



CENTRO DE INVESTIGACIONES  
EN ÓPTICA, A.C.

# “DISEÑO DE UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DOPADA CON TULIO Y CARACTERIZACIÓN DE SUS REGÍMENES DE OPERACIÓN EMPLEANDO TÉCNICAS DE MEDICIÓN EN TIEMPO REAL”

“Versión Definitiva. Incluye cambios sugeridos por revisores”

Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Óptica)

***Presenta: Luis Martín González Vidal***

*Director de Tesis: Dr. Olivier Pottiez*

*León · Guanajuato · México  
Agosto de 2023*

## **Dedicatoria**

*Con cariño para mis padres y mis hermanos por todo su apoyo y amor.*

*En especial a Lyla y Golondrina quienes llenan mi vida de alegría y cariño con su presencia tierna y leal.*

## Agradecimientos

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a todos los amigos, profesores y compañeros que me han brindado su apoyo. Especialmente, quiero agradecer al Dr. Olivier Pottiez, al Dr. Jesús Pablo y al Dr. Juan Carlos, quienes han sido una fuente constante de apoyo y confianza desde hace varios años. Su aliento y orientación han sido fundamentales en mi desarrollo académico y personal.



Agradezco al CONAHCYT por la beca proporcionada No. 805306.

# Índice general

<b>1. Introducción general</b>	<b>1</b>
1.1. Resumen . . . . .	1
1.2. Abstract . . . . .	1
1.3. Introducción . . . . .	2
1.4. Antecedentes . . . . .	3
1.5. Justificación de la tesis . . . . .	4
1.6. Objetivos . . . . .	5
<b>2. MARCO TEÓRICO</b>	<b>7</b>
2.1. Fibras Ópticas . . . . .	7
2.1.1. Perspectiva histórica . . . . .	7
2.1.2. Estructura de la fibra óptica . . . . .	9
2.1.3. Propagación de la luz en fibras . . . . .	11
2.1.4. Dispersión . . . . .	15
2.2. Fibras ópticas dopadas con tierras raras . . . . .	18
2.2.1. Iterbio . . . . .	19
2.2.2. Erblio . . . . .	20
2.2.3. Tulio . . . . .	21
2.2.4. Fibras ópticas dopadas con doble revestimiento . . . . .	22
2.3. Efectos no lineales en fibras ópticas . . . . .	24
2.3.1. Efecto Kerr óptico . . . . .	24
2.3.2. Auto modulación de fase . . . . .	25
2.3.3. Modulación de fase cruzada . . . . .	25
2.3.4. Rotación no lineal de la polarización . . . . .	26
2.4. Láseres de fibra óptica . . . . .	27
2.4.1. Laser en modo continuo . . . . .	27
2.4.2. Láser en modo pulsado . . . . .	28
2.5. Tecnicas para generar pulsos en láseres de fibra óptica . . . . .	29

2.5.1.	Q-Switching . . . . .	29
2.5.2.	Amarre de modos . . . . .	30
2.6.	Cavidades de láseres de fibra óptica . . . . .	31
2.6.1.	Láser de anillo . . . . .	31
2.6.2.	Láser de figura ocho . . . . .	32
2.7.	Pulsos de ruido . . . . .	32
2.8.	Ondas gigantes . . . . .	34
2.9.	Mapeo temporal . . . . .	35
2.9.1.	Trazas consecutivas . . . . .	35
2.9.2.	Fast frame . . . . .	36
<b>3.</b>	<b>RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN</b>	<b>39</b>
3.1.	Amplificador de fibra óptica co-dopada de $Er^{3+}; Yb^{3+}$ . . . . .	39
3.1.1.	Caracterización del láser de figura ocho . . . . .	40
3.1.2.	Caracterización del láser de bombeo 975 nm . . . . .	41
3.1.3.	Caracterización del EYDFA . . . . .	42
3.2.	Láser CW de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo bombeado con onda CW a 1.5 $\mu m$ . . . . .	44
3.2.1.	Esquema experimental . . . . .	44
3.2.2.	Eficiencia de la fibra dopada con $Tm^{3+}$ . . . . .	45
3.2.3.	Caracterización del láser CW de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo . . . . .	47
3.3.	Láser CW de tulio en configuración de anillo bombeado con onda pulsada a 1.5 $\mu m$ . . . . .	51
3.4.	Láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo con absorbedor saturable . . . . .	52
3.4.1.	Esquema experimental . . . . .	52
3.4.2.	Caracterización del PBS . . . . .	53
3.4.3.	Regímenes de operación en el láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable . . . . .	55
3.4.4.	Caracterización temporal del láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable . . . . .	56
3.4.5.	Mapeo temporal del láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable . . . . .	59
3.5.	Láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho . . . . .	60
3.5.1.	Esquema experimental . . . . .	60
3.5.2.	Regímenes de operación en el láser de figura ocho de $Tm^{3+}$ . . . . .	61
3.5.3.	Caracterización temporal del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho (regimen debajo de 182 mW de bombeo) . . . . .	62
3.5.4.	Self Q-switch del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho . . . . .	67

<b>4. Conclusiones</b>	<b>75</b>
4.1. Laser de anillo en régimen CW . . . . .	75
4.2. Láser de anillo en con absorbedor saturable en régimen pulsado . . . . .	76
4.3. LF8 en en régimen pulsado . . . . .	77
4.4. Conclusiones generales . . . . .	79
<b>A. Anexo: Productividad académica</b>	<b>81</b>
A.1. Artículos científicos . . . . .	81
A.2. Participación en congresos . . . . .	82
A.3. Participación en proyectos de investigación . . . . .	82
A.4. Estancia de investigación . . . . .	82
<b>B. Anexo: Extenso de la estacia corta de investigación</b>	<b>83</b>
B.1. Resumen . . . . .	83
B.2. Escritura de la definición derivadas centrales . . . . .	83
B.3. Escritura de las ecuaciones de Maxwell en variables discretas . . . . .	85
B.4. Uso del software Meep para el modelado de guías de onda . . . . .	87
B.5. Desarrollo de la automatización del software . . . . .	90
B.6. Conclusiones . . . . .	93
<b>Bibliografía</b>	<b>94</b>



# Índice de figuras

2.1.	(a) Perfil transversal de una fibra óptica de índice de refracción escalonado, (b) perfil transversal de una fibra óptica de índice de refracción gradual, (c) perfil longitudinal de una fibra óptica de índice de refracción escalonado y (d) perfil longitudinal de una fibra óptica de índice de refracción gradual. . . . .	10
2.2.	Ejemplo de continuidad en las funciones de Bessel. (a) función de Bessel de las ecuaciones 2.19 de orden 0 con y (B) funciones de Bessel de orden 3. . . . .	15
2.3.	Propagación de un pulso en un medio con dispersión anómala (a) separación de frecuencias espectrales, (b) ensanchamiento del pulso en el perfil temporal y (c) generación del chirp negativo, por lo que la pendiente es negativa). . . . .	17
2.4.	Propagación de un pulso en un medio con dispersión normal (a) separación de frecuencias espectrales, (b) ensanchamiento del pulso en el perfil temporal y (c) generación del chirp positivo. . . . .	18
2.5.	Espectros de absorción y emisión del iterbio [1]. . . . .	19
2.6.	Espectros de absorción y emisión del Erbio [2]. . . . .	20
2.7.	(a) espectros de absorción y emisión del tulio y (b) diagrama de bandas energéticas del tulio [3]. . . . .	21
2.8.	Perfiles transversales de fibras de doble núcleo. (a) perfil de índice de refracción de una fibra óptica con doble revestimiento y su perfil de índice de refracción simétrico y (b) perfiles de fibra con doble revestimiento como: forma de D, core off-set y hexagonal. . . . .	22
2.9.	Esquema del NPR en fibra óptica. (a) efecto a bajas potencias y (b) altas potencias. . . . .	27
2.10.	Traza temporal de un láser de onda continua. . . . .	28
2.11.	Traza temporal de un láser de onda pulsada. . . . .	29
2.12.	Esquema a bloques de un láser de Q-switch [4]. . . . .	30
2.13.	Patrón de intensidad (a) modo free runing, (b) absorbedor saturable y (c) modos en fase. . . . .	31
2.14.	Esquema básico de un láser de fibra en configuración de anillo. . . . .	31



2.15. Esquema básico de un láser de fibra en configuración de figura ocho. . . . .	32
2.16. Forma temporal del pulso de ruido (línea punteada representa la envolvente del pulso y la línea azul la simulación de los pulsos individuales) [5]. . . . .	33
2.17. Espectro de un pulso de ruido medido por un OSA y por medio de la técnica DFT [5]. . . . .	34
2.18. (a) Tren de pulsos (single-shot) y (b) histograma de las amplitudes de los pulsos [5]. . . . .	35
2.19. Esquema representativo del mapeo temporal por medio de trazas consecutivas (a) tren de pulsos y (b) corte del tren de pulsos para obtener el mapeo temporal.	36
2.20. Esquema representativo del mapeo temporal mediante la función fast-frame (a) captura de frames y (b) apilación de los frames para obtener el mapeo temporal. . . . .	37
3.1. Esquema experimental del amplificador co-dopado con $Er^{3+}$ : $Yb^{3+}$ fibra óptica.	40
3.2. Esquema de medición para la caracterización del LF8. . . . .	40
3.3. Curva de caracterización del LF8 en modo continuo y pulsado (la corriente fue variada encendiendo el primer bombeo en pasos de 100 mA hasta 500 mA y posteriormente la segunda fuente). . . . .	41
3.4. Espectro promedio del diodo QPHOTONICS 975 10. . . . .	41
3.5. Curva experimental del diodo QSP 975 10, QPhotonics y ajuste lineal. . . .	42
3.6. Curva experimental de ganancia del amplificador. . . . .	42
3.7. Espectros de señal del LF8 y señal amplificada en modo CW. . . . .	43
3.8. Espectros de señal del LF8 y señal amplificada en modo ML. . . . .	44
3.9. Esquema experimental del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo. . . . .	45
3.10. Espectro de emisión del amplificador que se usó como bombeo al láser de $Tm^{3+}$ .	45
3.11. (a) Curva de la eficiencia de transferencia de potencia para la TDF con una longitud de 4 metros y (b) Espectro de emisión espontanea de la TDF a 300 mW de potencia de bombeo. . . . .	46
3.12. (a) Espectro de emisión del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo con 137 mW de potencia de bombeo, (b) ancho FWHM a 137 mW de potencia de bombeo y (c) curva de eficiencia del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo medido a una longitud de onda de 1951 nm. . . . .	47
3.13. Espectro de emisión del láser de Tulio en cavidad de anillo a diferentes potencias de bombeo. . . . .	48
3.14. Medición de estabilidad del pico principal a 140 mW de bombeo. (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central (curva con puntos cuadrados y en pentágono respectivamente) y (b) Espectro en cascada de la emisión espectral.	48

3.15. Medición de estabilidad con dos emisiones a 230 mW de bombeo. (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión principal, (b) grafica en cascada de la emisión espectral de la emisión principal, (c) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión secundaria y (b) grafica en cascada de la emisión espectral de la emisión secundaria. . . . .	49
3.16. Medición de estabilidad de la tercera emisión 235 mW de bombeo, (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión principal a 1951 nm (b) grafica en cascada de la emisión espectral, (c) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión secundaria a 1958 nm (d) grafica en cascada de la emisión espectral secundaria, (e) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión a 1941 nm (f) gráfica en cascada de la emisión espectral a 1941 nm. . . . .	50
3.17. (a) Espectro del bombeo y de la emisión láser de tulio en configuración de anillo y (b) onda temporal del láser de figura ocho que funge como bombeo.	51
3.18. Esquema experimental del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo con absorbedor saturable. . . . .	53
3.19. Esquema del PBS. . . . .	54
3.20. Curva de ángulo de la placa $\lambda/2$ contra potencia. . . . .	54
3.21. Curva de eficiencia del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo medido a una longitud de onda de 1880 nm medida en salida 3. . . . .	55
3.22. Espectros obtenidos en distintos regímenes de operación (a,d) free running a 240 mw de bombeo, (b,e) modo pulsado a 249 mw de bombeo y (c,f) modo pulsado a 290 mw de bombeo. . . . .	56
3.23. Tren de pulsos del láser de anillo con absorbedor saturable. . . . .	57
3.24. Comparativa de la emisión pulsada y free running del láser de anillo con absorbedor saturable por medio de un ajuste a la placa retardadora $\lambda/2$ . . . . .	58
3.25. Ancho FWHM del pulso láser de anillo con absorbedor saturable. . . . .	58
3.26. Ancho FWHM de los sub pulsos del láser de anillo con absorbedor saturable.	59
3.27. Mapeo temporal del láser de anillo con absorbedor saturable. (a) mapeo general, (b) acercamiento a el pulso principal y (c) vista angular del pulso principal.	59
3.28. Esquema experimental del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho. . . . .	61
3.29. Curva de eficiencia del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho. . . . .	61
3.30. Espectros del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho en modo pulsado.	62
3.31. Traza temporal del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho con una potencia de 150 mw. . . . .	63
3.32. Mapeo temporal del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho. . . . .	64

3.33. Análisis del tren de pulsos (a) energía (línea azul representa $E_{total}$ , línea naranja representa $E_{pulso}$ , línea amarilla representa $\langle E_{total} \rangle$ ( $\langle E \rangle$ , indica el promedio de la energía) y línea morada representa $\langle E_{pulso} \rangle$ ), (b) amplitud y (c) diagrama de espacio fase. . . . .	65
3.34. Tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW. . . . .	67
3.35. Traza temporal promedio del tren de pulsos láser de $Tm^{3+}$ con una potencia de bombeo de 280 mW. . . . .	68
3.36. Mapeo temporal del tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW. . . . .	69
3.37. Waterfall del mapeo temporal. . . . .	69
3.38. Evolución temporal del tren de pulsos (a) energía (línea azul $E_{total}$ y línea azul $E_{pulso}$ ) y (b) amplitudes. . . . .	71
3.39. Acercamiento de la evolución temporal del tren de pulsos (a) energía (naranja: pulso y azul: total) y (b) amplitudes de los pulsos. . . . .	72
3.40. Diagrama de espacio fase del tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW. . . . .	73
B.1. Simulación de la guía de onda . . . . .	90
B.2. Propagación del campo electromagnético en una cavidad con dos medios de forma transversal. . . . .	92
B.3. Interferómetro Mach-Zehnder, en una guía de ondas plana. El índice de refracción de uno de los brazos se varía con la finalidad de generar una compuerta lógica óptica. . . . .	93

# Capítulo 1

## Introducción general

### 1.1. Resumen

Este estudio presenta un avance significativo en la comprensión de los láseres de fibra óptica, especialmente en lo que respecta a su comportamiento en diferentes esquemas y regímenes de operación, con potencias de bombeo modestas, en el rango de centenas de mW.

Uno de los hallazgos más relevantes de esta investigación es la identificación y estudio de fenómenos como el Self Q-switching y efectos no lineales, como la generación de NLPs. Estos fenómenos desempeñan un papel crucial en la dinámica interna de los láseres de fibra, impactando profundamente su comportamiento y rendimiento.

El fenómeno de Self Q-switching, presente en ciertos esquemas de láseres de fibra, es particularmente interesante, ya que permite la generación de pulsos de alta energía y corta duración. Este descubrimiento tiene aplicaciones prometedoras en áreas como la generación de pulsos ultracortos para la investigación científica y tecnologías láser avanzadas. Además, los efectos no lineales, como los NLP's, también influyen significativamente en la dinámica de los láseres de fibra. Estos efectos no lineales pueden afectar la estabilidad y la eficiencia del láser, y contribuir a la generación de pulsos y modulaciones en la forma de onda de la señal de salida. Un estudio detallado de estos fenómenos proporciona una comprensión completa de los mecanismos subyacentes que rigen el comportamiento del láser de fibra.

### 1.2. Abstract

This study presents a significant advancement in the understanding of fiber optic lasers, particularly regarding their behavior in different schemes and operational regimes, with modest pumping powers in the range of hundreds of mW.

One of the most relevant findings of this research is the identification and study of phenomena such as Self Q-switching and non-linear effects, like the generation of NLP's. These

phenomena play a crucial role in the internal dynamics of fiber lasers, profoundly impacting their behavior and performance.

The phenomenon of Self Q-switching, present in certain fiber laser schemes, is particularly intriguing as it allows the generation of high-energy and short-duration pulses. This discovery holds promising applications in areas such as generating ultrashort pulses for scientific research and advanced laser technologies. Additionally, non-linear effects like NLPs also significantly influence the dynamics of fiber lasers. These non-linear effects can affect the stability and efficiency of the laser and contribute to the generation of pulses and modulations in the waveform of the output signal. A detailed study of these phenomena provides a comprehensive understanding of the underlying mechanisms that govern the behavior of fiber lasers.

### **1.3. Introducción**

Los láseres de fibra óptica han demostrado ser una tecnología versátil y de gran importancia en numerosas aplicaciones científicas, industriales y de comunicación. Dentro de esta área, un aspecto fundamental es el estudio de las dinámicas temporales de los pulsos láser, que son cruciales para comprender y controlar el comportamiento de los pulsos ópticos generados.

Al emplear el mapeo temporal, se pueden obtener información detallada sobre diversos aspectos de los pulsos láser, como su duración, forma de onda, estabilidad y modulación. Esto es especialmente relevante en aplicaciones que requieren pulsos láser de alta calidad, como la generación de pulsos ultracortos [6–8], la espectroscopia de alta resolución [9–11] y la comunicación óptica de alta velocidad [12]. Además, el mapeo temporal proporciona información valiosa sobre la dinámica de la amplificación y la dispersión en el medio de fibra, lo que permite optimizar los parámetros del láser para obtener pulsos con características específicas y minimizar los efectos no deseados, como la dispersión temporal y la distorsión de la forma de onda.

En esta investigación, se abordará el estudio de las dinámicas temporales de pulsos en láseres de fibra utilizando la técnica del mapeo temporal. Se analizarán diferentes esquemas y configuraciones de láseres de fibra, explorando su comportamiento y características temporales a través de la visualización y el análisis de los mapas temporales obtenidos. El objetivo principal de esta investigación es avanzar en el entendimiento de las dinámicas temporales de los pulsos láser en láseres de fibra y su aplicación en diversas áreas. Los resultados obtenidos contribuirán al desarrollo de láseres de fibra con mejor desempeño y mayor control sobre las características temporales de los pulsos, lo que abrirá nuevas oportunidades en campos

como las comunicaciones ópticas avanzadas, la metrología láser y la investigación científica de vanguardia.

## 1.4. Antecedentes

En los últimos años, los láseres de fibra han experimentado un aumento significativo en popularidad y uso en diversas aplicaciones, gracias a su eficiencia, flexibilidad y costos relativamente bajos. Han desplazado a otras tecnologías láser en industrias como la manufacturera y la medicina. Estos láseres se clasifican generalmente en dos categorías según su tipo de emisión: láseres de onda continua (continuous-wave, CW) y láseres pulsados. Estos últimos se subdividen de acuerdo a los diferentes mecanismos de formación de pulsos, como el Q-switching y el amarre de modos (mode locking, ML). Es importante destacar que tanto el Q-switching como el amarre de modos pueden implementarse de forma activa (utilizando un modulador controlado externamente) o de forma pasiva (sin control externo, mediante un mecanismo de absorción saturable), cada uno con sus propias diferencias. Específicamente, el ML pasivo facilita la generación de pulsos más cortos e intensos en comparación con el ML activo, lo que lo hace más atractivo para aplicaciones industriales y médicas, entre otras.

Hasta hace poco, la investigación de los láseres de fibra pulsados, particularmente en el área del ML, se centraba principalmente en regímenes estacionarios, donde se generaban trenes de pulsos casi idénticos y periódicos, ya que se consideraban los únicos regímenes atractivos para aplicaciones. Sin embargo, en los últimos años, se ha tomado conciencia de la gran diversidad de comportamientos no estacionarios y la riqueza extrema de las dinámicas exhibidas por estos láseres fuera de los regímenes estacionarios. Como resultado, se ha incrementado el estudio de estos regímenes, a veces denominados como amarre de modos incompleto, en láseres pulsados. Esto se ha motivado, entre otras cosas, por la investigación de fenómenos exóticos como las ondas gigantes (Optical Rogue Waves, ORWs) [13–16], así como por el interés en algunos de estos regímenes para aplicaciones prácticas. Un ejemplo destacado son los pulsos de ruido (noise-like pulses) [17–19], que son paquetes complejos de sub-pulsos con una evolución caótica. Los pulsos de ruido son muy atractivos debido a su versatilidad, alta energía y eficiencia para generar espectros supercontinuos [20]. Por lo tanto, encuentran aplicaciones en el procesamiento de materiales [21], imágenes médicas [22] y muchas otras áreas.

## 1.5. Justificación de la tesis

Los láseres de fibra son el crisol en el que intervienen e interactúan una gran variedad de efectos dispersivos, no lineales y disipativos cuya complejidad propicia un sinnúmero de comportamientos y dinámicas originales. En particular, los láseres de fibra de amarre de modos pasivo permiten la formación y generación de una amplia gama de pulsos, desde solitones convencionales (conservativos) hasta diversos tipos de solitones disipativos, como en particular los solitones DSR (dissipative soliton resonance), moléculas de solitones, etc.

Además, al margen de los regímenes estacionarios, estas fuentes también exhiben una amplia variedad de comportamientos no estacionarios, en los que los patrones pulsados varían a lo largo de los ciclos, como diversos tipos de comportamientos inestables presentados por los solitones, de forma individual (p.ej. explosiones de solitones) o colectivos (gas, lluvia de solitones etc.), la formación de pulsos de ruido, los cuales se pueden presentar en una amplia gama de modalidades (desde uno a varias decenas de miles de pulsos en la cavidad, con formas temporales/espectrales y comportamientos muy diversos), e inclusive fenómenos exóticos como la emergencia de eventos extremos (ORWs), los cuales pueden aparecer en una amplia gama de contextos (interacciones entre solitones múltiples, pulsos de ruido, etc.). Finalmente, es importante resaltar que los comportamientos no estacionarios y dinámicas complejas no son la exclusividad de los regímenes al margen del amarre de modos (amarre de modos incompleto, en los que la energía en su gran mayoría sigue concentrada en pulsos y paquetes de pulsos), los cuales fueron, por mucho, los más estudiados. En efecto, unos trabajos recientes demostraron que dinámicas complejas se pueden presentar cerca del modo de emisión CW, o en algún punto intermedio entre operación continua y amarre de modos, situaciones donde mayoría de la energía está incluida no en pulsos breves sino en un fondo de radiación cuasi-continuo.

Como se mencionó anteriormente, la mayoría de los regímenes no estacionarios y dinámicas complejas se estudiaron en el marco del amarre de modos incompleto (en el que los componentes dominantes de la radiación son pulsos), y principalmente en láseres de fibra de erbio y de iterbio (regiones espectrales de 1.5 y 1  $\mu\text{m}$ ). Por lo tanto, el estudio de láseres de fibra dopada con tulio (en la región de 2  $\mu\text{m}$ , correspondiendo a valores específicos de dispersión, atenuación, coeficiente no lineal y parámetros de ganancia), con un enfoque especial a regímenes quasi-CW e intermediarios entre CW y amarre de modos, constituye un área de oportunidad importante para el descubrimiento y la caracterización de comportamientos inéditos de estas fuentes.

## 1.6. Objetivos

- Diseñar y construir en laboratorio un láser de fibra dopada con tulio. Como fuente de bombeo, se utilizará un láser de fibra de erbio disponible en laboratorio. Debido a la potencia de emisión insuficiente de éste, como etapa previa a la realización del láser, se fabricará un amplificador utilizando fibra dopada con erbio y diodos de bombeo a 980 nm disponibles en el laboratorio. En un primer tiempo, se construirá un láser de tulio en configuración de anillo, el cual sólo podrá operar en régimen de onda continua debido a la ausencia de un mecanismo de absorbedor saturable.
- Caracterizar el láser de tulio de anillo, primero usando técnicas convencionales, y posteriormente implementando la técnica de mapeo temporal con el osciloscopio digital rápido (16 GHz, real-time) disponible en el laboratorio. En particular, la memoria segmentada del equipo es una herramienta imprescindible ya que permite observar dinámicas en regímenes de emisión lejanos del amarre de modos (en particular, quasi-CW).
- Para finalizar, se modificará la arquitectura del láser de anillo a figura ocho, mediante la introducción de un interferómetro de Sagnac no lineal (espejo de lazo óptico no lineal, o NOLM) en el anillo, el cual actuará como absorbedor saturable. Igualmente se procederá a la caracterización de la fuente, de forma convencional y mediante mapeo temporal en diversos modos de operación.





# Capítulo 2

## MARCO TEÓRICO

### 2.1. Fibras Ópticas

#### 2.1.1. Perspectiva histórica

El primer antecedente que se tiene sobre las fibras ópticas se remonta a 1841, año en el cual el físico suizo Daniel Colladon realizó el primer experimento que se tiene registrado sobre la reflexión total interna, en el cual demostró que la luz incidente se guía por medio de un hilo de agua formado por un pequeño orificio realizado en un recipiente de cristal. Posteriormente, en 1842 el físico francés Jacques Babinet demostró igualmente que la luz se guía a lo largo de barras de cristal, aunque estas posean curvaturas [23]. Dichos experimentos fueron precursores en el área de guías de onda, aunque en esa época era distante el conocimiento sobre la naturaleza de la luz. Doce años después, en 1854, el físico irlandés John Tyndall retomó los trabajos de Daniel Colladon y Jacques Babinet, midiendo los ángulos en los cuales los rayos de luz se quedan confinados en distintos materiales, entre los que destacan el diamante y el agua. En dicho estudio concluye que el ángulo en el cual la luz queda confinada en el agua es mayor a 48 grados, dicho ángulo fue medido con respecto a la perpendicular del plano de incidencia, bajo esta condición el rayo quedara confinado en el recipiente [24].

En la década de los 90's del siglo XIX, la industrialización comenzaba a producir a gran escala objetos y aparatos los cuales tienen como fin facilitar la vida de las personas, había una actividad bulliciosa en todos los ámbitos del conocimiento, y los experimentos y avances realizados en el área de la luz no eran la excepción, de forma que se patentaron instrumentos inspirados en experimentos científicos del siglo anterior. Fue el caso en particular del experimento de Jacques Babinet, por medio de tubos de cuarzo la reflexión total interna de luz era posible y la misma fue utilizada para crear iluminadores dentales, de forma que la luz de una lámpara en un consultorio dental era guiada por medio de los tubos de cuarzo hasta llegar al

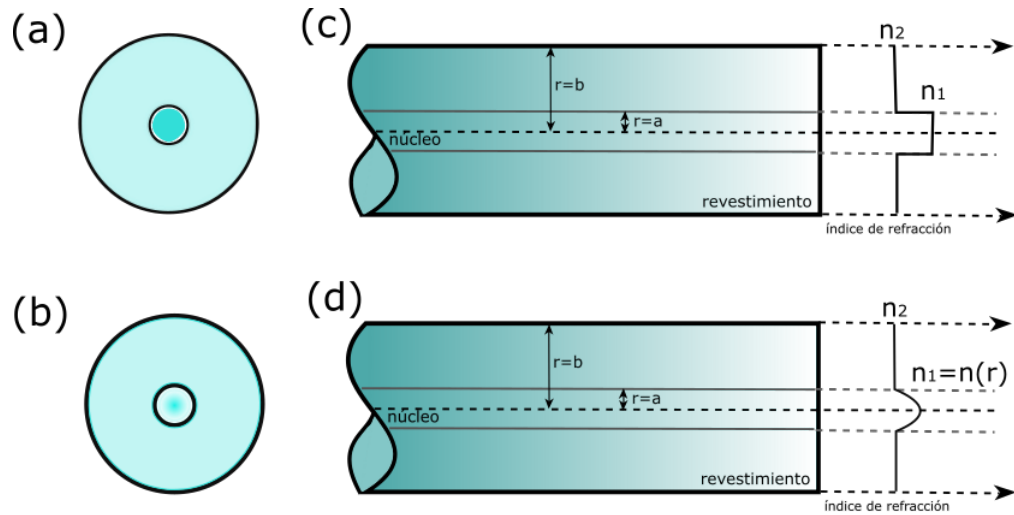
otro extremo del tubo, para posteriormente ser proyectada en la zona bucal de interés [23]. Una aplicación sencilla, pero que pondría el interés de la industria a seguir desarrollando investigaciones en el área. En la década de los 20's del siglo XX, el ingeniero escocés John L. Baird y el ingeniero estadounidense Clarence W. Hansel patentaron el uso de tubos de cristal huecos para transmitir imágenes en sistemas de televisión y fax [23]. En la década de los 30's, el médico germano-estadunidense Heinrich Lamm diseñó el primer endoscopio capaz de proyectar imágenes internas del cuerpo humano que no se podían observar directamente, sin embargo, estas fibras aun poseían demasiadas pérdidas en un tramo pequeño, por lo que la imagen no era nítida y la transmisión de datos a largas distancias aún era imposible con este diseño. En 1954 el científico neerlandés Abraham van Heel propuso cubrir el tubo de fibra de vidrio con un material transparente de bajo índice de refracción, dando origen a un primer esbozo de la fibra óptica moderna [23]. Las pérdidas para estos dispositivos eran altas, de 1 dB/m, por lo que su uso quedaba confinado al área médica donde solo se usaban unos cuantos metros. Por ello el diseño había sido todo un éxito. Por el contrario, para las comunicaciones todavía no era viable emplear fibras ópticas en largas distancias.

