmatrix} = K_2 \begin{bmatrix} E'_{8y} \\ E'_{7y} \end{bmatrix}, \quad (3.36)$$

Al recorrer la fibra SMF-28 del puerto 5 al puerto 3 del K_1 , tenemos:

$$E_{3r} = [SMF][E_{5r}] \quad (3.37)$$

Del mismo modo del puerto 6 al 4, atravesamos el PC_1 y la SMF-28, se obtiene:

$$E'_4 = [PC_1][SMF][E'_6] \quad (3.38)$$

Al cruzar de regreso ambos campos el acoplador 1, en el puerto 1 y 2 tenemos los siguientes:

$$E'_1 = K_1 \begin{bmatrix} E'_{3x} \\ E'_{3y} \end{bmatrix}, \quad (3.39)$$

$$E'_2 = K_1 \begin{bmatrix} E'_{4x} \\ E'_{4y} \end{bmatrix}, \quad (3.40)$$

Estos serían los campos de salida del filtro, mostrándolos como:

$$E_{1 out} = E'_1, \quad (3.41)$$

$$E_{2 out} = E'_2, \quad (3.42)$$

Otra forma de representar el desarrollo de las ecuaciones (3.23) a (3.40), es a través de la ecuación (3.43) para determinar los campos de salida $E_{1 out}$ y $E_{2 out}$,

$$\begin{bmatrix} E_{1 out} \\ E_{2 out} \end{bmatrix} = K_1 \begin{bmatrix} SMF_1 & 0 \\ 0 & PC_1 \cdot SMF_2 \end{bmatrix} K_2 \begin{bmatrix} PMF \cdot PC_2 & 0 \\ 0 & PC_2 \cdot PMF \end{bmatrix}. \quad (3.43)$$

$$K_2 \begin{bmatrix} SMF_1 & 0 \\ 0 & PC_1 \cdot SMF_2 \end{bmatrix} K_1 \begin{bmatrix} E_{1 in} \\ E_{2 in} \end{bmatrix}$$

Después de multiplicar y simplificar algebraicamente el campo $E_{2 out}$ de (3.43),

encontramos la transmisión del filtro, que es igual a:

$$T = \frac{|E_{2\ out}|^2}{|E_{1\ in}|^2} \quad (3.44)$$

Donde T es la transmisión que está dada por la relación entre el campo de salida $E_{2\ out}$ y el campo de entrada $E_{1\ in}$.

La ecuación (3.44) describe la transmisión de salida del filtro DMZI-SI. Todas las ecuaciones anteriores fueron implementadas y resueltas utilizando un software de programación, cálculo numérico y visualización gráfica, como lo es MATLAB. Es importante notar que la expresión final de la transmisión se analizó solamente de forma numérica debido a la complejidad del desarrollo matemático de los productos de las matrices, por sus elementos y tamaños. En el diagrama de la figura 3.2 se muestra una representación del sistema que muestra su complejidad.

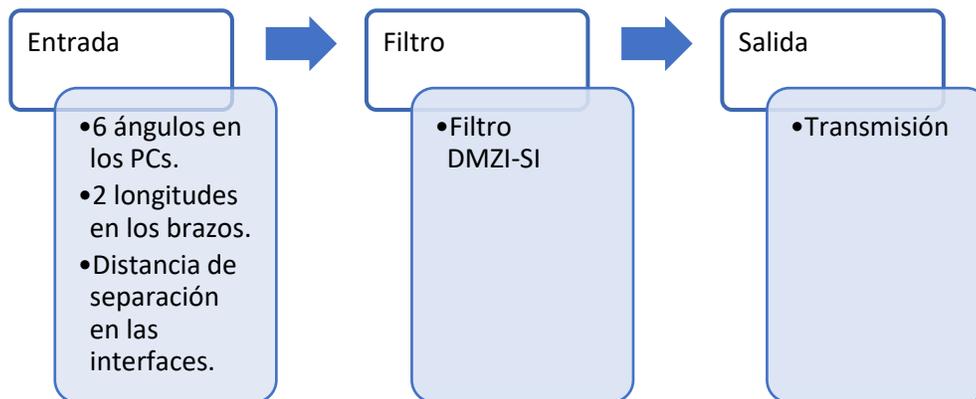


Figura 3.2- Diagrama de bloques del sistema.

La razón por la que se utiliza MATLAB para desarrollar los productos matriciales es porque tenemos un sistema multivariable con un mínimo 9 variables de entrada que se pueden modificar, al entrar al filtro DMZI-SI nos da como salida una transmisión mediante la cual podemos analizar parámetros de mejora como la amplitud, FSR, planicidad y la sobremodulación de nuestro patrón de interferencia. Los resultados de la transmisión se muestran en el capítulo 5, realizando una comparación cualitativa con los resultados experimentales obtenidos.

Es necesario mencionar que para este análisis se ignoran las pérdidas de transmisión de la luz en los elementos de fibra óptica, sin duda dentro del programa de simulación se podrían incluir las pérdidas de transmisión o atenuación, estas dependen de la longitud de onda de la luz transmitida, generalmente se expresa en decibelios, se utiliza para comparar dos niveles de potencia, puede definirse para una longitud de onda en particular como la relación entre la potencia óptica de entrada P_i en una fibra y la potencia óptica de salida P_o de la fibra como:

$$\text{Número de decibelios (dB)} = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_o} \quad (3.45)$$

En las comunicaciones por fibra óptica, la atenuación suele expresarse en decibelios por unidad de longitud (es decir, dB km^{-1}) de la siguiente manera:

$$\alpha_{dB} L = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_o} \quad (3.46)$$

Donde α_{dB} es la atenuación de la señal por unidad de longitud en decibelios, que también se denomina coeficiente de atenuación y L es la longitud de la fibra [84].

Para una fibra estándar monomodo se tienen bajas pérdidas como se aprecia en la figura 3.3, presentando una pérdida de solo alrededor de 0.2 dB/km en la región de longitud de onda cercana a las 1550 nm; por tal motivo no se están considerando dentro de la simulación numérica.

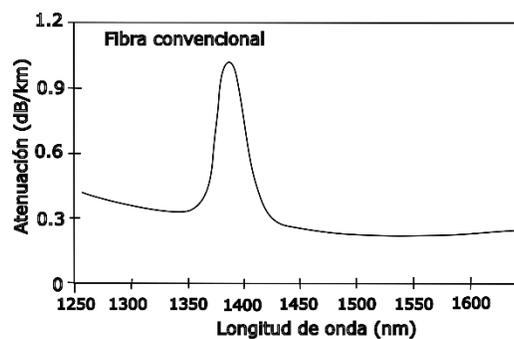


Figura 3.3- Pérdidas de una fibra convencional [85].

Además de las pérdidas de atenuación, también están presentes las pérdidas por inserción, debido al desplazamiento que se realizará entre las interfaces de la fibra en las

diferentes configuraciones, aunque los extremos de las dos fibras unidas son lisos y perpendiculares a los ejes de la fibra, y los dos ejes de la fibra están perfectamente alineados, una pequeña proporción de la luz puede reflejarse de nuevo en la primera fibra causando atenuación en la unión. Este fenómeno, conocido como reflexión de Fresnel, está asociado con los cambios en el índice de refracción en la interfaz con el otro medio (en este caso, vidrio-aire-vidrio). La magnitud de esta reflexión parcial de la luz se puede estimar utilizando la fórmula clásica de Fresnel. Sin embargo, para determinar la cantidad de luz reflejada en una unión de fibra, se debe tener en cuenta la reflexión de Fresnel en ambas interfaces de fibra. La pérdida en decibelios debido a la reflexión de Fresnel en una sola interfaz viene dada por [84]:

$$Loss_{Fres} = -10 \log_{10}(1 - r) \quad (3.47)$$

donde r es la fracción de la luz reflejada en una sola interfaz; con esto es posible determinar la atenuación óptica debida a la reflexión de Fresnel en una unión fibra-fibra.

Estas también son pérdidas que se pueden incluir en el programa. A pesar de eso, no se presentan gráficas con ellas incluidas dentro de este trabajo debido a que, en conclusión, las pérdidas por atenuación no afectan directamente dentro del arreglo, y las de inserción se aprecian en las variaciones de la amplitud del patrón de interferencia en los resultados experimentales, haciendo mención de que la transmisión dentro de la parte de simulación se presenta de forma normalizada únicamente para comparar de manera cualitativa los resultados obtenidos.

CAPÍTULO 4

ELEMENTOS DEL ARREGLO

Este capítulo menciona una breve descripción de los componentes utilizados dentro del diseño del filtro DMZI-SI, además de algunas características importantes; debido a que el diseño se planteó para ser un arreglo experimental hecho completamente de fibra óptica, abordaremos el capítulo con estos elementos.

4.1. Elementos de fibra óptica

Los elementos ópticos que se utilizan son totalmente de fibra, permitiendo tener un mejor acoplamiento entre ellos mismos. Teniendo los siguientes elementos:

4.1.1. Acoplador de fibra óptica

El acoplador de fibra óptica es un dispositivo que utilizamos para distribuir la amplitud de 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 prácticamente en la mayoría de los arreglos ópticos, como ejemplo, en aplicaciones de detección, como interferómetros o láseres de fibra para dividir la señal óptica entre dos fibras, y también para analizar un porcentaje de la señal en la salida, dejando una retroalimentación al sistema. En los arreglos experimentales del filtro se utilizaron dos acopladores 2 x 2 de la marca Thorlabs®, ambos 50/50 a 1550 nm, en la figura 4.1 se muestra el acoplador de fibra óptica 2 x 2 [86].

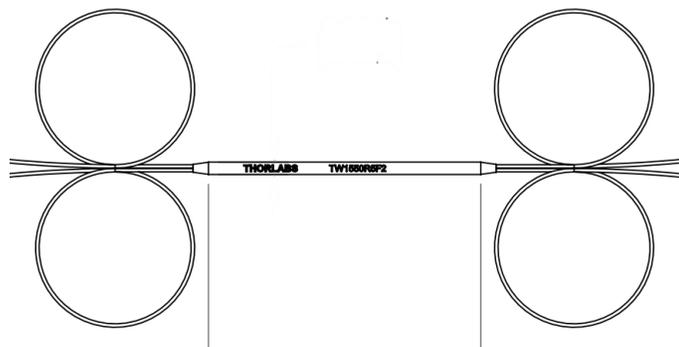


Figura 4.1- Acoplador de fibra óptica de la marca Thorlabs® [86].

4.1.2. Controlador de polarización

El PC permite controlar el estado de polarización de la luz dentro la fibra óptica. Dentro del arreglo experimental utilizamos dos PC de tres placas retardadoras, los cuales eran de la marca Thorlabs®, modelo FPC560, que se muestra en la figura 4.2, este dispositivo consiste en tres bobinas giratorias con placas independientes para enrollar la fibra óptica, cada una de las placas constituye una lámina de retardo de fase. Todas las placas son manipulables 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 del PC consiste en dos placas de $\frac{\lambda}{4}$ y $\frac{\lambda}{2}$, la primera QWP convierte cualquier polarización de entrada en una polarización lineal; al mover la HWP, rotamos la polarización lineal a un ángulo deseado para que la segunda QWP cambie la polarización lineal a cualquier estado de polarización deseado [87].



Figura 4.2- PC modelo FPC560 de la marca Thorlabs® [88].

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. 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 las ecuaciones.

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

$$\varphi(\text{número de onda}) = \frac{\pi a N d^2}{\lambda D} \quad (4.2)$$

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 ($D = 56$ mm para el modelo FPC560).

4.1.3. Fibra óptica monomodo

Las fibras ópticas son hilos de un espesor entre 125 μm a 1 mm. Se utilizan como guías de onda para poder transmitir información en forma de haces de luz de un extremo a otro sin interrupción, la mayoría se fabrica a partir de sílice de muy alta pureza y se estructura consta de núcleo, revestimiento y recubrimiento plástico. La fibra estándar SMF-28, es una fibra óptica monomodo que cuenta con un núcleo pequeño de, aproximadamente, 8-10 μm . Esta fibra solamente permite viajar un solo modo de propagación dentro de su núcleo, el modo fundamental. En la figura 4.3 se muestra la estructura geométrica de una fibra óptica monomodo que está constituida por las siguientes capas concéntricas: núcleo, revestimiento y recubrimiento plástico. Los valores de los parámetros de las características de la SMF-28 son listados en la tabla 4.1 [89-90].

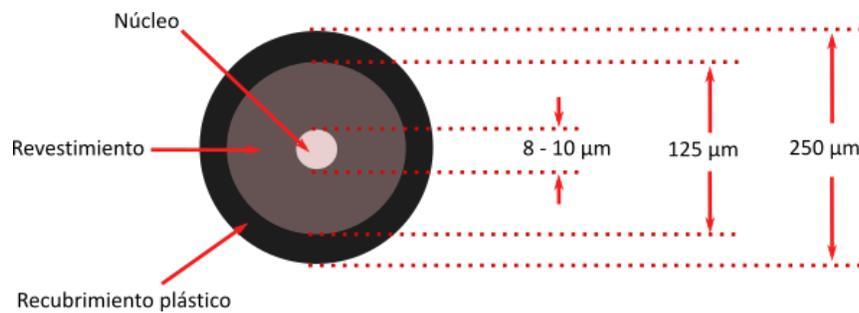


Figura 4.3- Estructura de una fibra óptica estándar monomodo [89].

Tabla 4.1- Especificaciones de la fibra óptica SMF-28 [90].

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
Temperatura de operación	-60 a 85° C

4.1.4. Fibra óptica mantenedora de polarización

Las PMF son fibras ópticas especiales con fuerte birrefringencia incorporada, las cuales preservan la polarización lineal correctamente orientada de un haz de entrada; haciendo que el núcleo o el revestimiento tengan forma elíptica, o también al aplicar elementos de tensión, como se puede ver en la figura 4.4, donde tenemos dos tipos de PMF, Panda y Bow-Tie. Para este trabajo se utilizó una fibra PANDA-PMF, los valores de los parámetros de las características de esta fibra son listados en la tabla 4.2.

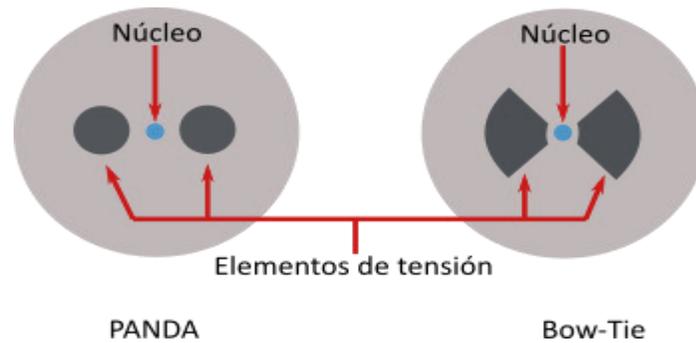


Figura 4.4- Fibra PANDA que mantiene la polarización (izquierda) y Bow-Tie (derecha) [91].

Los elementos de estrés incorporados están hechos de un tipo diferente de vidrio, y son los que se muestran con un tono gris más oscuro en la figura 4.4.

Tabla 4.2- Especificaciones de la PANDA-PMF, modelo PM 15-U25A [92]

Parámetros	Valores
Diámetro del revestimiento	125 ± 1 μm
Diámetro de la recubierta plástica	245 ± 15 μm
Offset del núcleo al revestimiento	≤ 0.7 μm
Diámetro del campo modal	10.5 ± 1 μm
Longitud de onda de operación	1550 nm
Rango de la longitud de batido	2.5-4.5 mm
Birrefringencia	4x10 ⁻⁴
Máxima atenuación	≤ 2 dB/km

4.1.5. Fibra óptica sin núcleo

La fibra sin núcleo (Coreless Fiber, CLF) consta de una varilla de vidrio de sílice puro y un revestimiento de acrilato. Donde una fibra óptica estándar tendría un núcleo interno, la fibra sin núcleo simplemente tiene una varilla de vidrio sin un núcleo o revestimiento distintivo. La ausencia de una guía de ondas hace que esta fibra de terminación sea útil para reducir los reflejos o para evitar daños en la cara del extremo de la fibra en aplicaciones de alta potencia. La fibra sin núcleo se puede unir al extremo de una fibra óptica mediante una empalmadora de fusión [93].

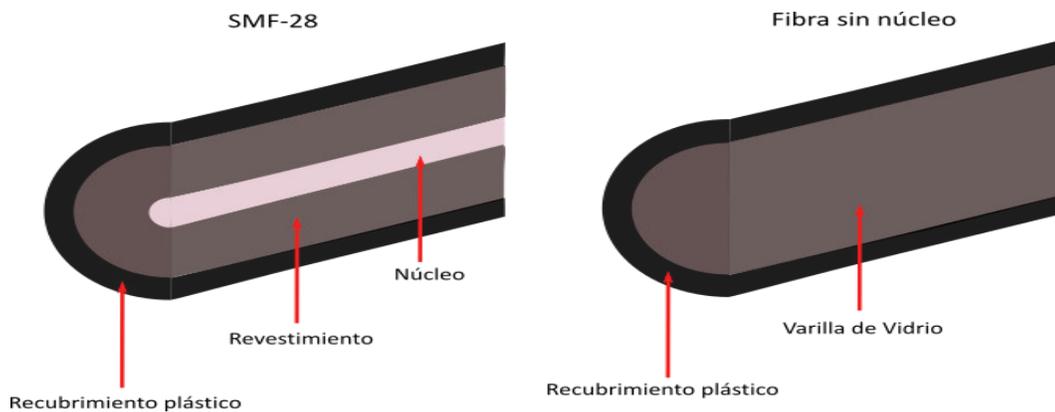


Figura 4.5- Comparación entre una fibra estándar (izquierda) y nuestra fibra de terminación sin núcleo (derecha) [93].

Estas fibras de terminación de sílice sin núcleo se pueden empalmar en los extremos de la fibra estándar para reducir los reflejos o evitar daños en la cara del extremo de la fibra. La fibra utilizada dentro del esquema es una fibra de la marca Thorlabs® modelo FG125LA y dentro de la tabla 4.3 se enlistan algunas de sus características.

Tabla 4.3- Especificaciones de la CLF, modelo FG125LA [94].

Parámetros	Valores
Diámetro de la varilla	125 + 1/-2 μm
Diámetro de la recubierta plástica	250 \pm 12.5 μm
Longitud de onda de operación	400 – 2400 nm
Pérdidas de retorno	>65 dB con 0.25 m
Índice de refracción a 1550 nm	1.444
Temperatura de operación	-40 a 85° C

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

Dentro de este capítulo se muestran los resultados obtenidos del desarrollo experimental del filtro DMZI-SI. Dispositivo fabricado completamente de fibra óptica en donde se analizó la respuesta con una fuente de supercontinuo de amplio espectro, teniendo como principal variable de control la polarización de la luz. Así como también nuestra respuesta del láser multilongitud de onda como una aplicación del filtro tipo peine, otorgando un control sobre el número de emisiones láser, llegando hasta siete emisiones de salida.

5.1. Implementación del filtro DMZI-SI

Se darán a conocer los resultados obtenidos experimentalmente, resultados que fueron analizados y comparados entre ellos mismos, y respecto a los resultados numéricos dentro de la simulación en MATLAB.

Para dar inicio retomamos nuevamente el esquema implementado para nuestro filtro tipo peine, figura 5.1, como se puede observar está compuesto por el DMZI-SI, teniendo a la entrada el amplio espectro generado por una fuente de generación de supercontinuo (Supercontinuum, SC), el fenómeno de SC se basa en un ensanchamiento espectral debido a las propiedades no lineales presentes en el medio de propagación, en la figura 5.2 se muestra el arreglo experimental para generar la fuente de luz de amplio espectro, en donde se utilizó un láser microchip a una longitud de onda de 1064 nm y pulsos con una duración de 700 ps (Repetition Rate, RR= 8 kHz), dichos pulsos se transmiten a lo largo de 1 km de fibra SMF-28 para iniciar el ensanchamiento espectral del pulso y obtener una fuente de SC con un espectro amplio, este espectro de SC además de todos los resultados del filtro y el MWFL fueron medidos utilizando un analizador de espectros Yokogawa, AQ6370B con una resolución de 0.02 nm, llegando a los siguientes resultados.

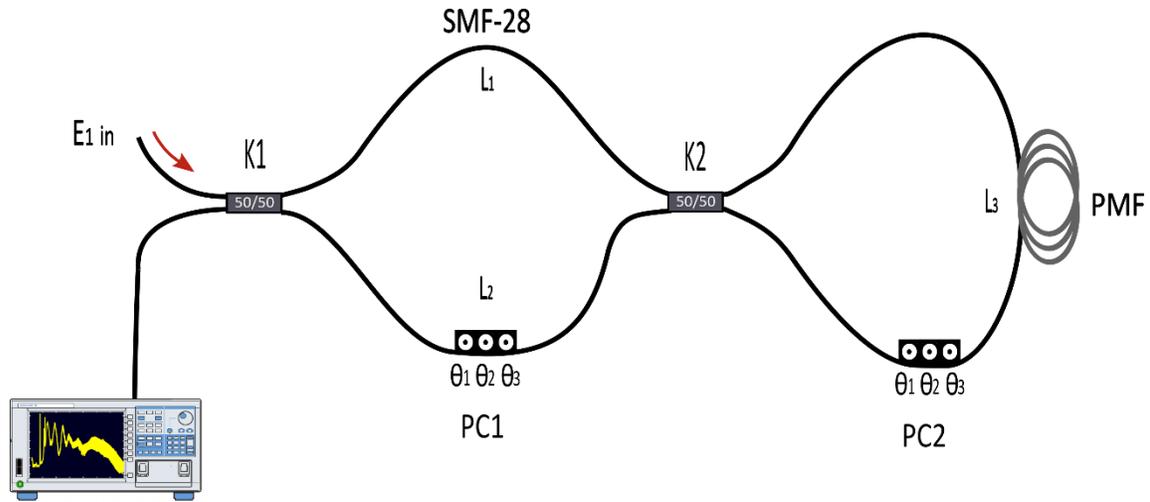


Figura 5.1- Esquema del filtro DMZI-SI.

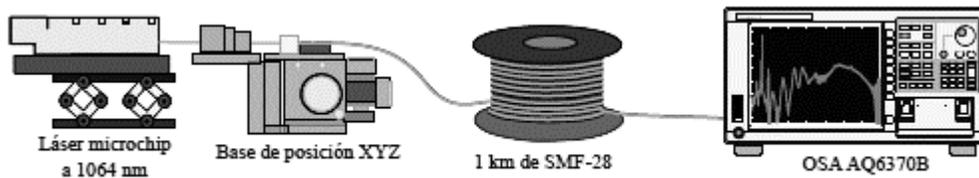


Figura 5.2- Esquema para generar una fuente de luz de SC.

Por lo tanto, comparando el espectro óptico del SC de la salida con una resolución de 0.02 nm a una temperatura ambiente (25° C) con la respuesta del patrón de interferencia de salida implementando el DMZI-SI, figura 5.3, podemos apreciar que gracias al gran alcance de longitud de onda del espectro, nos da la oportunidad de seleccionar nuestro rango de trabajo, para este trabajo el que más nos conviene es de 1500 a 1600 nm debido a que la respuesta del filtro es más lineal, su planicidad mejora en esta región y su amplitud es casi la misma, figura 5.4, proporcionándonos más ventajas respecto a otras regiones.

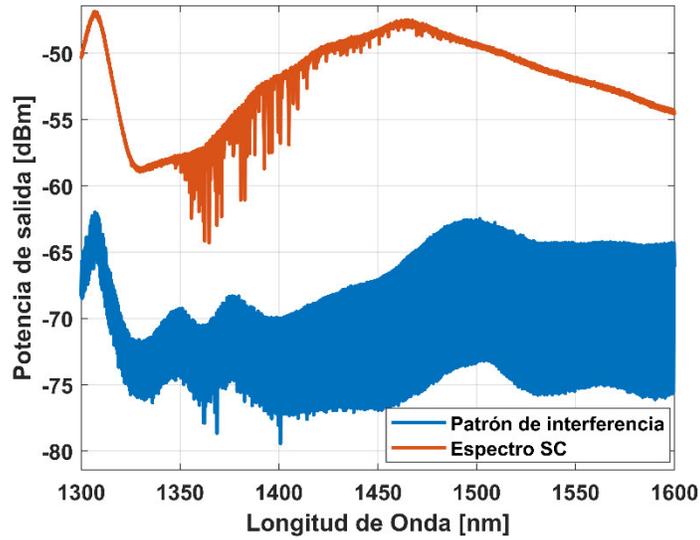


Figura 5.3- Espectro del supercontinuo.

La idea general de este trabajo de tesis es conocer la respuesta de este filtro con el esquema propuesto y a partir de ahí realizar pequeñas modificaciones, pero significativas, para mejorar su respuesta de salida, conocer si existen algunas ventajas o desventajas o si se agrega alguna variable extra para el control de nuestro filtro, para al final darle una aplicación dentro de un sistema láser.

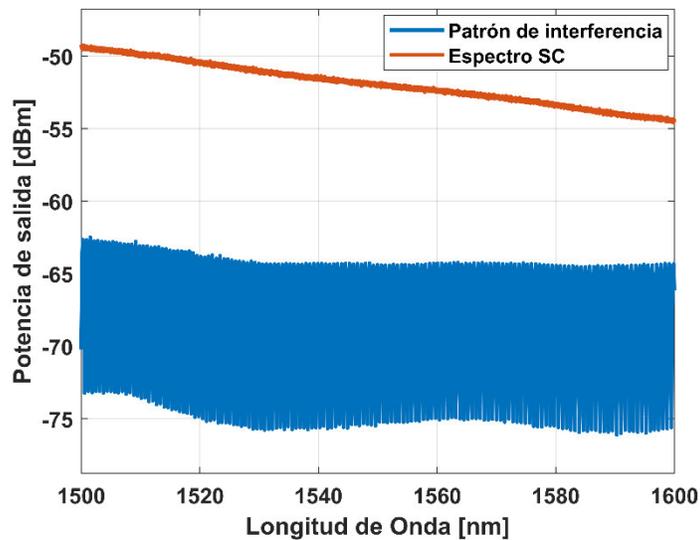


Figura 5.4- Patrón de interferencia del filtro DMZI-SI.

Por lo tanto, los resultados de este arreglo inicial se podrían decir que eran muy prometedores y el reto ahora era mejorarlos, viendo la figura 5.5 en donde se toma un rango de operación de 10 nm, se contempla que en la salida tenemos una amplitud de las franjas de 11.52 dBm, contando 30 franjas de interferencia, con un FSR o $\Delta\lambda = 0.66$ nm, en un rango de longitud de onda de 1550 a 1560 nm.

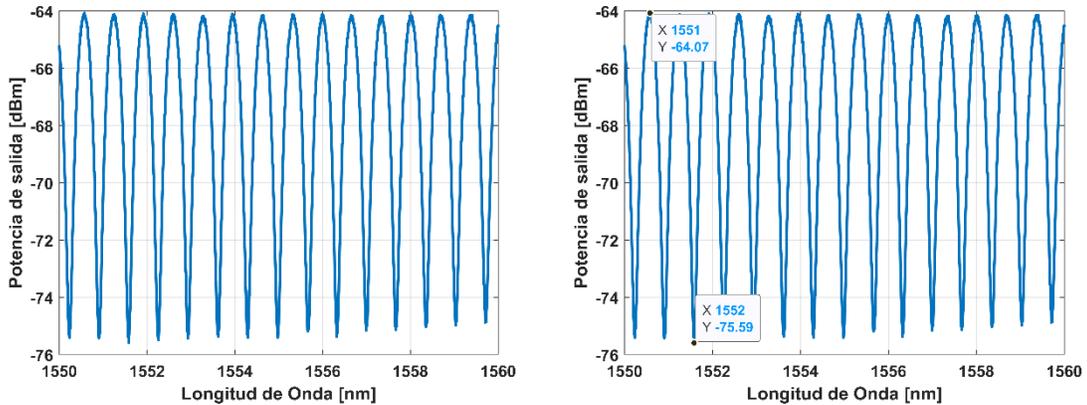


Figura 5.5- Patrón de interferencia – rango de 10 nm.

Retomando la ventaja de trabajar en una longitud de onda de 1500 a 1600 nm, tomaremos ahora una sección más grande que 10 nm, en la figura 5.6 llegamos a tener 60 nm, aunque para los resultados de este trabajo se tomará un rango de 20 nm, teniendo gráficas de 1540 a 1560 nm de longitud de onda.

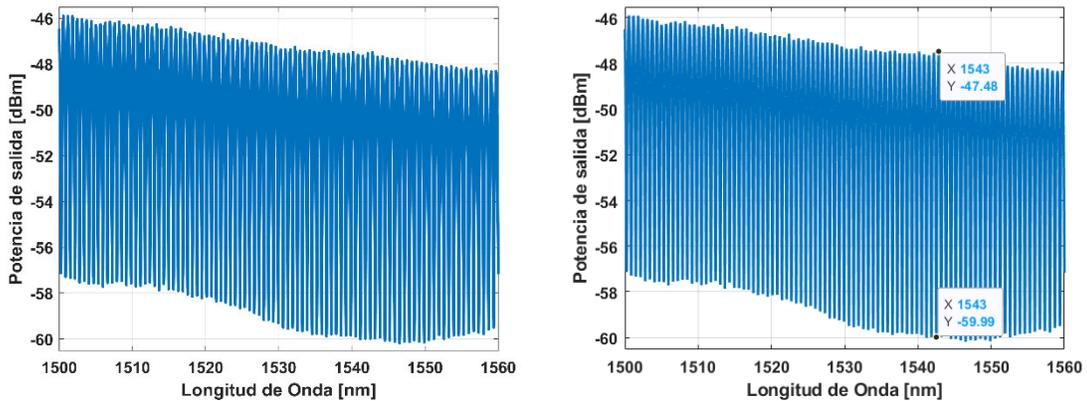


Figura 5.6- Patrón de interferencia – rango de 60 nm.

Al seleccionar una longitud de onda de 1540 a 1560 nm, se asegura así pasar por la ventana de comunicaciones en 1550 nm, lo que puede ampliar las aplicaciones para la implementación del filtro DMZI-SI, teniendo el patrón de interferencia en la figura 5.7, con una amplitud de las franjas de aproximadamente 12 dBm.

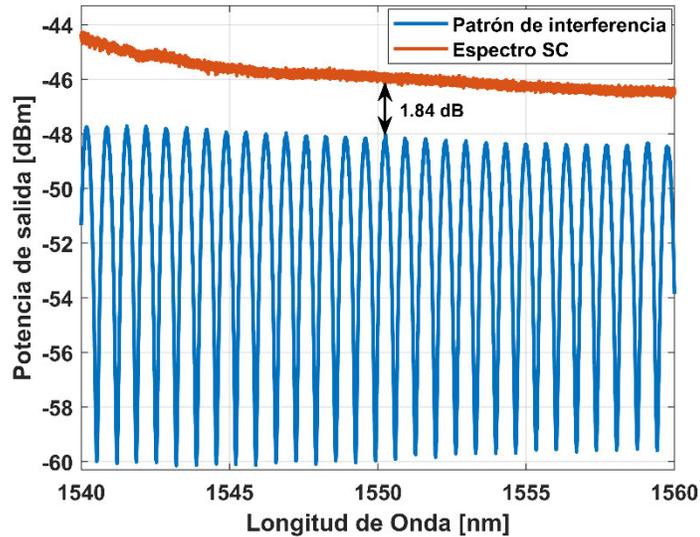


Figura 5.7- Patrón de interferencia – rango de 20 nm.

Como ya se mencionó anteriormente se realizaron cambios dentro del esquema del DMZI-SI, más específicamente en el interferómetro Mach-Zehnder, por lo que se realizó un corte en el brazo L_1 , brazo opuesto al controlador de polarización (L_2), en donde se colocó una empalmadora Fitel S175, se muestra en la figura 5.8, esto con la finalidad de acercar ambos trozos de fibra la menor distancia posible, casi 0, donde a partir de ese momento variar la distancia de 0 a 300 μm , seleccionando esta distancia para tener mayor libertad en los motores internos de la empalmadora, dejando una longitud de fibra de 1 m del primer acoplador a la empalmadora y de 1.5 m de la empalmadora al segundo acoplador, obteniendo los siguientes resultados:

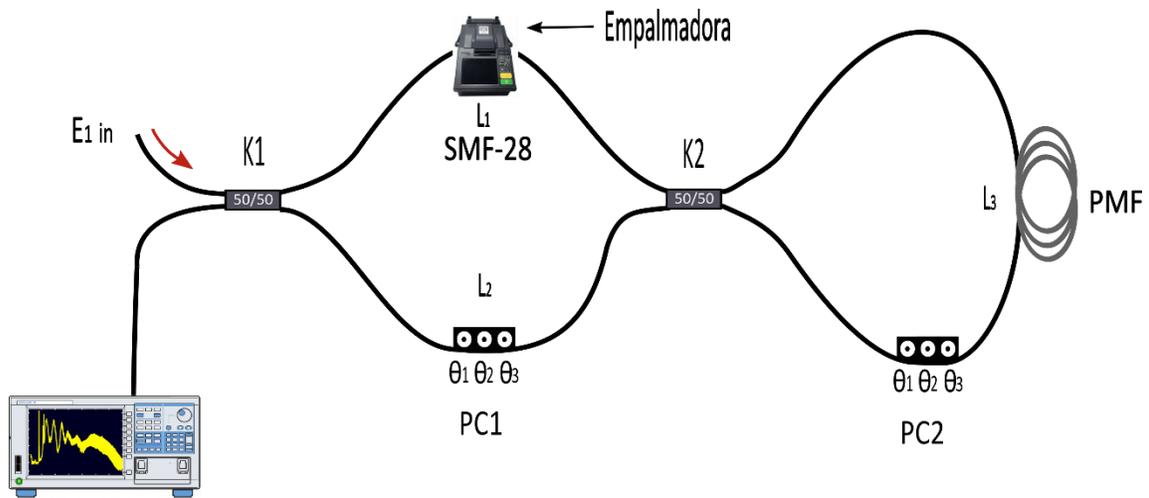


Figura 5.8- Esquema del filtro DMZI-SI con la empalmadora en el brazo L_1 .

La primera acción fue tratar de acercar lo mayor posible ambos tramos de fibra, para a partir de ahí tomar el patrón de referencia de este arreglo, cuidando de que ambas puntas no choquen para que no se dañen.

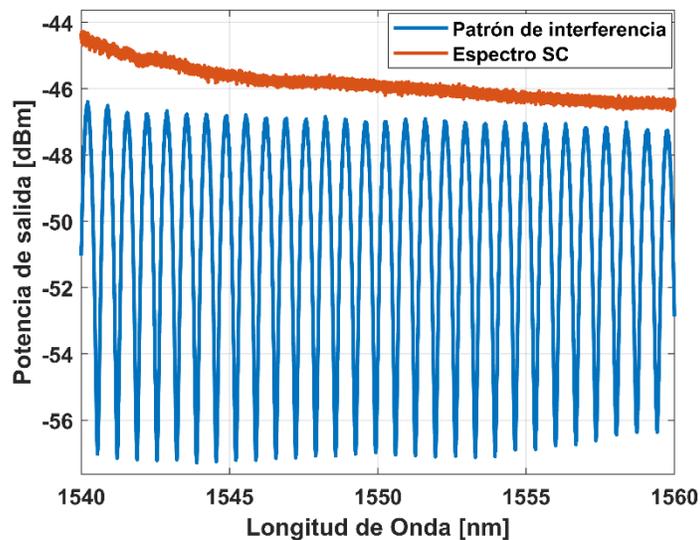


Figura 5.9- Referencia empalmadora ≈ 0 .

A diferencia de nuestra primera referencia, figura 5.7, cuando no teníamos la empalmadora en el esquema, ahora tenemos una amplitud un poco menor, de 10.9 dBm, con la misma cantidad de franjas, sólo que ahora el patrón presentó una

sobremodulación de las líneas, que se apreciará mucho mejor en la figura 5.10, mientras se realiza el desplazamiento de las fibras dentro de la empalmadora.