En la década de 70's del siglo pasado los científicos Maurer, Keck y Schultz experimentaron con sílice fundido fabricando preformas, a las cuales añadieron dopantes por medio de una fase de vapor de forma que el índice de refracción del núcleo sea ligeramente mayor al del revestimiento [23], empleando el mismo diseño que había realizado Abraham Van Heel años atrás. Por medio de este diseño lograron obtener una fibra óptica monomodo en la región de 633 nm correspondiente con el láser Helio-Neón y obteniendo pérdidas de 20 dB/km [23]. Sin embargo, el núcleo ya empezaba a ser del orden de los micrómetros, dificultando el empalme, y el escaso ancho de banda para esas fibras en los láseres de Helio-Neón hizo que se comenzó el desarrollo de nuevos diseños de fibras ópticas que busquen ser una opción viable para las comunicaciones. Por ello se desarrollaron fibras ópticas multimodo, que poseen de diámetro de 50 a 65 micrómetros, medidas que ahora son estándares para la fabricación y comercialización de fibra multimodal en telecomunicaciones por fibra óptica, también trajo consigo un nuevo diseño, ya que anteriormente el perfil de índice de refracción de la fibra óptica era abrupto del núcleo al revestimiento, en un nuevo diseño se trabajó con un índice que variara de forma gradual. Con estos nuevos diseños y el desarrollo de nuevas fuentes de luz láser que operaban a 850 nm las pérdidas se redujeron a 2 dB/km [25]. Por otro lado, en los sistemas de comunicaciones, la transmisión de datos se lleva a cabo mediante la modulación de la luz en forma de pulsos ópticos. Las fibras monomodo ofrecen una alta capacidad de transmisión y una menor atenuación de la señal debido a su núcleo estrecho, que permite que el modo de luz transmitido se propague sin cambios significativos a lo largo de la fibra.

Nuevas fuentes de luz fueron desarrolladas entre las que destacan las que operan a 1.3 micrómetros, con las cuales las fibras monomodo tienen pérdidas de 0.5 dB/km [24,25]. Dejando atrás la tecnología de 850 nm. posteriormente en comunicaciones transatlánticas se emplearon fuentes de luz de 1.55 micrómetros, en las cuales las pérdidas eran aun menores, alcanzando de 0.3 a 0.2 dB/km [23,25], con ello el desarrollo de fibras ópticas dopadas con tierras raras como el erbio que emiten y absorben a estas longitudes de onda permitieron el desarrollo de amplificadores de fibra, las cuales permiten amplificar sin pasar por el dominio eléctrico (conversión optoelectrónico, amplificación y conversión electróptico). Lo que limitaba el ancho de banda a unas decenas de Gb/s era la amplificación en dominio eléctrico; además solo se podía manejar un solo canal. Con los amplificadores de fibra, la amplificación es óptica, la velocidad por canal puede ser muy alta, además, se pueden amplificar varios canales separados de una fracción de nm, dentro de un ancho de banda óptico total de hasta decenas de nm (es decir, se pueden combinar muchas decenas de canales de alta velocidad, y amplificarlos todos, WDM). Eliminando así el cuello de botella de la amplificación. por lo que los amplificadores optoelectrónicos fueron remplazados con gran velocidad. En 1997 la multiplexación por longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing) revolucionó el mundo de las fibras ópticas ya que aumentaron la capacidad de velocidad hasta 320 Gbps [23]. En la actualidad en el año del 2022 en la International Conference on Laser and Electro-Optics se reportó una velocidad de 1.02 Pbps en fibra óptica multinúcleo con diámetro estándar de 120 micrómetros empleando multiplexación por longitud de onda [26].

### **2.1.2. Estructura de la fibra óptica**

La fibra óptica convencional consta de dos cilindros de sílice concéntricos, de los cuales el central de radio  $a$  como se muestra en la figura 2.1(a) es dopado con germanio, titanio, boro entre otros [27], de forma que el índice de refracción en el núcleo sea mayor al del revestimiento indicado en la figura 2.1(a) con el radio  $b$ . Adicionalmente se incorpora una capa plástica protectora, para protección mecánica, llamada recubrimiento.



**Figura 2.1:** (a) Perfil transversal de una fibra óptica de índice de refracción escalonado, (b) perfil transversal de una fibra óptica de índice de refracción gradual, (c) perfil longitudinal de una fibra óptica de índice de refracción escalonado y (d) perfil longitudinal de una fibra óptica de índice de refracción gradual.

En fibras de telecomunicación, como la SMF-28(Single Mode Fiber) el diámetro del núcleo de la fibra óptica es de 8 a 10  $\mu\text{m}$  con un revestimiento de 125  $\mu\text{m}$ . En fibras multimodo (Multi-Mode, MM) poseen un diámetro del núcleo que puede ser de 50  $\mu\text{m}$  o de 62  $\mu\text{m}$  con un revestimiento de 125  $\mu\text{m}$ . Las medidas de revestimiento se fabrican de forma estándar en comunicaciones, dado que se pueda realizar el empalme por medio de alineación en el revestimiento [25].

En un segundo aspecto, como se mencionó anteriormente, las fibras ópticas poseen un perfil de índice de refracción, el cual puede variar de forma escalonada figura 2.1 (a) y (c), donde el índice de refracción del revestimiento es mayor al del aire y el del núcleo sea mayor al del revestimiento. Esta condición es importante, dado que este aspecto, entre otros, permite que la reflexión total interna sea posible. A su vez el perfil de índice de refracción escalonado no es exclusivo, pero si uno de los más recurrentes en fibras estándar. Otro tipo de perfil de índice de refracción el graduado, en el cual, el índice de refracción varía en función de la distancia radial  $n(r)$  de forma hiperbólica, parabólica, circular, etcétera, como se aprecia en las figura 2.1 (b) y (d). Este tipo de fibras suelen emplearse para transferir grandes cantidades de datos a cortas distancias alcanzando velocidades de 1 Gbps [25].

Dentro del ámbito de las fibras monomodales, existen diversas variaciones que presentan perfiles más elaborados y múltiples capas concéntricas con diferentes índices de refracción. Algunos ejemplos de estas fibras son las fibras de dispersión desplazada (Dispersion-Shifted Fiber, DSF) [28], fibra de dispersión compensada (Dispersion-Compensating Fiber, DCF) [29] y la

fibra de dispersión aplanada (Dispersion-Flattened Fiber, DFF) [30]. Cada una de estas fibras está diseñada con características específicas para cumplir diferentes propósitos en las comunicaciones ópticas.

Las fibras DSF, por ejemplo, están diseñadas con un índice de refracción que varía gradualmente en la porción central de la fibra. Esto ayuda a moldear la característica de dispersión de guía de la fibra, lo que permite minimizar la dispersión cromática en la transmisión de señales ópticas a largas distancias. La dispersión cromática es un fenómeno que causa el ensanchamiento de los pulsos de luz a medida que viajan a través de la fibra, lo que puede limitar la velocidad y la calidad de la transmisión de datos [28].

Las fibras DCF, por otro lado, están diseñadas para compensar la dispersión cromática inherente en las fibras monomodales convencionales. Estas fibras presentan un perfil de índice de refracción que contrarresta la dispersión cromática, permitiendo así transmitir señales ópticas a largas distancias sin degradación significativa de la calidad de la señal [29].

Por último, las fibras DFF están diseñadas con múltiples capas concéntricas de diferentes índices de refracción, incluyendo algunas capas de índice deprimido en comparación con el revestimiento externo de la fibra. Esto se hace con el propósito de lograr una dispersión más uniforme a través de un amplio rango de longitudes de onda, lo que se conoce como dispersión aplanada. Al minimizar las variaciones en la dispersión en diferentes longitudes de onda, las fibras DFF permiten transmitir señales ópticas de manera más eficiente y con un menor impacto en la calidad de la señal [30].

### 2.1.3. Propagación de la luz en fibras

Una característica fundamental para los láseres de fibra es la teoría de modos, la cual describe la luz como un campo electromagnético constituido por dos campos vectoriales ortogonales, los cuales son función de la posición y del tiempo, definidos como:  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  el campo eléctrico,  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  el campo magnético,  $\mathbf{r}$  el vector de posición que depende de coordenadas cartesianas  $(x, y, z)$  o de coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$ , y  $t$  el tiempo. Dichos campos están relacionados con una serie de ecuaciones diferenciales parciales acopladas llamadas ecuaciones de Maxwell, en honor al científico escocés James Clerk Maxwell, quien unificó el campo eléctrico y magnético en el electromagnetismo [27]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \quad (2.4)$$

donde  $\nabla$  es el operador vectorial nabla definido como  $\nabla = \hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z}$ ;  $D$  es la densidad de flujo eléctrico definida como  $\mathbf{D} = \epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}$ , donde  $\mathbf{P}$  es la densidad de polarización, la cual se define como el momento dipolar por unidad de área, es decir,  $\mathbf{P} = \epsilon_0\chi_e\mathbf{E}$ , y  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío;  $\mathbf{B}$  es la densidad de flujo del campo magnético definida como:  $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} + \mu_0\mathbf{M}$ , donde  $\mathbf{M}$  es la densidad de flujo de magnetización, que es análoga a la densidad de polarización en el campo eléctrico. En un medio no magnético como el sílice,  $M = 0$ . Estas ecuaciones son leyes fundamentales de la electricidad y el magnetismo, y son la Ley de Ampère (ecuación 2.2, con una corriente  $\mathbf{J} = 0$ ), la Ley de Faraday (ecuación 2.2), la Ley de Gauss para el campo eléctrico (sin cargas  $\rho = 0$ , ecuación 2.3) y la Ley de Gauss para el campo magnético (ecuación 2.4).

Las ecuaciones (2.1-2.4) son válidas considerando un medio dieléctrico homogéneo, donde la permitividad eléctrica y magnética no varían en función de la posición. Sin embargo, en el caso de una fibra óptica con un perfil de índice de refracción escalonado, la permitividad varía radialmente en  $r < a$  y  $r > a$ , por lo que podemos considerar una permitividad constante dependiendo de la posición radial.

La ecuación de onda para el campo eléctrico se puede obtener de manera sencilla teniendo en cuenta que la onda se propaga en un medio isotrópico, y tenemos:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2.5)$$

y aplicando el rotacional a la ecuación 2.2, tenemos que:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.6)$$

Ahora, usando la identidad vectorial:  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2\mathbf{E}$  y recordando la ecuación 2.5, se reduce a:  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla^2\mathbf{E}$ , entonces, la ecuación (2.6) se simplifica a

$$-\nabla^2\mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.7)$$

Ahora, dado que  $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$  y  $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ , al sustituirlos en la ecuación 2.1, tenemos:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\epsilon\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (2.8)$$

Sustituyendo la ecuación 2.8 en la ecuación 2.7, obtenemos:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (2.9)$$

De igual manera, se puede realizar el mismo procedimiento para el campo magnético a partir de la ecuación 2.1, de forma que la ecuación para el campo magnético es:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}. \quad (2.10)$$

Sin embargo, para fines de la presente tesis, no se trabajará con campos magnéticos, por lo que sólo emplearemos la ecuación 2.1.3.

Considerando que la luz se propaga en un medio y recordando que  $k \equiv \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega n}{c}$ , donde  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  con  $T$  siendo el periodo, se tiene que:

$$k \equiv \frac{2\pi}{Tc} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}. \quad (2.11)$$

En un medio con  $\mu$  y  $\epsilon$  constantes, se tiene que  $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ , por lo que la onda se propaga en función de una relación de velocidades en el vacío y en el medio dada por:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \frac{c}{v}, \quad (2.12)$$

conocido como índice de refracción, entonces la ecuación se escribe como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = n^2 \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (2.13)$$

Aplicando la derivación doble respecto al tiempo en el lado derecho ( $E = E_0 \exp^{(i\omega t)}$ ), se obtiene:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = n^2 k_0^2 \mathbf{E}, \quad (2.14)$$

donde  $k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$ .

Ahora, partiendo de la geometría de la fibra óptica, se puede escribir la ecuación de Helmholtz en coordenadas cilíndricas, dada por:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \mathbf{U} = 0 \quad (2.15)$$

donde  $\mathbf{U}$  es la función espacial de las componentes del campo eléctrico en función de las coordenadas cilíndricas, donde  $\mathbf{E}(\mathbf{U}, t)$  con  $\mathbf{U}(r, \phi, z)$  con  $r$  como el vector de posición radial,  $\phi$  el vector de posición angular y  $z$  el vector de posición longitudinal. La ecuación 2.15 tiene como soluciones espaciales de la forma  $\mathbf{U}(r, \phi, z) = \mathbf{R}(r)\mathbf{\Phi}(\phi)\mathbf{Z}(z)$ . Para  $\mathbf{\Phi}(\phi)$ , tenemos que la solución es  $\mathbf{\Phi}(\phi) = e^{-jl\phi}$ , donde  $l$  es un número entero y  $\phi$  es el ángulo de periodicidad que oscila entre 0 y  $2\pi$ . Para  $\mathbf{Z}(z)$ , tenemos que  $\mathbf{Z}(z) = e^{-j\beta z}$ , donde  $\beta = nk$  es la constante



de propagación. De esta forma, la solución general se escribe como:

$$\mathbf{U} = \mathbf{R}(r)e^{-j(l\phi+\beta z)}. \quad (2.16)$$

Sustituyendo la ecuación 2.16 en 2.15 y derivando, tenemos:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) = 0. \quad (2.17)$$

Ahora, teniendo en cuenta que tenemos un índice de refracción escalonado como el mostrado en la Figura 2.1,  $n = n_1$  en el núcleo y  $n = n_2$  en el revestimiento, tenemos dos ecuaciones que dependen de la posición radial. De esta forma, se tienen:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{R}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial r} \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) = 0. \quad (2.18)$$

Lo cual genera una dependencia del índice de refracción en  $r$  y en  $\beta$ , de forma que se tienen dos ecuaciones dependientes del radio, que se escriben como:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{R}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial r} + \left( K^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \mathbf{R} = 0, \quad (2.19)$$

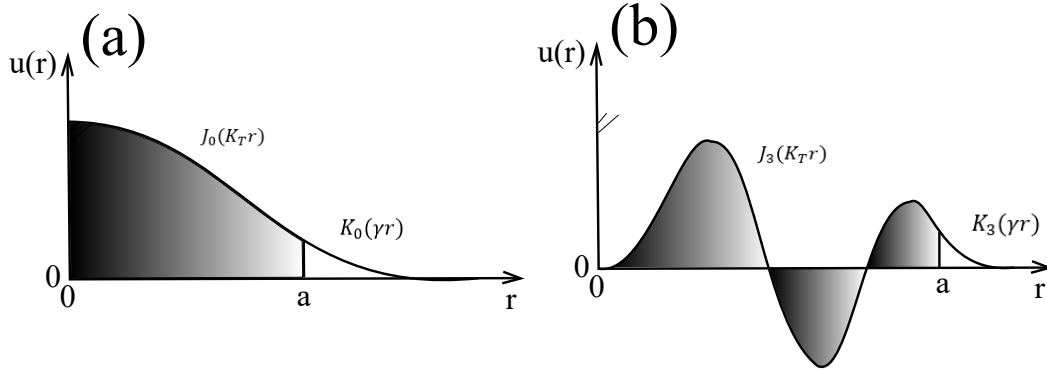
$$\frac{\partial^2 \mathbf{R}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial r} + \left( \gamma^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) \mathbf{R} = 0. \quad (2.20)$$

Con  $K^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$  y  $\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$ , la ecuación 2.19 representa la ecuación para el núcleo y la 2.20 para el revestimiento. Estas ecuaciones son conocidas como las ecuaciones diferenciales de Bessel, las cuales tienen como solución las funciones de Bessel. De esta forma, las soluciones pueden ser escritas como:

$$R(r) = \begin{cases} J_l(Kr), & r < a \\ K_l(\gamma r), & r \geq a. \end{cases} \quad (2.21)$$

donde  $J_l(Kr)$  es la función de Bessel de primer tipo y de orden  $l$ , que cualitativamente oscila como un seno o un coseno con un decaimiento en amplitud a medida que  $r$  aumenta, y  $K_l(\gamma r)$  es la función modificada de Bessel de segundo tipo de orden  $l$ , que se aproxima a un decaimiento exponencial a medida que  $r$  crece. Ambas funciones deben ser continuas en la frontera, como se muestra en la figura 2.2.

Nótese como en la Figura 2.2 (a) y (b) el área debajo de la curva está sombreada para las funciones  $J_l(Kr)$  dentro del núcleo, y al llegar a la interfaz entre el núcleo y el revestimiento de la fibra, la amplitud de la función de amplitud radial disminuye de forma aproximada a una exponencial.



**Figura 2.2:** Ejemplo de continuidad en las funciones de Bessel. (a) función de Bessel de las ecuaciones 2.19 de orden 0 con y (B) funciones de Bessel de orden 3.

La ecuación 2.21 relaciona los términos  $K^2$  y  $\gamma^2$  de la siguiente manera

$$K^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 \quad (2.22)$$

El término  $n_1^2 - n_2^2$  se denota como  $NA^2$ , donde  $NA$  es conocido como la apertura numérica (Numerical Aperture, NA), el cual indica el grado en el cual la fibra óptica es capaz de captar la luz. Otra medida indicativa es la frecuencia normalizada, la cual se obtiene al multiplicar los términos  $K^2$  y  $\gamma^2$  por  $a$  para normalizar la ecuación. Esta frecuencia normalizada se denota como  $V$  y se calcula de la siguiente manera

$$V = \sqrt{K^2 a^2 + \gamma^2 a^2} \quad (2.23)$$

Recordando la ecuación 2.11, podemos escribir la ecuación 2.23 como

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} NA. \quad (2.24)$$

Este es un parámetro importante, dado que la ecuación 2.24 determina el número de modos que se propagan dentro de la fibra óptica y se puede observar que varía principalmente a través de dos parámetros, el radio del núcleo de la fibra y la longitud de onda que se propague. En particular, la fibra admite un solo modo, el modo fundamental, y por lo tanto es monomodal cuando  $V < 2,405$ . Esta condición se cumple, por ejemplo, para la fibra estándar SMF-28 a 1550 nm.

#### 2.1.4. Dispersión

Uno de los fenómenos que ocurren cuando la luz se propaga dentro de la fibra óptica a través de una longitud  $L$  y una frecuencia espectral  $\omega$  es que llega con un retraso dado por  $T = L/v_g$  donde  $v_g$  esta en unidades de  $m/s$  y es conocida como velocidad de grupo, la cual indica la

velocidad a la cual se propaga la envolvente del campo electromagnético y está dada por [25]

$$v_g = \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1}. \quad (2.25)$$

A su vez  $\beta$  se puede expresar como una serie de Taylor alrededor la de la frecuencia central dada por

$$\beta(\omega) = \sum_{m=0}^M \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^m, \quad (2.26)$$

con  $m = 0, 1, 2, \dots$  expandiendo los términos de bajo orden como:  $m = 0, 1$  y  $2$  y recordando que  $\beta = n\omega/c$  tenemos para el término

$$\beta_0 = n(\omega_0) \omega_0 / c \quad (2.27)$$

El término  $\beta_0$  indica una variación en función de  $n$  que a su vez es función de la frecuencia  $\omega$ , en particular si la frecuencia es constante, el índice de refracción también lo es, por lo que la  $\beta_0$  es constante igualmente.  $\beta_1$  es la primera derivada de  $\beta$  la cual es sencilla de obtener mediante la regla de la cadena y esta se escribe como

$$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left( n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = 1/v_g, \quad (2.28)$$

donde  $n_g$  es el índice de refracción de grupo. Suponiendo un cierto ancho espectral no nulo (como siempre ocurre en el caso de los pulsos) el índice de refracción no es constante por lo que la derivada del índice de refracción con respecto a la frecuencia angular es distinta de cero, sin embargo, si el ancho espectral es cero no hay contribución de  $\beta_1$  e igualmente para las derivadas de  $\beta$  de orden superior. Por otro lado, el término  $\beta_1$  involucra al índice de refracción de grupo el cual tiene como unidades  $s/m$  y describe un retardo temporal por unidad de longitud.

Para  $\beta_2$  es la segunda derivada de  $\beta$ , se obtiene igualmente mediante la regla de la cadena y esta se escribe como:

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn(\omega)}{d\omega} + \frac{d^2 n(\omega)}{d\omega^2} \right) = \frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} = \frac{dn_g/d\omega}{c}, \quad (2.29)$$

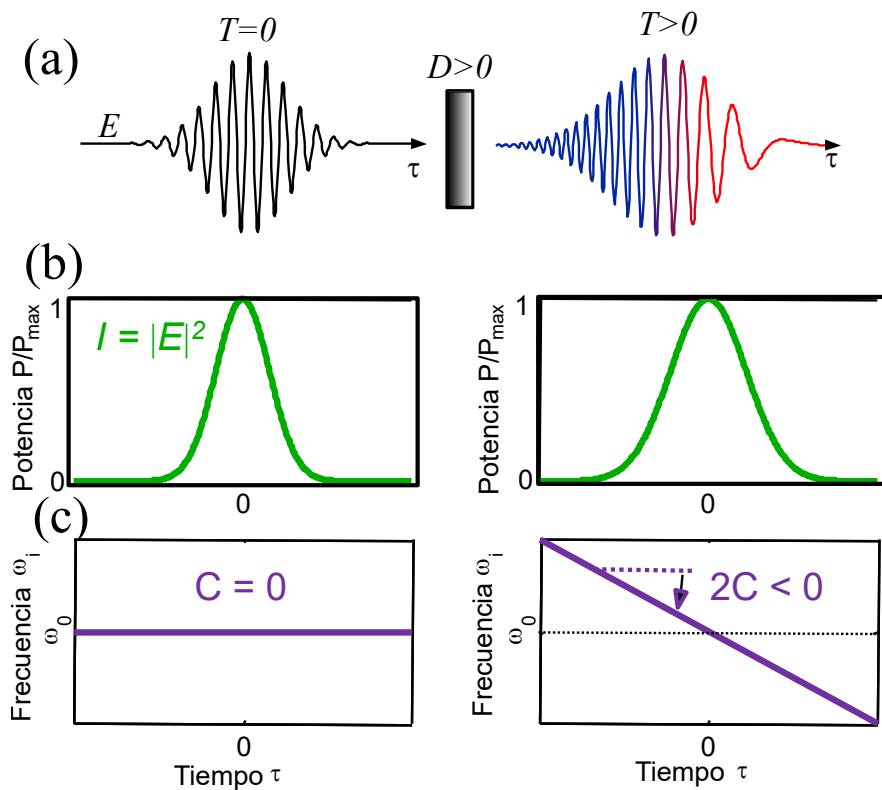
donde  $\beta_2$  representa la dispersión, definida en la ecuación 2.28 por lo que cada componente del espectro viaja con una cierta velocidad de grupo y de forma temporal el pulso tiende a ensancharse. En particular  $\beta_2$  se le conoce como dispersión de velocidad de grupo (Group Velocity Dispersion, GVD). El parámetro de dispersión  $D$  (en  $ps/nm/km$ ) es posible obtenerlo pasando de frecuencias angulares a longitud de onda el término de  $\beta_2$  ( $ps^2/km$ ), de

forma que:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (2.30)$$

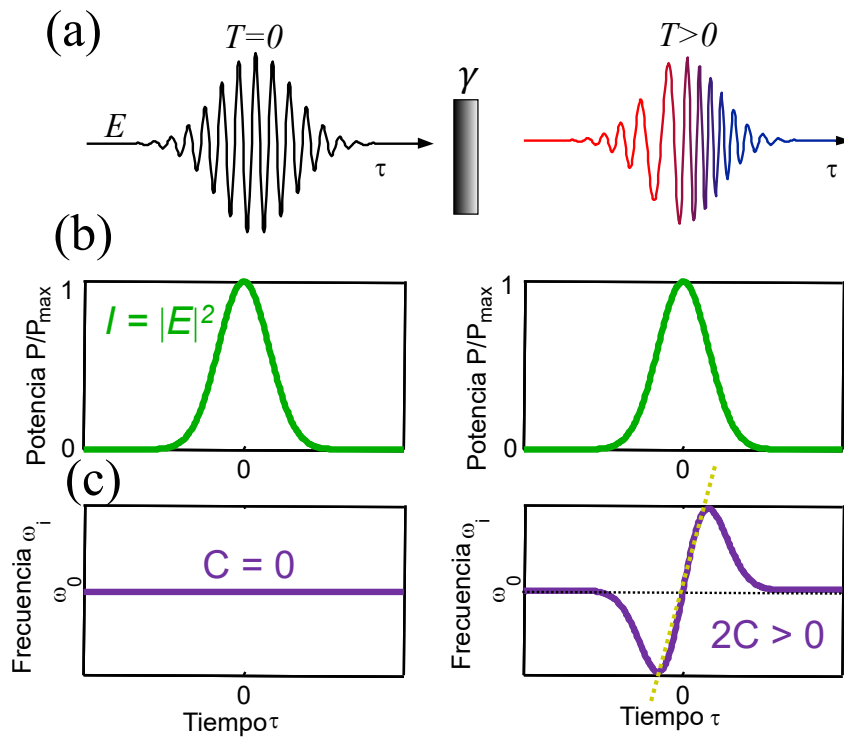
Si consideramos que  $D < 0$  y  $\beta_2 > 0$ , dispersión normal, las componentes espectrales se distribuirán de forma que las longitudes de onda cortas se atrasen y las longitudes de onda largas se adelanten, es decir si se propaga un pulso centrado en un  $\tau = 0$  las componentes de longitudes de onda cortas se corren hacia tiempos positivos y las longitudes de onda largas hacia tiempos negativos, teniendo como consecuencia un ensanchamiento del pulso. Este parámetro resulta de suma importancia dado que, con esta información por medio del mapeo temporal, se puede averiguar hacia que valores de longitudes de onda el pulso interacciona en el caso de dinámicas.

A este fenómeno de variación temporal de la frecuencia (longitud de onda) se le conoce como chirp y en este caso es positivo (frecuencia aumenta, longitud de onda disminuye con el tiempo), como lo muestra la figura 2.3. En fibra SMF-28 la dispersión es normal para  $\lambda < 1285 \text{ nm}$  en el caso de dispersión material y  $\lambda < 1313 \text{ nm}$  por dispersión cromática total (material y la contribución de la dispersión de la guía de onda) [31, 32].



**Figura 2.3:** Propagación de un pulso en un medio con dispersión anómala (a) separación de frecuencias espectrales, (b) ensanchamiento del pulso en el perfil temporal y (c) generación del chirp negativo, por lo que la pendiente es negativa).

Por otra parte, para  $D > 0$  y  $\beta_2 < 0$  dispersión anómala las componentes espectrales se distribuirán de forma que las longitudes de onda cortas se adelanten y las longitudes de onda largas se atrasen, es decir si se propaga un pulso centrado en un  $\tau = 0$  las componentes de longitudes de onda cortas se corren hacia tiempos negativos y las longitudes de onda largas hacia tiempos positivos, teniendo como consecuencia de nuevo un ensanchamiento uniforme del pulso. El chirp en este caso es negativo, como se muestra en la figura 2.4. En fibra SMF-28 la dispersión es anómala para  $\lambda > 1285 \text{ nm}$  para el caso de dispersión por material y  $\lambda > 1313 \text{ nm}$  por dispersión cromática total [31].



**Figura 2.4:** Propagación de un pulso en un medio con dispersión normal (a) separación de frecuencias espectrales, (b) ensanchamiento del pulso en el perfil temporal y (c) generación del chirp positivo.

## 2.2. Fibras ópticas dopadas con tierras raras

En láseres de fibra óptica o en amplificadores es común emplear fibras ópticas dopadas con iones de tierras raras, por ejemplo, iterbio, erbio, tulio, etc. Dado que los iones absorben la luz del bombeo (que comúnmente es de una longitud de onda más corta o una energía mayor) para emitirla en la longitud de onda del amplificador o láser. Este proceso se le conoce como proceso de conversión descendente. Este tipo de fibras se les denomina comúnmente fibras activas, dado que son componentes que requieren de energía externa, además de la señal que se propaga para poder amplificar y proporcionar más energía al sistema, que particularmente

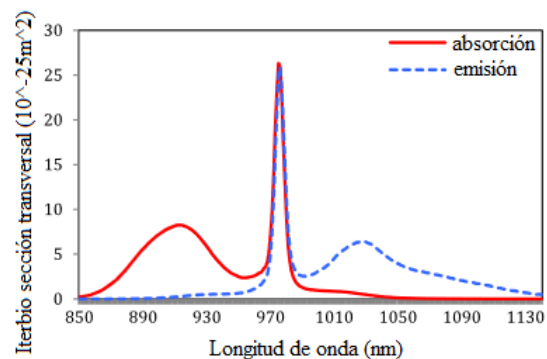
tienen una ganancia y una eficiencia alta. A continuación, se describen las tierras raras que se emplearon en el presente trabajo.

### 2.2.1. Iterbio

El iterbio (Yb) es un elemento que pertenece a la familia de los lantánidos, también conocidos como tierras raras. Fue descubierto por el químico suizo Jean Charles Galissard de Marignac en 1878 [33].