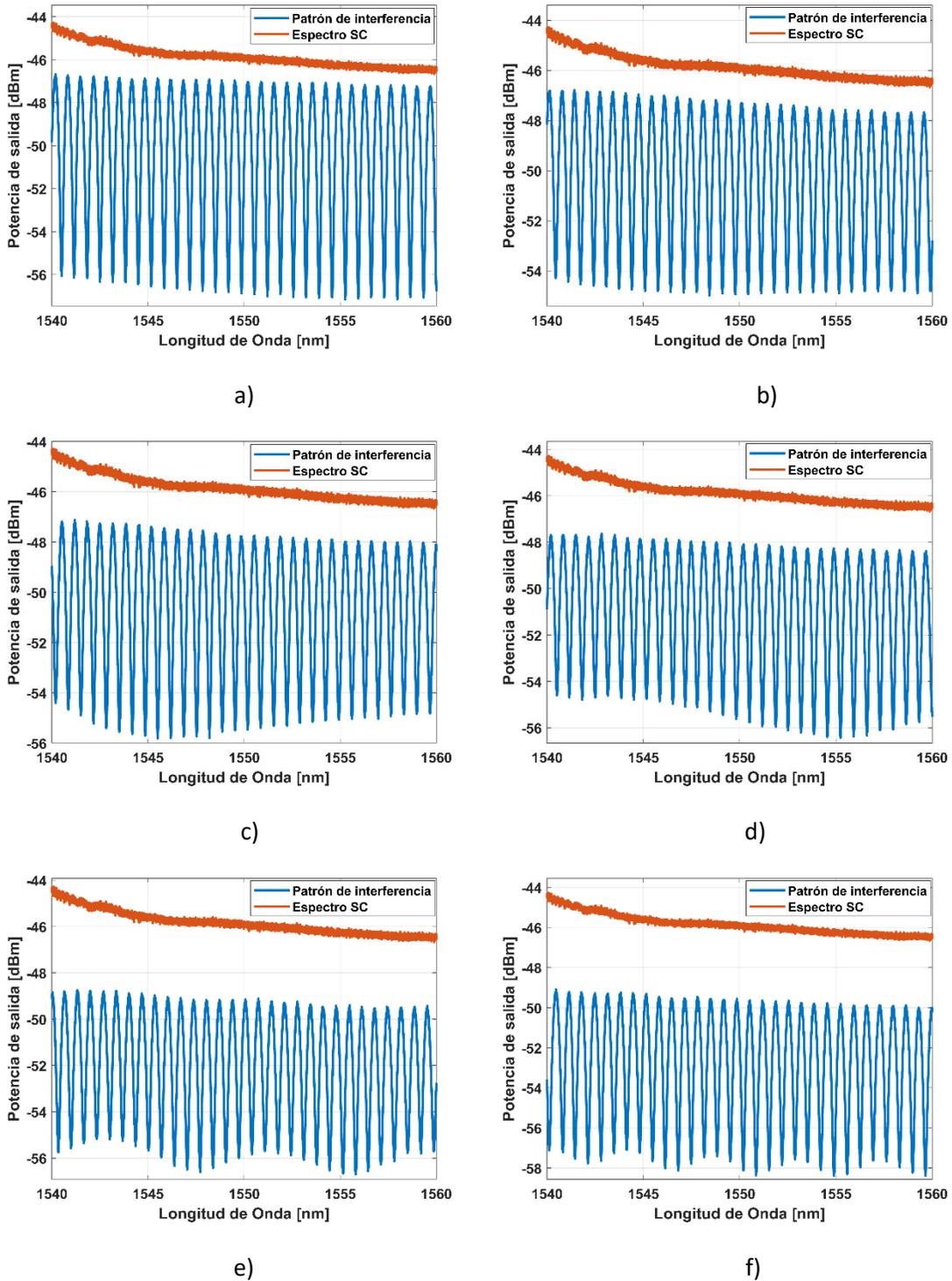


Figura 5.10- Desplazamientos entre fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm, b) 15 μm, c) 30 μm, d) 50 μm, e) 150 μm, f) 300 μm.

De manera breve, la sobremodulación de las líneas ocurre cuando aumenta la longitud de la cavidad del interferómetro, por lo tanto, hay una diferencia entre los caminos ópticos, debido a esto y al cambio de índice de refracción, el FSR cambia, haciendo que interfieran otros modos de propagación y el patrón de interferencia ya no sea uniforme, por eso se aprecia una variación en amplitud a través del patrón de interferencia.

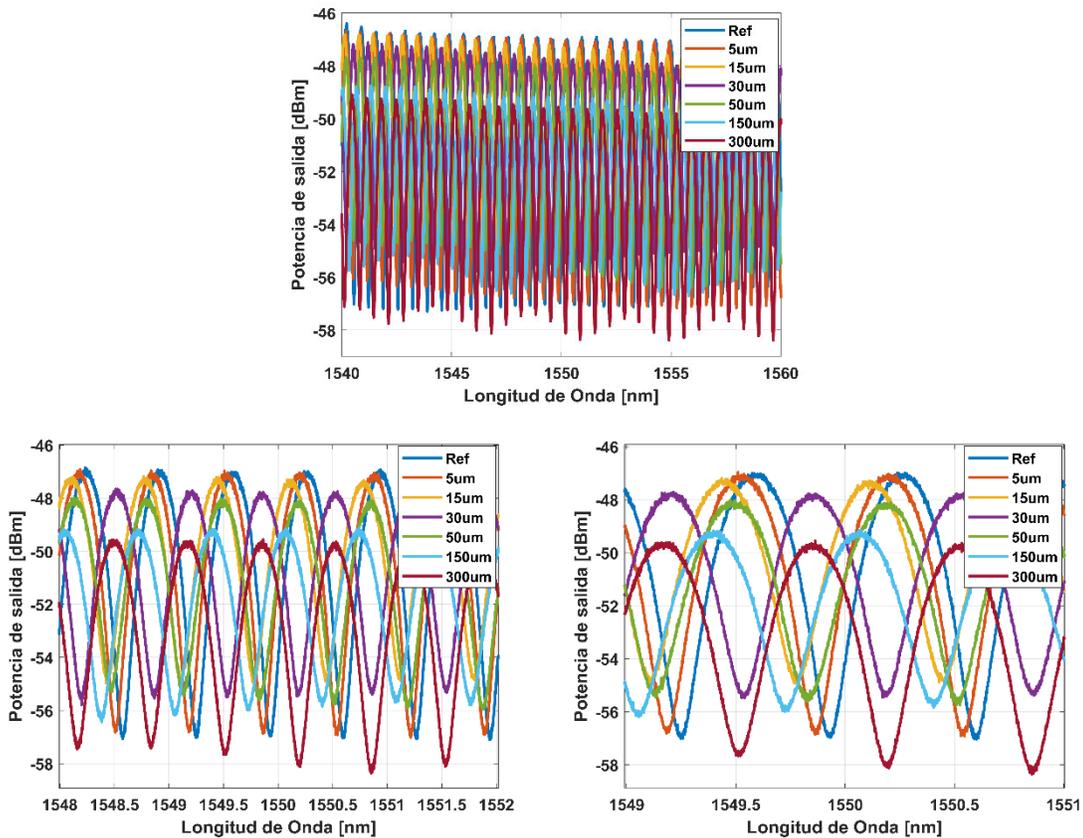


Figura 5.11- Comparación de los resultados de desplazamiento.

Como se observa, al incrementar el desplazamiento en la separación de las fibras, la amplitud de las franjas del patrón de interferencia va disminuyendo, donde mediante una aproximación lineal se puede obtener esta amplitud utilizando la siguiente ecuación:

$$a = -0.00371 * d + 8.444 \quad (5.1)$$

En donde a es la amplitud promedio del patrón de interferencia y d el desplazamiento entre las dos fibras.

Situando los resultados de cada uno de los desplazamientos en una misma gráfica como se ve en la figura 5.11, nos damos cuenta de que existe un cambio de fase y que se podría añadir una nueva variable de control, con la diferencia que existe en cada patrón correspondiente a su debido corrimiento.

Otra de las variables principales de control del filtro es la polarización, dentro del arreglo propuesto se tienen dos controladores de polarización, el primero (PC_1) en el MZI y el segundo (PC_2) en el SI, cada uno presenta tres placas retardadoras $\lambda/4$, $\lambda/2$, $\lambda/4$ respectivamente, en donde la primer placa QWP nos ayuda a cambiar cualquier estado de polarización de entrada a una polarización lineal, mientras que HWP rota el estado de polarización a cualquier ángulo deseado y por último la segunda QWP nos convierte la polarización lineal a cualquier estado de polarización, las cuales se pueden manipular moviendo la posición de los ángulos (θ_1 , θ_2 , θ_3), de ambos controladores de polarización, dichos ángulos fueron $PC_1 = 0^\circ, 60^\circ, 10^\circ$ mientras que $PC_2 = 75^\circ, 110^\circ, 140^\circ$; al momento de variar estos ángulos se tiene un control de la amplitud de la señal y así poder encontrar una mejor respuesta, teniendo un cambio también en la sobremodulación, por lo tanto, moviendo un poco los ángulos de la PC_1 a $0^\circ, 55^\circ, 5^\circ$ tenemos los siguientes resultados.

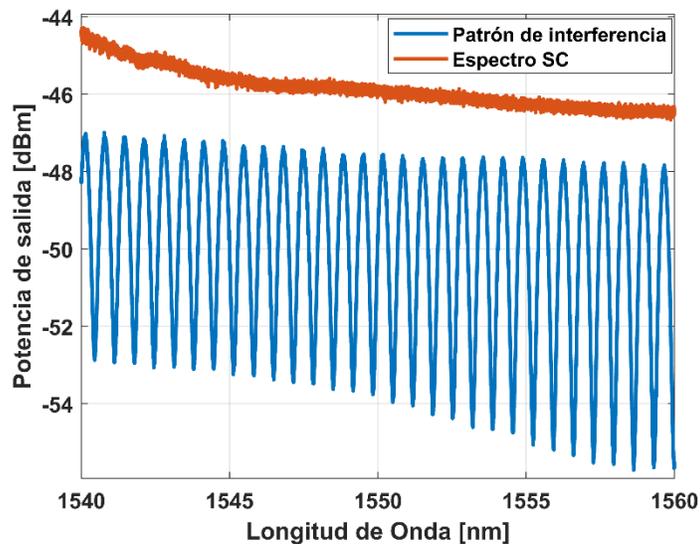


Figura 5.12- Referencia empalmadora ≈ 0 .

Con los nuevos valores en los ángulos del PC_1 , se siguen manteniendo las mismas líneas y la sobremodulación se ha modificado afectando de cierta forma nuestra amplitud, disminuyendo un poco la amplitud máxima y teniendo más líneas menos visibles, teniendo estos cambios gráficamente en la figura 5.13.

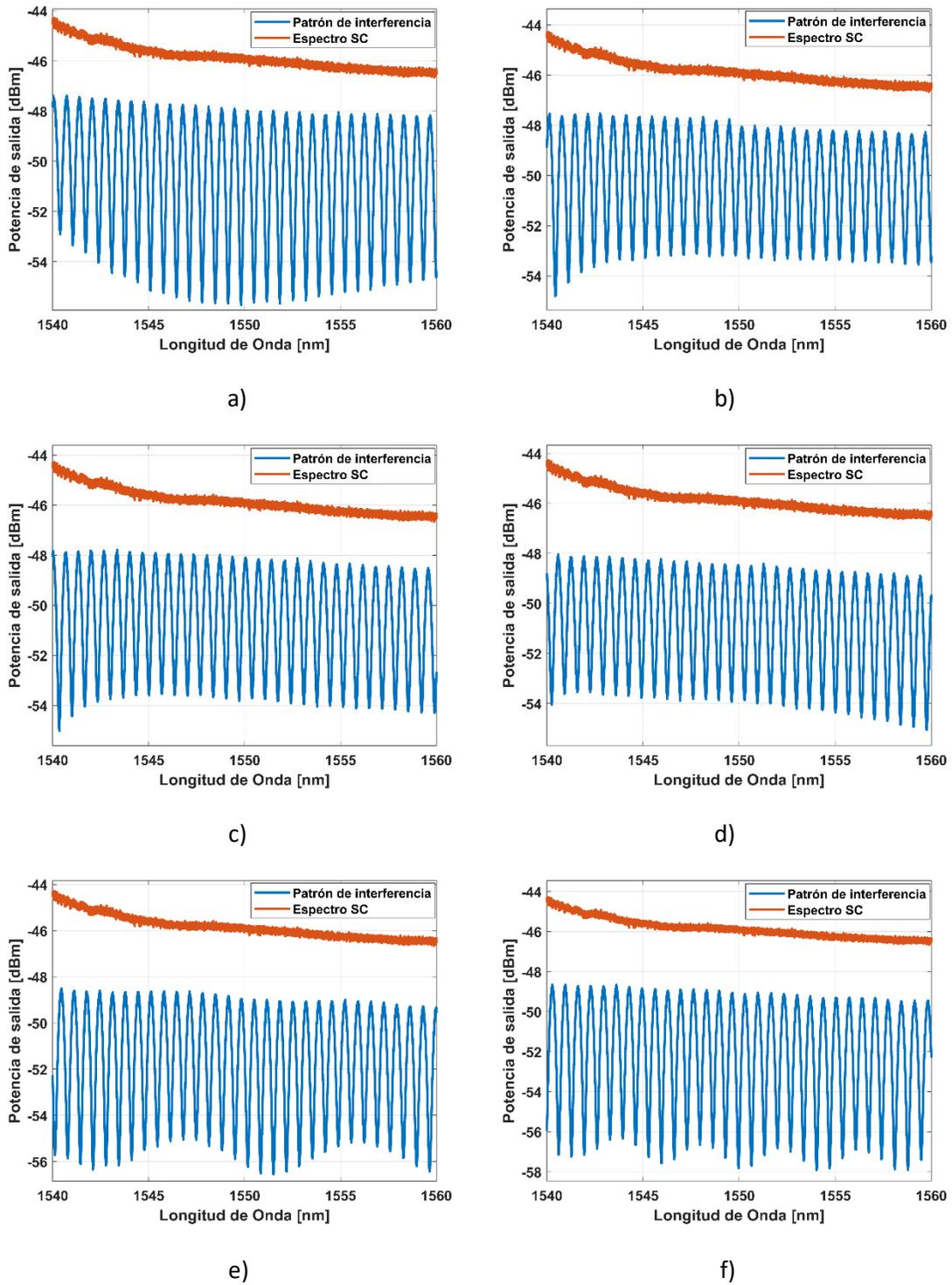


Figura 5.13- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm , f) 300 μm .

Con esto confirmamos la importancia del papel que juega la polarización dentro del arreglo óptico, ampliando las posibilidades que podríamos obtener al manipular los ángulos de las placas retardadoras. Si comparamos la figura 5.10 con la 5.13, notamos las diferencias entre ambas respuestas. Considerando que simplemente se modificaron los ángulos de una sola placa, pero tomando en cuenta que al modificarlas no ganamos amplitud respecto a nuestros resultados iniciales.

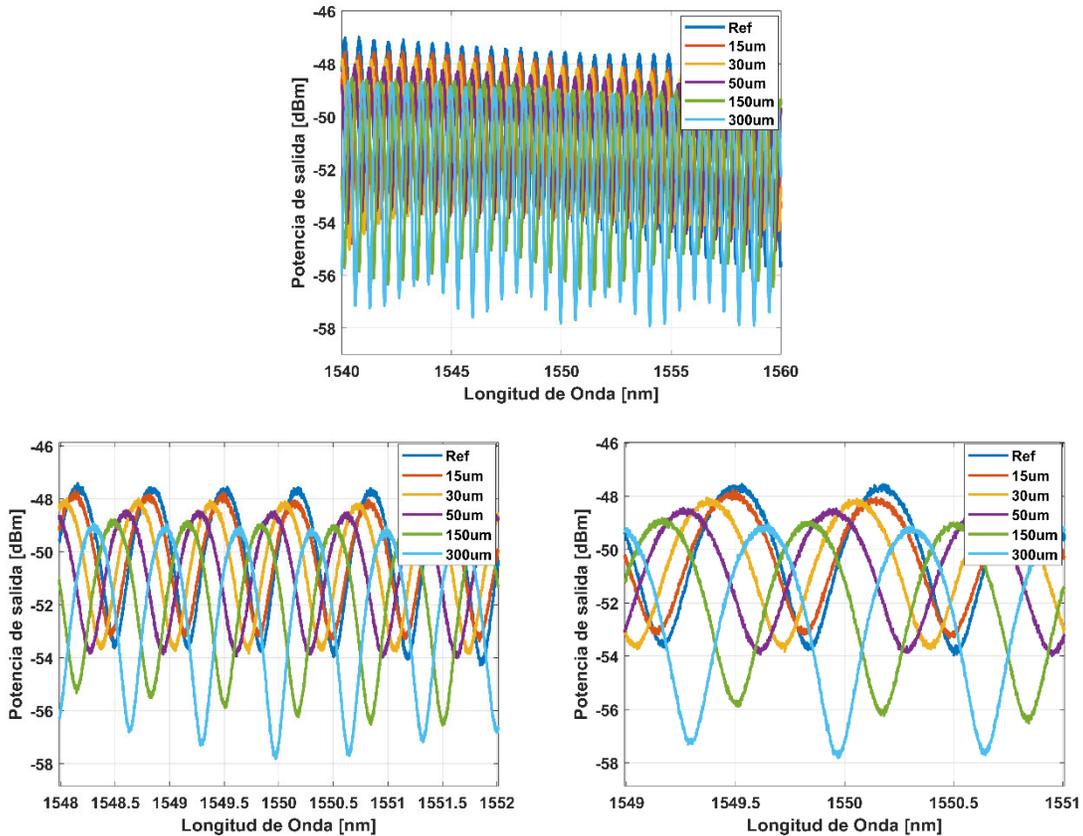


Figura 5.14- Comparación de los resultados de desplazamiento.

Posteriormente, será momento de realizar cambios en ambos controladores de polarización, cambiando PC_1 a 0° , 60° , 45° y PC_2 a 90° , 115° , 140° , donde aseguramos un cambio de polarización y una rotación de esta, teniendo como referencia de estos cambios la figura 5.15.

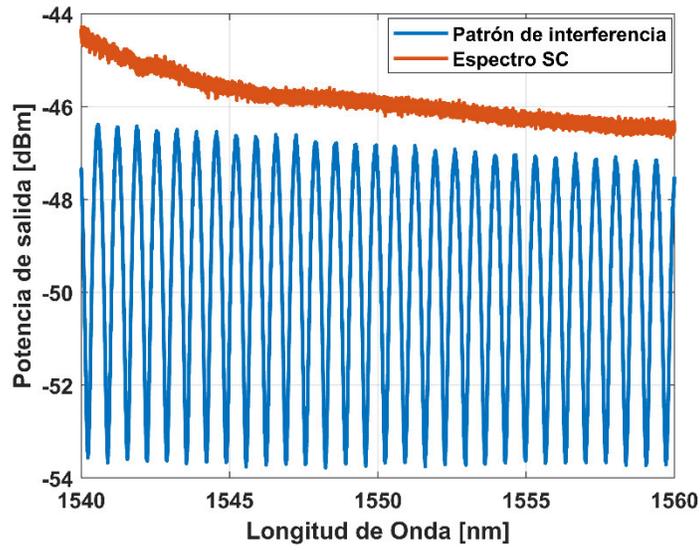
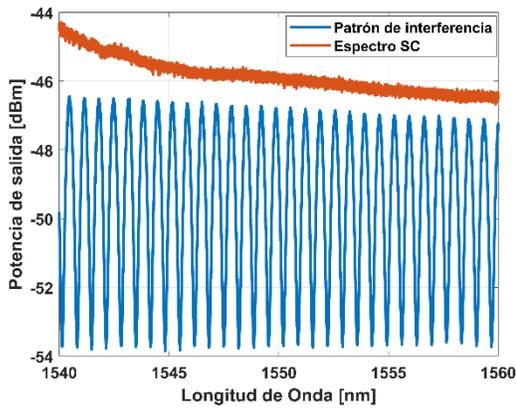
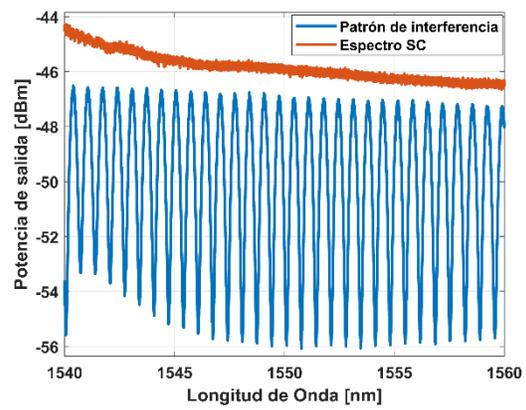


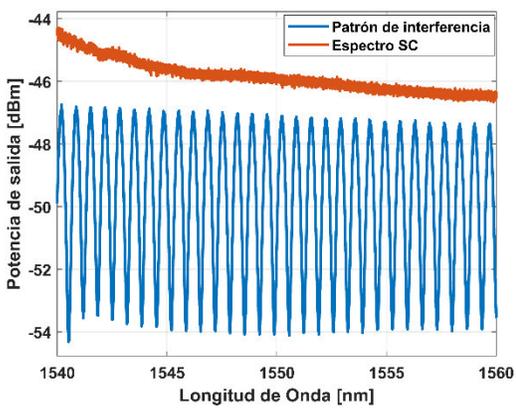
Figura 5.15- Referencia empalmadora ≈ 0 .



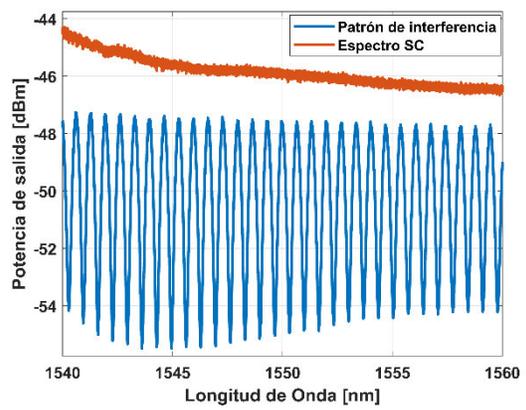
a)



b)



c)



d)

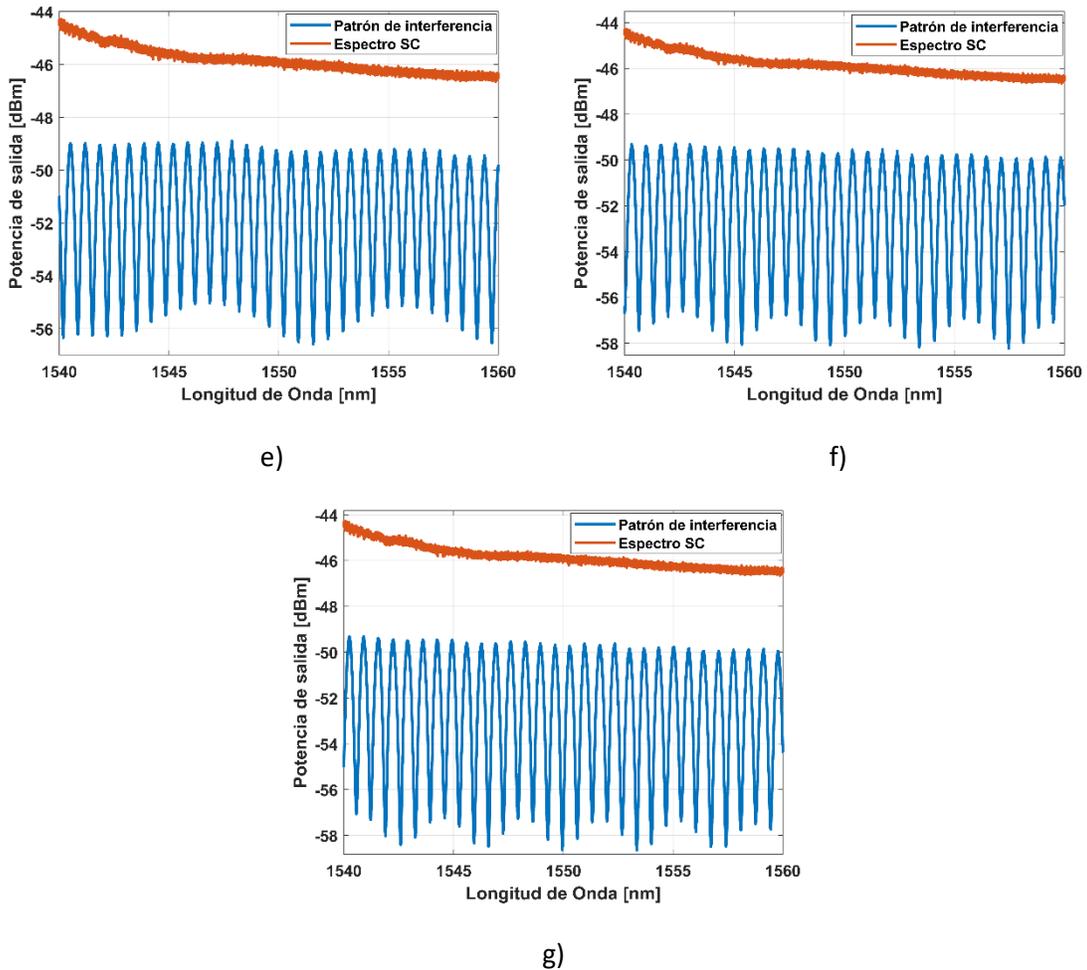


Figura 5.16- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm , f) 300 μm , g) 350 μm .

Para esta prueba se hizo un desplazamiento extra para tomarlo como referencia, figura 5.16g, para realizar las mediciones regresando desde ese punto máximo. Definitivamente la manipulación de la polarización es clave para modificar nuestra respuesta de salida, asegurando que ambos controladores de polarización interfieren en la respuesta del filtro, lo que nos da la ventaja de buscar una mejor respuesta, dependiendo de los ángulos de las seis placas retardadoras.

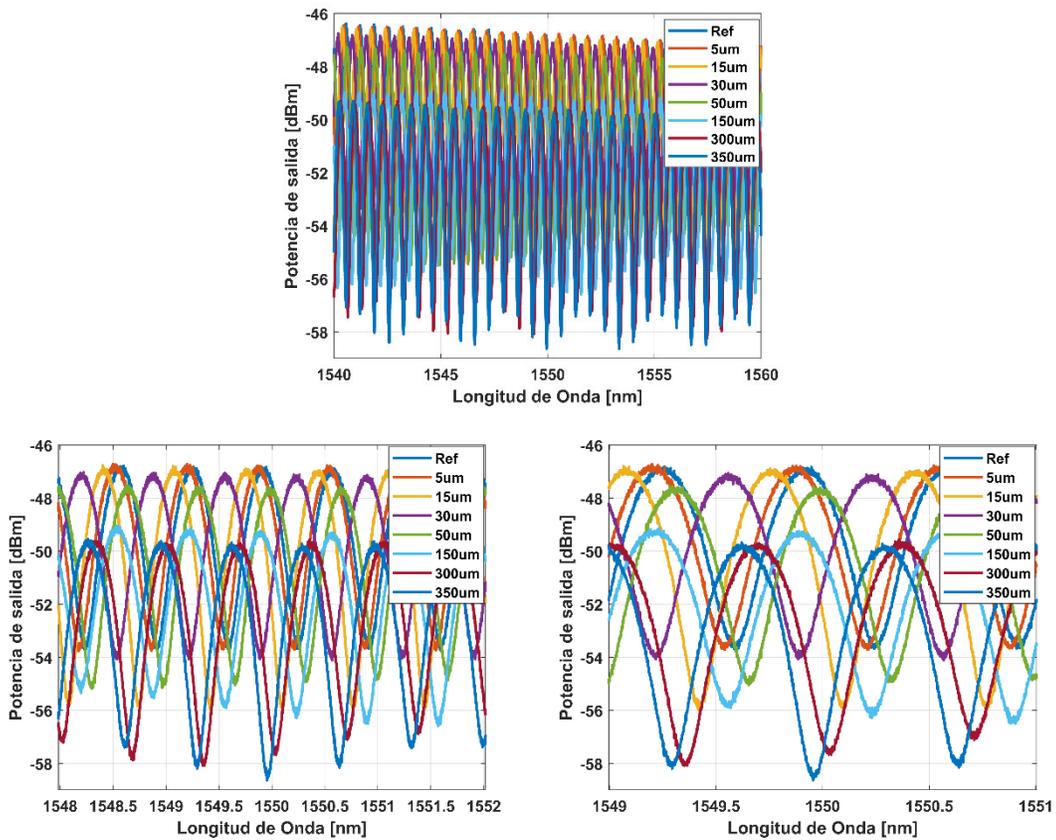
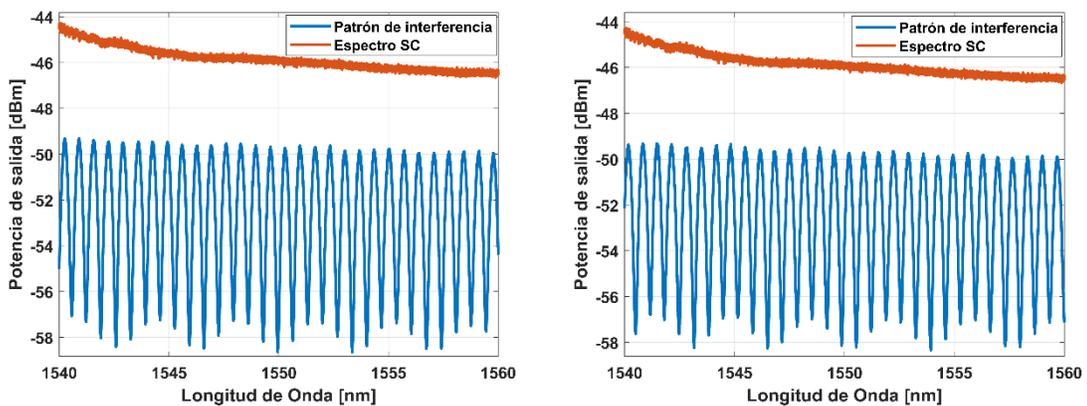


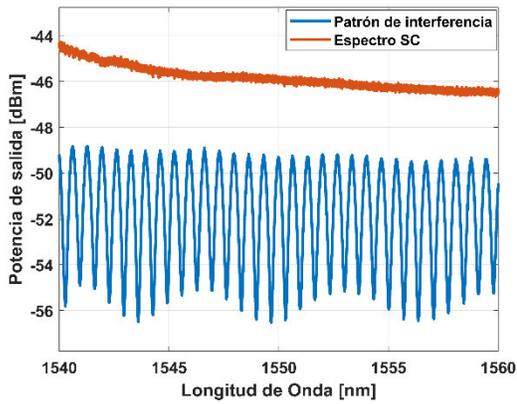
Figura 5.17- Comparación de los resultados de desplazamiento.

Al mismo tiempo se realizaron pruebas haciendo una regresión de la distancia recorrida máxima (350 μm) hasta ≈ 0 , en donde podemos ver que tenemos una cierta semejanza de los patrones de interferencia, figura 5.18.

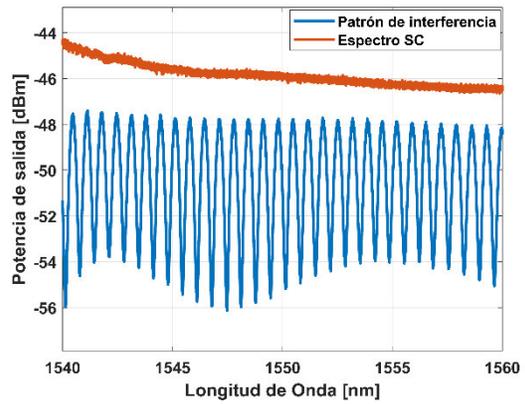


a)

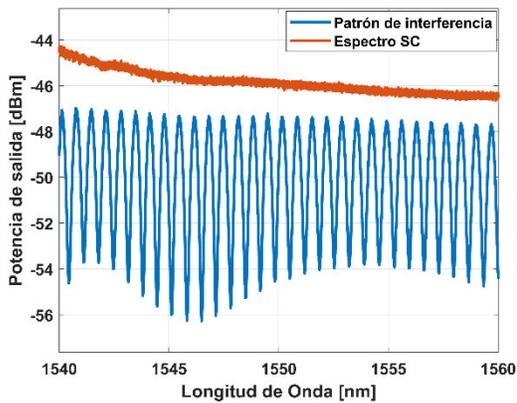
b)



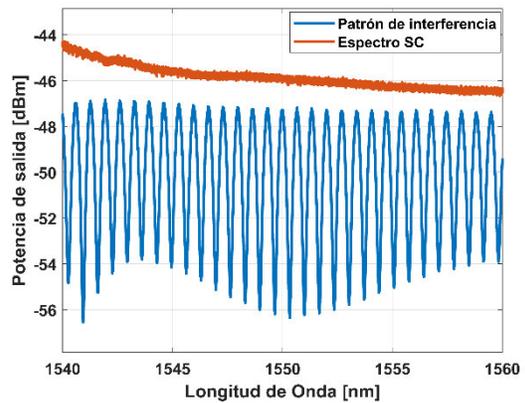
c)



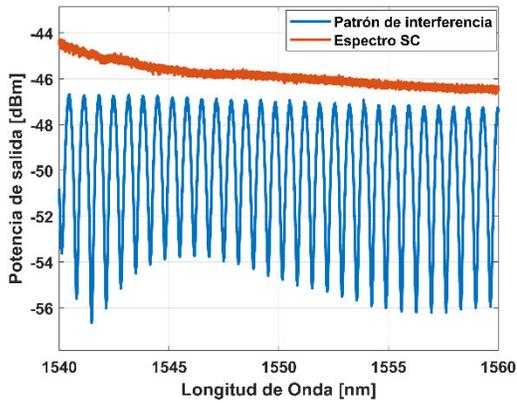
d)



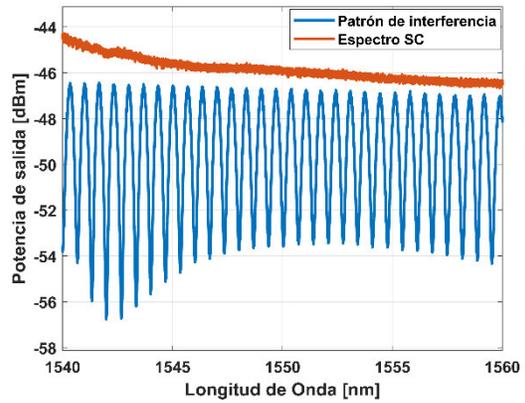
e)



f)



g)



h)

Figura 5.18- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora: a) 350 μm , b) 300 μm , c) 150 μm , d) 50 μm , e) 30 μm , f) 15 μm , g) 5 μm , h) Referencia.

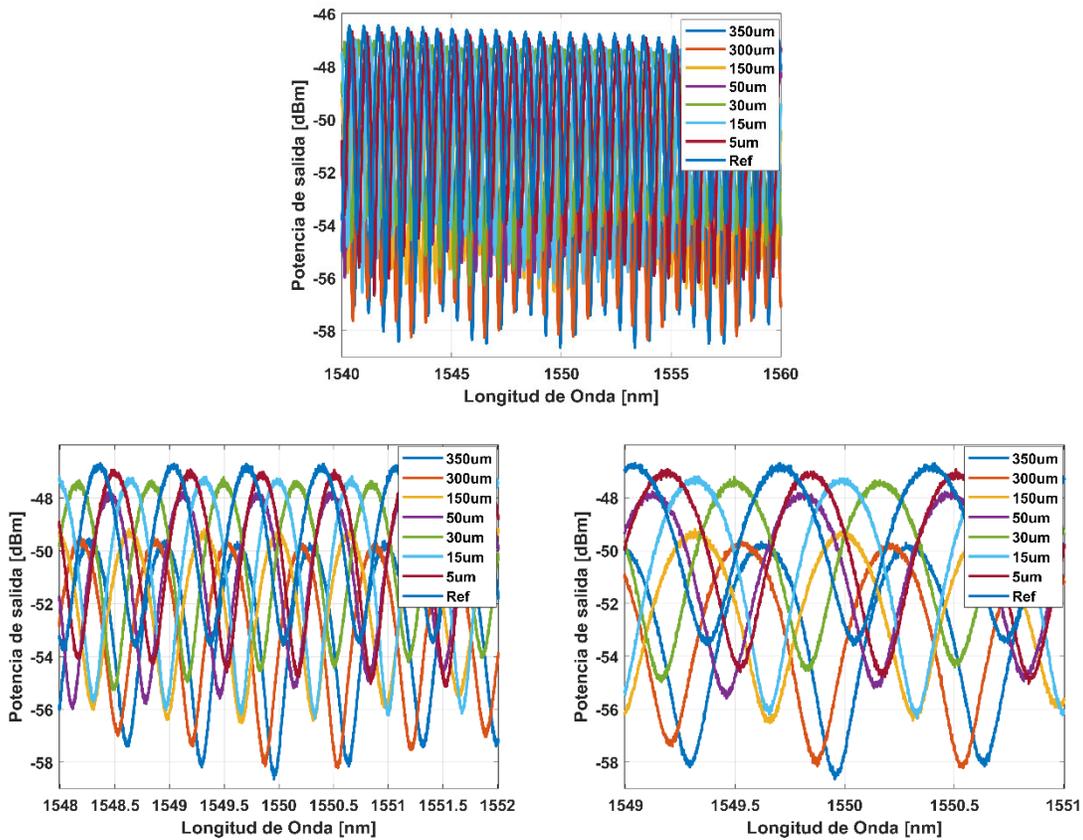


Figura 5.19- Comparación de los resultados de desplazamiento.

En la figura 5.20, tenemos un modelo de la simulación numérica de nuestros resultados, en donde podemos analizar una relación cualitativa del patrón de interferencia de salida, claramente no es cuantitativa por la diferencia de ciertos parámetros que de manera simulada son ideales; pero podemos concluir que se obtuvo la respuesta esperada de la simulación para estos valores dentro de los controladores de polarización, los cuales eran los siguientes PC₁ a 0°, 60°, 45° y PC₂ a 90°, 115°, 140°, en una regresión de la distancia de separación de 350 μm a ≈ 0 μm. Donde para la figura 5.20a tenemos la separación de 300 μm y en la 5.20b una separación de 15 μm.