Las fibras dopadas con iterbio son fibras ópticas que contienen iones de iterbio como impurezas controladas en su núcleo o en su revestimiento. Estos iones de iterbio pueden ser estimulados con luz para emitir fotones, lo que permite su uso en aplicaciones como amplificadores de fibra óptica y láseres de fibra. Es singularmente interesante como dopante en fibras ópticas debido a sus propiedades de emisión en la región del infrarrojo cercano. Esto significa que puede generar y amplificar señales de luz en longitudes de onda que son útiles para aplicaciones de comunicaciones ópticas y láseres de fibra óptica.

Las fibras dopadas con iterbio se utilizan en una variedad de aplicaciones, como comunicaciones ópticas de alta velocidad, donde se utilizan para amplificar señales ópticas y extender la distancia de transmisión en redes de fibra óptica. También se utilizan en láseres de fibra de alta potencia para aplicaciones industriales, médicas y científicas [34–36].



**Figura 2.5:** Espectros de absorción y emisión del iterbio [1].

El iterbio tiene una fuerte absorción en la región cercana a los 980 *nm* del espectro electromagnético. Esta banda de absorción se utiliza ampliamente en aplicaciones de amplificación óptica, como amplificadores de fibra óptica de la región de telecomunicaciones. Por otro lado, tiene emisión en la región cercana a los 1.03  $\mu\text{m}$ . Esta longitud de onda es ampliamente

utilizada en láseres de fibra óptica dopados con iterbio. Estos láseres operan en el infrarrojo cercano y se utilizan en una variedad de aplicaciones, como medicina, telecomunicaciones, investigación científica y fabricación industrial [37–39].

### 2.2.2. Erbio

El erbio fue descubierto en 1843 y forma parte de la serie de los lantánidos, su desarrollo de aplicaciones en campos como la fabricación de materiales magnéticos y su uso en tecnología láser [33]. Continúa siendo objeto de estudio e investigación en la actualidad, dadas sus características ópticas de emisión y absorción.

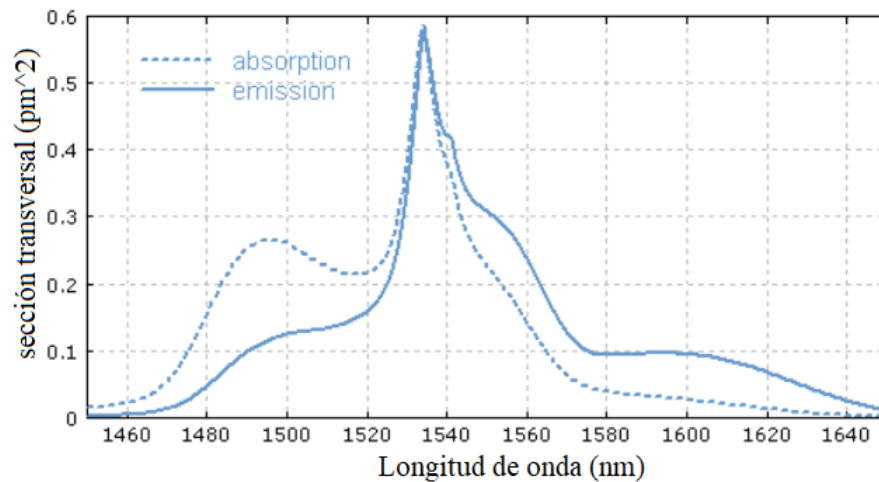


Figura 2.6: Espectros de absorción y emisión del Erbio [2].

El erbio (Er) tiene varias regiones de absorción características en el espectro electromagnético. Estas regiones corresponden a un gran espectro, dentro de las cuales el Erbio tiene una alta capacidad de absorber energía en regiones específicas.

El erbio tiene una banda de absorción fuerte en el cercano infrarrojo, alrededor de 980 nm. Esta banda de absorción se utiliza en aplicaciones como amplificadores ópticos de fibra dopada con erbio. En estos dispositivos, la luz de entrada es absorbida por los iones de erbio en la fibra óptica, lo que les proporciona energía y amplifica la señal óptica. Por otro lado, otra banda de absorción empleada es alrededor de 1.5  $\mu\text{m}$  donde también muestra una absorción significativa. Esta región de absorción se utiliza en tecnologías de telecomunicaciones, como amplificadores ópticos de fibra dopada con erbio en la banda c de comunicaciones con fibras ópticas [40].

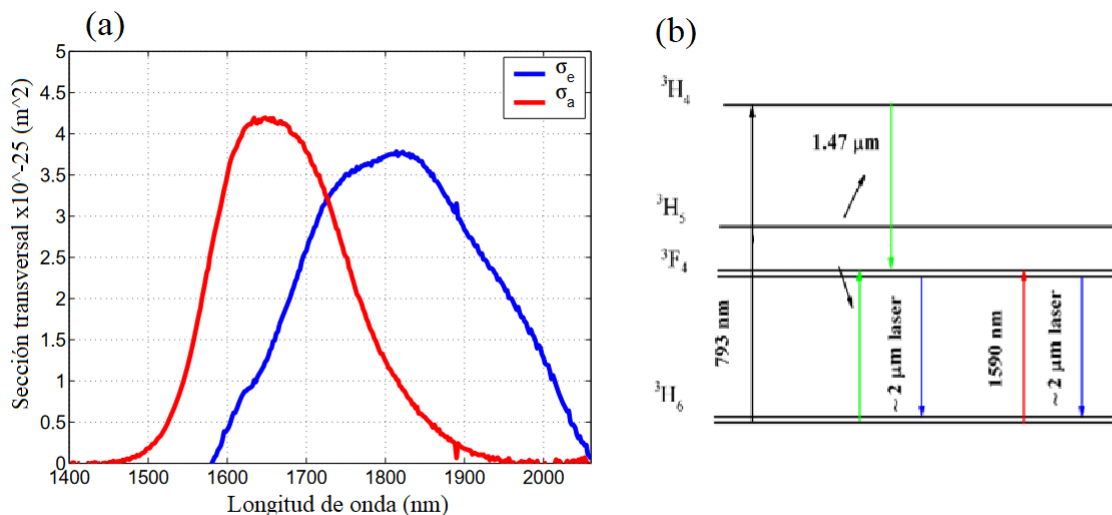
Estas regiones de absorción del erbio son importantes en el diseño y funcionamiento de

dispositivos y sistemas ópticos que aprovechan la capacidad de absorción de este elemento en longitudes de onda específicas. Al absorber energía en estas regiones, el erbio puede desempeñar un papel crucial en la amplificación óptica y las comunicaciones de fibra óptica.

La emisión del erbio se encuentra alrededor de  $1.5 \mu\text{m}$ , la cual es una de las características más destacadas del erbio por la capacidad de emitir luz en la región del infrarrojo cercano. Esta región de emisión es altamente utilizada en aplicaciones de telecomunicaciones de fibra óptica. Las fibras dopadas con erbio amplifican la señal óptica en esta longitud de onda, lo que permite la transmisión eficiente de datos a largas distancias en las redes de telecomunicaciones. Otra emisión, aunque poco frecuente empleada es la fluorescencia, la cual emite alrededor de  $0.55 \mu\text{m}$  (verde). Esta emisión se produce cuando los iones de erbio son excitados a un nivel más alto y luego vuelven a su estado fundamental, liberando energía en forma de radiación en esta longitud de onda. Aunque la emisión en el verde no es tan común o intensa como la emisión en el infrarrojo cercano, se ha estudiado y utilizado en ciertas aplicaciones, como la generación de luz verde en láseres de estado sólido [41].

### 2.2.3. Tulio

El tulio fue descubierto en 1879 por los químicos suecos Per Teodor Cleve y Lars Fredrik Nilson. Desde su descubrimiento, el tulio ha sido objeto de investigación continua en términos de sus propiedades físicas, químicas y sus posibles aplicaciones. Se ha destacado por sus propiedades magnéticas y ópticas [33].



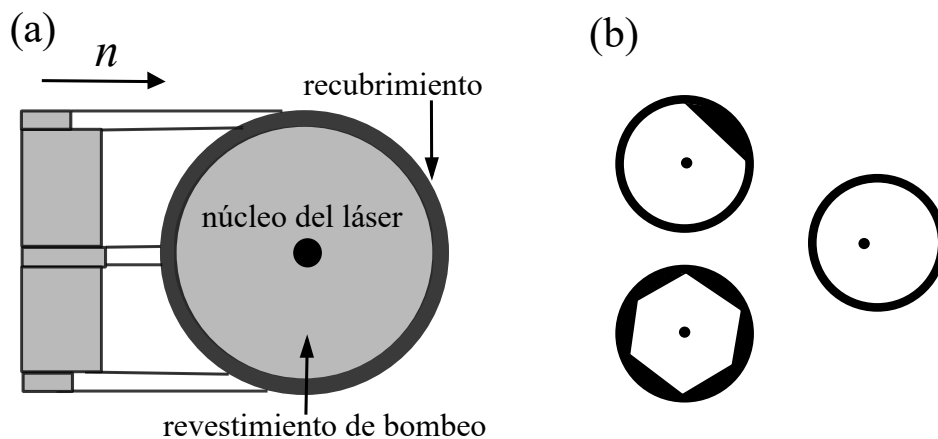
**Figura 2.7:** (a) espectros de absorción y emisión del tulio y (b) diagrama de bandas energéticas del tulio [3].



El tulio posee varias regiones de absorción y emisión que se emplean para diversas aplicaciones en la ciencia, medicina, etc. Por ejemplo, tiene una fuerte absorción en el rango del infrarrojo cercano, particularmente alrededor de los 980 nm y los 1470 nm. Estas regiones de absorción se utilizan en aplicaciones de láser de estado sólido y amplificadores ópticos de fibra dopada con tulio [3, 42]. Estas regiones de absorción y emisión del tulio son importantes en aplicaciones de tecnología láser, amplificación óptica y telecomunicaciones. El tulio dopando diferentes medios permite la generación y amplificación de luz en longitudes de onda específicas, lo que tiene aplicaciones prácticas en campos como la comunicación óptica, medicina y la investigación científica [36, 43].

#### 2.2.4. Fibras ópticas dopadas con doble revestimiento

En su forma más simple, una fibra dopada de alta potencia se diseña como una estructura de doble revestimiento. El primer revestimiento rodea un núcleo dopado, en el que el índice de refracción del núcleo suele ajustarse para guiar únicamente el modo fundamental. El segundo revestimiento está formado por una guía de onda multimodo con un área y una apertura numérica mucho mayores, de manera que luz de bombeo puede acoplarse al revestimiento de bombeo con una alta eficiencia. Sin embargo, la pequeña absorción de la señal a amplificar a lo largo de la fibra no se describe mediante un exponencial (ley de Beers) [44] debido a la existencia de modos con un solapamiento espacial bajo con el núcleo dopado y que, por lo tanto, se absorben de forma despreciable. Para evitar estos modos, las fibras pueden diseñarse de forma asimétrica dentro de la estructura de doble revestimiento. La ruptura de la simetría garantiza una absorción intrínseca independiente de la curvatura y suele ser la opción preferida en cuanto a diseño. La figura 2.8 muestra ejemplos con un núcleo desplazado o formas modificadas.



**Figura 2.8:** Perfiles transversales de fibras de doble núcleo. (a) perfil de índice de refracción de una fibra óptica con doble revestimiento y su perfil de índice de refracción simétrico y (b) perfiles de fibra con doble revestimiento como: forma de D, core off-set y hexagonal.

## Amplificadores de fibra óptica

Los amplificadores ópticos surgen de la necesidad de aumentar la energía de una señal pequeña a una de ordenes de magnitud mayor. Las primer investigación en un marco teórico y experimental de los amplificadores ópticos se remontan a 1961 donde P.P. Kisliuk y W.S. Boyle emplearon dos máseres para generar un amplificador de un pulso producido por el primer máser y el segundo como medio de amplificación, reportaron una amplificación de 2 (aproximadamente 3 dB) [42, 45], sin embargo mencionan que las dificultades para obtener este resultado fueron altas, debido a efectos de temperatura en la barra de Ruby que alteraba de manera severa la ganancia, además de la dificultad de sincronizar la descarga de los capacitores de ambos máseres. La amplificación no fue alta sin embargo esto presento ser un buen preámbulo para el desarrollo de los amplificadores ópticos. Posteriormente en 1962 Geusic y Scovil reportaron una amplificación de 1000 (30 dB) [46]. Sin embargo, fue hasta 1964 que Charles J. y Elias Snitzer publicaron un estudio teórico y experimental de amplificadores de fibra óptica,. Los cuales emplearon una fibra óptica dopada de neodimio de 1 m de longitud, en la cual midieron la ganancia en función de la energía del pulso de entrada y la energía del pulso de salida en función de tiempo, obteniendo una ganancia  $5 \times 10^4$  [47].

## Ganancia de un amplificador

El coeficiente de ganancia de los amplificadores de fibra se refiere a la medida de cuánto se amplifica una señal óptica al pasar a través del amplificador de fibra. Este coeficiente de ganancia se expresa típicamente en unidades de dB y es calculado mediante:

$$G = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \quad (2.31)$$

donde  $P_{in}$  es la potencia de entrada (en watts),  $P_{out}$  es la potencia de salida (en watts) y  $G$  es la ganancia del amplificador expresada en dB. Nótese que cuando la potencia de entrada es mayor a la de salida la relación será menor a uno, por lo que la ganancia será negativa, es decir  $G < 0$  dado por el logaritmo. Por otro lado, si la potencia de salida es mayor a la de entrada la relación será mayor a la unidad por lo que la  $G > 0$ . En los amplificadores de fibra dopados con tierras raras (Doped Fiber Amplifier, DFA), la tierra rara actúa como dopante en la fibra óptica y es responsable de la amplificación. El coeficiente de ganancia en un DFA depende de varios factores, como la concentración de la tierra rara en la fibra, la longitud de onda de la señal óptica, la potencia de bombeo y de la señal de entrada y la longitud de la fibra dopada.

## 2.3. Efectos no lineales en fibras ópticas

La respuesta de cualquier material dieléctrico ante la presencia de campos EM (Electro Magnéticos) intensos es no lineal. Clásicamente, la respuesta no lineal de medios dieléctricos en presencia de campos EM puede describirse mediante el movimiento anarmónico de los electrones en el material bajo la perturbación de un campo  $\mathbf{E}$  aplicado. Como resultado la polarización total del medio contiene una contribución lineal y una no lineal con el campo EM, es decir [48]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \dots), \quad (2.32)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad en el vacío,  $\chi^{(n)}$  representa la susceptibilidad de orden n-ésimo y  $\mathbf{E}$  es el campo E. De manera general el primer término de la ecuación 2.32 es la contribución lineal de  $\chi^{(1)}$  y describe el comportamiento de  $\mathbf{P}$  lineal. La respectiva susceptibilidad describe fenómenos como el índice de refracción lineal y el coeficiente de absorción. El segundo término de la ecuación 2.32 define la polarización de orden dos y es responsable de los efectos ópticos no lineales, por ejemplo: la generación del segundo armónico [48, 49], suma de frecuencias, etc. [50]. Sin embargo, en particular en las fibras ópticas estos fenómenos no lineales de segundo orden no suelen presentarse ya que la sílice, material con el que están hechas las fibras ópticas, es centro simétrico. Sin embargo, se ha reportado la presencia de defectos y esfuerzos internos inducidos en el proceso de fabricación, permitiendo la generación de efectos ópticos no lineales de segundo orden [49]. Por último, la contribución a la polarización de orden tres en la ecuación 2.32 describe los fenómenos como la generación del tercer armónico, mezcla de cuatro ondas, efecto Kerr [48, 51, 52].

### 2.3.1. Efecto Kerr óptico

El fenómeno Kerr óptico es un fenómeno no lineal el cual provoca un índice de refracción no lineal que contribuye al índice de refracción total  $\tilde{n}$  que se escribe como [52]:

$$\tilde{n} = n_1 + \tilde{n}_2 I, \quad (2.33)$$

donde  $I$  es la intensidad del campo EM,  $\tilde{n}$  es el índice de total,  $n_1$  es el coeficiente de índice de refracción lineal (a bajas intensidades),  $\tilde{n}_2$  es el coeficiente de índice de refracción no lineal (a intensidades altas), que está relacionado con  $\chi^{(3)}$  mediante la siguiente ecuación [52]:

$$\tilde{n}_2 = \frac{3}{8n_1} Re \{ \chi^{(3)}_{xxxx} \} \quad (2.34)$$

La dependencia del índice de refracción a la intensidad de campo conduce a fenómenos no lineales, entre los cuales para, el fin del trabajo se expondrán la automodulación de fase (Self-Phase Modulation, SPM) y la modulación de fase cruzada (Cross-Phase Modulation, XPM).

### 2.3.2. Auto modulación de fase

La SPM se observó por primera vez en 1967 en pulsos ópticos que se propagan en una celda llena de Sulfuro de carbono [53]. En 1970, la SPM se había observado en sólidos y vidrios utilizando pulsos de picosegundos. La primera observación de SPM en fibras ópticas se realizó con una fibra cuyo núcleo estaba lleno de Sulfuro de carbono líquido [54]. Este trabajo condujo en 1978 a un estudio sistemático de SPM en una fibra con núcleo de sílice [55]. La SPM es manifestación de la dependencia de la intensidad del índice de refracción en medios ópticos no lineales. Es un fenómeno que conduce al ensanchamiento espectral de los pulsos ópticos debido al cambio de fase no lineal  $\Delta\phi_{NL}$  en un medio con  $\tilde{n}_2 > 0$  dado por [52]

$$\Delta\phi_{NL}(z, T) = |\gamma A(z=0, T)|^2, \quad (2.35)$$

donde  $z$  es la longitud de la fibra,  $A$  es la amplitud del pulso y el módulo cuadrado indica la potencia y  $\gamma$  es el parámetro no lineal en la fibra óptica (dado en unidades de  $1/W/m$ ), calculado mediante [52]

$$\gamma = \frac{2\pi\tilde{n}_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (2.36)$$

donde  $A_{eff}$  es el área efectiva del modo en la fibra.

### 2.3.3. Modulación de fase cruzada

La XPM es un proceso derivado del efecto Kerr en el cual se induce un cambio de fase no lineal, debido a la interacción de dos campos EM con frecuencias distintas ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ) o estados de polarización diferentes. Es vital remarcar que en el proceso de XPM no hay intercambio de energía entre los dos campos EM que interactúan. El cambio de fase esta dado por [52]

$$\Delta\phi_{NL} = \tilde{n}_2 k_0 z / A_{eff} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2), \quad (2.37)$$

donde suponemos que ambos haces con la misma polarización. Donde  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $E_1$  y  $E_2$  son los campos que interactúan,  $z$  es la longitud de la fibra. Es importante notar que cuando existe un sólo campo con frecuencia  $\omega_1$ , solo producirá el proceso de SPM de manera que el cambio de fase no lineal es:  $\Delta\phi_{NL} \propto |E_1|^2$ . En particular, en la base de polarización lineal  $(E_x, E_y)$ , donde  $E_x$  es la componente en polarización lineal horizontal del pulso y  $E_y$  es la componente en polarización lineal vertical. Entonces cada una de las componentes del campo se autoinducirá un cambio de fase no lineal debido al efecto de SPM. Por otro lado, cada componente del campo inducirá un cambio de fase no lineal a la otra componente debido al efecto de XPM. Como resultado, los efectos simultáneos de XPM y SPM inducirán una birrefringencia no lineal en la fibra óptica.

### 2.3.4. Rotación no lineal de la polarización

La birrefringencia no lineal inducida por los procesos SPM y XPM produce un cambio en las componentes del índice de refracción dadas por [52]

$$\tilde{n}_x = n_x + \Delta n_x, \quad (2.38)$$

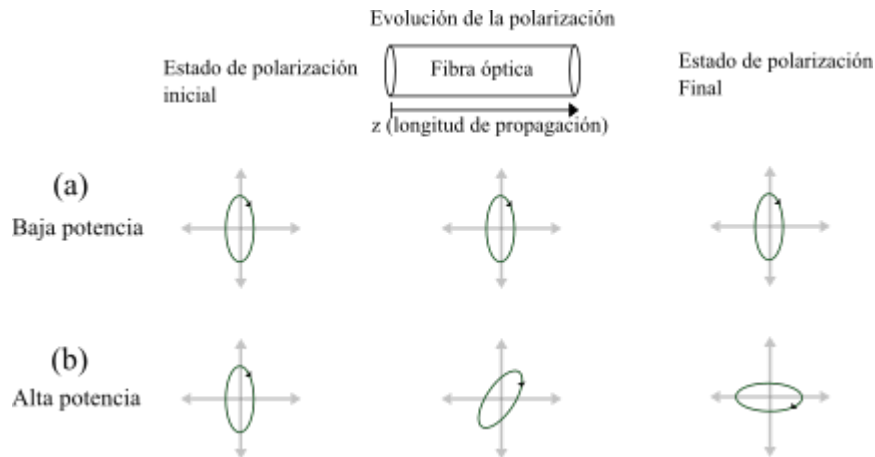
$$\tilde{n}_y = n_y + \Delta n_y, \quad (2.39)$$

donde  $\tilde{n}_x$  es la componente total horizontal del índice de refracción,  $\tilde{n}_y$  es la componente total vertical del índice de refracción,  $n_x$  es la componente horizontal del índice de refracción lineal,  $n_y$  es la componente vertical del índice de refracción lineal,  $\Delta n_x$  y  $\Delta n_y$  son el cambio de índice de refracción no lineal en las componentes horizontal y vertical respectivamente. Definidas como [52]

$$\Delta n_x = \tilde{n}_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \quad (2.40)$$

$$\Delta n_y = \tilde{n}_2 \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right), \quad (2.41)$$

donde los primeros términos de las ecuaciones 2.40 y 2.41 representan las contribuciones del efecto SPM y los segundos términos representan las contribuciones del efecto XPM. En particular la birrefringencia no lineal en la fibra óptica produce una variación del estado de polarización (azimut) que depende de la potencia del pulso. Esta variación en el estado de polarización se le conoce como rotación no lineal de polarización (Nonlinear Polarization Rotation, NPR). Por lo que un pulso generado en láser en una cavidad de fibra óptica bajo estas consideraciones, rotará su estado de polarización en función de su intensidad. Es decir, si el pulso es de baja intensidad entonces el estado de polarización permanecerá constante o rotará un mínimo debido a la birrefringencia intrínseca de la fibra óptica. Por otro lado, si el pulso es de intensidad grande el estado de polarización rotará como consecuencia de la birrefringencia no lineal, como lo ilustra la figura 2.9. Este efecto de NPR es muy útil en para realizar un efecto de absorbedor saturable, conduciendo a la formación de pulsos en láseres de fibra (amarre de modos). En efecto, si se inserta un polarizador en la cavidad, para un ajuste adecuado de la polarización (realizado mediante controladores de polarización), gracias a la NPR se puede obtener una transmisión a través del polarizador que es baja a bajas potencias, y alta a altas potencias, lo que producirá un tren de pulsos..



**Figura 2.9:** Esquema del NPR en fibra óptica. (a) efecto a bajas potencias y (b) altas potencias.

## 2.4. Láseres de fibra óptica

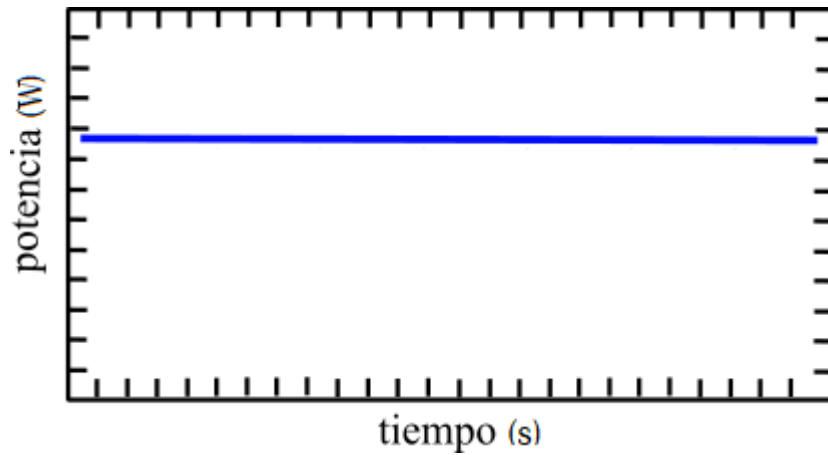
En la década de 60's se desarrollaron los primeros láseres, utilizando medios activos como el rubí y el helio-neón [56]. Sin embargo, la idea de utilizar una fibra óptica como medio activo para un láser aún no se había explorado. En 1975, investigadores de la Universidad de Southampton demostraron experimentalmente el primer láser de fibra óptica utilizando una fibra dopada con erbio [56]. Cinco años después se produjeron avances significativos en los láseres de fibra óptica. Se desarrollaron fibras dopadas con elementos como el erbio, el neodimio y el tulio, que permitieron la amplificación y generación de luz láser en diferentes longitudes de onda. Se logró una mayor eficiencia y estabilidad en los láseres de fibra óptica. Para los 90's los láseres de fibra óptica se convirtieron en una tecnología ampliamente utilizada en aplicaciones de comunicaciones ópticas [56]. La capacidad de transmitir señales de datos a través de fibras ópticas con alta velocidad y capacidad de amplificación en el mismo medio fue un avance significativo en las comunicaciones.

En los últimos años, los láseres de fibra óptica han seguido evolucionando. Se han desarrollado láseres de fibra de alta potencia para aplicaciones industriales y médicas [57], así como láseres de fibra de estado sólido y láseres de fibra con un espectro supercontinuo para aplicaciones científicas y de investigación [58].

### 2.4.1. Laser en modo continuo

Un láser de fibra en modo continuo, también conocido como CW (Continuous Wave), es un tipo de láser de fibra que produce un haz de luz láser de forma continua y estable en lugar de generar pulsos láser. En contraste con los láseres pulsados que emiten pulsos de luz de

corta duración, los láseres de fibra en modo continuo generan un haz de luz láser constante y estable.



**Figura 2.10:** Traza temporal de un láser de onda continua.

En un láser de fibra en modo continuo, la emisión de luz láser ocurre de manera continua sin interrupciones. Esto se logra mediante la utilización de un medio amplificador de fibra dopada con elementos como el erbio o el iterbio, que se bombea constantemente con una fuente de energía externa, generalmente un láser de diodo. El haz láser emitido por un láser de fibra en modo continuo tiene una potencia constante y una frecuencia determinada por las características del medio amplificador y la configuración de la cavidad óptica. Estos láseres son utilizados en una amplia gama de aplicaciones, como comunicaciones ópticas de alta velocidad, medicina y cirugía láser, metrología, investigación científica, procesamiento de materiales, y muchas otras áreas donde se requiere un haz láser constante y estable [59].

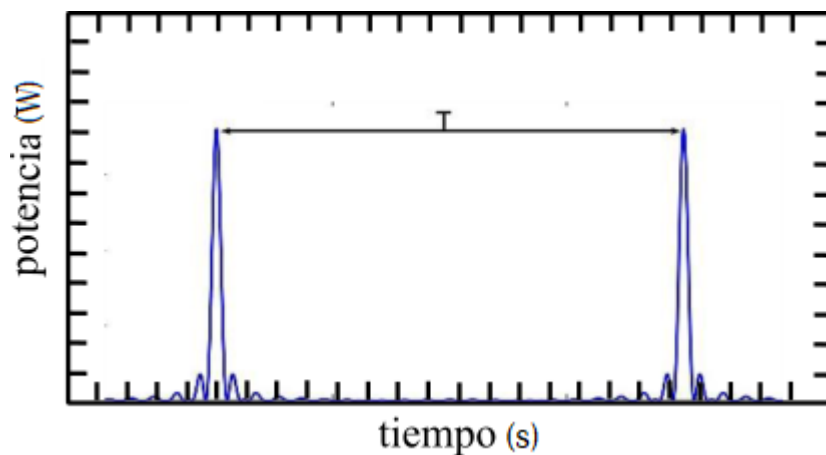
### 2.4.2. Láser en modo pulsado

Un láser de fibra en modo pulsado es un tipo de láser de fibra óptica que emite pulsos de luz con una breve duración como lo muestra la figura 2.11, que se repiten periódicamente, dicho periodo en láseres de fibra óptica y en particular los que se realizan mediante la técnica de amarre de modos pasivo está determinado por la longitud de la cavidad. Estos láseres generan pulsos de alta potencia y corta duración, lo que los hace adecuados para una amplia gama de aplicaciones que requieren precisión y control temporal.

En un láser de fibra en modo pulsado, se utilizan técnicas especiales para generar y controlar los pulsos láser. Estas técnicas pueden incluir modulación de la corriente de bombeo, modulación de la fase o el uso de elementos como moduladores acústico-ópticos o electro-ópticos. Estos métodos permiten controlar la duración, la forma y la repetición de los pulsos genera-

dos por el láser.

Los láseres de fibra en modo pulsado tienen varias características deseables. Por un lado, pueden generar pulsos láser con duraciones muy cortas en el rango de picosegundos (ps) a femtosegundos (fs), lo que los hace adecuados para aplicaciones de alta velocidad y alta resolución temporal. Además, pueden generar pulsos de alta potencia, lo que es útil en aplicaciones que requieren una alta intensidad de luz concentrada en un breve período de tiempo.



**Figura 2.11:** Traza temporal de un láser de onda pulsada.

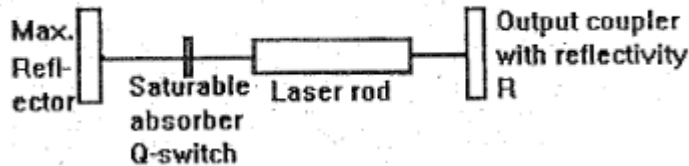
Existen diversas técnicas por las cuales se puede realizar una láser fibra óptica pulsado. En el presente trabajo se describen las principales técnicas las cuales son Q-Switching y el ML (Mode Locking).

## **2.5. Técnicas para generar pulsos en láseres de fibra óptica**

### **2.5.1. Q-Switching**

El Q-Switching es una técnica utilizada en láseres de fibra y otros tipos de láseres para generar pulsos láser de alta energía y corta duración (del orden de ns). El término Q-switch se refiere a una conmutación del factor de calidad del láser (factor Q), que controla la transmisión de energía almacenada en la cavidad del láser.



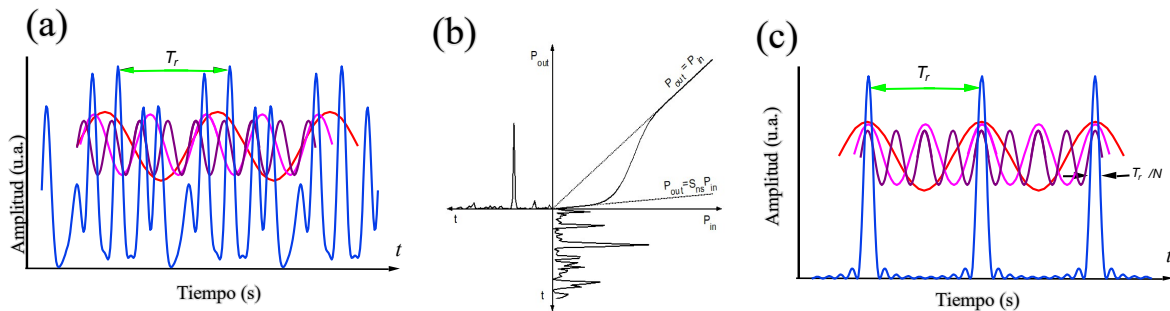


**Figura 2.12:** Esquema a bloques de un láser de Q-switch [4].

En un láser de fibra con Q-switch, un absorbedor saturable actúa como un interruptor que bloquea la retroalimentación óptica dentro de la cavidad del láser, acumulando la energía láser generada. Una vez que la energía ha sido acumulada, el Q-switch se activa y permite que la energía óptica se libere rápidamente, generando así un pulso láser de alta potencia y corta duración. Dichos mecanismos para la implementación de esta técnica son variados, sin embargo, destacan los moduladores acusto-ópticos.

### 2.5.2. Amarre de modos

El amarre de modos es una técnica utilizada en láseres de fibra para generar pulsos láser extremadamente cortos (fs-ps) y de alta energía. En lugar de tener múltiples modos longitudinales compitiendo por la emisión láser, como lo muestra la figura 2.13 (a), el amarre de modos asegura que todos los modos estén sincronizados para generar pulsos bien definidos. Existen dos vertientes las cuales son el amarre de modos activo (se modulan las pérdidas periódicamente mediante un modulador, en general electro-óptico, controlado por una señal externa), y el amarre de modos pasivo, en cual caso se utiliza un absorbedor saturable dentro de la cavidad láser de fibra. El absorbedor saturable tiene la propiedad de absorber la luz láser de baja intensidad y transmitir la luz láser de alta intensidad, como ilustra la figura 2.13 (b). Esto crea una realimentación no lineal que favorece la generación de pulsos, como lo muestra la figura 2.13 (c). Los pulsos se generan de forma natural debido a la interacción del absorbedor saturable con el láser de fibra, sin necesidad de modulación externa.

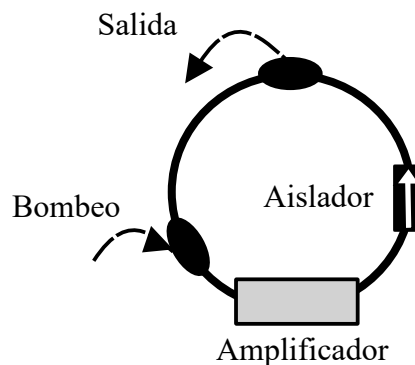


**Figura 2.13:** Patrón de intensidad (a) modo free running, (b) absorbedor saturable y (c) modos en fase.

## 2.6. Cavidades de láseres de fibra óptica

### 2.6.1. Láser de anillo

Un láser en cavidad de anillo, también conocido como láser de anillo, es un tipo de láser que utiliza una configuración especial de cavidad óptica en forma de anillo cerrado (ver figura 2.14). A diferencia de los láseres convencionales que utilizan una cavidad lineal, en un láser de anillo la trayectoria del haz láser forma un lazo cerrado. El diseño básico de un láser de anillo consiste en un medio amplificador de ganancia óptica, como una fibra dopada, acopladores y demás componentes. Además comparado con una cavidad Fabry-Perot, se elimina la necesidad de espejos en los extremos de una cavidad lineal; sin embargo, para asegurar la operación láser en un solo sentido se requiere el uso de un aislador. Para la generación de pulsos (amarre de modos), se puede implementar una función de absorbedor saturable en un láser de anillo, utilizando la NPR en la fibra, introduciendo un polarizador y un controlador de polarización en el anillo.



**Figura 2.14:** Esquema básico de un láser de fibra en configuración de anillo.

Los láseres de anillo tienen varias ventajas y aplicaciones específicas. Debido a su trayecto de retroalimentación más largo, pueden generar pulsos láser de alta potencia, corta duración

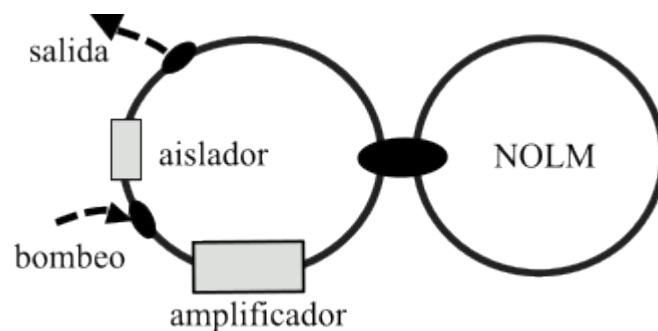
y una mayor estabilidad en la frecuencia. Además de una mayor calidad del haz láser. Estos láseres se utilizan en diversas aplicaciones, como comunicaciones ópticas, procesamiento de señales ópticas, mediciones precisas, espectroscopía [60, 61] y otras áreas que requieren un haz láser de alta calidad y rendimiento.

### 2.6.2. Láser de figura ocho

Un láser de figura ocho (LF8) es un tipo de láser que consta de dos componentes principales: un láser de fibra configuración de anillo (unidireccional) y un espejo de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM) (bidireccional), como lo muestra la figura 2.15. El NOLM es un dispositivo óptico que juega el papel de absorvedor saturable en el funcionamiento del láser de figura ocho.

En el arreglo del F8L, la señal proveniente de la cavidad de anillo se introduce en el NOLM y se divide en dos señales mediante un acoplador. Estas señales viajan en sentido contrario dentro del lazo del NOLM. A medida que se propagan a través del lazo, experimentan cambios en su fase y amplitud debido a los efectos no lineales del NOLM.

Al llegar a la salida del NOLM, las dos señales se recombinan. En este punto, las condiciones de interferencia dependen de la intensidad óptica de las señales, como se ha descrito anteriormente. La interacción entre las señales en el NOLM permite obtener pulsos de luz con características específicas, como alta energía y duración ultracorta [62–64].

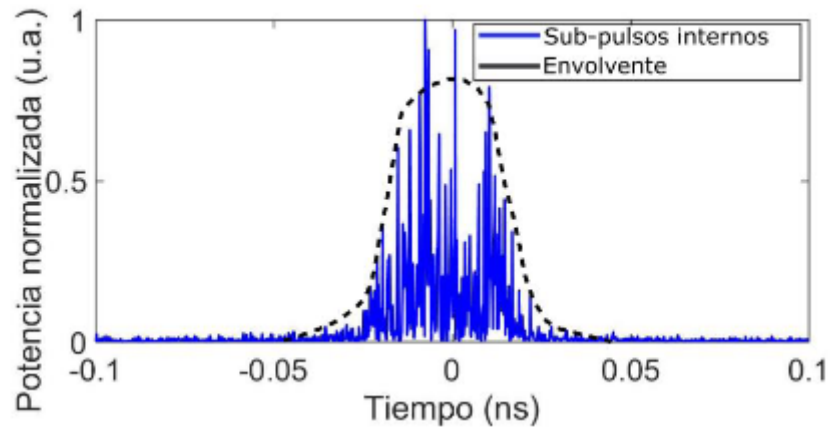


**Figura 2.15:** Esquema básico de un láser de fibra en configuración de figura ocho.

## 2.7. Pulsos de ruido

Dentro del contexto de los láseres de fibra óptica de amarre de modos pasivo se pueden encontrar diversos tipos de pulsos, los cuales poseen características singulares. Entre ellos se encuentran los pulsos de ruido.

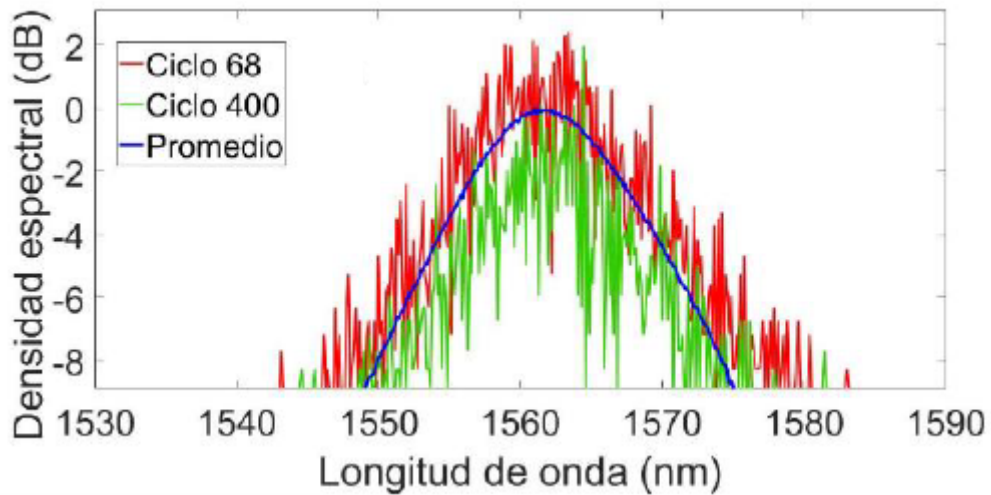
Los pulsos de ruido (Noise-Like Pulses, NLP) son pulsos del orden de ns los cuales son enormes paquetes de picos de fs-ps, de tal forma que, al observar en un osciloscopio con ayuda de



**Figura 2.16:** Forma temporal del pulso de ruido (línea punteada representa la envolvente del pulso y la línea azul la simulación de los pulsos individuales) [5].

un fotodetector, se observaría una envolvente del orden de los ns, que no permite distinguir cada sub-pulso individual, como se ilustra en la figura 2.16. Los sub-pulsos generados por el láser interactúan fuertemente entre ellos, por lo que este tipo de pulsos suele ser caótico, inclusive al observar la envolvente en el osciloscopio la envolvente cambia de manera impredecible. Lo cual genera un atractivo notorio para el estudio de dinámicas, en especial para los regímenes de operación no estacionarios. La formación de pulsos de ruido es atribuida a la desintegración de pulsos tras alcanzar amplitudes altas y la alta ganancia del medio amplificador del láser, otro fenómeno que es causante de este tipo de pulsos el efecto de birrefringencia no lineal.

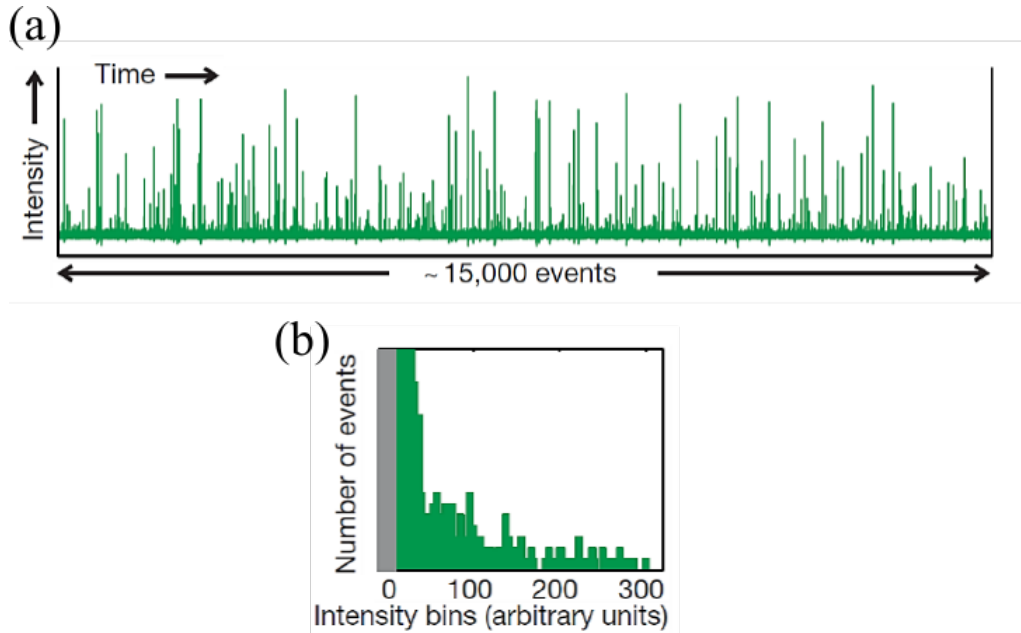
Dichos pulsos tienen características especiales como su espectro, el cual es un espectro ancho y característico, sin embargo, la medida dada por el OSA muestra un espectro promedio, y en realidad puede estar fluctuando ciclo tras ciclo. Sin embargo en los últimos años [5] se han desarrollado técnicas experimentales, que por medio de fibra altamente dispersiva el pulso se dispersa hasta el punto que cada componente temporal le corresponde una componente espectral, este proceso se le conoce como mapeo espectral [5], y por medio de la transformada dispersiva de Fourier se obtiene el espectro de un solo disparo (single-shot) de cada pulso de ruido aislado. Este procedimiento se realiza mediante la transformada dispersiva de Fourier (Dispersive Fourier Transform, DFT). En la figura 2.17. Se puede observar la diferencia entre el espectro de varios pulsos de ruido mediante el tiempo que realiza la medición (traza azul), por otra parte en la traza roja y verde se nota un espectro variante que cambia rápidamente a través de los ciclos. Ondas gigantes



**Figura 2.17:** Espectro de un pulso de ruido medido por un OSA y por medio de la técnica DFT [5].

## 2.8. Ondas gigantes

El concepto de ondas gigantes (Optical Rogue Waves, ORW) surge en el contexto oceanográfico, donde se reportaban olas con un tamaño fuera de lo normal, que, si bien se pueden confundir con tsunamis, las olas gigantes no suelen atribuirse a un solo fenómeno que desemboque en una ola gigante, sino más bien una serie de fenómenos aleatorios y es precisamente esto lo que las hace difíciles de predecir. En el contexto óptico las ORWs son pulsos que se manifiestan inesperadamente y cuya amplitud es mayor al promedio de el tren de pulsos. La primera observación en láseres de fibra fue en 1995 para explicar pulsos extraños de un ancho de banda grande en el proceso de la generación del supercontinuo [65]. En el contexto de pulsos para considerar a un pulso de luz como una ORW debe cumplir con ciertos criterios. Por ejemplo, que la amplitud sea mayor al promedio del tercio de los pulsos más intensos (Significant Wave Height, SWH).



**Figura 2.18:** (a) Tren de pulsos (single-shot) y (b) histograma de las amplitudes de los pulsos [5].

Las ORWs han atraído una atención significativa en los últimos años debido a sus propiedades intrigantes y aplicaciones potenciales. Se han observado en varios sistemas ópticos, incluyendo fibras ópticas, cristales no lineales y cavidades láser. Los investigadores están estudiando las características, estadísticas y dinámicas de las ORWs para comprender mejor sus mecanismos subyacentes y explorar sus aplicaciones en áreas como las comunicaciones ópticas, la óptica ultrarrápida y la óptica no lineal.

## 2.9. Mapeo temporal

El mapeo temporal es una herramienta fundamental para comprender y controlar la evolución temporal de las señales ópticas en medios no lineales. Permite visualizar y analizar los cambios en la forma de onda, la fase y la amplitud de la señal a medida que viaja a través del medio, lo que facilita el diseño y la optimización de sistemas ópticos no lineales para diversas aplicaciones. En particular en el presente trabajo se emplean por medio de trazas consecutivas (single-shot) y mediante la herramienta fast-frame, las cuales se describen continuación.

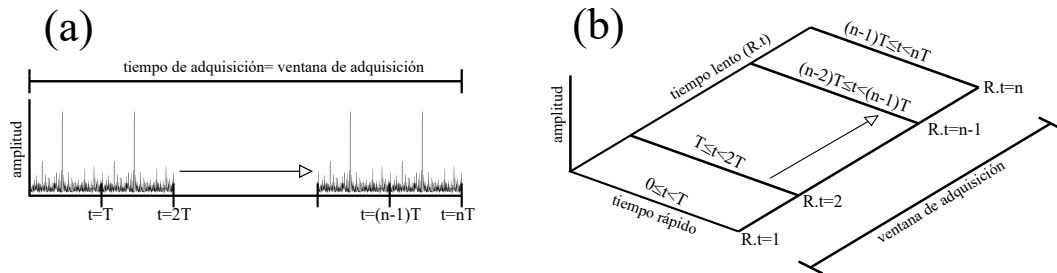
### 2.9.1. Trazas consecutivas

El mapeo temporal es una técnica que consiste en medir una serie de formas de onda en intervalos definidos o de forma consecutiva, y a partir de ellas, crear una imagen que visualice

la evolución temporal de la forma de onda medida. En el caso de las mediciones consecutivas, se realiza una medición single-shot capturando la mayor cantidad de periodos posibles y apilando cada periodo en un eje para formar una secuencia de imágenes que muestra la evolución dinámica de la forma de onda.

Sin embargo, una limitación importante del mapeo temporal basado en mediciones consecutivas es el tiempo total de medición, que suele ser limitado. Esto significa que solo se puede capturar la evolución en un período de tiempo reducido, generalmente del orden de milisegundos. Por lo tanto, esta técnica es adecuada para observar dinámicas rápidas con cambios significativos ciclo tras ciclo. No obstante, no es efectiva para capturar dinámicas que ocurren de manera gradual y lenta, ya que solo se pueden observar cambios cada cientos o miles de ciclos.

Es importante destacar que el mapeo temporal es una herramienta valiosa en el análisis de señales y permite comprender mejor la evolución temporal de las formas de onda. Sin embargo, la elección de la técnica de mapeo adecuada depende de la dinámica específica que se desea estudiar. Para observar dinámicas más lentas y graduales, pueden ser necesarios enfoques alternativos, como mediciones a intervalos más largos o técnicas de promediado para capturar cambios sutiles a lo largo del tiempo.



**Figura 2.19:** Esquema representativo del mapeo temporal por medio de trazas consecutivas (a) tren de pulsos y (b) corte del tren de pulsos para obtener el mapeo temporal.

### 2.9.2. Fast frame

El mapeo temporal utilizando la función fast frame es una técnica que permite capturar de manera rápida y secuencial una serie de formas de onda para visualizar la evolución temporal de una señal. Esta técnica es especialmente útil cuando se desea estudiar dinámicas rápidas y cambios transitorios en la forma de onda.

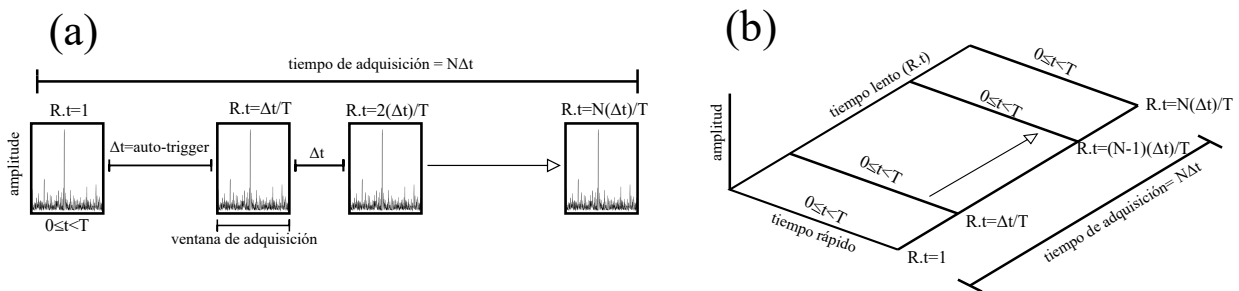
En el proceso de mapeo temporal con la función fast frame, se realiza una secuencia de mediciones de forma consecutiva en intervalos de tiempo. Cada medición captura un instante

específico de la señal y se apila secuencialmente para formar una secuencia de single-shots o frames que representan la evolución temporal de la señal a lo largo del tiempo.

La principal ventaja de utilizar la función fast frame es su capacidad para adquirir una gran cantidad de datos en un corto período de tiempo. Esto permite capturar dinámicas rápidas y transitorias que podrían perderse con técnicas de muestreo más lentas. Además, la alta velocidad de adquisición de datos proporcionada por esta función permite obtener una resolución temporal más precisa, lo que facilita el análisis detallado de la señal y la identificación de eventos de corta duración.

Es importante tener en cuenta que la función fast frame puede tener algunas limitaciones dependiendo de las características del sistema de adquisición de datos y la velocidad de la señal que se desea estudiar. Por ejemplo, la velocidad de adquisición puede estar limitada por la capacidad de procesamiento de la electrónica de adquisición o por la tasa de muestreo del osciloscopio utilizado. Es importante seleccionar adecuadamente los parámetros de configuración para garantizar una adquisición óptima de los datos y evitar la distorsión de la señal debido a limitaciones técnicas.

Además, los intervalos de tiempo no son constantes a lo largo de la adquisición, por lo que hay que tomar en cuenta que existe un desplazamiento temporal en el eje rápido del mapeo temporal, en trabajos anteriores [66, 67] se desarrolló un algoritmo que compensa el desplazamiento temporal.



**Figura 2.20:** Esquema representativo del mapeo temporal mediante la función fast-frame (a) captura de frames y (b) apilación de los frames para obtener el mapeo temporal.





## Capítulo 3

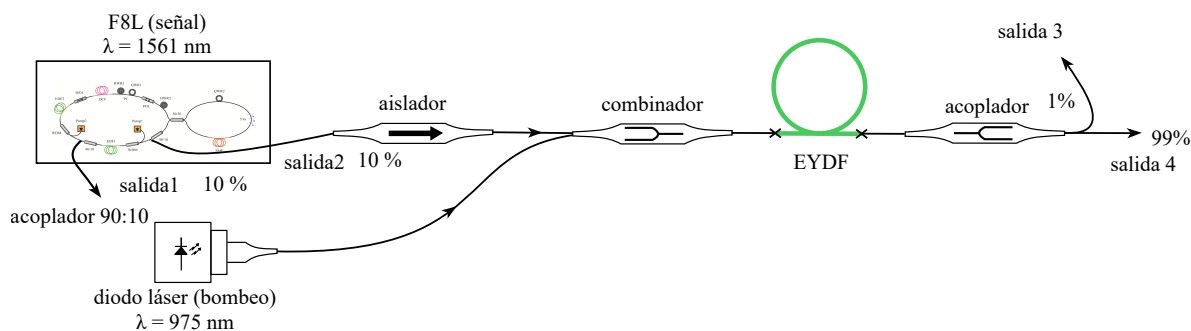
# RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN

### 3.1. Amplificador de fibra óptica co-dopada de $Er^{3+}$ : $Yb^{3+}$

Dado que no se cuenta con un láser de bombeo comercial en el laboratorio se empleó un láser de figura ocho construido en el laboratorio, el cual puede emitir en la región de 1550 nm en régimen continuo y en pulsado, por medio de un ajuste en las placas de control de polarización; dicho funcionamiento de láser de figura ocho es discutido en [68]. Para ello en la salida del láser de figura ocho solo se obtiene una salida de 6.6 mW operando en modo continuo y de 7.5 mW en modo pulsado, las potencias fueron medidas en un acoplador de salida insertado a la salida del aislador. Como estas potencias no son suficientes para bombear el láser de anillo de  $Tm^{3+}$ , se desarrolló un amplificador de fibra óptica.

En la figura 3.1 se presenta el esquema experimental empleado, el cual consta del láser de figura ocho que proporciona la señal a amplificar, un aislador independiente de la polarización (IO-H-1550FC, Thorlabs) que protege al laser de figura ocho de reflexiones y un acoplador 90:10 que proporciona una salida señalada como salida 1, la cual se emplea la salida del 10 % para monitorear la señal del LF8 y la salida 2 será la señal a amplificar. Posteriormente se tiene diodo de bombeo (QSP 975 10, QPhotonics) con una longitud de onda central de 975 nm, ambas señales son enviadas al combinador (2632797, ITF Technologies Inc.) para posteriormente pasar a la fibra óptica co-dopada con  $Er^{3+}:Yb^{3+}$  de doble revestimiento (MM-EYDF-12/130-HE, Nufern) con una longitud de 3 metros. Finalmente se incluyó un acoplador 99:1 (C-WD07008422, Thorlabs) debido a que posteriormente en el trabajo, el esquema presentado en la figura 3.1 se aplicará como bombeo al láser de  $Tm^{3+}$  por medio de la salida 4 (99 %); la salida 3 (1 %) permitirá monitorear la salida de la señal amplificada,

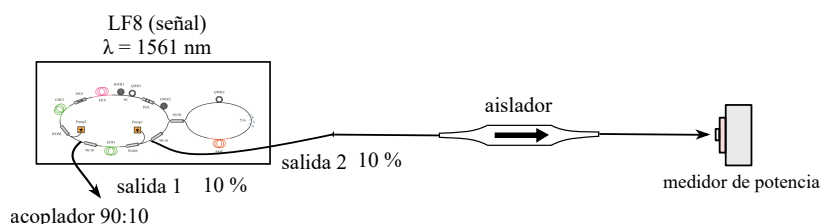
teniendo una referencia del espectro de figura ocho y el amplificado.



**Figura 3.1:** Esquema experimental del amplificador co-dopado con  $Er^{3+}:Yb^{3+}$  fibra óptica.

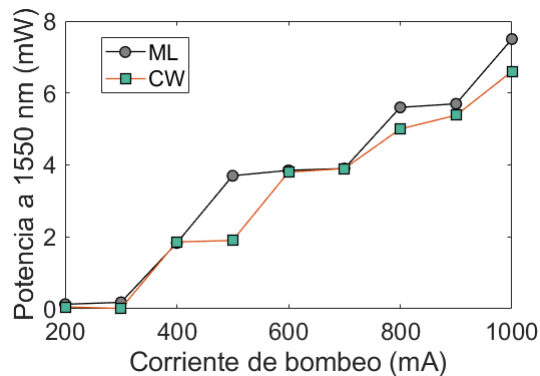
### 3.1.1. Caracterización del láser de figura ocho

Para la caracterización del láser de figura ocho se realizó una medición de la potencia promedio por medio de un medidor de potencia que se muestra 3.2, después del aislador (IO-H-1550FC, Thorlabs) dependiente de la polarización, insertado para evitar la perturbación del láser de figura ocho con la señal del ASE- del amplificador.



**Figura 3.2:** Esquema de medición para la caracterización del LF8.

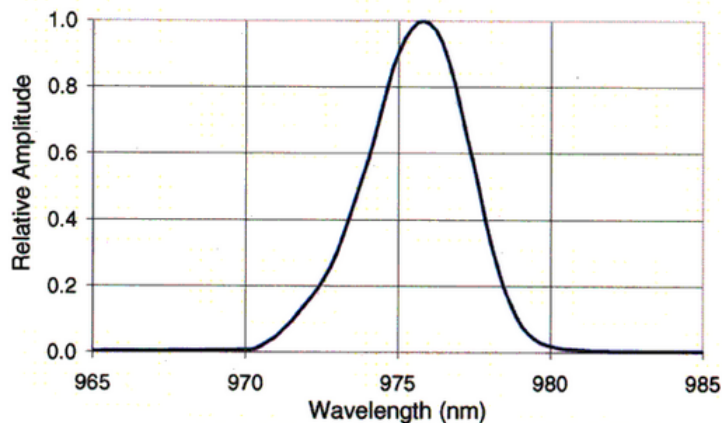
En la figura 3.3 se muestra la curva de caracterización del láser de figura ocho, el cual opera en dos regímenes (CW y ML). Ambos regímenes son controlados por placas retardadoras, que por medio de ajustes finos se modula el régimen de operación. La salida de ambos regímenes fue seleccionada de manera que el LF8 registrara la mayor potencia de salida para ambos regímenes. En ambos casos el LF8 presento una corriente de umbral de 300 mA, donde en ambos casos emitieron en CW. Por otro lado, la potencia de amarre se presentó hasta los 500 mA, donde la curva se nota con un aumento de potencia de alrededor de 2 mW (100%). La diferencia principal para nuestro propósito radica en la potencia, ya que el modo CW presenta una potencia promedio máxima de 6.6 mW y el ML una potencia promedio de 7.5 mW.