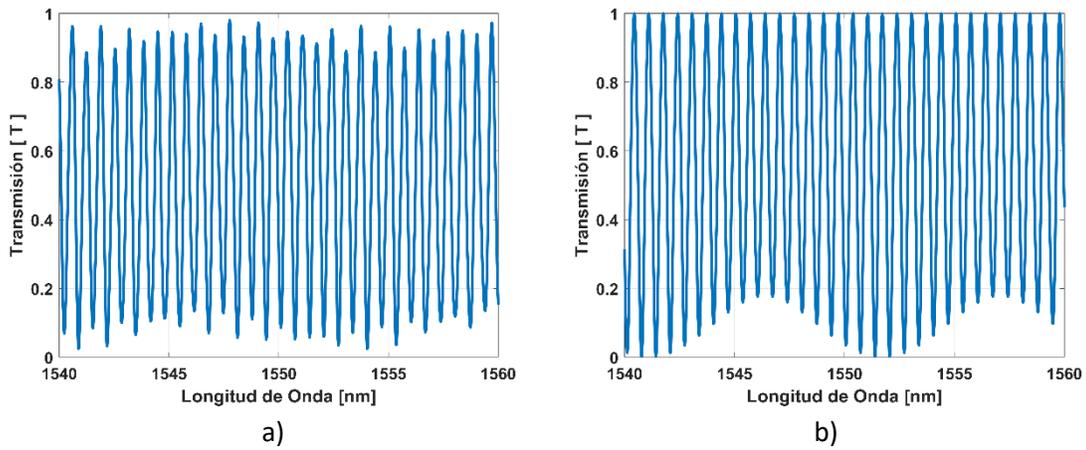


Figura 5.20- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.18b, b) Figura 5.18f

Otra manera de ver el impacto de los cambios al MZI fue cambiar de brazo la empalmadora, ahora al brazo L_2 , como se muestra en la figura 5.21, esperando obtener resultados parecidos a los anteriores, se hizo el corte entre el primer acoplador del MZI y el PC_1 .

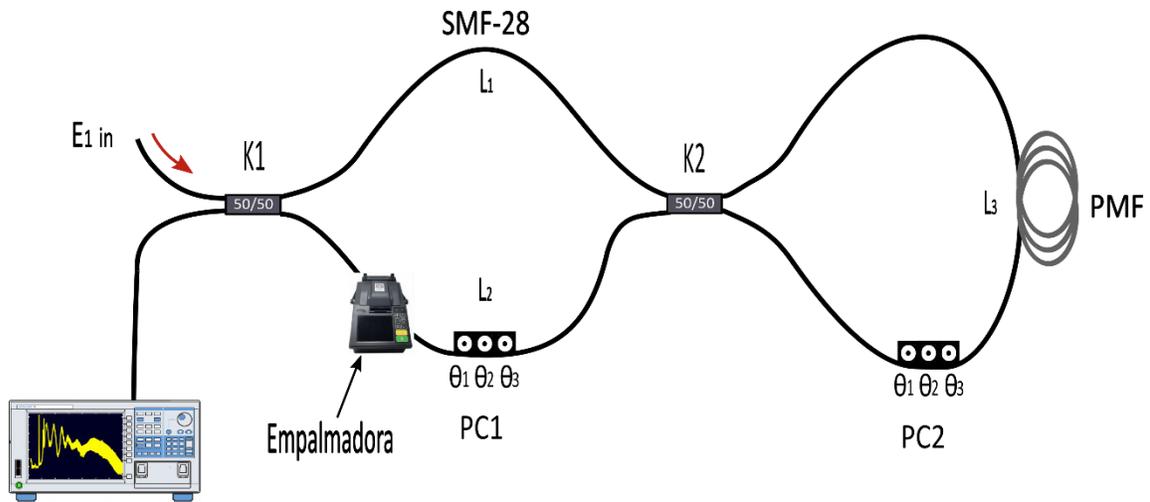


Figura 5.21- Esquema del filtro DMZI-SI con la empalmadora en el brazo L_2 .

Desafortunadamente, colocar la empalmadora en esta posición nos redujo la amplitud aproximadamente a 3 dBm, figura 5.22.

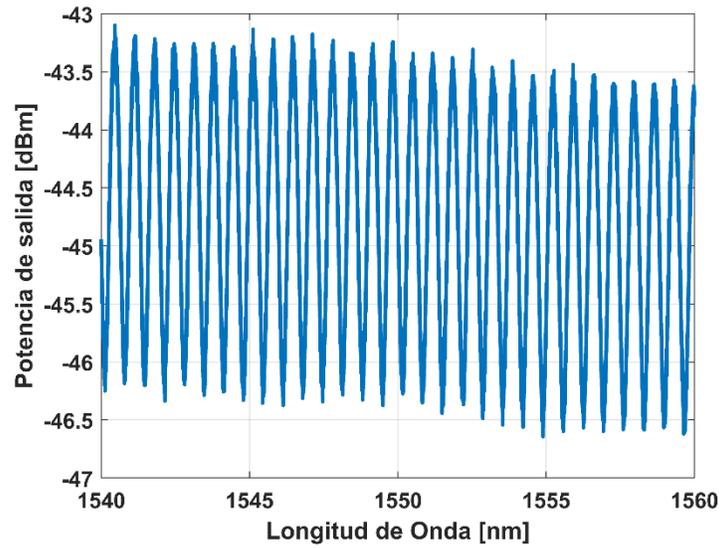
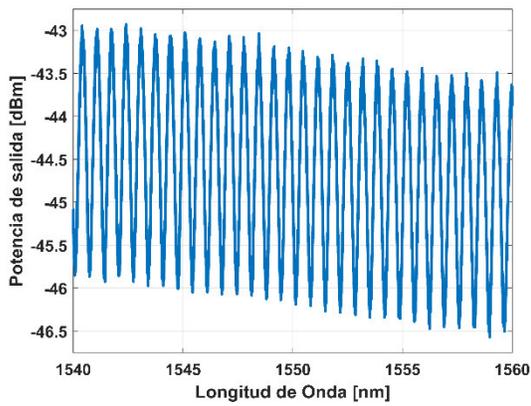
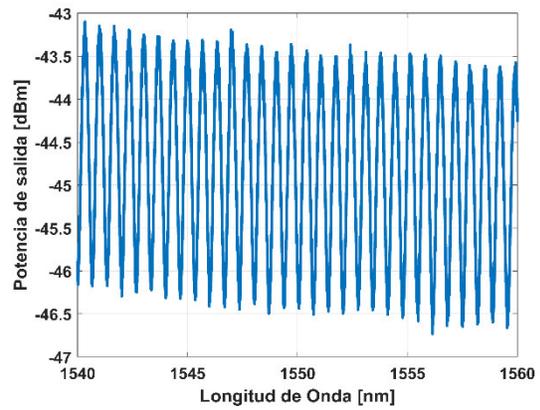


Figura 5.22- Referencia empalmadora brazo L₂.

Se perciben unas franjas más inestables y con una amplitud baja que no nos conviene para nuestros objetivos, ya que no presenta ninguna mejora, aunque seguimos teniendo la misma cantidad de líneas dentro de los 20 nm.



a)



b)

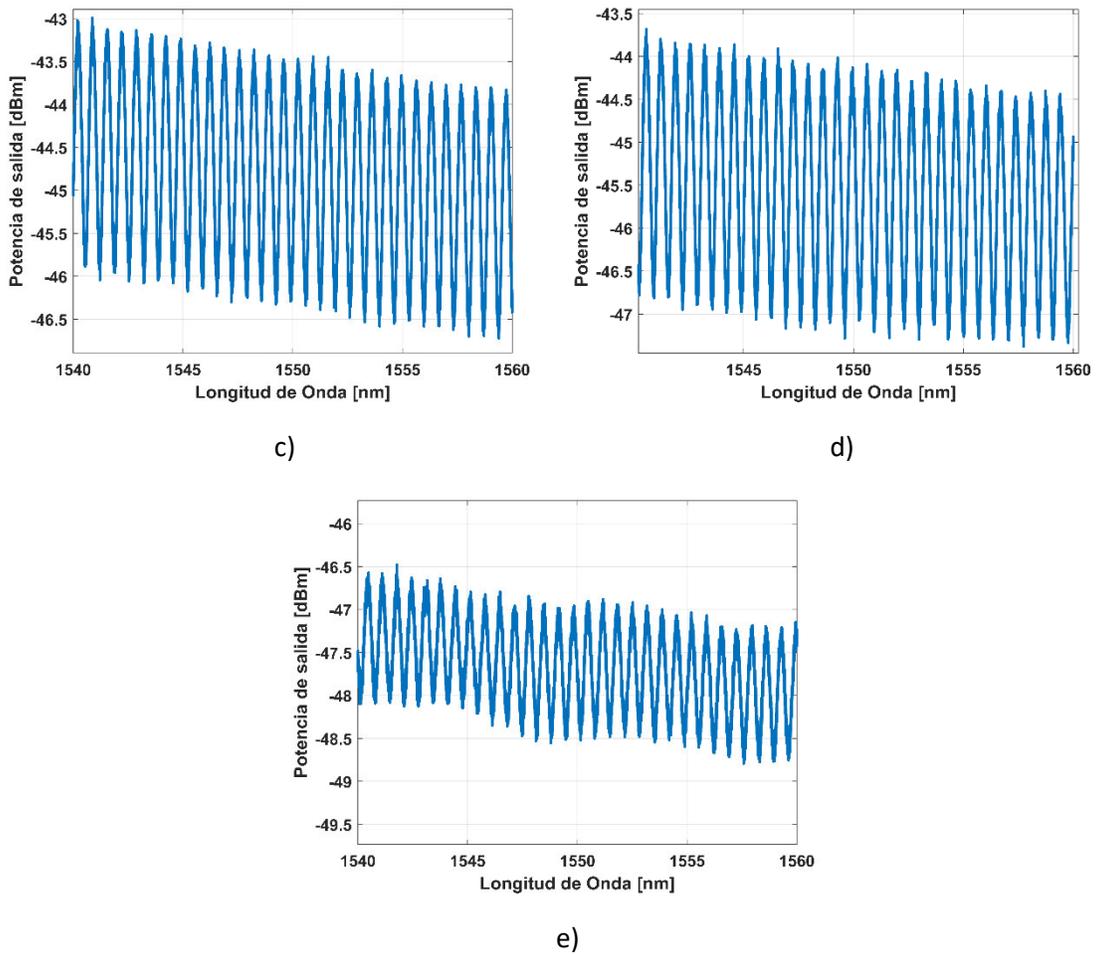


Figura 5.23- Desplazamientos entre las fibras dentro de la empalmadora en el brazo L_2 : a) 5 μm , b) 15 μm , c) 30 μm , d) 50 μm , e) 150 μm .

Incluso no fue posible realizar las mediciones hasta un desplazamiento de 300 μm , ya que se empezó a perder la señal desde que teníamos 150 μm como se aprecia en la figura 5.23e, teniendo una relación de potencia de 1.5 dBm. Esta pérdida de la señal también fue posible verla dentro de los resultados de simulación, en donde claramente se ve la caída de transmisión, figura 5.24, tomando valores en la distancia de separación de 15 μm para figura 5.24a y 150 μm para figura 5.24b.

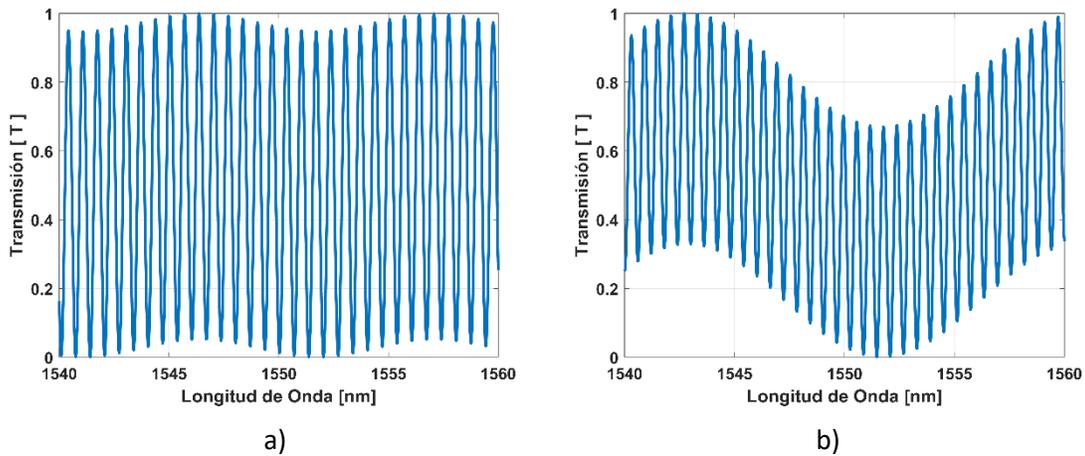


Figura 5.24- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.23b, b) Figura 5.23e

Como ya se mencionó utilizar la empalmadora en este brazo nos fue reduciendo considerablemente la amplitud, hasta perder la transmisión después de las 150 μm de desplazamiento, llegando también a la conclusión de que la empalmadora causaba una pequeña desalineación en las fibras, debido a las 3 ejes de control en los motores de la empalmadora y su estructura interna, por lo tanto con la idea de eliminar en la mayor parte posible este efecto negativo, se reemplazó la empalmadora por un ferrule mecánico del diámetro necesario para que la fibra estuviera sujeta, asegurando de cierta forma que no haya un movimiento en los ejes x y y de las fibras y así solamente hacer el desplazamiento en el eje z.

Así que, repitiendo el procedimiento, se unieron las fibras lo más cerca posible ≈ 0 para a partir de ahí con una base de 3 ejes realizar los desplazamientos únicamente en el eje z. Dejando el ferrule en la misma posición donde se encontraba la empalmadora, en el brazo L_2 , figura 5.25, con los mismos valores en los ángulos de los controladores de polarización, PC_1 a 0° , 60° , 45° y PC_2 a 90° , 115° , 140° .

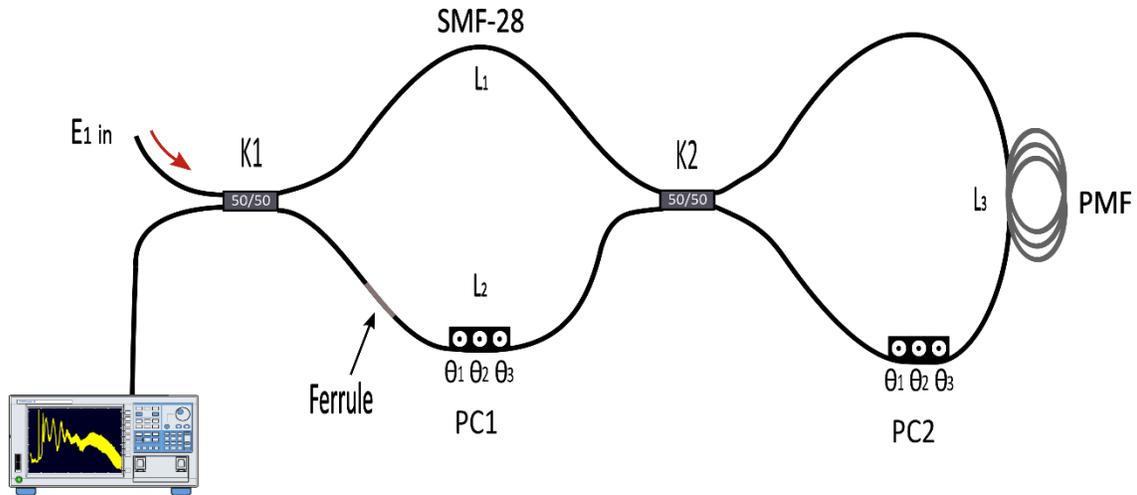


Figura 5.25- Esquema con el ferrule mecánico.

Esto nos ayudó bastante para darnos una idea de la mejora que podríamos llegar a obtener en nuestros resultados, ya que incrementó considerablemente la amplitud hasta casi 20 dBm, desde -48.66 dBm hasta -68.42 dBm, manteniendo las mismas 30 líneas sumadas a una excelente planicidad.

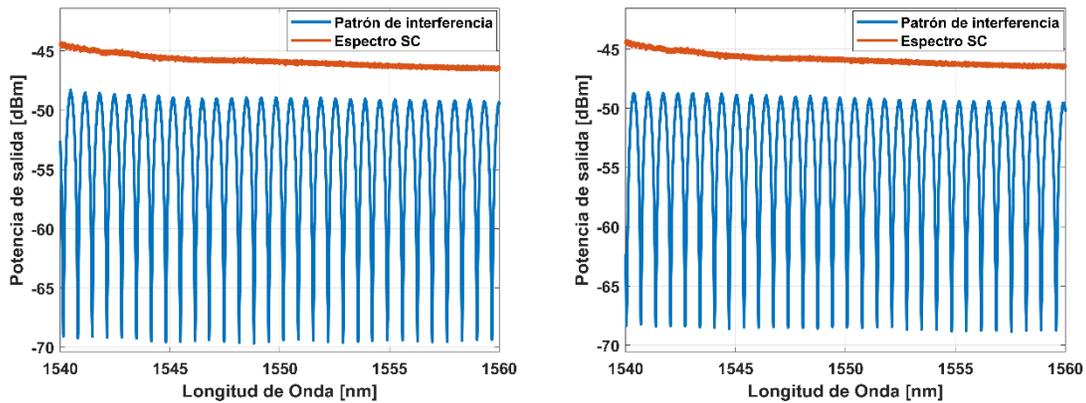


Figura 5.26- Referencia ferrule.

Gracias a la buena respuesta obtenida en el patrón de interferencia, que aumentó la amplitud de las franjas a 19.76 dBm, y para evitar tener algún contratiempo y problemas con las alineaciones de los ejes de forma manual, nos dimos a la tarea de pensar en alguna manera de suplir este ferrule pero mantener la favorable respuesta de salida, por

lo que como propuesta, y siendo el último esquema desarrollado, se intercambié el ferrule por una fibra especial, empalmada a ambos extremos de las fibras que habían sido cortadas, figura 5.27, pensando también en la finalidad de obtener un dispositivo final completamente unido a base de fibra. Con este cambio, otro de los propósitos era tratar de igualar el índice de refracción ya que en el ferrule tenemos aire dentro del él, buscando así mejorar la respuesta del filtro, la fibra de la que se habla es una fibra sin núcleo (CLF), modelo FG125LA, marca Thorlabs®.