**Figura 3.3:** Curva de caracterización del LF8 en modo continuo y pulsado (la corriente fue variada encendiendo el primer bombeo en pasos de 100 mA hasta 500 mA y posteriormente la segunda fuente).

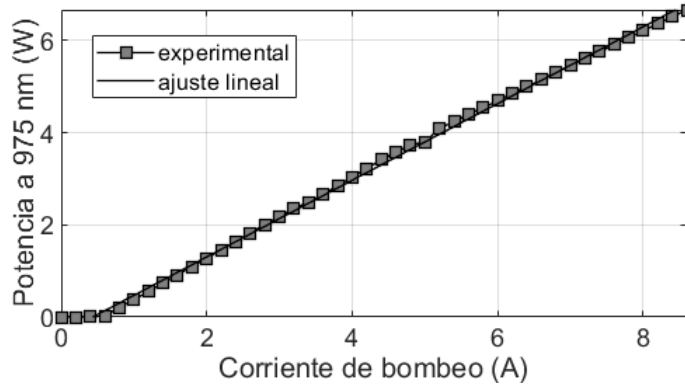
### 3.1.2. Caracterización del láser de bombeo 975 nm

Posteriormente se caracterizó el bombeo de la EYDF (Erbium-ytterbium Doped Fiber), para el cual se empleó un diodo de 10 W (QSP 975 10), QPhotonics. La hoja de datos da una eficiencia de 0.9 W/A y un espectro promedio como el que se muestra en la figura 3.4.



**Figura 3.4:** Espectro promedio del diodo QPHOTONICS 975 10.

Centrado a una longitud de onda de 975 nm, el diodo idealmente puede emitir una potencia de hasta 10 W, sin embargo, el desgaste por el uso y los componentes que se le empalman (combinadores, fibras, etc.) provocan que la potencia baje, por lo que se midió en la salida del combinador para monitorear la potencia real que se suministraría a la EYDF.

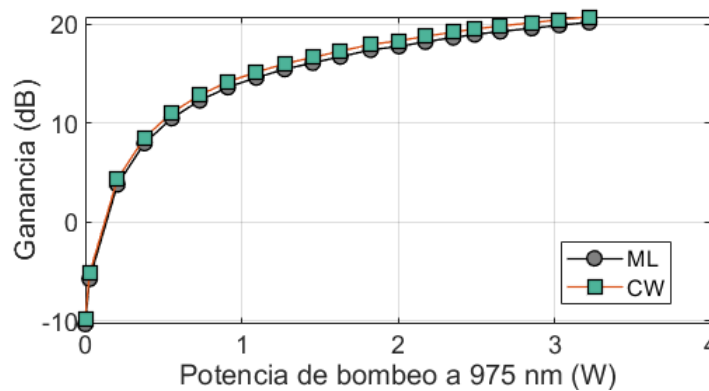


**Figura 3.5:** Curva experimental del diodo QSP 975 10, QPhotonics y ajuste lineal.

El diodo presenta un umbral experimental de 0.6 A, el cual coincide con el valor obtenido de la hoja de datos proporcionada por el fabricante. Por otro lado, la eficiencia experimental es de 0.832 W/A que está por debajo de la eficiencia descrita en la hoja de datos, esto se atribuye al desgaste por el uso o por pérdidas externas de los componentes empleados.

### 3.1.3. Caracterización del EYDFA

En la figura 3.6 se muestra la curva de ganancia (expresada en dB) contra potencia de bombeo con el diodo QSP 975 10. La ganancia fue determinada para un valor de potencia de señal máxima en salida del LF8, por lo que para CW fue de 6.6 mW la señal de entrada al amplificador, teniendo una ganancia de 20.74 dB y una potencia de salida de 0.783 W.



**Figura 3.6:** Curva experimental de ganancia del amplificador.

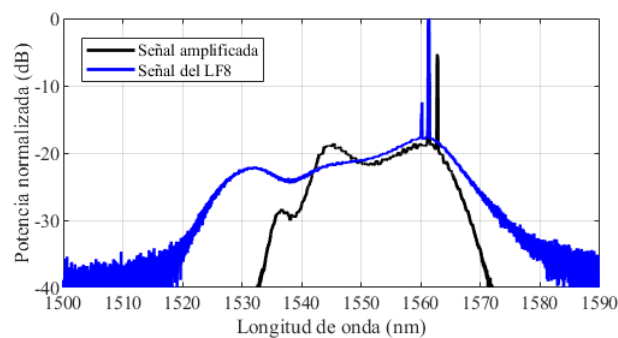
Por otra parte, para la operación en ML se tuvo una ganancia de 20.18 dB para una señal de entrada de 7.5 mW y una potencia en salida del amplificador de 0.793 W. Ambas curvas muestran una gran similitud, por lo que el modo de operación en este caso no presenta una

influencia considerable sobre la potencia de bombeo alcanzable para el láser de tulio. Cabe destacar que, aunque el diodo de bombeo puede proporcionar una potencia mayor de hasta 6.6 W, se observó saturación de la ganancia a partir de 3.2 W, por lo que aumentar la potencia más allá de este punto no era viable.

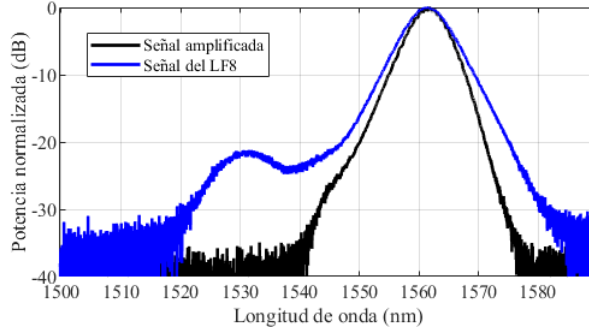
En las figuras 3.7 y 3.8 se muestran los espectros obtenidos por medio del arreglo mostrado en la figura 3.1. Dichos espectros fueron tomados bajo una potencia de bombeo de 3.2 W y la señal fue medida con una potencia máxima para ambos regímenes de operación.

Los resultados se muestran en la figura 3.7 para el caso de CW. Primero la señal de salida del LF8 muestra una línea principal en 1561 nm, una emisión secundaria y un amplio pedestal con una FWHM de 43.61 nm (curva azul). El espectro de la señal amplificada (curva negra) también presenta una línea principal a 1561 nm, una línea secundaria y un pedestal con una FWHM de 36.26 nm, la cual es menor a la del espectro de señal original, esto es debido a la región de absorción del erbio dado que posee un pico de absorción antes de 1530 nm y muy poca emisión en esa región.

Por último, mientras que la longitud de onda de emisión principal permaneció constante en 1561.19 nm, los picos secundarios son más variables. En particular, la señal de salida del LF8 presenta un pico de emisión secundario a 1560.19 nm, mientras que en la señal amplificada un pico secundario aparece a 1562.8 nm. Esto es debido a la inestabilidad del LF8 empleado en la señal, dado que con el tiempo los picos secundarios de emisión variaban.



**Figura 3.7:** Espectros de señal del LF8 y señal amplificada en modo CW.



**Figura 3.8:** Espectros de señal del LF8 y señal amplificada en modo ML.

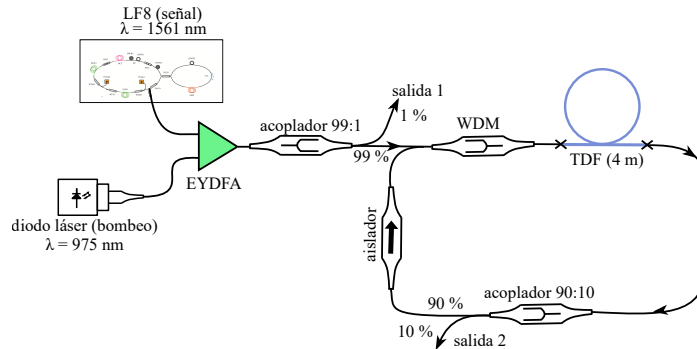
Para el caso de ML mostrado en la figura 3.8. La señal de salida del F8L muestra un espectro amplio, sin líneas CW, con una FWHM de 23.02 nm (curva azul). La señal amplificada muestra un espectro con una FWHM de 19.42 nm, la cual igualmente es menor a la del espectro de señal, esto de nuevo es debido a la región de absorción del Er dado que posee un pico de absorción antes de 1530 nm y muy poca emisión en esa región (curva negra). La gran similitud de los valores de amplificación para ambos regímenes se puede entender considerando la similitud espectral de las señales en ambos casos. Para el caso ML, el espectro es ancho; en el caso CW, el espectro de láser es estrecho, pero la señal está dominada por la emisión espontánea amplificada (ASE), la cual también es de banda ancha. Como ambas señales son similares en términos de potencia de entrada y espectro, es entendible que los valores de amplificación también sean similares en ambos casos.

## 3.2. Láser CW de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo bombeado con onda CW a $1.5 \mu m$

### 3.2.1. Esquema experimental

Para la presente sección se muestra el desarrollo y caracterización de un láser de cavidad de anillo en modo continuo, el cual se presenta en el esquema de la figura 3.9, teniendo bombeo dado por un láser de figura ocho operando en modo continuo y con ayuda de un EYDFA de doble recubrimiento bombeado a 975 nm. A su vez se añadió un acoplador 99:1 (C-WD07008422) para monitorear la señal de bombeo. La cavidad de anillo se realizó por medio de un multiplexor de longitud de onda (Wavelength division multiplexing, WDM) (WD1520FB), una fibra óptica dopada con  $Tm^{3+}$  (CoreActive SCF-TM-8/125), con 8 micrómetros de diámetro de núcleo y 125 micrómetros de diámetro exterior, con una absorción de 13 dB/m a 1567 nm; en este caso se empleó una longitud de 4 metros de fibra dopada de Tulio (Thulium Doped Fiber, TDF) posteriormente un acoplador 90:10 (TW2000R2F2B) introduciendo una salida de 10 % para monitorear la señal del láser de anillo y un aislador

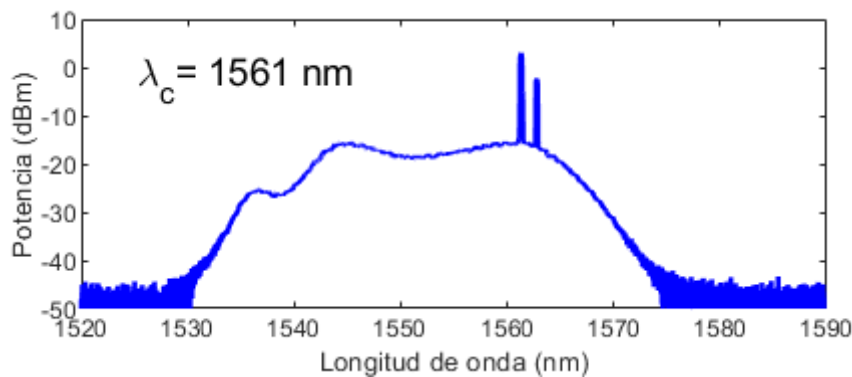
independiente de la polarización (IO-F-2000). La longitud de cavidad es de 11.75 metros. Las mediciones espectrales fueron realizadas mediante un analizador de espectro óptico (OSA, Optical Spectrum Analyzer) (YOKOGAWA, AQ6375).



**Figura 3.9:** Esquema experimental del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de anillo.

### 3.2.2. Eficiencia de la fibra dopada con $Tm^{3+}$

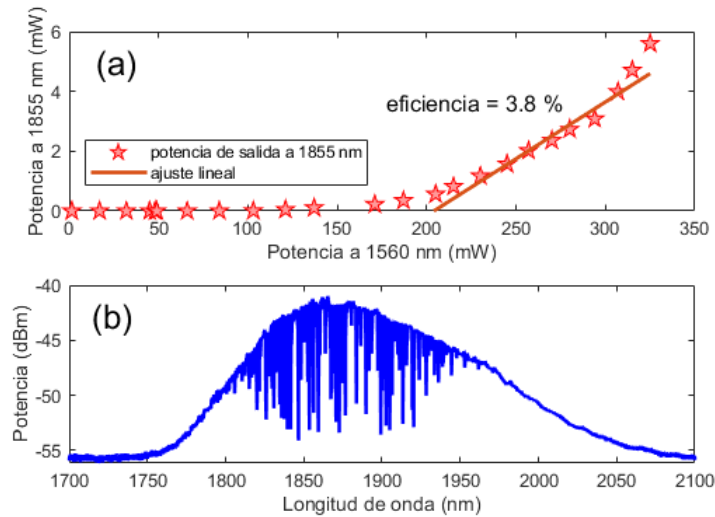
En primera instancia el láser de figura ocho que funge como láser de bombeo fue ajustado por medio de sus placas retardadoras para operar en régimen continuo a una potencia de 0.783 W. En la figura 3.10, se observa la existencia de dos líneas de láser, a 1561 nm y 1562 nm, aunque se nota que la emisión dominante del láser de figura ocho está centrada en 1561 nm, por lo que la medición de potencia de entrada se centro en esa longitud de onda. Por otro lado, se observa un amplio espectro de emisión espontánea amplificada (ASE) acompañando las líneas de láser. El espectro de absorción para la transición al nivel  $^3F_4$  del tulio tiene un ancho amplio de 200 nm (1400 nm a 1600 nm) aproximadamente, con una eficiencia de 0.24 a 1500 nm [69]. Por integración del espectro se calculó una contribución del 39.92 % para la longitud de onda central de 1561 nm y para 1562.8 nm en la emisión secundaria se tienen una contribución del 9.67 % y un ASE del 50.42 % por lo que la señal de ASE es considerable para la absorción.



**Figura 3.10:** Espectro de emisión del amplificador que se usó como bombeo al láser de  $Tm^{3+}$ .

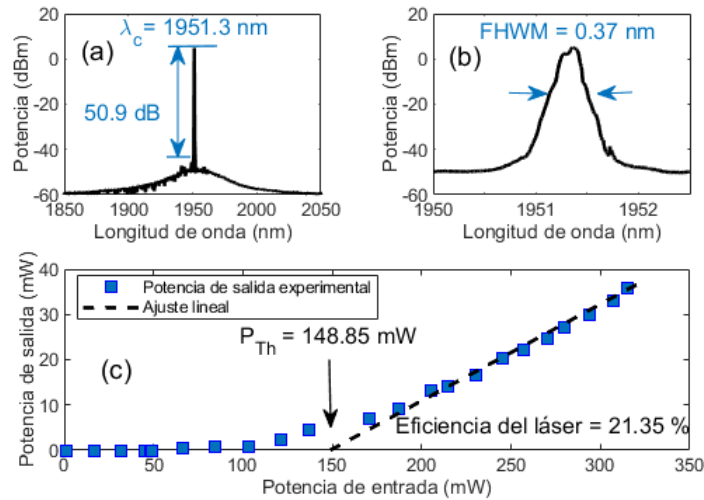


En la figura 3.11 (a) Se muestra la curva de eficiencia de conversión de potencia de la TDF la cual es de 3.8 %, esta fue determinada midiendo, en función de la potencia de bombeo a 1561 nm, la potencia de ASE+ en la salida, que corresponde a un espectro centrado a 1855 nm como lo muestra la figura 3.11 (b), obteniendo un ancho espectral FWHM de ruido ASE de 203 nm, que abarca desde 1791 nm a 1994 nm. Por otra parte, en la figura 3.11 (b) se notan picos presentes en la señal de ASE de la TDF, estas son debido a la absorción del agua, que por humedad absorbe de 1900 nm y en su estado líquido a 1950 nm [70]. Una desventaja es que se obtuvo a el momento de realizar el bombeo fue en la caída de potencia que sufrió el bombeo de 1561 nm, dado que posterior al WDM se registró una potencia máxima de 325 mW, esto es debido a la curva de transmisión del dispositivo y al acoplamiento de los núcleos de la EYDF con la SMF-2000.



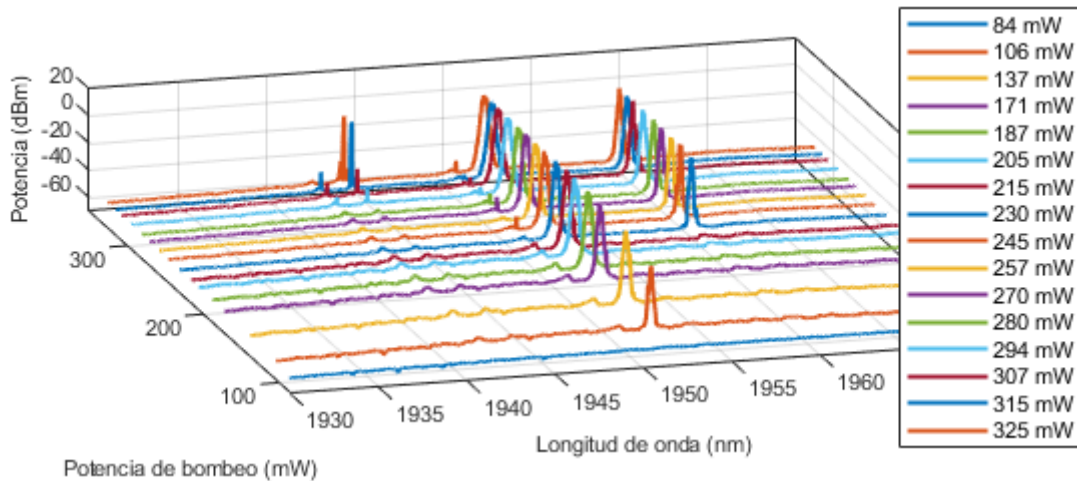
**Figura 3.11:** (a) Curva de la eficiencia de transferencia de potencia para la TDF con una longitud de 4 metros y (b) Espectro de emisión espontanea de la TDF a 300 mW de potencia de bombeo.

### 3.2.3. Caracterización del láser CW de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo



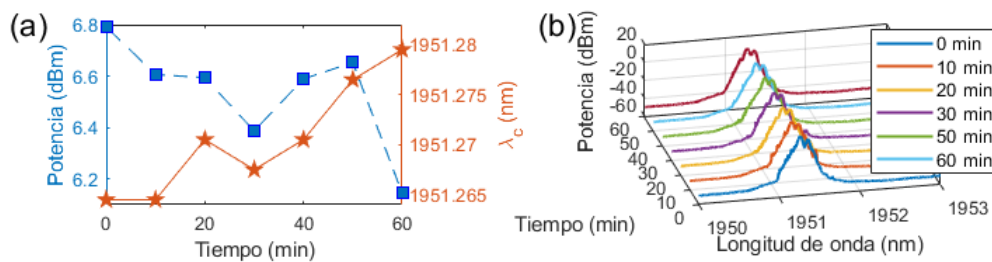
**Figura 3.12:** (a) Espectro de emisión del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de anillo con 137 mW de potencia de bombeo, (b) ancho FWHM a 137 mW de potencia de bombeo y (c) curva de eficiencia del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de anillo medido a una longitud de onda de 1951 nm.

En la figura 3.12. Se muestra la caracterización del láser en configuración de anillo, en la figura 3.12 (a) se muestra el espectro de emisión del láser para una potencia de bombeo de 137 mW, el cual emite a una longitud de onda central de 1951.3 nm y teniendo una relación señal ruido (Signal to Noise Ratio, SNR) de 50.9 dB por encima del ruido ASE, además se obtuvo un ancho espectral FWHM de 0.37 nm con una resolución de 0.01 nm y una potencia de umbral de 104 mW con una longitud de onda de bombeo centrada en 1561 nm; asimismo, se posee una eficiencia de conversión de potencia del 21.35 %.



**Figura 3.13:** Espectro de emisión del láser de Tulio en cavidad de anillo a diferentes potencias de bombeo.

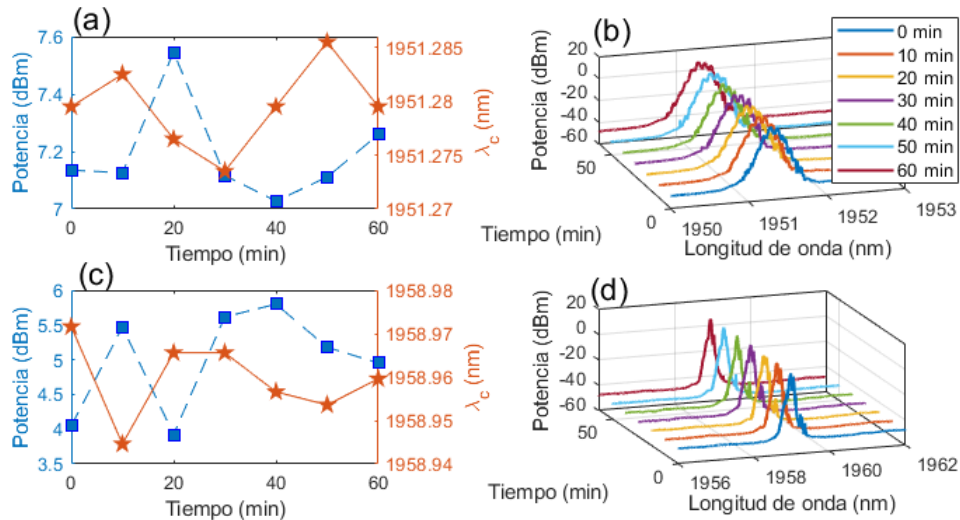
Al variar la potencia de bombeo se encontró que aparecen diferentes líneas de emisión, apareciendo como lo muestra la figura 3.13. En esta figura, el principal pico de emisión está en 1951 nm con una potencia de bombeo de 104 mW, sin embargo, al aumentar la potencia de bombeo hasta 230 mW apareció una segunda emisión a una longitud de onda de 1958 nm, de igual forma al seguir aumentando la potencia de bombeo hasta 315 mW se encontró una tercera emisión, de menor intensidad. Estas emisiones pueden ser removidas mediante un filtro espectral como rejillas de Bragg [70, 71] que inducen pérdidas en función de la longitud de onda y pueden ser fabricadas en particular para las longitudes de onda donde se encuentran los láseres [71, 72], sin embargo más adelante se mostrará la interacción que tienen los láseres secundarios con la emisión principal.



**Figura 3.14:** Medición de estabilidad del pico principal a 140 mW de bombeo. (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central (curva con puntos cuadrados y en pentágono respectivamente) y (b) Espectro en cascada de la emisión espectral.

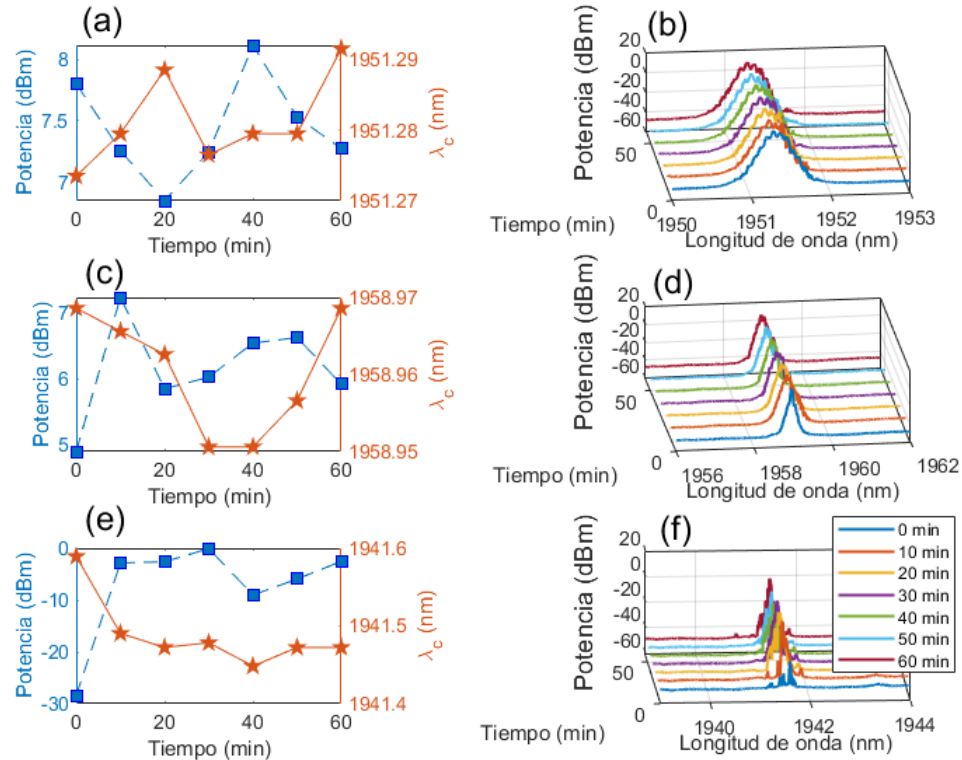
En la figura 3.14 (a) se muestra la variación de la potencia y los cambios de longitud de onda de la emisión principal a una potencia de bombeo de 140 mW, basada en mediciones

realizadas cada 10 minutos durante una hora. Se puede observar una variación de longitud de onda mínima menor a 0.015 nm, con una tendencia a desplazarse a longitudes de onda mayores en un lapso de una hora. A partir de estos resultados se observó una variación de potencia  $< 0.707$  dB con un ancho espectral FWHM estable de 0.34 nm a lo largo del tiempo de escaneo. La figura 3.14 (b) muestra los espectros correspondientes.



**Figura 3.15:** Medición de estabilidad con dos emisiones a 230 mW de bombeo. (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión principal, (b) grafica en cascada de la emisión espectral de la emisión principal, (c) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión secundaria y (d) grafica en cascada de la emisión espectral de la emisión secundaria.

En la figura 3.15 se muestran las variaciones de potencia y longitud de onda con dos emisiones, la primera centrada en 1951 nm, que corresponde a la emisión principal y la segunda centrada en 1958 nm con una potencia de bombeo de 230 mW. La emisión principal se mantuvo estable en términos de longitud de onda central, sin embargo, el ancho FWHM fue de 0.46 nm que aumentó a comparación de la emisión a una sola longitud de onda mostrada en la figura 3.14 (b), con una variación en potencia  $< 0.6$  dB. En la figura 3.15 (c) se muestra la evolución del pico de emisión lateral, el cual emite a una longitud de onda central alrededor de 1958 nm y un ancho FWHM de 0.35 nm con una variación en potencia de 1.9 dB. A partir de los resultados mostrados en la figura 3.15 (a) y (c) se observa una correlación negativa entre los niveles de potencia de las 2 líneas, lo que sugiere que existe un intercambio de energía entre ambas emisiones, dado que las potencias presentan evoluciones contrarias una a la otra debido a la competencia por la ganancia entre ambas emisiones.



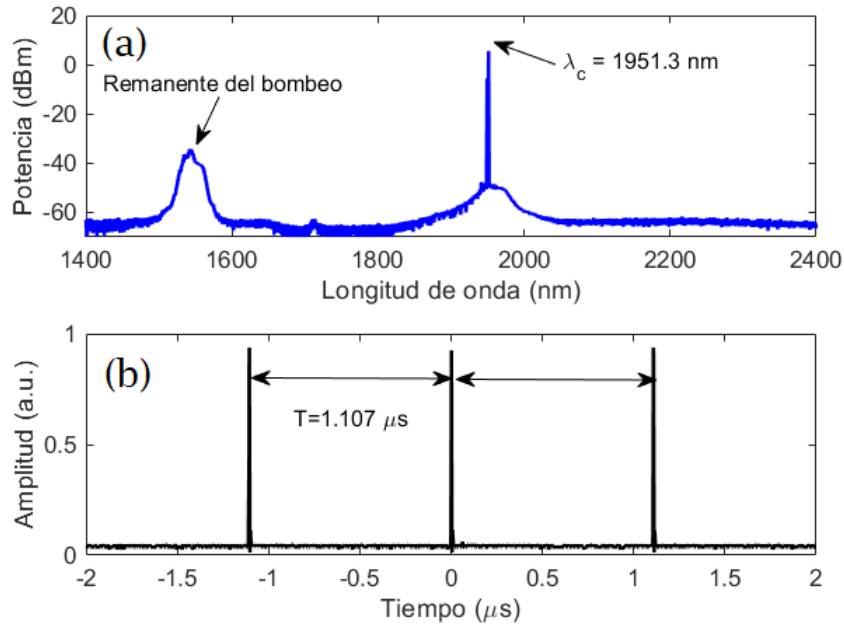
**Figura 3.16:** Medición de estabilidad de la tercera emisión 235 mW de bombeo, (a) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión principal a 1951 nm (b) grafica en cascada de la emisión espectral, (c) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión secundaria a 1958 nm (d) grafica en cascada de la emisión espectral secundaria, (e) evolución de la potencia y la longitud de onda central de la emisión a 1941 nm (f) gráfica en cascada de la emisión espectral a 1941 nm.

En la figura 3.16 Se muestran las variaciones de potencia y longitud de onda con tres emisiones la primera siendo a 1951 nm, la segunda a 1958 nm y la tercera a 1941 nm. En la figura 3.16 (a) se muestra que la potencia tiene una variación de potencia de 1.3 dB y una variación de longitud de onda central de  $< 0.02$  nm y un ancho FWHM de 0.46 nm a lo largo del tiempo de monitoreo. En la figura 3.16 (c) se muestra la segunda emisión a 1958 nm con una variación de potencia de 2.11 dB y una variación de longitud de onda central  $< 0.02$  nm y un ancho FWHM de 0.41 nm. En la figura 3.16 (e) se muestra la tercera emisión a 1941 nm con una variación en potencia de 30 dBm y una variación de longitud de onda central  $< 0.3$  nm. Sin embargo, el ancho espectral es difícil de determinar, ya que esta emisión presenta una forma compleja y no definida por lo que no muestra un perfil espectral simple como el de las anteriores emisiones, esto puede ser debido a que se encuentra una región donde la absorción del agua es mayor, ya que como se muestra en la figura 3.11 (b) la emisión espontánea de la fibra dopada con  $Tm^{3+}$  presenta mayores pérdidas por la absorción del agua a esta longitud

de onda, a comparación de las regiones de emisión a 1958 nm y 1951 nm. A partir de estos resultados se puede notar un intercambio de energía entre la emisión principal y la secundaria que se asemeja a la mostrada en la figura 3.15. En la figura 3.16 (a) se muestra que al ceder energía, se desplaza a longitudes de onda mayores y de forma contraria a la mostrada en la figura 3.16 (c), en un principio aumenta la potencia y la longitud de onda se desplaza hacia longitudes de onda menores. Aunque los desplazamientos son mínimos se puede notar como al ocurrir estos intercambios de energía las emisiones espectralmente se acercan una a la otra. Por otra parte, la tercera emisión mostrada en la figura 3.16 (e) muestra una señal muy débil al principio, pero a lo largo del tiempo se estabiliza alcanzando una potencia de 0.1 dBm además de mostrar claramente el comportamiento de desplazamiento de longitud de onda y potencia que se da de forma paralela.

Es notable que a medida que se incrementa la potencia de bombeo, se produce una ampliación significativa en el espectro de ganancia originado por los picos de absorción presentes en el agua. Las líneas espectrales en su conjunto exhiben una notable estabilidad a lo largo del tiempo, lo que podría atribuirse en gran medida a la influencia de la modulación en el espectro de ganancia, generado por los mencionados picos de absorción del agua.

### 3.3. Láser CW de tulio en configuración de anillo bombeado con onda pulsada a $1.5 \mu m$



**Figura 3.17:** (a) Espectro del bombeo y de la emisión láser de tulio en configuración de anillo y (b) onda temporal del láser de figura ocho que funge como bombeo.

Una de las de las ventajas de emplear un láser de figura ocho como bombeo recae sobre la onda temporal del bombeo. En el caso anterior se caracterizó empleando el láser de figura ocho con emisión continua; sin embargo, en este caso por medio de ajustes en las placas de polarización del láser de figura ocho, el láser de figura ocho alcanza el amarre de modos y emite pulsos con un periodo de  $1.107 \mu s$ , como lo muestra la figura 3.17 (b) los cuales presentan un espectro con un máximo en  $1567 \text{ nm}$ . Se puede observar una diferencia respecto al espectro mostrada en la figura 3.7, ya que no presenta el pico angosto característico de la emisión continua a una sola longitud de onda, sino que presenta un espectro ancho con FWHM de  $2.46 \text{ nm}$  característico de pulsos cortos (en este caso pulsos de ruido) [68]. Dado que el periodo de repetición es de  $1.107 \mu s$  y el tiempo de vida del  $Tm^{3+}$  en el estado excitado  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_4$  es de  $14 \mu s$  [73], tenemos que el periodo de repetición del láser de bombeo es menor al tiempo de vida en el estado excitado en el nivel  ${}^3F_4$  por lo que los iones de  $Tm^{3+}$  suben al estado excitado  ${}^3F_4$  y sufren de decaimiento estimulado, antes de poder decaer de forma espontánea, esto tiene como consecuencia que la fibra dopada con  $Tm^{3+}$  perciba sólo la potencia promedio del tren de pulsos y el láser no sea afectado por la operación pulsada del bombeo para este caso. Esto se puede observar en la figura 3.17 (a) la cual muestra

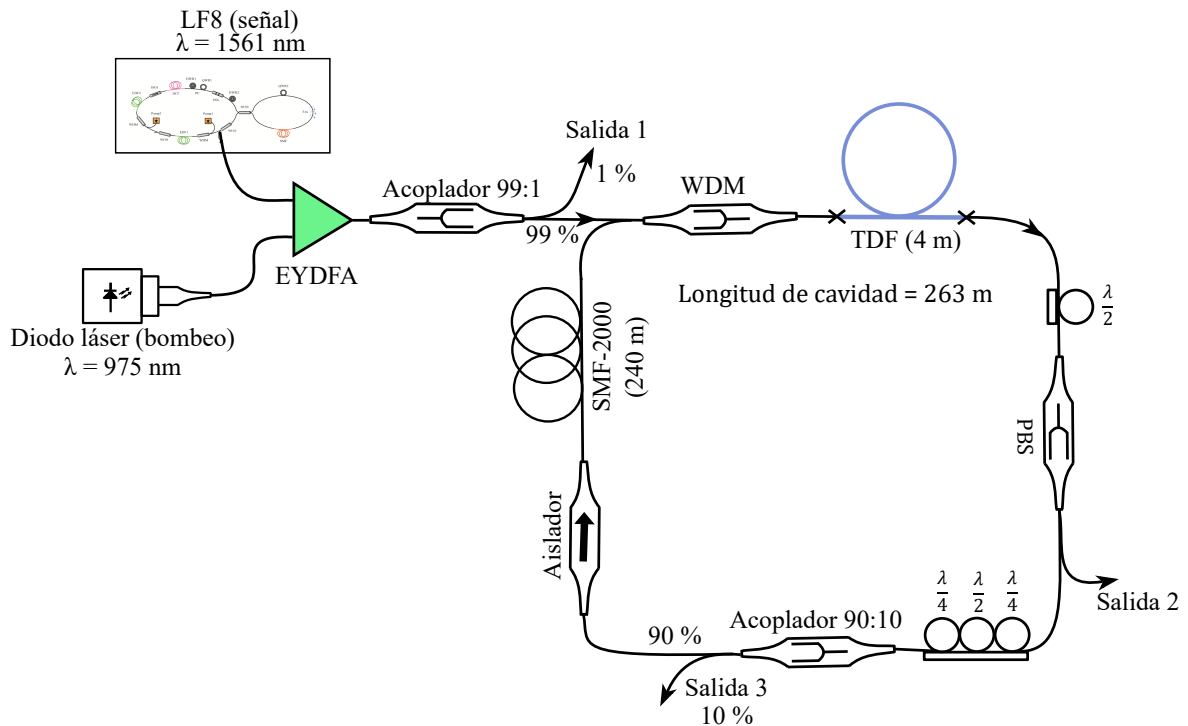
una emisión continua del láser de tulio con las mismas características que las obtenidas y mostradas en la figura 3.12 con un bombeo continuo, comparable al pulsado de 145 mW.

### **3.4. Láser de $Tm^{3+}$ en configuración de anillo con absorbedor saturable**

#### **3.4.1. Esquema experimental**

En la presente sección se muestra el desarrollo de un láser de fibra óptica en configuración de anillo (figura 3.18), el cual posee dos regímenes de operación en modo continuo y pulsado. Para ello se empleó una fuente de bombeo dada por un láser de figura ocho, operando en modo continuo y cuya señal fue amplificada con ayuda de un EYDFA de doble recubrimiento bombeado a 975 nm. Se usó un acoplador 99:1 para monitorear la señal de bombeo del cual se tomó el 1%. El láser en configuración de anillo está compuesto por un WDM (WD1520FB), una fibra óptica dopada con  $Tm^{3+}$  (CoreActive SCF-TM-8/125), con una longitud de 4 metros, una placa retardadora  $\lambda/2$  y un divisor de polarización (PBS, PBC1550PM-FC), el cual divide las componentes de polarización  $x$  y  $y$ . En salida del PBS se insertaron placas retardadoras  $\lambda/4, \lambda/2, \lambda/4$ . Un acoplador 90:10 (TW2000R2F2B) introduce una salida del 10%. Un aislador independiente de la polarización (IO-F-2000) y un carrete de fibra SMF-2000 de 240 metros completan el anillo. La cavidad tiene una longitud total de 263 metros. Las mediciones temporales se realizaron por medio de un fotodetector (818-BB-51F, Newport) de 10 GHz de ancho de banda con una resolución de 20 ps/pt y un osciloscopio ultrarrápido (Tektronix DPO71604C, 50-GS/s de 16 GHz de ancho de banda).



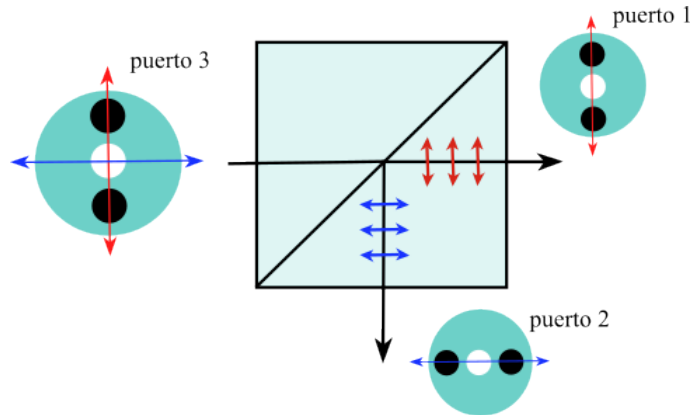


**Figura 3.18:** Esquema experimental del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de anillo con absorbedor saturable.

### 3.4.2. Caracterización del PBS

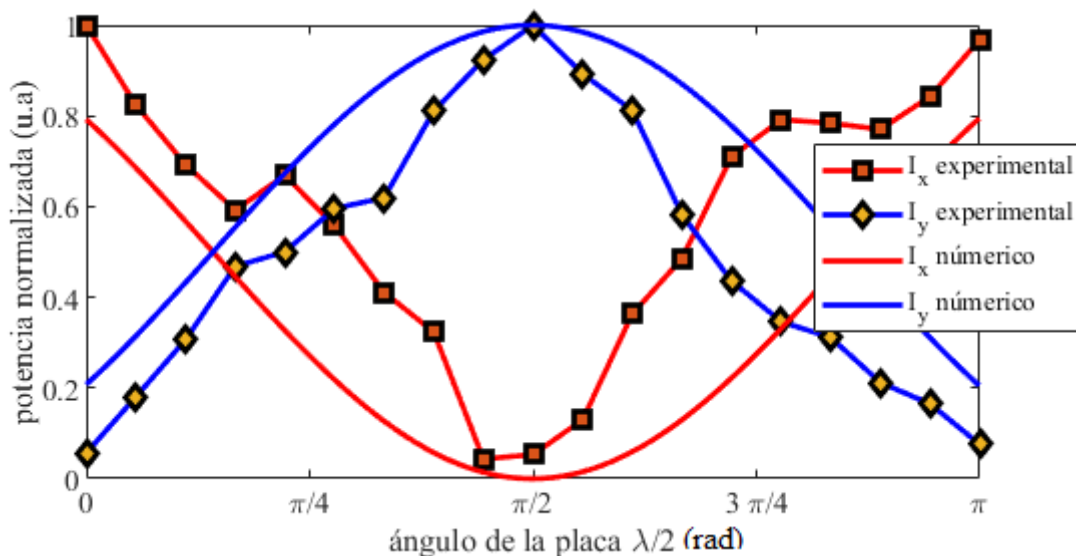
Un componente esencial para realizar la función de absorbedor saturable es el PBS el cual divide el haz en sus dos componentes de polarización ortogonales. Dicho elemento fungirá como polarizador dentro de la cavidad, ya que discriminará una de las componentes. Polarizador y rotación no lineal de polarización, con ajustes adecuados de los PCs, permiten realizar una operación de absorción saturable en la cavidad de anillo.

El PBS (figura 3.19) tiene en sus puertos fibra mantenedora de polarización (polarization maintaining, PM); el haz incide en el puerto 3 (que coincide con la salida de la placa retardadora  $\lambda/2$ ), teniendo ejes lento y rápido, representados en la figura 3.19 por las flechas color rojo y azul, respectivamente. Posteriormente pasará por el prisma de calcita que dividirá el estado de polarización en sus dos componentes ortogonales y el eje lento se transmitirá por el puerto 1 y el eje rápido por el puerto 2, la cual posee fibra PM rotada  $\pi/2$  alineándose con el eje lento de la fibra PM del puerto 2.



**Figura 3.19:** Esquema del PBS.

Dado que el dispositivo está diseñado para  $1550 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$  y en el espectro obtenido en la presente sección está centrado alrededor de  $1880 \text{ nm}$ , resulta conveniente realizar una prueba de funcionamiento del dispositivo para  $1880 \text{ nm}$ . Esta prueba se realizó con el PBS insertado en el láser (Fig. 3.18). Para ello, en un primer tiempo, con la placa retardadora  $\lambda/2$  en la entrada del PBS en un ángulo de  $0$  radianes, se ajustaron las placas  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$  para que se tuviera una potencia máxima en salida 2 (eje  $x$ ) y por consiguiente la mínima en salida 3 (eje  $y$ ). Posteriormente, se varió de  $0$  a  $\pi$  el ángulo de la placa retardadora  $\lambda/2$  en la entrada del PBS, y para cada ajuste se midió la potencia en salida 2 y en salida 3. Debido a que salida 3 es la salida de un acoplador 90:10 la potencia de salida 3 fue multiplicada por 10 para obtener la potencia en la cavidad en salida del PBS.

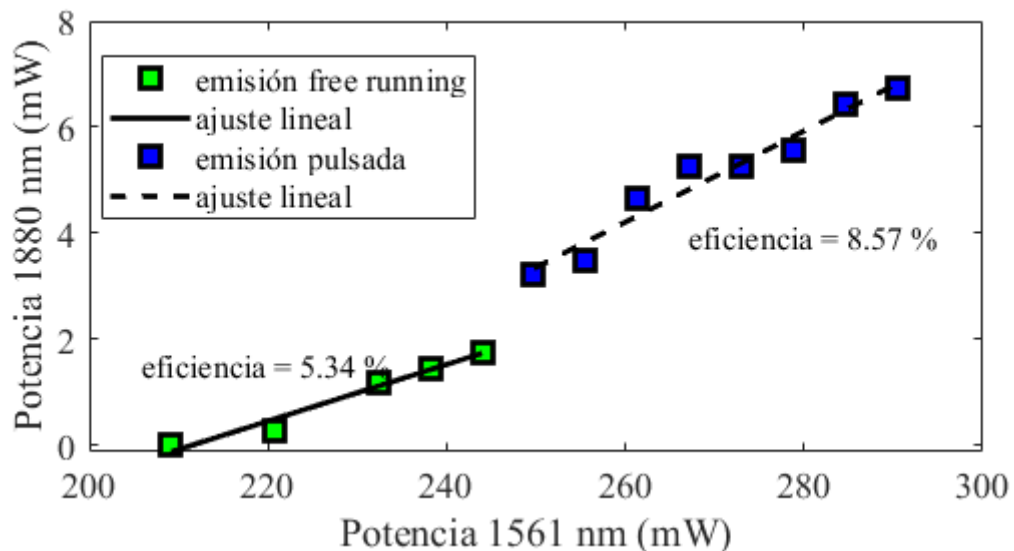


**Figura 3.20:** Curva de ángulo de la placa  $\lambda/2$  contra potencia.

En la figura 3.20 se muestra la curva de transmisión de ambas componentes ortogonales, las cuales muestran una tendencia armónica desfasada por  $\pi$  una de la otra, alcanzando una potencia máxima de transmisión en la componente  $x$  en un ángulo de  $\pi/2$  y una transmisión menor en la componente  $y$  en el mismo ángulo. Lo opuesto ocurre para ángulos de 0 y  $\pi$ . Lo anterior demuestra que el PBS a pesar de ser un elemento diseñado para 1550 nm puede discriminar una de las componentes ortogonales de la luz a esta longitud de onda (1880 nm) y fungir como un absorbedor saturable por medio de la NPR. Sin embargo, las pérdidas de inserción son de 7.55 dB.

### 3.4.3. Regímenes de operación en el láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable

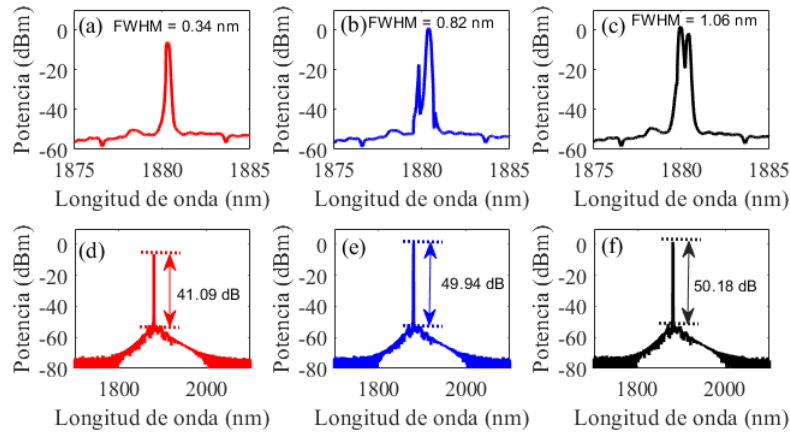
En la figura 3.21 se muestra la curva de caracterización de laser de anillo, medida por medio de la salida 3. Por medio de un ajuste en las PCs se obtuvo el valor más bajo para la salida 3 (eje  $y$ ) y el valor más alto para la salida 2 (eje  $x$ ), manteniendo una potencia constante. Una vez teniendo dicho ajuste se caracterizo en función de la potencia el láser. Destaca la existencia de dos pendientes de eficiencias distintas correspondientes a la emisión de free running (identificada por cuadrados de color verde y línea continua) y pulsada (identificada por cuadrados de color azul y línea punteada). En la transición (en  $\sim 250$  mW de bombeo), se puede observar un aumento abrupto en la potencia emitida a 1880 nm, con una eficiencia de 5.34 % en modo continuo que se incrementa a 8.57 % en modo pulsado.



**Figura 3.21:** Curva de eficiencia del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de anillo medido a una longitud de onda de 1880 nm medida en salida 3.

La diferencia principal entre ambas regiones de emisión radica en la eficiencia de los regímenes

de operación. Sin embargo, cabe destacar que la eficiencia es notoriamente más baja para esta configuración que la anteriormente mostrada para el láser free running (21.35 %, ver figura 3.12 (c)), dado que se agregaron componentes que reducen la transmisión de la luz (PBS, fibra, retardadores, etc. con pérdidas de 7.55 dB) pero que son vitales para lograr el régimen pulsado, el cual se encuentra a partir de un umbral de 249 mW.



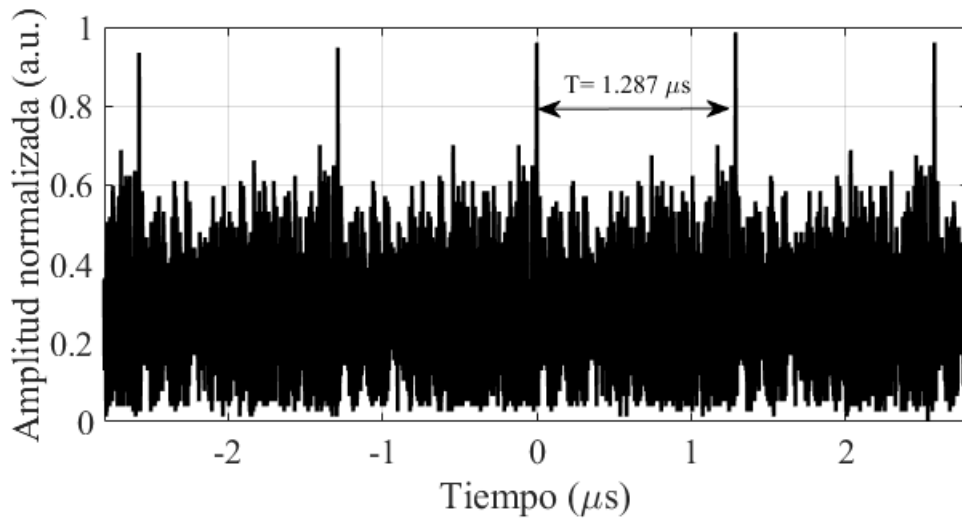
**Figura 3.22:** Espectros obtenidos en distintos regímenes de operación (a,d) free running a 240 mw de bombeo, (b,e) modo pulsado a 249 mw de bombeo y (c,f) modo pulsado a 290 mw de bombeo.

La figura 3.22, muestra los diferentes espectros que presentan las regiones de operación. En la figura 3.22 (a) el espectro muestra un ancho FWHM de 0.34 nm con una resolución de 0.0053 nm y una SNR de 41.09 dB. Por otro lado, para la emisión en el umbral de emisión pulsada se encontró un FWHM de 0.82 nm y un SNR de 49.94 dB. Por otra parte, para una potencia de 290 mW de bombeo se obtuvo una FWHM de 1.06 nm y un SNR de 50.18 dB. La diferencia principal radica en el FWHM dado que en free running muestra un perfil espectral fino menor a un nanómetro y una SNR baja debido a la baja potencia de bombeo. Por otro lado, en la emisión pulsada se observa una FWHM más ancha que la emisión continua, por otra parte, el SNR incrementa notoriamente por 8.85 dB de la región continua a la pulsada y hasta 9.09 dB con una potencia de 290 mW. Por otro lado, aunque la aparición del modo pulsado se acompaña de un incremento del ancho de banda óptico, valores de FWHM que apenas rebasan 1 nm no son típicos de un amarre de modos completo.

### 3.4.4. Caracterización temporal del láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable

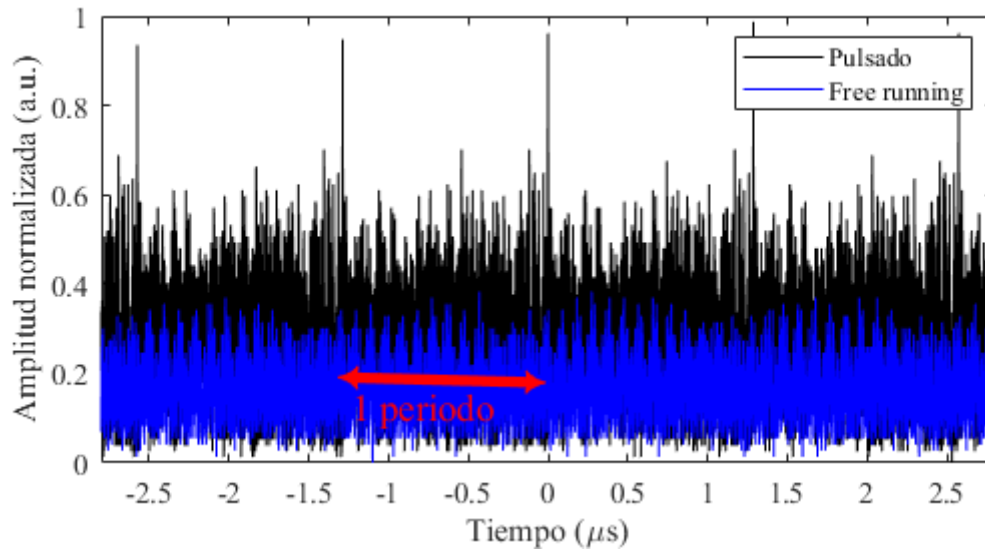
La traza temporal de la emisión laser se muestra en la figura 3.23. El láser de anillo posee un periodo de 1.287  $\mu$ s con ruido de fondo de radiación que corresponde al 83.673 % de la

energía en la cavidad, el resto (16.327 %) correspondiendo a la energía de un solo pulso por periodo. Dichas mediciones fueron realizadas con una potencia de bombeo de 290 mW y el láser se encontraba en una región pulsada la cual se lograba alcanzar por medio de un ajuste en la placa retardadora  $\lambda/2$ .



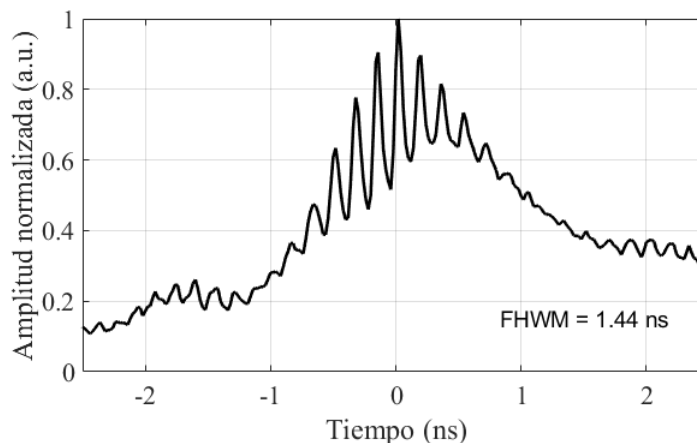
**Figura 3.23:** Tren de pulsos del láser de anillo con absorbedor saturable.

Dicho ajuste se podía realizar para obtener una emisión pulsada o en free running, dado que variaba la transmisión a través del PBS, de forma que se puede ajustar la transmisión del absorbedor saturable y modular las pérdidas. En la figura 3.24 se puede observar (línea negra) la emisión pulsada con un periodo bien definido de 1.287  $\mu s$ , por otra parte, en la línea azul se observa que el láser se encuentra en una emisión free running dentro de la cavidad. En este régimen el cual los modos están en desfase y se obtiene una señal de ruido periódica, Sin embargo, se nota una pequeña modulación cuasi-periódica con un periodo de 88 ns,  $\sim 14$  veces inferior al periodo del laser, lo cual indica que el régimen no es completamente free-running. Igualmente se nota una caída en amplitud comparado con el caso pulsado, esta es debido a la transmisión del absorbedor saturable ya que gran parte de la potencia escapa por el puerto 2 del PBS hacia fuera del láser.



**Figura 3.24:** Comparativa de la emisión pulsada y free running del láser de anillo con absorbedor saturable por medio de un ajuste a la placa retardadora  $\lambda/2$ .

En la figura 3.25 se muestra el detalle del pulso (generado en modo pulsado), el cual posee oscilaciones. Dichas oscilaciones que se muestran ampliadas en la figura 3.26, que presentan un periodo de 180 ps con un ancho temporal FWHM de 60 ps. Dicho pulso forma una envolvente de un ancho FWHM de 1.44 ns. Dichas oscilaciones pueden ser comparadas con pulsos de ruido observados en [74]. En ese trabajo, los autores describen que las oscilaciones corresponde a agrupaciones de subpulsos. Las crestas de las oscilaciones corresponden a agrupaciones donde la densidad de subpulsos es mayor y los valles a agrupaciones con una densidad de pulsos de ruido menor.



**Figura 3.25:** Ancho FWHM del pulso láser de anillo con absorbedor saturable.

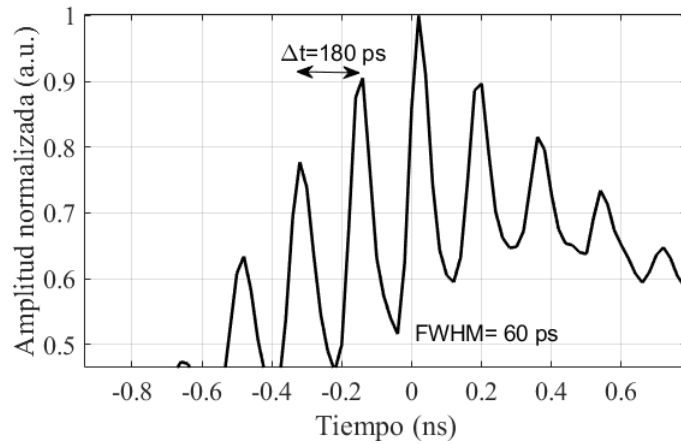


Figura 3.26: Ancho FWHM de los sub pulsos del láser de anillo con absorbedor saturable.

### 3.4.5. Mapeo temporal del láser de anillo de $Tm^{3+}$ con absorbedor saturable

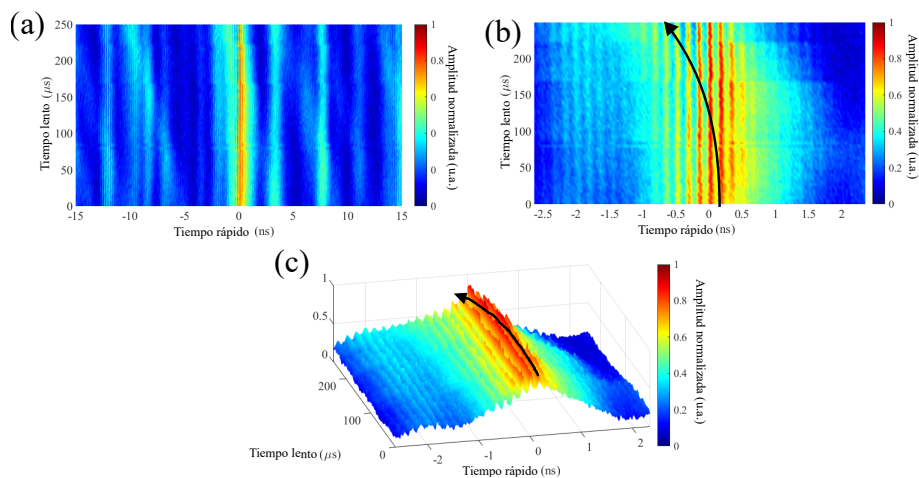


Figura 3.27: Mapeo temporal del láser de anillo con absorbedor saturable. (a) mapeo general, (b) acercamiento a el pulso principal y (c) vista angular del pulso principal.

El mapeo temporal se realizó por medio de la función fast-frame del osciloscopio rápido, tomando un single-shot cada  $3.86 \mu\text{s}$  abarcando un tiempo total de  $250 \mu\text{s}$ . En la figura 3.27 (a) se muestra el mapeo con una vista general de la evolución del pulso.