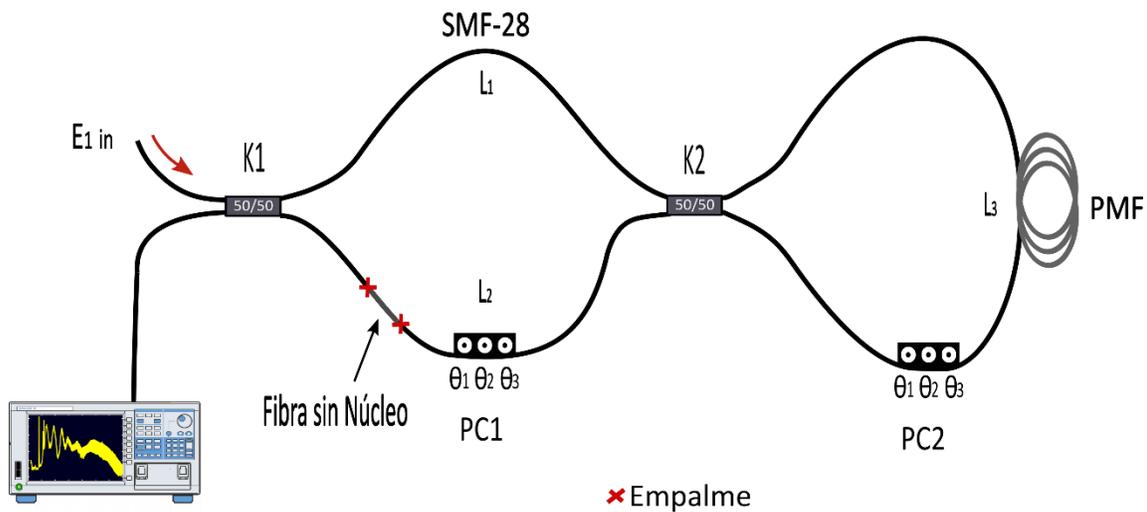


Figura 5.27- Diagrama con la fibra sin núcleo.

El empalme inicial se realizó con un tramo de fibra sin núcleo con longitud inicial de 29.5 cm teniendo de ambos extremos la fibra estándar SMF-28, para continuar variando la longitud de este tramo de fibra aleatoriamente y definiendo los PC de la siguiente manera, PC_1 a 140° , 110° , 75° y PC_2 a 70° , 140° , 160° , para observar el comportamiento del patrón de interferencia que se pudiera formar, esperando ciertas diferencias en las respuestas de salida, llegando a lo siguiente:

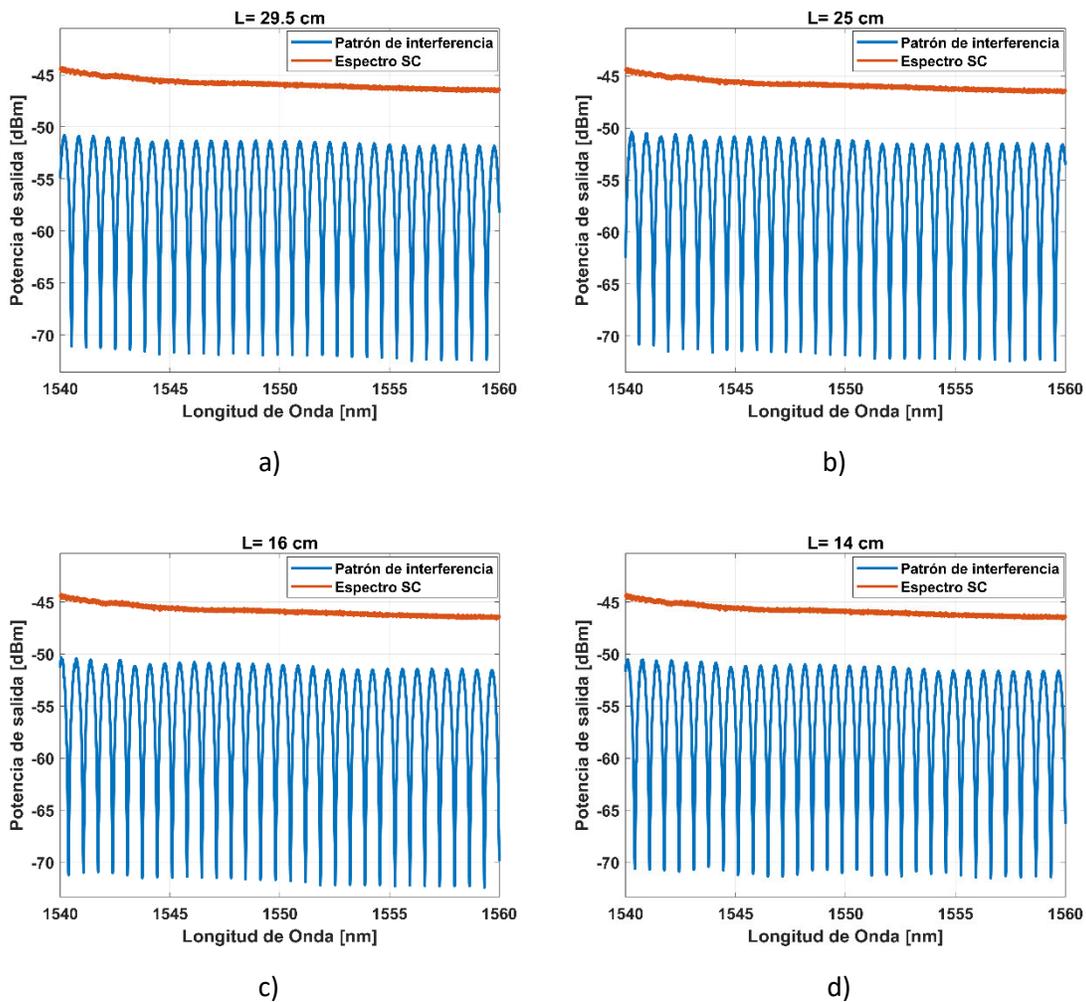


Figura 5.28- Variación de longitudes del tramo de Fibra sin Núcleo: a) 29.5 cm, b) 25 cm, c) 16 cm, d) 14 cm.

En la figura 5.28 se presentan los patrones de interferencia del filtro al modificar la longitud del tramo de CLF, desde 14 a 29.5 cm, donde visualmente presentan una planicidad muy favorable además de un incremento en la amplitud, en la cual hay una variación mínima entre las respuestas dependiendo el tramo de fibra, dicho cambio lo podemos obtener a través de una aproximación lineal que se tiene en la siguiente ecuación:

$$a = 0.0136 * L + 20.09 \quad (5.2)$$

En donde a es la amplitud promedio del patrón de interferencia y L la longitud de tramo de CLF.

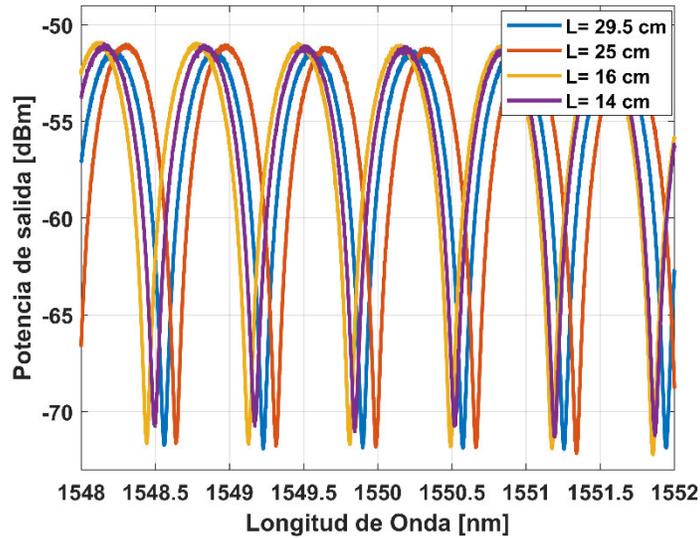


Figura 5.29- Comparación de los resultados de la variación en la longitud de la fibra sin núcleo.

Este esquema fue el que mejor resultados nos proporcionó, logrando una muy buena planicidad en las franjas con una amplitud de entre 21.56 y 22.1 dBm, siendo el máximo de amplitud alcanzado en comparación con los otros esquemas. La idea de recortar considerablemente el primer tramo de 29.5 cm era para conocer que tanto cambia la respuesta de salida del filtro, teniendo como resultado que realmente no hay algún cambio tan significativo.

Como se puede apreciar en la figura 5.29, al variar la longitud del tramo de la fibra sin núcleo, no cambia significativamente el patrón de interferencia, lo único que se puede ver es que existe un corrimiento de longitud de onda que no parece ser directamente proporcional a la longitud del tramo, sin embargo, las cualidades de la respuesta como lo son la planicidad y la amplitud de las líneas, además del corto FSR se sigue manteniendo sin importar la longitud del tramo.

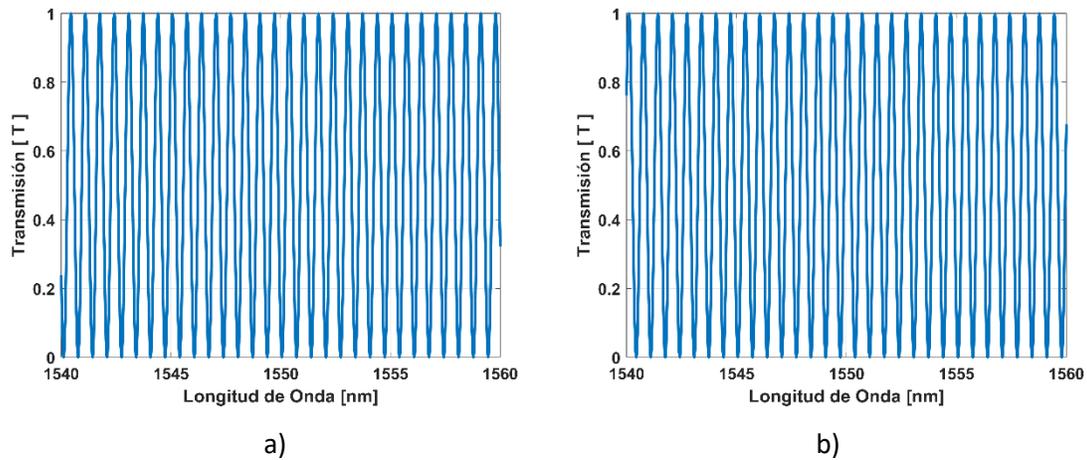


Figura 5.30- Simulación numérica de los resultados: a) Figura 5.28b, b) Figura 5.28d.

Al igual que con resultados anteriores, la parte numérica también cumple con esta con esta comparación cualitativa, teniendo una simulación muy acorde a lo experimental, figura 5.30, donde los tramos simulados fueron 25 cm para la figura 5.30a y 14 cm para la figura 5.30b, en donde se aprecia que obtenemos toda la transmisión del filtro a lo largo de todo el patrón de interferencia.

Estar realizando estos cambios en la longitud del tramo de la fibra sin núcleos no fue nada sencillo, ya que requiere de una manipulación extremadamente cuidadosa para que no se rompa al retirar de la empalmadora, para ese trabajo se hizo un empalme por fusión con la ayuda de la empalmadora FSM-100M ARCMaster Fujikura, la falta del núcleo en la fibra hace un poco más difícil el manejo a la hora de empalmar (ver figura 5.31) y esto también implica que se requiere hacer un empalme en modo manual ya que en modo automático no es factible porque se realiza mediante una alineación de los núcleos de las fibras, y al no tener un núcleo la empalmadora no lo detecta y no hace el empalme.

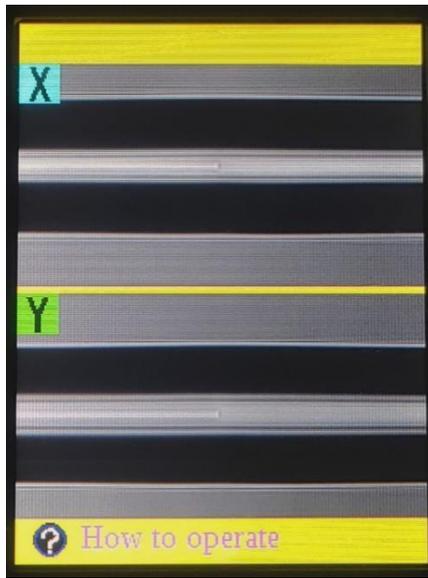


Figura 5.31- Empalme entre fibra SMF-28 y fibra sin núcleo.

Hasta el momento, hemos obtenido el mejor resultado esperado, por lo tanto este será el arreglo seleccionado para ser nuestro filtro tipo peine, concluyendo exitosamente dichas pruebas experimentales sobre las mejoras de nuestro arreglo inicial, teniendo en cuenta que la longitud del tramo de CLF no afecta de una forma representativa, se eligió una longitud de 19.5 cm para el tramo que se utilizará en la aplicación del filtro dentro de un sistema láser, para después comenzar a operar con los controladores de polarización y notar cómo afecta el cambio de los ángulos de las placas retardadoras en nuestra emisión láser de salida.

5.2. Láser multilongitud de onda implementando el filtro DMZI-SI como aplicación.

Como una aplicación propuesta para emplear el filtro tipo peine fue implementar un láser multilongitud de onda, con la idea de poder manipular las líneas de emisión con los controladores de polarización del filtro y los controladores de polarización del esquema del láser, como podemos ver en la figura 5.32. La configuración experimental del láser se muestra en la parte izquierda de la figura 5.32, consiste en una cavidad en anillo que incluye 3 m de fibra EYDCF (MM-EYDF-12/130-HE). Este medio fue bombeado por un diodo laser a una longitud de onda de 980 nm. El haz de luz es acoplado dentro de la cavidad de anillo por medio de un puerto de bombeo del combinador (MMC0211C4057). Para asegurar una única dirección de propagación y evitar reflexiones internas se coloca

un aislador óptico. Para ajustar los estados de polarización de la luz que circula por la cavidad, se emplean dos placas controladoras de polarización PC₄ y PC₅. Mientras que PC₃ se utiliza en configuración de $\lambda/4$ para asegurar una polarización lineal en la entrada del filtro. La salida del láser se mide usando un analizador de espectros ópticos (Yokogawa, AQ6370B) llegando a los siguientes resultados.

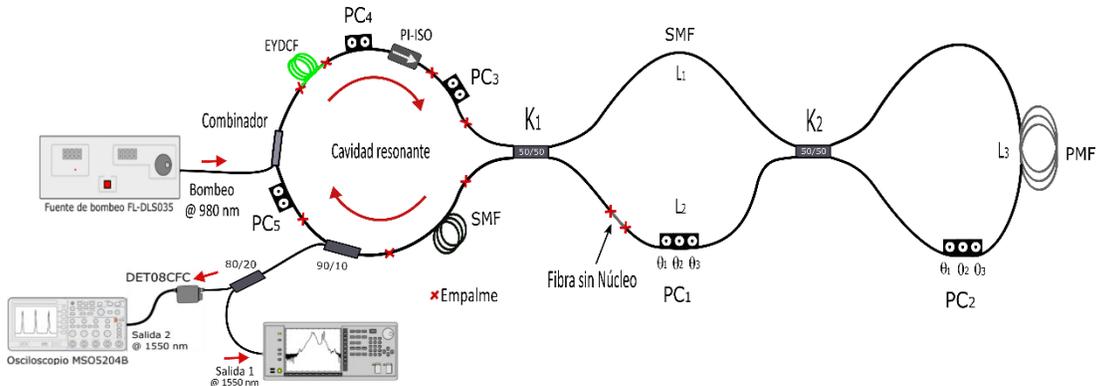


Figura 5.32- Arreglo experimental del MWFL en configuración de anillo.

Dando respuesta desde una emisión láser, figura 5.33, en donde se fija el valor de los ángulos de cada placa retardadora de los dos controladores de polarización del filtro y también las placas retardadoras de los tres PCs que tenemos en el esquema del láser, de la siguiente manera, PC₁ = 45°, 80°, 45°; PC₂ = 60°, 160°, 170°; PC₃ = 50°, 120°; PC₄ = 42° y PC₅ = 93°, para una sola línea láser, estos son los valores de los ángulos de las placas, logrando una emisión con un valor de SMSR de 36.55 dB, el pico centrado en una longitud de onda de $\lambda_1 = 1536$ nm y un ancho espectral de línea de 0.044 nm.

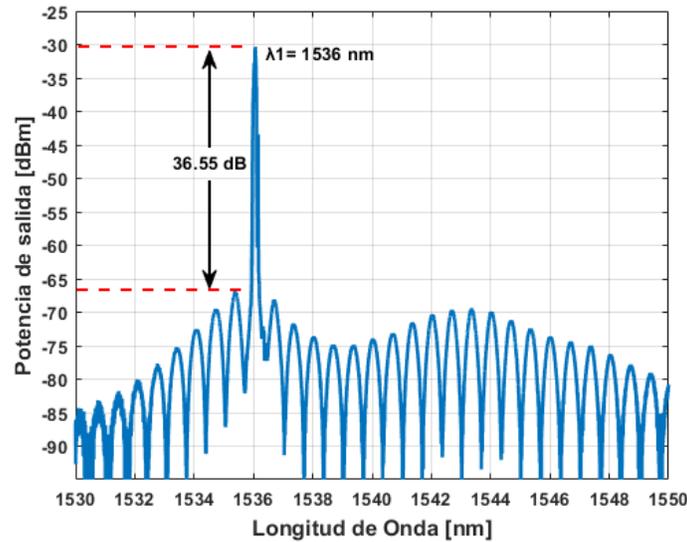


Figura 5.33- Una línea de emisión láser.

A partir de ahí, logramos tener dos líneas láser, en donde incluso probamos que existe una conmutación entre las líneas de emisión láser, dependiendo del valor de los ángulos de las placas retardadoras, para este caso sólo se modificó PC_3 , en la figura 5.34, para el inciso a) los valores de $PC_3 = 135^\circ, 0^\circ$; apreciando que si se toma una longitud de onda 1540 nm como punto medio se obtienen dos emisiones láser en la parte izquierda con valores aproximados de SMSR de 39.46 dB y picos centrados en $\lambda_1 = 1535.21$ nm y $\lambda_2 = 1535.86$ nm, de un ancho espectral de línea de 0.073 nm y 0.043 nm respectivamente, habiendo una separación entre líneas de 0.655 nm, mientras que en el inciso b) las emisiones láser están a la derecha, logrando la conmutación cambiando los valores de los ángulos de PC_3 a $PC_3 = 90^\circ, 110^\circ$, ubicando los picos en $\lambda_1 = 1542.56$ nm y $\lambda_2 = 1543.20$ nm, con un ancho espectral de línea de 0.05 nm y 0.059 nm respectivamente y un valor de SMSR de 35.88 dB, separados por 0.636 nm. Aquí es en donde podemos destacar una de las cualidades de nuestro patrón de interferencia del filtro, la planicidad que teníamos a la salida nos hace asegurar que nuestras líneas de emisión tengan la misma relación de potencia, donde visualmente las vemos a la misma altura.

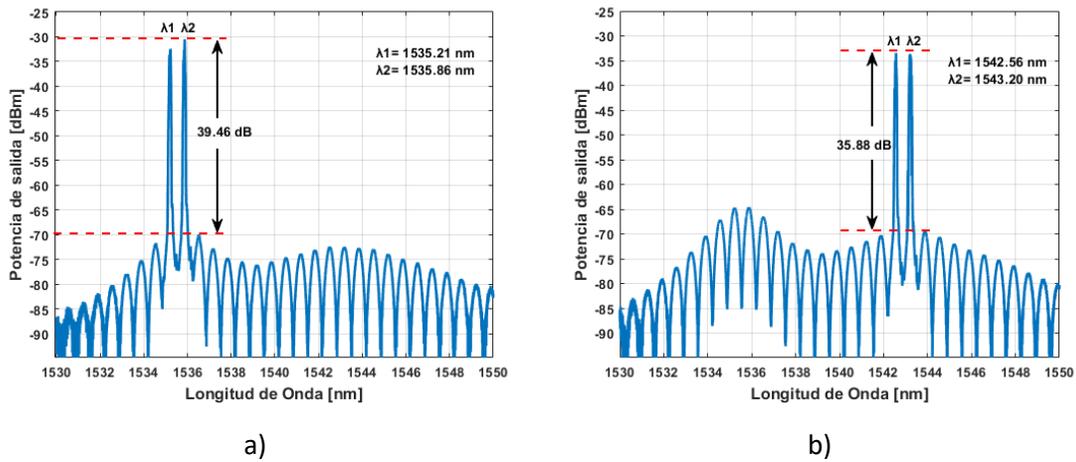


Figura 5.34- Conmutación de dos líneas láser centrando $\lambda = 1540 \text{ nm}$: a) Izquierda, b) Derecha.

Continuando con la manipulación de los ángulos de PC_3 se obtiene que los valores de $PC_3 = 65^\circ, 0^\circ$, pueden conseguir tres líneas de emisión a la salida (figura 5.35), así como con $PC_3 = 180^\circ, 135^\circ$; hasta llegar a siete longitudes de onda de emisión reajustando los ángulos en $PC_3 = 3^\circ, 16^\circ$.

Donde para la figura 5.35a, se aprecian tres líneas láser separadas por 0.65 nm , posicionando los picos en $\lambda_1 = 1535.29 \text{ nm}$ con un ancho espectral de línea de 0.072 nm , y un valor de SMSR de 39.34 dB , $\lambda_2 = 1535.94 \text{ nm}$ con un ancho espectral de línea de 0.046 nm y $\lambda_3 = 1536.59 \text{ nm}$ con un ancho espectral de línea de 0.063 nm , presentando así una característica de tipo peine; por otro lado, en la figura 5.35b, también se tienen tres líneas de emisión, sólo que en este caso se tienen dos picos inmediatos centrados en $\lambda_1 = 1535.21 \text{ nm}$ con un ancho espectral de línea de 0.104 nm y $\lambda_2 = 1535.89 \text{ nm}$ con 0.072 nm de ancho espectral de línea y un valor de SMSR de 37.99 dB , separados por 0.68 nm , mientras que el tercer pico lo tenemos en $\lambda_3 = 1546.55 \text{ nm}$, presentando un ancho espectral de línea de 0.06 nm y un valor de SMSR de 37.73 dB .

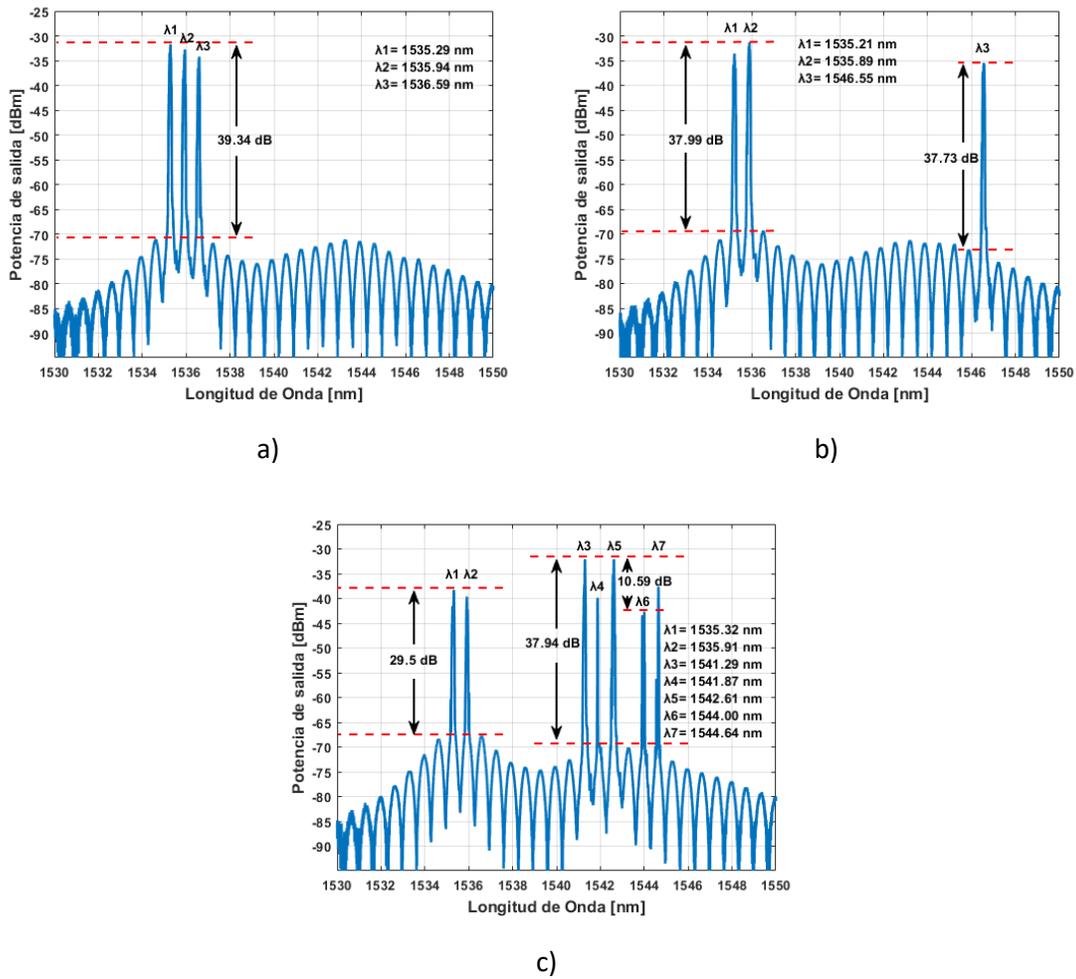


Figura 5.35- Espectro de salida del MWFL: a) Triple longitud de onda de emisión, b) Diferente triple longitud de onda de emisión, c) Septuple longitud de onda de emisión.

Mismo pasa con las siete emisiones, figura 5.35c, en donde la separación de los picos adyacentes va desde 0.52 nm hasta 0.64 nm, con longitudes de onda en $\lambda_1 = 1535.32$ nm, $\lambda_2 = 1535.91$ nm, $\lambda_3 = 1541.29$ nm, $\lambda_4 = 1541.87$ nm, $\lambda_5 = 1542.61$ nm, $\lambda_6 = 1544.00$ nm y $\lambda_7 = 1544.64$ nm y ancho espectral de línea de 0.029, 0.057, 0.022, 0.014, 0.029, 0.098 y 0.018 nm respectivamente.

Para verificar que el ángulo de cada una de las diez placas es fundamental para el cambio del número de emisiones láser, se modificaron algunos valores de los ángulos teniendo ahora los siguientes, $PC_1 = 45^\circ, 110^\circ, 45^\circ$; $PC_2 = 60^\circ, 145^\circ, 160^\circ$; $PC_3 = 58^\circ, 74^\circ$; $PC_4 = 89^\circ$ y $PC_5 = 94^\circ$, logrando con esto tres emisiones láser consecutivas como se

muestra en la figura 5.36, en donde el segundo pico tiene un valor SMSR de 41.15 dB y las longitudes de onda centradas de las líneas en, $\lambda_1 = 1535.02$ nm con un ancho espectral de línea de 0.037 nm, $\lambda_2 = 1535.68$ nm con un ancho espectral de línea de 0.037 nm y $\lambda_3 = 1536.36$ nm con un ancho espectral de línea de 0.033 nm, con una separación de 0.64 nm del primer pico al segundo y 0.68 del segundo pico al tercero.

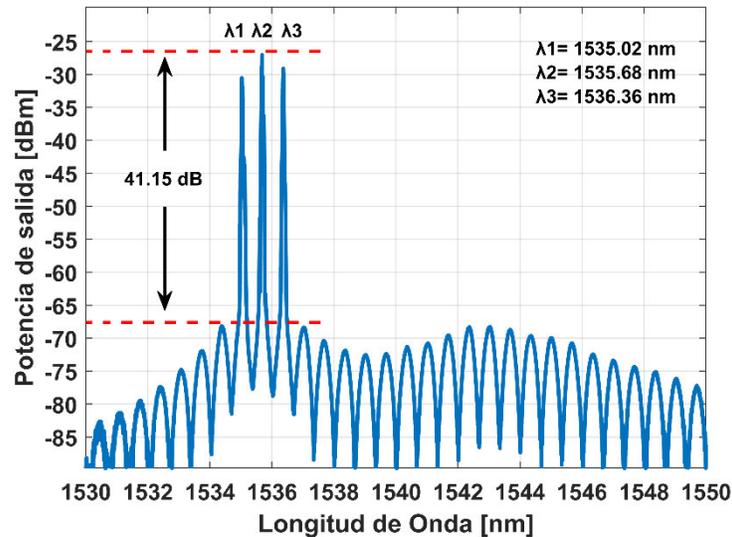


Figura 5.36- Triple emisión láser consecutiva.

Con el fin de comprobar la estabilidad del láser se realizaron mediciones cada 6 minutos en un lapso de una hora, resultado 10 mediciones mostradas en la figura 5.37, las cuales confirman que el láser que se implementa en este trabajo de tesis tiene una gran estabilidad en las líneas láser con la oportunidad de cambiar el número de líneas de emisión, desde una hasta siete líneas, para este trabajo únicamente se comprobó la estabilidad de hasta 5 líneas de emisión.

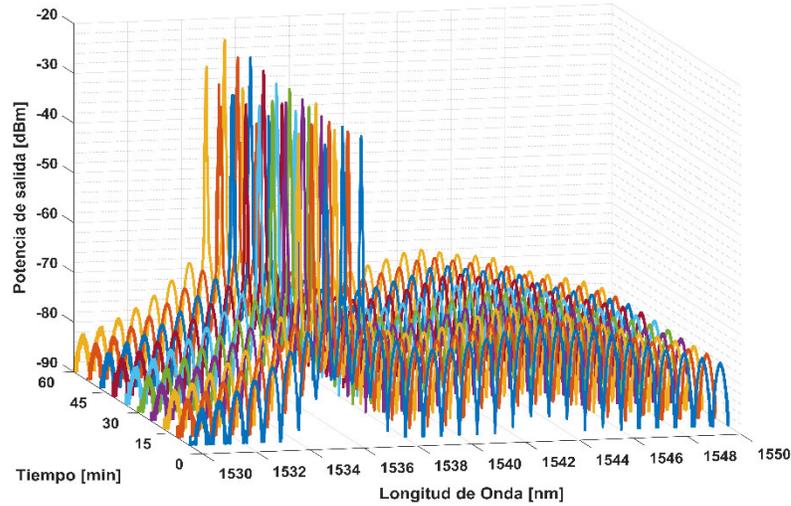


Figura 5.37- Estabilidad triple emisión láser consecutiva durante 60 min.

Por último, al cambiar las placas a los siguientes valores, $PC_1 = 45^\circ, 90^\circ, 45^\circ$; $PC_2 = 70^\circ, 140^\circ, 155^\circ$; $PC_3 = 49^\circ, 17^\circ$; $PC_4 = 75^\circ$ y $PC_5 = 90^\circ$, también se obtienen tres emisiones láser, ver figura 5.38, con tiene un valor SMSR de 34.22 dB en la segunda línea y un valor SMSR de 43.02 dB en la tercera, teniendo picos con longitudes de onda centradas en $\lambda_1 = 1535.53$ nm con un ancho espectral de línea de 0.02 nm, $\lambda_2 = 1536.15$ nm con un ancho espectral de línea de 0.022 nm y $\lambda_3 = 1542.82$ nm con un ancho espectral de línea de 0.043 nm.

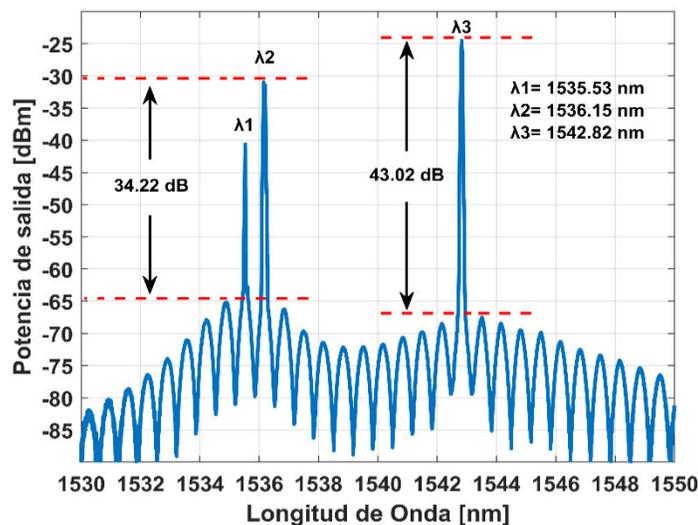


Figura 5.38- Triple emisión láser

En la figura 5.39, se presenta la estabilidad de la respuesta de salida anterior, figura 5.38, realizando 15 mediciones en 90 minutos, teniendo una medición cada 6 minutos. Demostrando nuevamente la estabilidad del MWFL que se propone con el filtro DMZI-SI desarrollado.

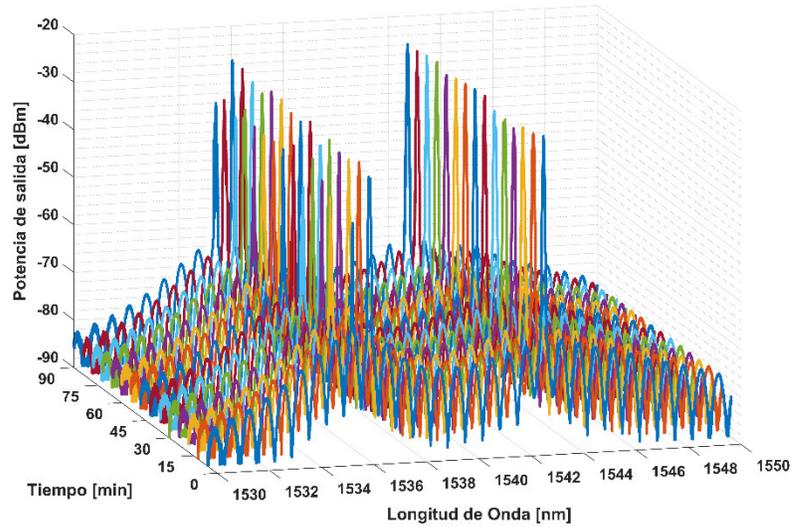


Figura 5.39- Estabilidad triple emisión láser durante 90 min.

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES

6.1. Conclusiones

Se logró con éxito el desarrollo del filtro DMZI-SI, realizando varias modificaciones al esquema propuesto en donde se compararon los resultados de salida obtenidos, además de presentar en un análisis numérico para el funcionamiento óptimo del filtro utilizando matrices Jones, permitiendo simular el comportamiento de transmisión del DMZI-SI, teniendo resultados similares analizando de manera cualitativa a los resultados del experimentales.

Gracias a las variaciones del esquema y a la manipulación de los PCs, se analizaron los patrones de interferencia de salida, proporcionando mejores resultados en el esquema donde se implementa la fibra sin núcleo, obteniendo un patrón con la mejor planicidad y amplitud respecto a los demás, inicialmente teniendo una amplitud 11.52 dBm para llegar a 22.1 dBm, además de mantener una separación entre franjas de $\Delta\lambda = 0.66$ nm, obtenido del primer diseño propuesto. Se demostró que con diferentes longitudes de la CLF se obtenía un patrón con las mismas características, proporcionando una gran ventaja para el fácil desarrollo de estos filtros además de poder ser implementado dentro de un MWFL con la capacidad de seleccionar hasta siete longitudes de onda e incluso siendo un MWFL conmutable.

Teniendo como aplicación del filtro DMZI-SI un láser multilongitud de onda, con una separación del ancho espectral entre líneas cercanas entre $\Delta\lambda = 0.58$ nm - 0.64 nm, de fácil conmutación y selección de distintas longitudes de onda presentando valores de SMSR de hasta 43.02 dB; además de tener un sistema estable, siendo una alternativa a los sistemas de fibra óptica con implementación en sensado óptico y sistemas de comunicación en la banda C, entre otras aplicaciones, implementando el peine como un reloj óptico por la separación uniforme entre las frecuencias, o longitudes de onda que presenta.

6.2. Trabajo a futuro

De los trabajos futuros posibles podemos enfocarnos en dos: el primero sería el continuo estudio y trabajo dentro del MWFL para buscar mejorar las respuestas de salida, además de establecer diversos parámetros de funcionamiento, incluso modificar considerablemente los esquemas del DMZI-SI y el MWFL, en donde se podría perfeccionar el esquema para poder medir la estabilidad de las siete líneas de emisión.

Por otro lado, la segunda opción sería buscar una segunda aplicación para el filtro en donde sería bueno seguir revisando en la literatura para proponer alguna idea y desarrollar un diseño de aplicación para llevarlo a la etapa experimental, buscando mejorar aún más las características, como la reducción del FSR.

6.3. Referencias

[1] Zou, H., Lou, S., Su, W., Wang, X, "A dual-pass Mach–Zehnder interferometer filter using a TCF loop mirror for double-wavelength fiber lasers", *Appl. Phys. B* 112, 441–452 (2013). <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5454-x>.

[2] Luo, Zhi-Chao & Luo, Ai-Ping & Xu, Wen-Cheng. (2011). Tunable and Switchable Multiwavelength Passively Mode-Locked Fiber Laser Based on SESAM and Inline Birefringence Comb Filter. *Photonics Journal, IEEE.* 3. 64 - 70. 10.1109/JPHOT.2010.2102012.

[3] Nuñez-Gomez and G Anzueto-Sanchez and A Martinez-Rios and M A Basurto-Pensado and J Castellon-Urbe and J Camas-Anzueto, "Combining comb-filters based on tapered fibers for selective lasing performance in erbium-doped fiber lasers", *Laser Physics*, doi = {10.1088/1054-660x/26/12/125101}, oct 2016, IOP, volume 26.

[4] Zhi-Chao Luo, StudentMember, IEEE, Wen-Jun Cao, Ai-Ping Luo, and Wen-Cheng Xu, "Polarization-Independent, Multifunctional All-Fiber Comb Filter Using Variable Ratio Coupler-Based Mach–Zehnder Interferometer", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 30, No. 12, June 15, 2012.