Como se observó el espectro del régimen pulsado presenta una característica notable, y es lo estrecho del ancho de banda ( $1.44 \text{ ns}$  de FWHM). Esta estrechez está relacionada con la alta proporción de radiación de fondo presente en el sistema. Esta radiación de fondo puede influir en la amplitud y forma de los pulsos generados, lo que a su vez afecta el ancho espectral resultante (figura 3.22 (b, c)).

Al analizar detenidamente la dinámica de los pulsos, se puede observar una división de los mismos en subpulsos (figura 3.27 (b)). Esta división se relaciona con resultados anteriormente mencionados en [74]. Los subpulsos presentan una estructura que se distingue claramente en la envolvente de los pulsos principales. Esta envolvente muestra una velocidad ligeramente diferente a la de los subpulsos individuales contenidos en ella (figura 3.27 (c)).

La presencia de esta envolvente con una velocidad distinta, en particular superior a la de los sub-pulsos sugiere, que es posible que la saturación de ganancia sea uno de los factores que contribuyen a esta diferencia de velocidad entre los subpulsos y la envolvente. Ocurre cuando la ganancia del medio activo se reduce debido a la alta energía de la señal óptica. Esto puede provocar cambios en la velocidad de los pulsos generados.

## 3.5. Láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho

### Motivación

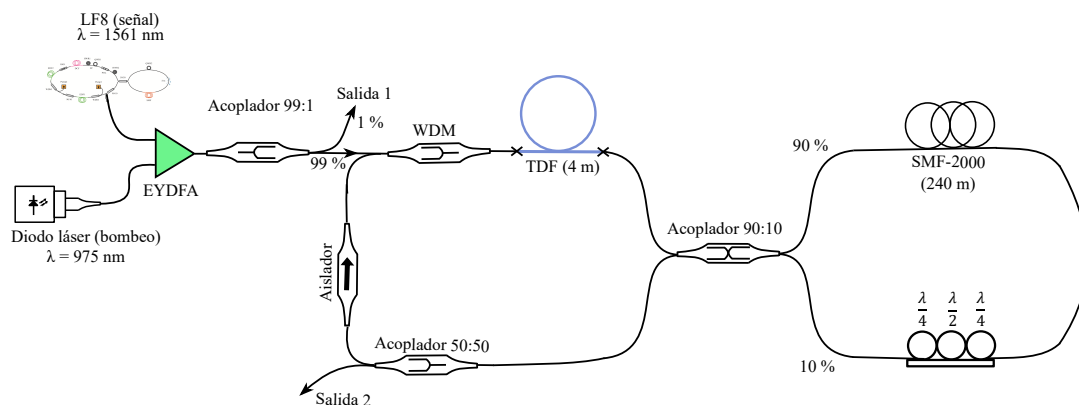
Considerando la limitación de la potencia de bombeo en el esquema de anillo, resultaba difícil mejorar el amarre de modos para lograr pulsos libres de radiación de fondo y un espectro óptico más amplio. Ante esta situación, se decidió diseñar un LF8 con un NOLM que tuviera un lazo largo y una asimetría en la potencia de 90/10. Además, la asimetría en la potencia del NOLM contribuyó a reducir la potencia de switcheo necesaria para el funcionamiento del láser. Esto fue especialmente importante dado que la potencia de bombeo disponible era limitada. Con una potencia de switcheo reducida, se logró un mejor control sobre los pulsos generados y se favoreció el amarre de modos incluso en condiciones de bombeo moderado.

### 3.5.1. Esquema experimental

En la presente sección se discute el desarrollo de un láser de fibra óptica en configuración de figura 8 (figura 3.28), el cual posee un régimen de operación en modo pulsado. Para ello se empleó una fuente bombeo que consiste de un láser de figura ocho de erbio, operando en modo continuo y cuya emisión fue amplificada mediante un EYDFA de doble recubrimiento bombeado a 975 nm. Un acoplador 99:1 se insertó después del amplificador para derivar 1 % de la señal de bombeo para monitoreo. El láser en configuración de anillo está compuesto por un WDM (WD1520FB), una fibra óptica dopada con  $Tm^{3+}$  (CoreActive SCF-TM-8/125), con una longitud de 4 metros, un acoplador 90:10 para que el NOLM sea asimétrico en potencia, un carrete de fibra SMF-2000 de 240 metros de longitud empalmado en la salida 90 % del acoplador, y por el otro brazo de 10 % placas retardadoras  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  y  $\lambda/4$ . Un

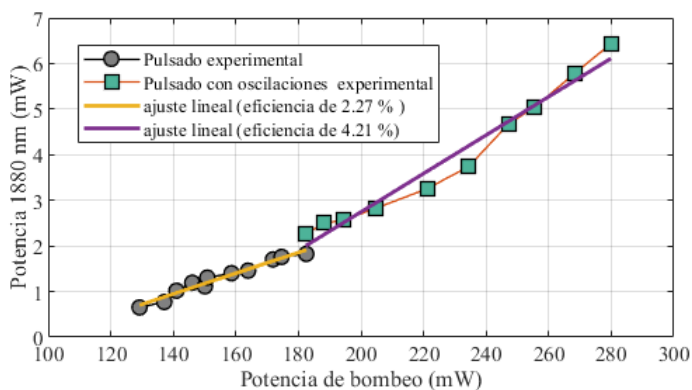


acoplador 50:50 (TW2000R2F2B) introduce una salida del 50 %. Un aislador independiente de la polarización (IO-F-2000) asegura una circulación unidireccional de la señal en la sección de anillo del láser. La cavidad tiene una longitud total de 268 metros. Las mediciones temporales se realizaron por medio de un fotodetector (818-BB-51F, Newport) de 10 GHz de ancho de banda con una resolución de 20 ps/pt y del osciloscopio ultrarrápido.



**Figura 3.28:** Esquema experimental del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de figura ocho.

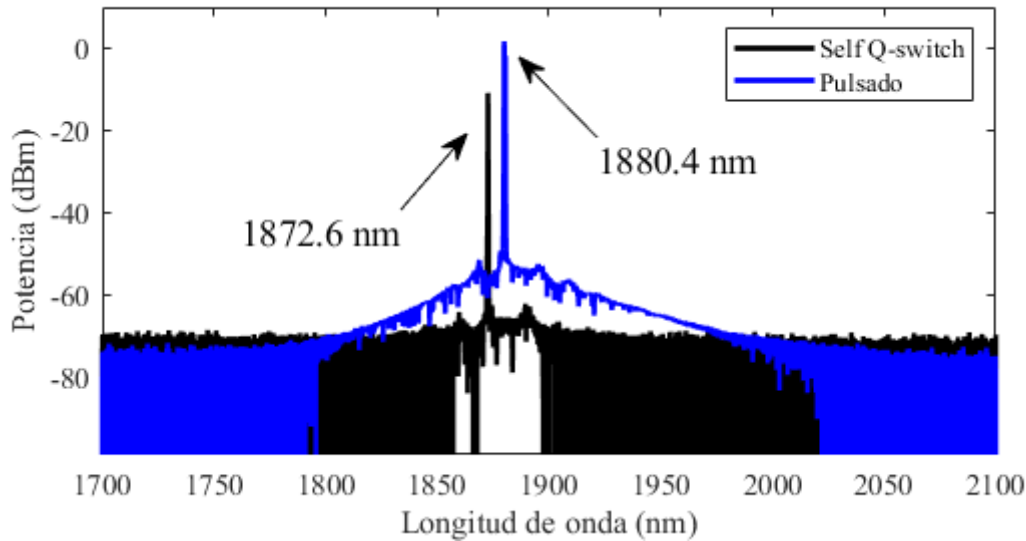
### 3.5.2. Regímenes de operación en el láser de figura ocho de $Tm^{3+}$



**Figura 3.29:** Curva de eficiencia del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de figura ocho.

En la figura 3.29 se muestra la curva característica del láser de figura ocho, en la cual se observan dos regiones importantes de operación. El primero es un régimen pulsado con un umbral de 129.2 mW de potencia de bombeo que se mantiene en operación hasta 182.5 mW. Obteniendo una eficiencia de 2.27 % indicado en la figura con círculos grises. Para potencias mayores de bombeo se encontró otro régimen de operación pulsado, denotado con cuadros verdes; sin embargo, este presentaba oscilaciones periódicas amplias y una eficiencia mayor (4.21 %) de potencia del láser, por lo que este régimen se estudia de forma detallada

más adelante. El umbral de operación en este caso de 183 mW y se mantenía el mismo comportamiento hasta los 290 mW, valor máximo de potencia de bombeo disponible.

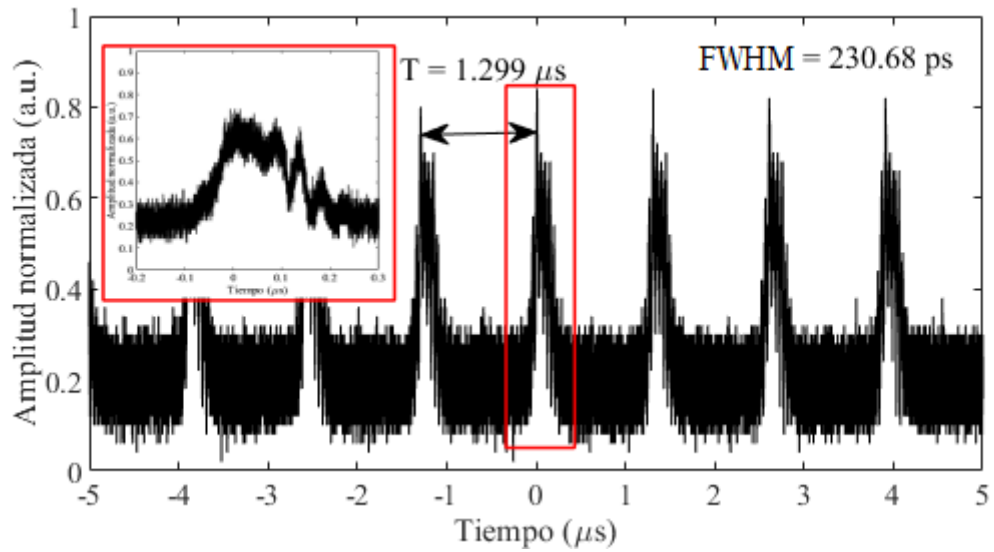


**Figura 3.30:** Espectros del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de figura ocho en modo pulsado.

En la figura 3.30 se muestran los espectros de ambos regímenes de operación con una potencia de bombeo de 180 mW (curva azul) y 280 mW (curva negra). Ambos fueron medidos con una resolución de 0.01 nm con un analizador de espectros óptico (AQ6375). El espectro de la línea negra corresponde a la emisión pulsada con oscilaciones. La cual está centrada en 1872.6 nm y posee un 90.2 % de la energía emitida, calculada mediante integración del espectro, con los límites en el pico de emisión y posee un ancho FWHM de 0.43 nm. Por otra parte, el espectro de la línea azul corresponde a la otra emisión pulsada, la cual está centrada en 1880.4 nm y posee un 47.6 % de la energía emitida y posee un FWHM de 0.98 nm.

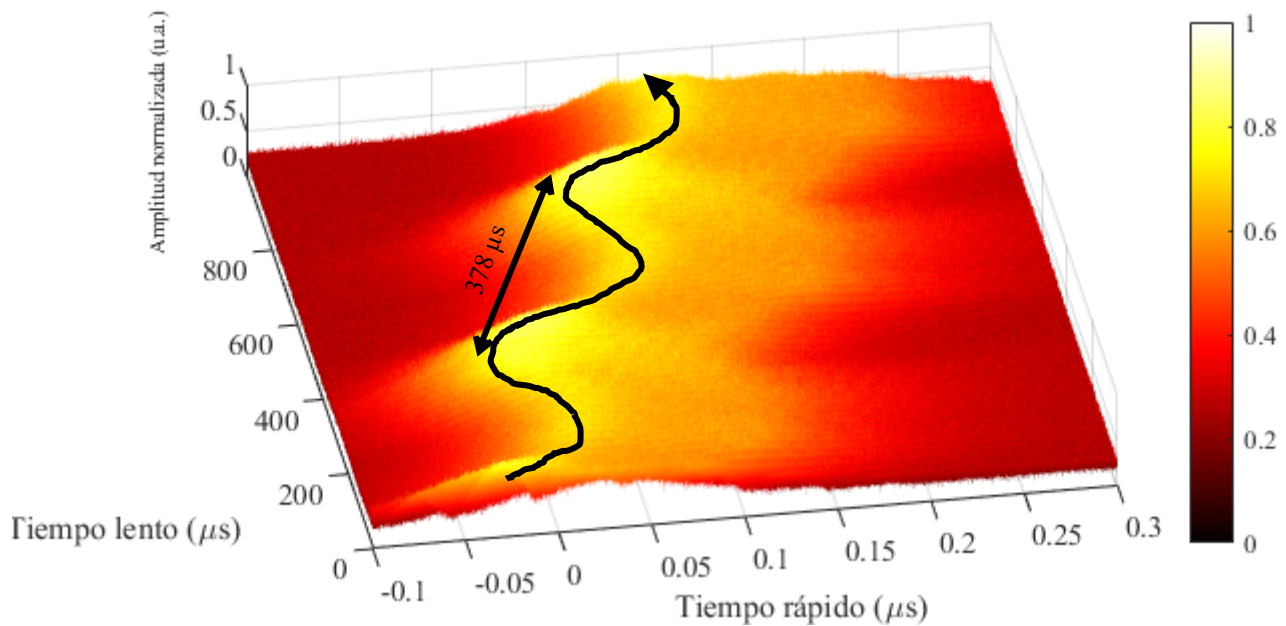
### 3.5.3. Caracterización temporal del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho (regimen debajo de 182 mW de bombeo)

La figura 3.31 exhibe el perfil temporal del tren de pulsos emitido por el láser de Tulio en su configuración de figura ocho, la cual fue adquirida a una potencia de 150 mW de potencia de bombeo y con una resolución de 40 ps/pt. En esta representación, se puede apreciar un periodo distintivo de 1.299  $\mu$ s, que se corresponde con la longitud de la cavidad del láser. El pulso posee una envolvente caótica y variable, por lo que el FWHM se realizó de manera aproximada mediante promedio a través de 762 trazas obteniendo un resultado 230 ns de ancho FWHM.



**Figura 3.31:** Traza temporal del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de figura ocho con una potencia de 150 mw.

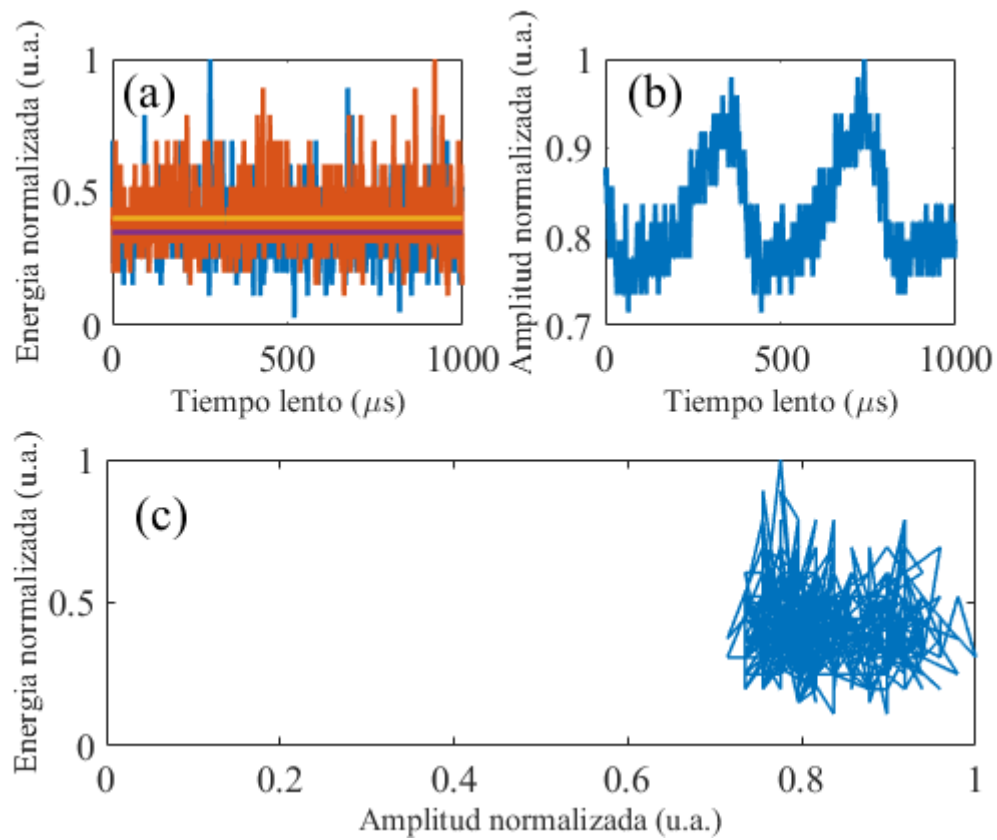
Un aspecto interesante del pulso láser es su contenido energético. Posee una energía que representa el 48.84 % del total del periodo (obtenido a partir de la traza temporal). Esto indica que la energía del pulso es ligeramente menor que la energía de fondo de radiación. Esta característica coincide con los resultados obtenidos en el espectro de la figura 3.30 (curva negra). En la cual la energía obtenida para el régimen pulsado fue de 47.6 %, por lo que el fondo de radiación puede estar ligado a la emisión ASE.



**Figura 3.32:** Mapeo temporal del láser de  $Tm^{3+}$  en configuración de figura ocho.

En la figura 3.32, se presenta el mapeo temporal que se realizó utilizando un single shot con una duración total de  $993 \mu s$ . Este mapeo permite visualizar y analizar el comportamiento del pulso a lo largo del tiempo. Se observa un desplazamiento global del pulso hacia tiempos positivos. Esto es debido a el método de mapeo, dado que el periodo es aproximado por medio de un promedio y los ps/pt ( $20 \text{ ps/pt}$ ) son discretos siempre existirá un desplazamiento temporal, en este caso al considerar un periodo menor la traza tiende a desplazarse hacia tiempos positivos.

Por otro lado, la figura 3.32 revela la presencia de una modulación en la posición que no se observa a simple vista en la figura 3.31 ni en un gráfico bidimensional de un tren de pulsos. Estas oscilaciones poseen un periodo de  $378 \mu s$  ( $\sim 291$  ciclos), que parecen estar relacionadas con un fenómeno denominado Self Q-switch incipiente. Con el objetivo de investigar esta posible explicación, se llevó a cabo un estudio detallado de las amplitudes y energías, cuyos resultados se presentan en la figura 3.33. Este análisis proporciona una mejor comprensión de la naturaleza y las características de las oscilaciones observadas en el sistema.



**Figura 3.33:** Análisis del tren de pulsos (a) energía (línea azul representa  $E_{total}$ , línea naranja representa  $E_{pulso}$ , línea amarilla representa  $\langle E_{total} \rangle$  ( $\langle E \rangle$ , indica el promedio de la energía) y línea morada representa  $\langle E_{pulso} \rangle$ ), (b) amplitud y (c) diagrama de espacio fase.

La figura 3.33 presenta un análisis detallado del tren de pulsos. En la subfigura 3.33 (a), se muestra la evolución de la energía total a lo largo del tiempo, representada por la línea azul. Se observan oscilaciones muy caóticas en la energía total, lo que indica cambios significativos en la potencia del tren de pulsos. Del mismo modo, la energía de cada pulso individual, representada por la línea naranja, también muestra oscilaciones notables. Además, se muestra el promedio de las energías, revelando que la energía del pulso es ligeramente menor que la energía de fondo de radiación.

Por otro lado, en la subfigura 3.33 (b), se muestra la evolución de las amplitudes a lo largo del tiempo. Aquí, se observan oscilaciones periódicas con un periodo de  $378 \mu\text{s}$ , con una amplitud de  $\sim 20\%$ . Estas oscilaciones en las amplitudes señalan una variación regular en la intensidad del tren de pulsos. Esta información es crucial para comprender la estabilidad y la consistencia del pulso a medida que evoluciona en el tiempo. Como se observa en la figura 3.32 y 3.33 (b) el periodo de repetición de la modulación de posición temporal y de

amplitud coincide y esto puede dar hincapié a que la modulación observada puede deberse un efecto de Self Q-switch.

El self Q-switch en un láser se refiere a la generación espontánea y repetitiva de pulsos sin la necesidad de dispositivos externos de modulación. Durante este fenómeno, la ganancia del medio activo del láser varía con el tiempo, lo que provoca la formación de pulsos amplificados en intervalos regulares.

En la subfigura 3.33 (c), se presenta el diagrama de espacio fase, que representa las relaciones entre la amplitud y la energía del pulso. En este diagrama, se destaca principalmente que el pulso se encuentra en una zona de alta amplitud, lo que indica una concentración significativa de energía en cada pulso. Sin embargo, se observan oscilaciones notables en las energías, lo que sugiere fluctuaciones en la potencia del pulso en diferentes momentos.

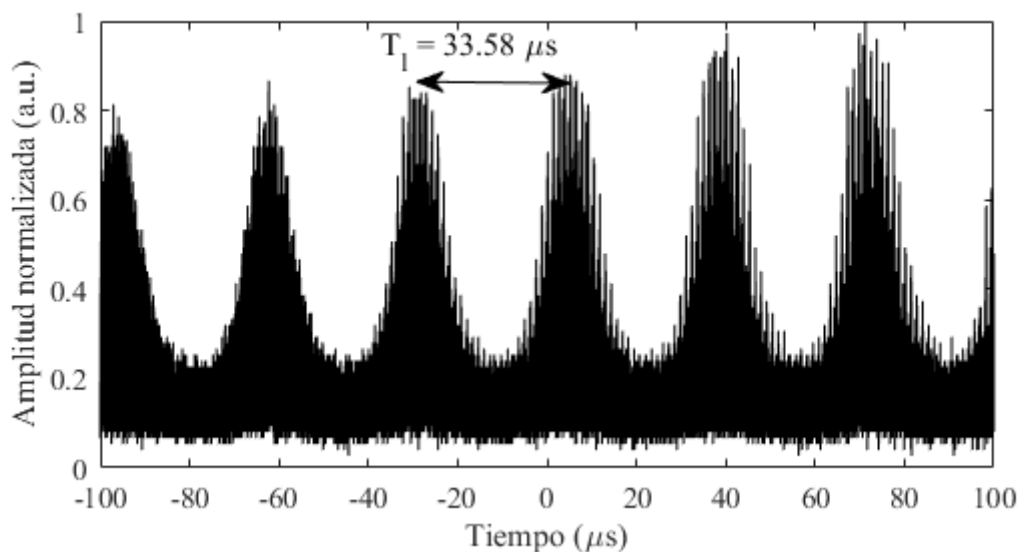
A pesar de que este régimen, a primera vista, no presentaba oscilaciones tipo Q-switch, un análisis más detallado basado en el mapeo temporal reveló que existen tales oscilaciones de forma incipiente. En particular, resulta interesante que estas oscilaciones de amplitud/energía están correlacionadas con los sub-pulsos observados en el caso del láser de anillo (sección 3.4.4).

Estas oscilaciones están correlacionadas con una modulación de la posición temporal de los pulsos. Esta observación no resulta sorprendente si se considera que ambos fenómenos (oscilaciones de energía y temporales) tienen el mismo denominador común: la dinámica de ganancia. En efecto, ya fue observado que la alternancia de fases de saturación y recuperación de la ganancia son claves para explicar las oscilaciones de energía tipo Q-switch frecuentemente observadas en láseres de fibra; estas variaciones no solo afectan la magnitud, sino también el espectro de ganancia [75]. En particular, la posición del máximo espectral de ganancia suele variar de forma cuasi-periódica. Como consecuencia, la longitud de onda central de la señal presenta leves fluctuaciones, las cuales en la cavidad dispersiva se traducen en una modulación de la posición temporal de los pulsos.

Finalmente, es notable que los pulsos presenten una sub-estructura con una modulación interna a escala de decenas de ps, que se puede correlacionar con los sub-pulsos observados en el caso del laser de anillo (sección 3.4.4).

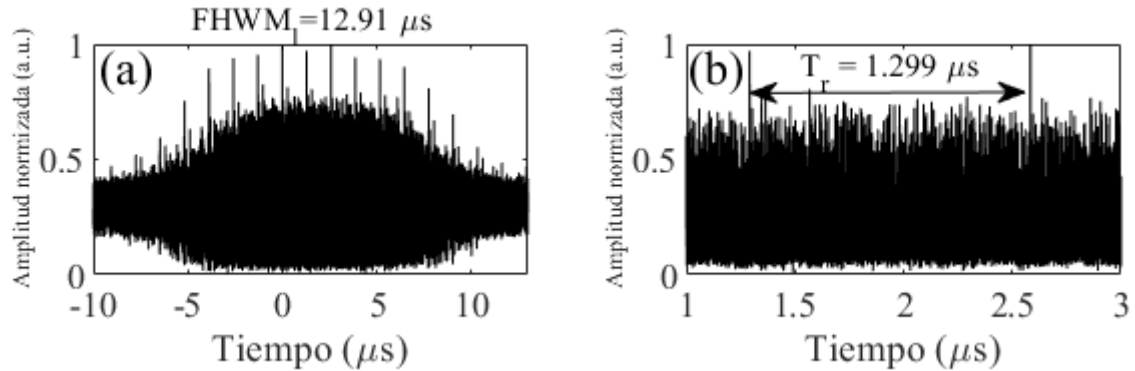
### 3.5.4. Self Q-switch del láser de $Tm^{3+}$ en configuración de figura ocho

La figura 3.34 presenta la representación gráfica de la onda temporal a una potencia de 280 mW. En esta figura, se puede apreciar claramente la presencia de una modulación en amplitud, lo que implica variaciones periódicas en la intensidad de la señal a lo largo del tiempo. Un aspecto notable de esta modulación es la existencia de un periodo lento, denominado "periodo lento  $T_l$ ", que tiene una duración de  $33.58 \mu s$ . Esta característica temporal resalta la presencia de cambios gradualmente evolutivos en la amplitud de la señal, en contraste con fluctuaciones más rápidas que pueden ocurrir en otros componentes del tren de pulsos.



**Figura 3.34:** Tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW.

El análisis detallado de la figura 3.34 y el reconocimiento de esta modulación en amplitud nos proporcionan información valiosa sobre el comportamiento dinámico de la onda temporal. La presencia del periodo lento  $T_l$  sugiere la existencia de procesos internos en el láser de Tulio que contribuyen a esta variación periódica en la amplitud.



**Figura 3.35:** Traza temporal promedio del tren de pulsos láser de  $Tm^{3+}$  con una potencia de bombeo de 280 mW.

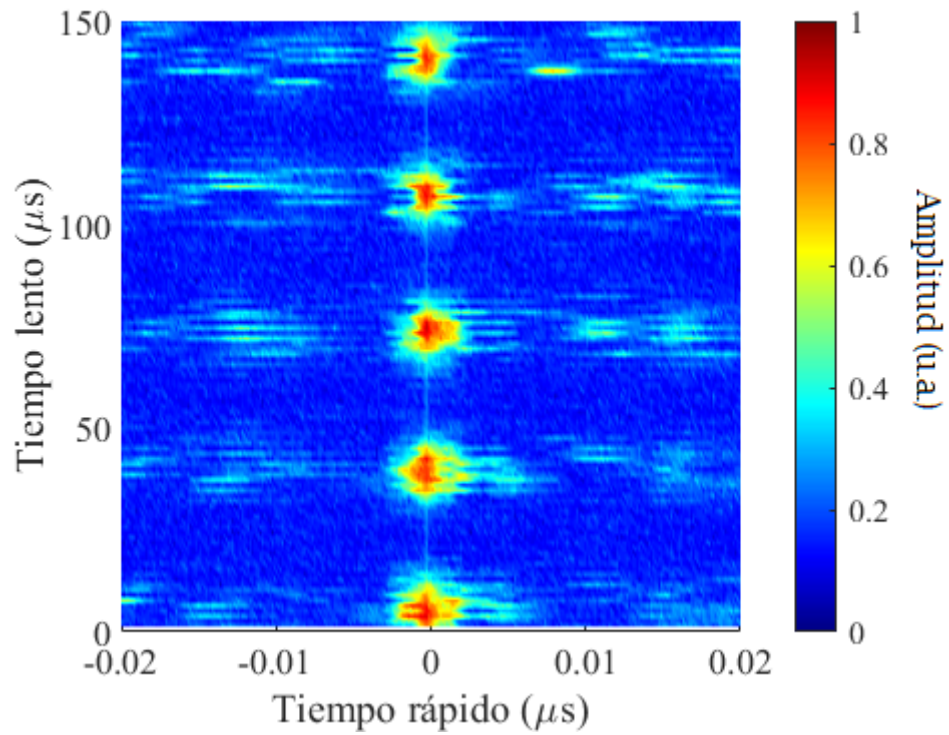
En la figura 3.35 (a), se presenta un promedio de las trazas del tren de pulsos, detalle de un periodo de modulación lo cual nos brinda una visión más suavizada y representativa de su modulación. En esta representación, se observa claramente la presencia de un periodo rápido al que denominaremos periodo rápido  $T_r$  y que tiene una duración de 1.299  $\mu s$ , el cual se corresponde con la longitud de la cavidad del láser.