[5] 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, 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, 106994, ISSN 0030-3992, <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.106994>.

[6] Zhou, G., Kumar, R., Wu, Q., Pang, W., Binns, R., Lalam, N., Miao, X., Niu, L., "A simple all-fiber comb filter based on the combined effect of multimode interference and Mach-Zehnder interferometer", *Sci Rep* 8, 11803, 2018. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-30213-2>.

[7] Fay F. Ridha, Abdulhadi Al-Janabi, and Sarah Kadhim Al-Hayali, "Mach–Zehnder interferometer comb filter for multi-wavelength mode-locked generation from erbium-doped fiber laser," *Appl. Opt.* 61, 4387-4396, 2022.

[8] Hongyun Meng, Xiaowei Wu, Wei Shen, and Xuguang 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 TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 24, NO. 3, FEBRUARY 1, 2012. DOI: 10.1109/LPT.2011.2175214.

[9] Zhi-Chao Luo, Ai-Ping Luo, and Wen-Cheng Xu, "Polarization-Controlled Tunable All-Fiber Comb Filter Based on a Modified Dual-Pass Mach-Zehnder Interferometer", IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 21, NO. 15, AUGUST 1, 2009, DOI: 10.1109/LPT.2009.2022636.

[10] Li Wei and Gerard Tatel, "Wavelength Continuously Tunable All-Fiber Flat-Top Comb Filter Based on a Dual-Pass Mach-Zehnder Interferometer", Journal of Lightwave Technology, VOL. 37, NO. 15, AUGUST 1, 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2919694.

[11] Ilyong Yoon, Yong Wook Lee, Jaehoon Jung and ByoungHo Lee, "Tunable multiwavelength fiber laser employing a comb filter based on a polarization-diversity loop configuration," in Journal of Lightwave Technology, vol. 24, no. 4, pp. 1805-1811, April 2006, doi: 10.1109/JLT.2006.871013.

[12] S. Jo, Y. Kim and Y. W. Lee, "Study on Transmission and Output Polarization Characteristics of a First-Order Lyot-Type Fiber Comb Filter Using Polarization-Diversity Loop," in IEEE Photonics Journal, vol. 7, no. 4, pp. 1-15, Aug. 2015, Art no. 7801015, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2450998.

[13] Shun Wang, Ping Lu, Lili Mao, Deming Liu, and Shibin Jiang, "Cascaded interferometers structure based on dual-pass Mach-Zehnder interferometer and Sagnac interferometer for dual-parameter sensing," Opt. Express 23, 674-680 (2015).

[14] J.D. Filoteo-Razo, J.C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J.M. Sierra-Hernandez, D. Jauregui-Vazquez, J.R. Martinez-Angulo, R. Rojas-Laguna, J.M. Estudillo-Ayala, "Numerical analysis of DP-MZI-SI comb filter improvement using polarization-maintaining fibre", Results in Physics, Volume 19, 2020, 103363, ISSN 2211-3797, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103363>.

[15] L. R. Chen, "Tunable multiwavelength fiber ring lasers using a programmable high-birefringence fiber loop mirror," IEEE Photon. Technol. Lett. 16, 410-412 (2004).

[16] X. Liu, X. Zhou, X. Tang, J. Ng, J. Hao, T. Chai, E. Leong and C. Lu, "Switchable and tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser with fiber Bragg gratings and photonic crystal fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 1626-1628, 2005.

[17] Luo, A.P., Luo, Z.C. & Xu, W.C. Wavelength switchable all-fiber comb filter using a dual-pass Mach-Zehnder interferometer and its application in multiwavelength laser. *Laser Phys.* 20, 1814–1817 (2010) <https://doi.org/10.1134/S1054660X10170093>.

[18] Guoyong Sun, Dae Seung Moon, Aoxiang Lin, Won-Taek Han, and Youngjoo Chung, "Tunable multiwavelength fiber laser using a comb filter based on erbiumytterbium co-doped polarization maintaining fiber loop mirror," *Opt. Express* 16, 3652-3658, 2008.

[19] Sun, X., Zhou, L., Xie, J., Zou, Z., Lu, L., Zhu, H., Li, X., and Chen, J., "Tunable silicon Fabry–Perot comb filters formed by Sagnac loop mirrors," *Opt. Lett.* 38, 567-569, 2013.

[20] Silfvast, W.T. "Laser fundamentals", Cambridge university press, 2004.

[21] Goswami, D. "Light and Light Based Technology: Lasers and their Applications", Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur-208016, India, 2005.

[22] Ibarra Villalón, H.E., Pottiez, O., & Gómez Vieyra, A, "El camino hacia la luz láser", *Revista mexicana de física E*, 64(2), 100-107, 2018.

[23] J. P. GORDON, H. J. ZEIGER, and C. H. TOWNES: *Phys. Rev.* 95, 282, 1954; 99, 1264, 1954.

[24] N. G. BASOV and A. M. PROKHOROV: *J. Exptl. Theoret. Phys. USSR* 27,431, 1954; 28,249, 1955.

[25] Maiman, T. H., "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, 187: 493–494, 1960.

[26] Gould, R. Gordon. "The LASER, light amplification by stimulated emission of radiation." *The Ann Arbor conference on optical pumping*, the University of Michigan. Vol. 15. No. 128. 1959.

[27] K. F. Renk, "Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering", 2nd ed., ser. *Graduated Texts in Physics*, Cham: Springer International Publishing: Imprint: Springer, 2017.

[28] S. Kumar and M. J. Deen, "Fiber Optic Communications: fundamentals and applications", Chichester, West Sussex, United Kingdom: Wiley, 2014.

[29] <http://repositorio.ugto.mx/handle/20.500.12059/6944>.

[30] <https://www.edmundoptics.eu/knowledge-center/application-notes/lasers/laser-resonator-modes/>.

[31] "Section 2.6: Various Laser Resonators." Advanced Manufacturing Laboratory, Columbia Engineering, www.aml.engineering.columbia.edu/ntm/level2/ch02/html/l2c02s06.html.

[32] Kao, K. C. and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies", *Proc, Inst. Elect. Eng.*, 1966, 113(7):1151–8.

[33] Keoster, C. J. and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.*, 1964, 13:1182–6.

[34] Castillo-Guzman, A., Antonio-Lopez, J. E., Selvas-Aguilar, R., May-Arriola, D. A., Estudillo-Ayala, J., & LiKamWa, P., "Widely tunable erbium-doped fiber laser based on multimode interference effect." *Optics express* 18.2 (2010): 591-597.

[35] Hernandez-Garcia, J. C., O. Pottiez, and J. M. Estudillo-Ayala. "Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser." *Laser Physics* 22.1 (2012): 221-226.

[36] Sierra-Hernandez, J. M., Rojas-Laguna, R., Vargas-Rodriguez, E., Estudillo-Ayala, J. M., Mata-Chavez, R. I., Jauregui-Vazquez, D., Hernandez-Garcia, J. C., Andrade-Lucio, J. A. & Gutierrez-Gutierrez, J. C, "A tunable multi-wavelength laser based on a Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber." *Laser Physics* 23.5 (2013): 055105.

[37] Lauterio-Cruz, J. P., J. P., Hernandez-Garcia, J. C., Pottiez, O., Estudillo-Ayala, J. M., Kuzin, E. A., Rojas-Laguna, R., Santiago-Hernández, H. & Jauregui-Vazquez, D., "High energy noise-like pulsing in a double-clad Er/Yb figure-of-eight fiber laser." *Optics Express* 24.13 (2016): 13778-13787.

[38] Bianchetti, M., Sierra-Hernandez, J. M., Mata-Chavez, R. I., Gallegos-Arellano, E., Estudillo-Ayala, J. M., Jauregui-Vazquez, D., & Rojas-Laguna, R., "Switchable multi-wavelength laser based on a core-offset Mach-Zehnder interferometer with non-zero dispersion-shifted fiber." *Optics & Laser Technology* 104 (2018): 49-55.

[39] Martin-Vela, J. A., Sierra-Hernandez, J. M., Gallegos-Arellano, E., Estudillo-Ayala, J. M., Bianchetti, M., Jauregui-Vazquez, D., Reyes-Ayona, J. R., Silva-Alvarado, E. C. & Rojas-Laguna, R., "Switchable and tunable multi-wavelength fiber laser based on a core-offset aluminum coated Mach-Zehnder interferometer." *Optics & Laser Technology* 125 (2020): 106039.

[40] 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>.

[41] 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>.

[42] 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>.

[43] 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>.

[44] Chen, H., Jiang, X., Xu, S., & Zhang, H "Recent progress in multi-wavelength fiber lasers: principles, status, and challenges." *Chinese Optics Letters* 18.4 (2020): 041405.

[45] Zhao, Q., Pei, L., Tang, M., Xie, Y., Ruan, Z., Zheng, J., & Ning, T., "Switchable multi-wavelength erbium-doped fiber laser based on core-offset structure and four-wave-mixing effect." *Optical Fiber Technology* 54 (2020): 102111.

[46] Chang, Y., Pei, L., Ning, T., & Zheng, J., "Switchable multi-wavelength fiber laser based on hybrid structure optical fiber filter." *Optics & Laser Technology* 124 (2020): 105985.

[47] Al-Alimi, A. W., Al-Mansoori, M. H., Sarmani, A. R., Abas, A. F., Alresheedi, M. T., & Mahdi, M. A., "A wide flat triple Brillouin frequency spacing multiwavelength fiber laser assisted by four wave mixing." *Journal of Lightwave Technology* 38.23, 2020.

[48] Qureshi, Khurram Karim. "Multiwavelength fiber laser covering far L and U bands in a dual cavity configuration." *IEEE Photonics Technology Letters* 33.6 (2021): 321-324.

[49] Chen, R.B., Wang, J. B., Su, C. C., Gu, H. W., Li, C. Y., Lu, H. H., & Peng, P. C., "Microwave photonic signal processing based on tunable multi-wavelength fiber laser", In: *Integrated photonics research, silicon and nanophotonics*, San Diego, (California United States, USA); 2014, p.JT3A.2.

[50] Sun, H., Zhang, J., Yang, Z., Zhou, L., Qiao, X., & Hu, M., "An in-line quasi-Sagnac interferometer based comb filter used for tunable multi-wavelength fiber laser." *Optics & Laser Technology* 72 (2015): 65-69.

[51] Talaverano, L., Abad, S., Jarabo, S., & Lopez-Amo, M., "Multiwavelength fiber laser sources with Bragg-grating sensor multiplexing capability." *Journal of lightwave technology* 19.4 (2001): 553-558.

[52] X. J. Zhao and J. F. J. M. Caers, "To simulate the formation of TSSOP solder joint with SAC solder and assess on the effects of the stencil design and the misalignment on the joint shape," *Proceedings of 6th Electronics Packaging Technology Conference (EPTC 2004)* (IEEE Cat. No.04EX971), 2004, pp. 313-317, doi: 10.1109/EPTC.2004.1396625.

[53] Yang, X., Dong, X., Zhang, S., Lu, F., Zhou, X., & Lu, C., "Multiwavelength erbium-doped fiber laser with 0.8-nm spacing using sampled Bragg grating and photonic crystal fiber." *IEEE photonics technology letters* 17.12 (2005): 2538-2540.

[54] Wang, M., Huang, Y., Yu, L., Song, Z., Liang, D., & Ruan, S., "Multiwavelength thulium-doped fiber laser using a micro fiber-optic Fabry–Perot interferometer." *IEEE Photonics Journal* 10.4 (2018): 1-8.

[55] HAMMADI, YOUSIF I., and Tahreer S. Mansour. "Multiwavelength erbium doped fiber laser based on microfiber Mach-Zehnder interferometer." *Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications* 13, March-April 2019 (2019): 156-160.

[56] He, W., Zhu, L., Dong, M., & Luo, F., "Multiwavelength tunable erbium-doped fiber

laser based on Fabry–Perot filter and Mach–Zehnder interferometer." *Microwave and Optical Technology Letters* 58.8 (2016): 1790-1794.

[57] Zhang, Z., Zhan, L., Xu, K., Wu, J., Xia, Y., Lin, J., "Multiwavelength fiber laser with fine adjustment, based on nonlinear polarization rotation and birefringence fiber filter" *Opt Lett* 2008; 33:324–6.

[58] Yange Liu, Bo Liu, Xinhuan Feng, Weigang Zhang, Guang Zhou, Shuzhong Yuan, Guiyun Kai, and Xiaoyi Dong, "High-birefringence fiber loop mirrors and their applications as sensors," *Appl. Opt.* 44, 2382-2390 (2005)

[59] Liu, Z. Y., Liu, Y. G., Du, J. B., Kai, G. Y., & Dong, X. Y., "Tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser with a polarization-maintaining photonic crystal fiber Sagnac loop filter." *Laser Physics Letters* 5.6 (2008): 446.

[60] Krcmarik, D., Slavik, R., Park, Y. & Azana, J. Nonlinear pulse-compression of picosecond parabolic-like pulses synthesized with a long-period fiber grating filter. *Opt. Express.* 17, 7074–7087 (2012).

[61] Wang, Y., Wang, M., Xia, W. & Ni, X. High-resolution fiber Bragg grating based transverse load sensor using microwave photonics filtering technique. *Opt. Express.* 24, 17960–17967 (2016).

[62] Zhang, Z. X., Xu, Z. W. & Zhang, L. Tunable and switchable dual-wavelength dissipative soliton generation in an all-normaldispersion Yb-doped fiber laser with birefringence fiber filter. *Opt. Express.* 20, 26736–26742 (2012).

[63] Lin, Y. S., Ho, C. P., Koh, K. H., & Lee, C., "Fabry–Perot filter using grating structures." *Optics letters* 38.6 (2013): 902-904.

[64] Salceda-Delgado, Guillermo, Alejandro Martinez-Rios, and David Monzón-Hernández. "Tailoring Mach–Zehnder comb-filters based on concatenated tapers." *Journal of lightwave technology* 31.5 (2012): 761-767.

[65] Wu, R., Chen, H., Zhang, S., Fu, H., Luo, Z., Zhang, L., & Cai, Z., "Tunable and selectable multipassband microwave photonic filter utilizing reflective and cascaded fiber Mach–Zehnder interferometers." *Journal of Lightwave Technology* 35.13 (2017): 2660-2668.

[66] Chunyang, H., Hui, D., Xianli, L., & Shaofei, D., "Temperature insensitive refractive index sensor based on single-mode micro-fiber Sagnac loop interferometer." *Applied Physics Letters* 104.18 (2014): 181906.

[67] He, H., Shao, L., Qian, H., Zhang, X., Liang, J., Luo, B., & Yan, L., "Novel birefringence interrogation for Sagnac loop interferometer sensor with unlimited linear measurement range." *Optics Express* 25.6 (2017): 6832-6839.

[68] Jiang, X., Wu, J., Yang, Y., Pan, T., Mao, J., Liu, B., & Su, Y., "Wavelength and bandwidth-tunable silicon comb filter based on Sagnac loop mirrors with Mach-Zehnder interferometer couplers." *Optics express* 24.3 (2016): 2183-2188.

[69] Luo, A. P., Luo, Z. C., Xu, W. C., & Cui, H., "Wavelength switchable flat-top all-fiber comb filter based on a double-loop Mach-Zehnder interferometer." *Optics express* 18.6 (2010): 6056-6063.

[70] W. Jin, C.Wang, H. Xuan, and W. Jin, "Tunable comb filters and refractive index sensors based on fiber loop mirror with inline high birefringence microfiber," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 21, pp. 4277–4280, 2013.

[71] Chen, H., Xu, Z., Fu, H., Zhang, S., Wu, C., Wu, H., & Cai, Z., "Switchable and tunable microwave frequency multiplication based on a dual-passband microwave photonic filter," *Opt. Express*, vol. 23, no. 8, pp. 9835–9843, 2015.

[72] Q. Huang, Q. Liu, and J. Xia, "Traveling wave-like Fabry–Perot resonatorbased add-drop filters," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 24, pp. 5158–5161, 2017.

[73] Santos, José Luís, and Faramarz Farahi, eds. *Handbook of optical sensors*. Crc Press, 2014.

[74] R. D. Guenther, "Modern optics". John Wiley & Sons, 1990.

[75] M. Bass, E. W. Van Stryland, D.R. Williams and W. L. Wolfe, eds., "Handbook of optics". United States of America. McGraw Hill, inc, 2da edition ed., 1995.

[76] G. Chartier, "Introduction to optics", United States of America; Springer, 2005 ed., 2005.

[77] Sierra-Hernandez, J. M., Rojas-Laguna, R., Vargas-Rodriguez, E., Estudillo- Ayala, J. M., Jauregui-Vazquez, D., Guzman-Chavez, A. D., Zaca-Moran, P., "A tunable multiwavelength erbium-doped fiber laser based on a Mach-Zehnder interferometer and photonic crystal fiber", *Laser Phys.* 23 (2013) 125103 (6 pp).

[78] Jose Miguel Lopez-Higuera, "Handbook of optical fibre sensing technology", John Wiley & Sons Ltd, Baffins Lane, Chichester, West Sussex PO 19 1UD, England, 2002.

[79] Pacheco-Chacon, E. I., Sierra-Hernandez, J. M., Gallegos-Arellano, E., Avila-Garcia, M. S., Bianchetti, M., Hernandez-Romano, I., Lopez-Dieguez, Y., Herrera-Piad, L. A. & Rojas-Laguna, R., "An aluminum-coated asymmetric core-offset Mach-Zehnder interferometer temperature sensor." *Optical Fiber Technology* 65 (2021): 102591.

[80] Luc Thévenaz, Editor. "Advanced Fiber Optics: Concepts and Technology", EPFL Press, 2011.

[81] R. C. Jones, "New calculus for the treatment of optical systems I. Description and discussion," *J. Opt. Soc. Am.* 31, 488–503 119412.

[82] Goldstein, Dennis H., "Polarized light", CRC press, 2017.

[83] M. A. Azzam and N. M. Bashara, "Ellipsometry and polarized light", North Holland, 1977.

[84] Senior, J. M., and Jamro, M. Y., "Optical fiber communications: principles and practice", Pearson Education, 2009.

[85] Agrawal, G. P., "Fiber-optic communication systems", John Wiley & Sons, 2012.

[86] <https://www.thorlabs.com/drawings/5b66d17f67548be5-ADF3AFCA-C814-DE8E-6535D7003D548882/TW1550R5F2-AutoCADPDF.pdf>.

[87] 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.

[88] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=343.

[89] David, B. y Edwin, w. "Practical fiber optics". Great Britain: Newnes, 2003.

[90] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=949.

[91] G. Keiser, "Biophotonics", Springer, 2016. <https://doi.org/10.1007/978-981-10-0945-7>.

[92] <https://www.fiberoptics4sale.com/products/pm15-u25a>

[93] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=7948.

[94] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FG125LA>.