Dentro de estas oscilaciones, se puede apreciar que, en promedio, se presentan 33 periodos del láser. Esta relación entre los periodos del láser y el periodo rápido  $T_r$  indica una modulación intrínseca del tren de pulsos que se repite de manera consistente y predecible. La figura 3.35 (b) nos ofrece una representación visual clara y detallada del comportamiento promedio del tren de pulsos, destacando la presencia del periodo rápido  $T_r$ .

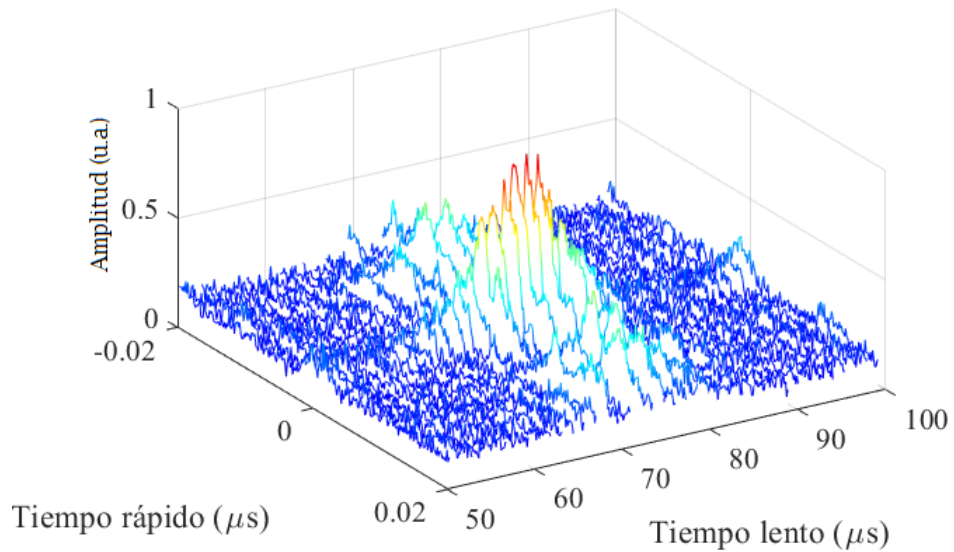
La modulación de los pulsos, permite que los pulsos adquieran características distintivas en comparación con los generados en un régimen convencional sin modulación. Debido a la variación en la ganancia, los pulsos cerca del máximo de modulación suelen tener una mayor intensidad y energía. Esto se debe a que la ganancia máxima se alcanza en ciertos momentos específicos, lo que resulta en pulsos más potentes en esos instantes.

En contraste, en un régimen de amarre de modos convencional, los pulsos pueden ser más regulares y uniformes, ya que no hay modulación para inducir cambios en la ganancia. Por lo tanto, la presencia de self Q-switch y la modulación de los pulsos influyen en la intensidad y energía de los pulsos generados por el láser, lo que conduce a diferencias significativas en su comportamiento y características en comparación con un régimen de funcionamiento sin modulación.





**Figura 3.36:** Mapeo temporal del tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW.



**Figura 3.37:** Waterfall del mapeo temporal.

La figura 3.36 nos presenta un mapeo temporal del tren de pulsos, el cual se adquirió mediante la captura de trazas consecutivas para poder apreciar en detalle la modulación lenta

previamente observada (eje lento). En este mapeo, se revelan las características y patrones temporales que contribuyen a la modulación del tren de pulsos.

Al analizar el mapeo temporal, se observa claramente la presencia de periodos con amplitud alta en el tren de pulsos. Durante estos periodos, la amplitud experimenta un rápido incremento, seguido de un decaimiento similar en magnitud. Esta modulación en la amplitud crea un patrón característico en el tren de pulsos, que es fundamental para comprender su comportamiento dinámico.

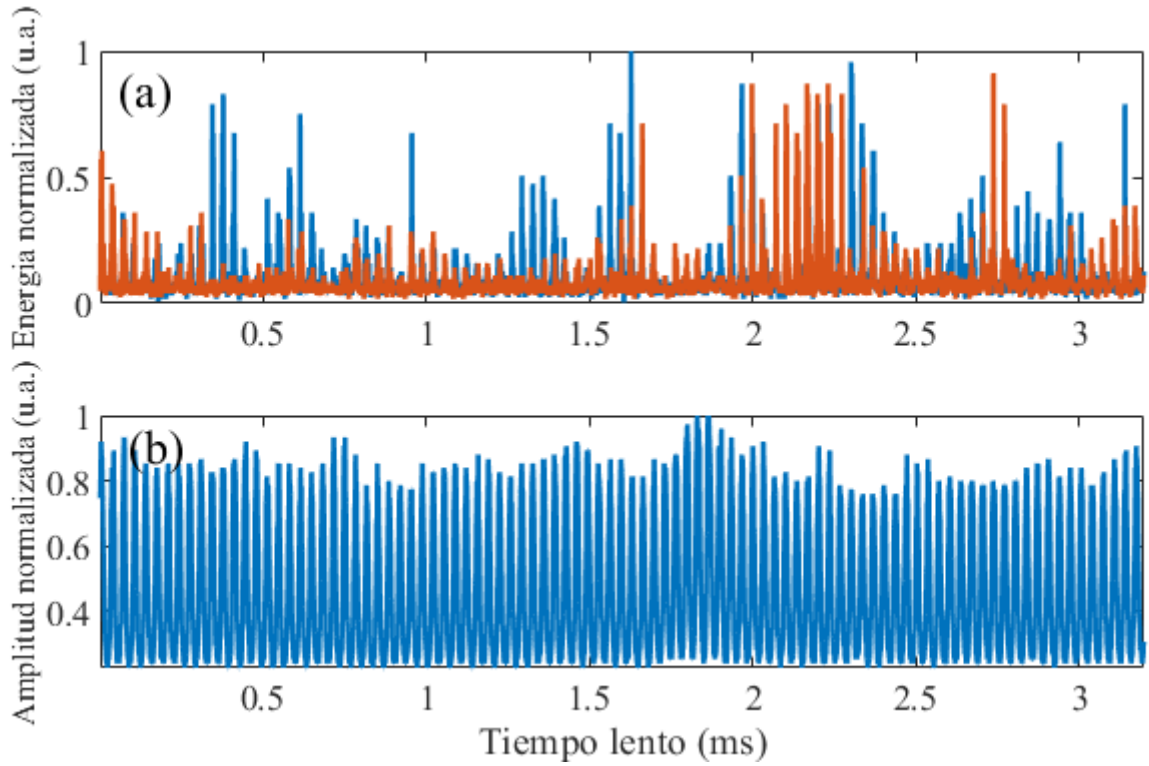
A pesar de los cambios drásticos en la amplitud a lo largo del tiempo, el pulso principal nunca desaparece por completo. En lugar de ello, experimenta un decaimiento rápido, pero se mantiene presente, permitiendo que se regenere nuevamente en la misma ubicación temporal. Este fenómeno resalta la perennidad del pulso principal dentro del paquete de radiación, lo cual es crucial para mantener la coherencia y la consistencia en aplicaciones que requieren una señal de pulsada con periodo bien determinado.

El mapeo temporal en la figura 3.35 nos proporciona una visión detallada de la dinámica temporal del tren de pulsos y su comportamiento modulado. Al comprender las variaciones en la amplitud y la persistencia del pulso principal, podemos optimizar la generación y manipulación de los pulsos láser de tulio, así como utilizar esta información para aplicaciones que requieren una sincronización precisa, como la generación de pulsos ultracortos y la investigación en óptica no lineal.

Además, en la figura 3.37, se muestra una representación en cascada que abarca un periodo de oscilación del fenómeno Self Q-switch (eje lento), lo cual permite apreciar con mayor detalle el perfil de intensidad del pulso láser (eje rápido). Es interesante notar en particular que a medida que el pulso crece, se generan pulsos aledaños a su alrededor, lo que resulta en un aumento significativo de la energía del paquete. Esta observación sugiere que el efecto de Self Q-switch está asociado con la generación de pulsos satélites, lo que contribuye a un incremento en la energía del sistema láser. Se nota también, en los ciclos donde se alcanza el máximo de intensidad, se hace visible una modulación interna a escala de decenas de ps, similar a la del régimen anterior.

Por otro lado, en esta misma gráfica, se destaca otra notable característica relacionada con la amplitud del pulso. Se puede observar que la amplitud del pulso experimenta un crecimiento gradual seguido de un decaimiento de manera simétrica. Para obtener una comprensión más

completa de esta dinámica y su relación con la Self Q-switch, se realiza un análisis detallado en la figura 3.38. En esta sección, se examinan las tendencias y patrones de la amplitud del pulso a lo largo del periodo de oscilación.



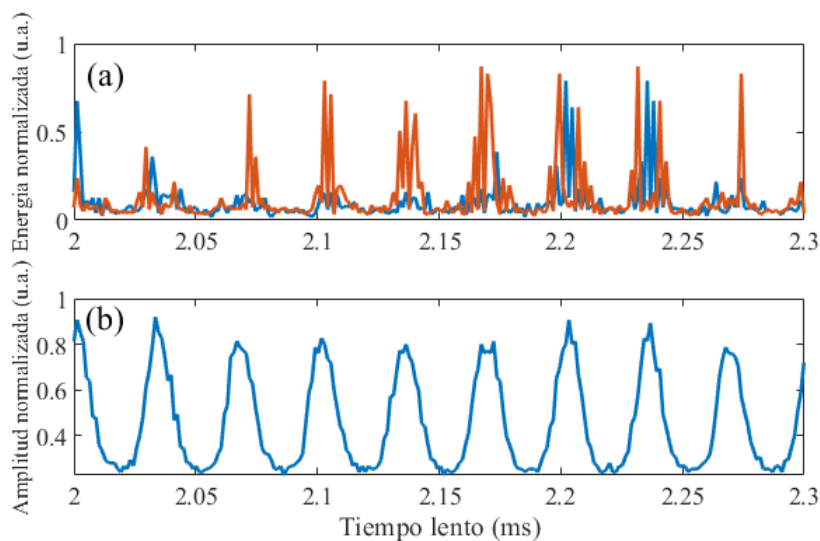
**Figura 3.38:** Evolución temporal del tren de pulsos (a) energía (línea azul  $E_{total}$  y línea azul  $E_{pulso}$ ) y (b) amplitudes.

La figura 3.38 nos presenta un análisis detallado de la evolución de las amplitudes y energías del tren de pulsos, sobre un intervalo de tiempo más largo, de varios ms ( $\sim 100$  periodos de modulación lenta). En la subfigura 3.38 (a), se muestra la evolución de la energía total, representada por la línea azul, y la energía del pulso, representada por la línea naranja (figura 3.38 (a)). Ambas exhiben oscilaciones variables en cuanto a su nivel de energía, pero también revelan oscilaciones caóticas, la amplitud de la modulación lenta varía fuertemente a lo largo del tiempo, hasta desaparecer en ocasiones. Además, las evoluciones de las 2 energías no parecen estar correlacionadas.

En la subfigura 3.38 (b), se presenta una representación visual de la evolución de las amplitudes del tren de pulsos en un sistema láser. donde no se observa una correlación clara en cuanto a su evolución a lo largo del tiempo.

Una característica que llama la atención es que la intensidad global del tren de pulsos muestra una oscilación relativamente uniforme, con variaciones de alrededor del 20 % solamente en su magnitud a largo plazo, lo cual contrasta con la evolución de la energía en figura 3.38 (a). Sin embargo, las amplitudes de los pulsos individuales dentro del tren experimentan cambios más pronunciados, con variaciones de hasta el 100 % en comparación con la intensidad global.

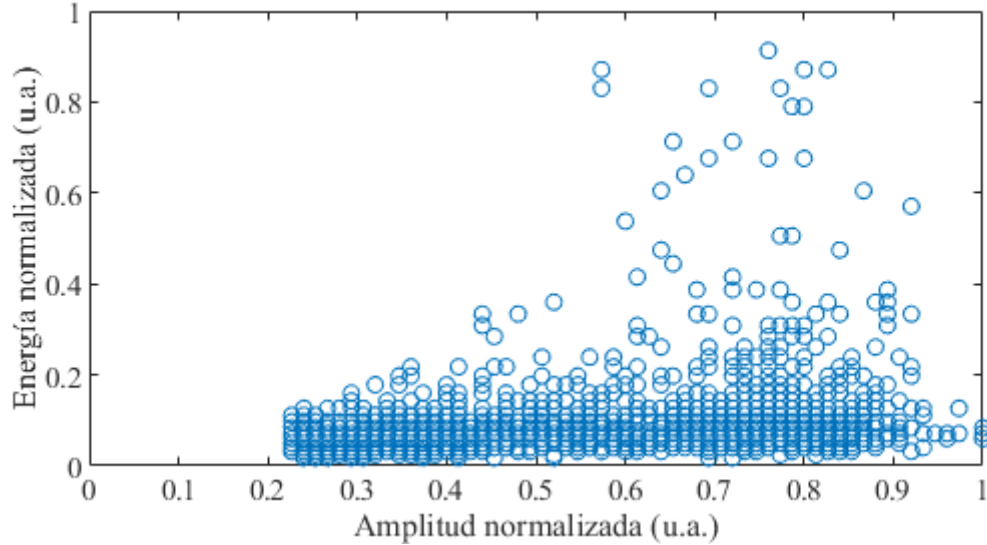
El análisis minucioso de la figura 3.38 nos brinda información valiosa sobre la dinámica de amplitud y energía en el tren de pulsos. Aunque las energías exhiben oscilaciones variables, la presencia de oscilaciones periódicas sugiere patrones de comportamiento subyacentes en el sistema láser de tulio. Por otro lado, las oscilaciones periódicas en las amplitudes, junto con la capacidad del pulso para mantenerse estable a pesar del decaimiento energético, resaltan la consistencia y la confiabilidad del tren de pulsos en su conjunto.



**Figura 3.39:** Acercamiento de la evolución temporal del tren de pulsos (a) energía (naranja: pulso y azul: total) y (b) amplitudes de los pulsos.

En la figura 3.39 (a) se muestran detalles de las evoluciones de energía y amplitud de la figura 3.38. Se observan fluctuaciones amplias y aparentemente desvinculadas entre la energía presente en cada pulso y de la energía total. Además, se identifica la presencia de una amplia sub-modulación interna de  $2.57 \mu\text{s}$  (aproximadamente 2 periodos de repetición del LF8), lo que sugiere que cada ciclo está intrincadamente modulado por fluctuaciones adicionales y de alta frecuencia. Sin embargo, contrastando con esta complejidad interna, la evolución de la intensidad de la señal es regular, siguiendo una tendencia casi senoidal (ver figura 3.39 (b)). Esta regularidad indica que, a pesar de las variaciones energéticas caóticas a nivel de los pulsos y de la sub-modulación interna, el comportamiento global de la amplitud del pulso es

repetitivo a lo largo de la medición.



**Figura 3.40:** Diagrama de espacio fase del tren de pulsos con una potencia de bombeo de 280 mW.

La figura 3.40 nos presenta el diagrama de espacio fase, una herramienta visual poderosa para analizar la relación entre la energía y la amplitud en el tren de pulsos. En esta representación, se destaca una tendencia notable: el pulso se encuentra predominantemente en energías bajas, pero ocasionalmente experimenta saltos significativos hacia energías más altas, manteniendo valores de amplitud definidos.

Al examinar el diagrama de espacio fase, podemos observar una concentración de puntos en el área correspondiente a energías bajas. Esto indica que la mayoría de los pulsos del tren de pulsos tienen una energía relativamente baja. Sin embargo, también se pueden identificar puntos dispersos y aislados en regiones de energías más altas. Estos puntos representan los momentos en los que el pulso experimenta saltos repentinos y considerables hacia niveles de energía mayores.

Es interesante destacar que, a pesar de estos saltos en la energía, los valores de amplitud se mantienen en rangos definidos. Esto sugiere que el tren de pulsos conserva una cierta estabilidad en su forma y características, incluso cuando la energía varía. Este fenómeno puede ser atribuido a la interacción de diferentes componentes en el sistema láser, que actúan para mantener la amplitud dentro de límites específicos a pesar de las fluctuaciones en la energía.

De forma general, el régimen descrito en esta sección, que presenta amplias oscilaciones cuasi-periódicas tipo Q-switch, claramente se puede entender de nuevo en el marco de la dinámica de ganancia. Por otro lado, considerando la gran complejidad y la evolución caótica de las formas temporales reveladas en lo anterior, mediante el mapeo temporal en particular, no se alcanzó, a estas alturas de la investigación, llegar a un escenario detallado de los mecanismos involucrados. Sin embargo, los resultados presentados aquí permiten esbozar unas ideas generales. Primero, la emergencia de satélites en los flancos del pulso, y su expansión temporal mucho más allá de la posición del pulso principal, denota un amarre de modos bastante imperfecto, en el que no se logra una alta concentración de la energía intracavidad en un intervalo de tiempo breve, llevando a la formación de un pulso o paquete de radiación compacto.

Una posible explicación es la "saturación" del absorbedor saturable (overdriving), ya que el NOLM es muy largo y asimétrico, y por lo tanto presenta una potencia de switcheo (máximo de transmisión del NOLM) bastante pequeña. Cuando el pulso principal ya ha alcanzado este máximo, su potencia pico no tiende a crecer más, ya que experimenta menor transmisión para potencias más allá del switcheo. En cambio, en estas condiciones se favorece la expansión temporal del pulso o la formación de pulsos adicionales.

Por otro lado, este "estancamiento" de la intensidad del pulso a un valor fijado por la potencia de switcheo del NOLM ayuda a entender por qué la intensidad presenta máximos de oscilación muy uniformes, aun cuando la energía varía de forma mucho más irregular. Finalmente, la emergencia de pulsos secundarios incluso alejados y desvinculados del pulso principal puede ayudar a entender la poca correlación que existe entre la energía del pulso principal y la energía total dentro de la cavidad.



# Capítulo 4

## Conclusiones

En este estudio, se han investigado y desarrollado diferentes esquemas que contribuyen al entendimiento del comportamiento de los láseres de fibra óptica en regímenes estacionarios y no estacionarios. Las cuales se realizaron por etapas descritas en la siguiente sección:

### 4.1. Laser de anillo en régimen CW

En la primera etapa del estudio, se exploró el láser de Tulio en configuración de anillo emitiendo en CW. Durante esta fase, se enfocó en demostrar la eficiencia de la TDF y en identificar las regiones de emisión del tulio y las regiones de absorción del agua en la estructura del láser.

Un aspecto importante fue que, a pesar de que la señal de bombeo hacia el láser de tulio era pulsada, el resultado se asemejaba al caso de un bombeo continuo. Esto se debe a que el Tulio, con sus tiempos de decaimiento característicos de aproximadamente 14  $\mu$ s, solo percibe una potencia promedio debido al comportamiento de relajación del nivel de energía excitado. En otras palabras, los tiempos de decaimiento del tulio limitan la velocidad con la que puede responder a los pulsos de bombeo, lo que hace que la señal de salida sea esencialmente equivalente a la que se obtendría con un bombeo continuo.

En conclusión, la primera etapa del estudio del láser de Tulio en configuración de anillo demostró que, a pesar de usar bombeo pulsado, el resultado es similar al caso de bombeo continuo debido a los tiempos de decaimiento característicos del Tulio. Además, a nivel espectral, no hubo diferencias significativas entre el bombeo continuo y el pulsado, ya que la emisión espontánea amplificada domina energéticamente el espectro en el caso CW, haciendo que el espectro es similarmente muy ancho en ambos casos. Estos hallazgos son fundamentales para comprender el comportamiento y el rendimiento del láser de Tulio en esta configuración particular. A partir de estos conocimientos, se pueden explorar estrategias de optimización



para obtener una mejor eficiencia y control del láser de Tulio en futuras etapas del estudio, por ejemplo, al añadir un absorbedor saturable.

El hallazgo más significativo derivado de la investigación del láser CW radica en su capacidad de operar simultáneamente con 1, 2 o incluso 3 longitudes de onda, según el nivel de bombeo aplicado. No obstante, el hecho de permitir operaciones multilineales tiene un costo asociado. La mayor competencia por la ganancia dentro del sistema láser conlleva un fenómeno de fluctuaciones más pronunciadas en la intensidad de salida.

## **4.2. Láser de anillo en con absorbedor saturable en régimen pulsado**

Es relevante destacar, en primer lugar, que esta situación no estaba contemplada en los objetivos iniciales del proyecto, ya que no disponíamos de un polarizador adecuado para operar a 1800 nm. Sin embargo, llevamos a cabo un experimento que reveló que un polarizador diseñado originalmente para 1550 nm demostró ser funcional en el rango de 1800 nm, a pesar de que esto implicara una mayor pérdida de inserción. La capacidad de aprovechar un dispositivo más allá de su diseño original resalta la importancia de la flexibilidad y la creatividad para abordar desafíos inesperados.

En la etapa de implementación del láser de cavidad de anillo con absorbedor saturable, se observaron resultados interesantes y complejos. En primer lugar, se notó que el láser operaba inicialmente en un régimen estacionario con trazas estables y sin cambios significativos. Sin embargo, se pudo detectar una transición hacia un modo de operación diferente, específicamente, un amarre de modos parcial, al ajustar la potencia de bombeo. Este cambio en el modo de operación demuestra la versatilidad y capacidad de control del láser.

En este esquema, se destacó la utilización de fenómenos no lineales como el NPR. Que mediante un el polarizador (PBS) y placas retardadoras para implementar un absorbedor saturable. Este componente fue probado tanto experimental como numéricamente, lo que refuerza su viabilidad y efectividad en el control de la potencia de salida del láser y en la generación de pulsos láser ajustables.

El mapeo temporal fue fundamental para comprender la dinámica de la oscilación del láser. Se observó una modulación de alrededor del 30 % de oscilación constante, que se atribuyó a un Self Q-switch naciente. A medida que se incrementó la potencia de bombeo, estas oscilaciones aumentaron hasta 11.25 veces más rápido, lo que destaca la importancia del control de la potencia para manipular y optimizar el comportamiento del láser.

Además, se notaron modulaciones internas en el perfil del pulso, que se atribuyeron posiblemente a sub-paquetes de NLPs. En este caso, los subpulsos formaron paquetes de subpulsos, y la aglomeración de estos paquetes dio lugar a las modulaciones descritas por la densidad de pulsos formados. Estos hallazgos sugieren la presencia de fenómenos no lineales y complejos en el interior de la cavidad del láser.

Por otro lado, la envolvente que viaja a una velocidad diferente de los sub-paquetes en el estudio. Sin embargo, este fenómeno pudo ser comprendido gracias a la consideración de la saturación de la ganancia entre un extremo y otro del NLP. Este efecto juega un papel crucial en el comportamiento del sistema láser, ya que crea una diferencia en las velocidades de propagación entre la envolvente y los sub-paquetes.

En conclusión, la implementación del láser de cavidad de anillo con absorbedor saturable demostró un control efectivo sobre su funcionamiento y permitió la transición hacia un modo de operación de amarre de modos parcial. La modulación constante y el incremento de las oscilaciones con el ajuste de la potencia de bombeo revelan la flexibilidad del láser y su capacidad para generar pulsos láser ajustables y rápidos. Sin embargo, las modulaciones internas y la presencia de fenómenos no lineales indican que el sistema es aún más complejo y abre la puerta a futuras investigaciones para explorar y aprovechar plenamente estos efectos en aplicaciones láser avanzadas y en óptica no lineal.

### **4.3. LF8 en en régimen pulsado**

El estudio del láser de figura ocho reveló la existencia de dos regímenes de operación distintos, cada uno con comportamientos notables y complejos. En el régimen de amarre de modos parcial, se obtuvieron trazas constantes con oscilaciones en amplitud, que se atribuyeron a un fenómeno conocido como Self Q-switch. Este fenómeno se produce cuando el láser se autocompensa y produce pulsos de alta energía de forma espontánea.

Una hallazgo importante radica en las oscilaciones de amplitud y las oscilaciones de posición temporal están estrechamente correlacionadas, ya que ocurren de manera sincronizada. Esta relación se puede explicar a través de la dinámica de ganancia, donde los cambios en los niveles de saturación de la ganancia no solo afectan la energía del sistema, sino también alteran el espectro, especialmente la posición del máximo espectral. Estas variaciones espectrales se propagan a través de la dispersión de la cavidad, generando cambios en la posición temporal de los pulsos. Es decir, la modulación de la ganancia impacta tanto en la amplitud

como en la posición temporal de los pulsos en el sistema láser, lo que subraya la compleja interacción entre los fenómenos ópticos y la dinámica de la ganancia en este tipo de sistemas.

A potencias superiores a 183 mW, se observó un comportamiento diferente en el láser. Además de cambios en la potencia de salida, se generó un patrón modulado en la forma de onda con un periodo fijo. Este periodo se explicó tentativamente en términos de la dinámica de ganancia del medio de amplificación, en este caso, la fibra TDF. Cuando el medio se satura con energía, libera esta energía almacenada de manera abrupta, lo que produce un aumento repentino en la energía y, posteriormente, una disminución. Sin embargo, a diferencia de las amplitudes que están moduladas de manera constante, las energías parecen ser moduladas por fluctuaciones internas de alta frecuencia, aproximadamente dos veces el periodo rápido del LF8. Estas fluctuaciones internas causan una evolución periódica pero caótica en las energías, en contraste con la modulación más constante de las amplitudes.

A pesar de que no se pudo alcanzar una explicación detallada de los mecanismos involucrados en esta dinámica, que sin duda es la más compleja y caótica de todas las reportadas en esta tesis, se sospecha que el efecto del NOLM overdriving juega un papel esencial en este régimen. El comportamiento observado sugiere que el exceso de impulso en el NOLM, debido posiblemente a su longitud y asimetría, desempeña un rol fundamental en la configuración del sistema. Este comportamiento complejo y contrastante en las energías y las amplitudes destaca la naturaleza dinámica del láser de figura ocho. La presencia de Self Q-switching y la modulación periódica de la energía sugieren que hay fenómenos no lineales y efectos de saturación ocurriendo dentro del láser. La falta de correlación entre las amplitudes y la evolución de la energía también indica que hay interacciones complejas y no lineales en el sistema, lo que proporciona oportunidades emocionantes para futuras investigaciones y optimizaciones.

En conclusión, el estudio del láser de figura ocho reveló dos regímenes de operación con comportamientos distintos y complejos. El régimen de amarre de modos parcial mostró Self Q-switch, lo que permite la generación de pulsos de alta energía. A potencias superiores a 183 mW, se observó una modulación periódica de la forma de onda y energía, aunque con una evolución caótica. Estos hallazgos resaltan el potencial del láser de figura ocho para aplicaciones que requieren pulsos láser de alta energía y versatilidad en la generación de diferentes patrones de pulsos. Sin embargo, la complejidad observada en las interacciones y comportamientos no lineales también subraya la importancia de un estudio más profundo para comprender completamente y optimizar el funcionamiento de este tipo de láseres.

## 4.4. Conclusiones generales

Los resultados obtenidos en este estudio representan un avance significativo en nuestro entendimiento de los láseres de fibra óptica, especialmente en lo que respecta a sus comportamientos en diferentes esquemas y regímenes de operación, particularmente aquellos con potencias de bombeo modestas, generalmente en el rango de centenas de mW. Uno de los hallazgos más relevantes es la identificación y estudio de fenómenos como el Self Q-switching y los fenómenos no lineales, como los NLPs. Estos fenómenos son de suma importancia, ya que desempeñan un papel crucial en la dinámica interna de los láseres de fibra, afectando su comportamiento y desempeño.

El fenómeno de Self Q-switching, que se observó en algunos esquemas de láseres de fibra, es especialmente interesante, ya que permite la generación de pulsos de alta energía y corta duración. Este descubrimiento puede tener aplicaciones significativas en campos como la generación de pulsos ultracortos para la investigación científica y tecnologías láser avanzadas.

Por otro lado, los fenómenos no lineales, como los NLPs, también juegan un papel fundamental en la dinámica de los láseres de fibra. Estos efectos no lineales pueden afectar la estabilidad y la eficiencia del láser, así como contribuir a la generación de pulsos y modulaciones en la forma de onda de la señal de salida. El estudio detallado de estos fenómenos nos brinda una comprensión más completa de los mecanismos subyacentes que rigen el comportamiento del láser de fibra, lo que nos permite mejorar y optimizar su rendimiento en una amplia gama de aplicaciones.



# Apéndice A

## Anexo: Productividad académica

Durante la maestría, el estudiante tuvo una participación activa y comprometida en múltiples proyectos y actividades extracurriculares, impulsado por el deseo de enriquecer su desarrollo académico y, a su vez, contribuir positivamente a la sociedad y al avance científico del país. La colaboración en proyectos de investigación y en iniciativas de divulgación científica permitió compartir valiosos aprendizajes con la comunidad académica y con la sociedad en general, creando un impacto significativo en diferentes ámbitos. Esta actitud proactiva demostrada durante la maestría refleja una pasión genuina por el conocimiento, contribuyendo de manera tangible al progreso científico y al desarrollo del país. A continuación, se presentan algunas de estas actividades.

### A.1. Artículos científicos

- **Gonzalez-Vidal, L. M.**, Pottiez, O., Hernandez-Garcia, J. C., Ibarra-Villalon, H. E., Lauterio-Cruz, J. P., & Bello-Jimenez, M. (2022). *Real-time characterization of regimes between continuous-wave operation and mode locking in an all-normal dispersion ytterbium-doped fiber ring laser*. *Laser Physics*, 32(8), 085103. País: Estados Unidos. **Factor de Impacto: 1.38**
- Rodríguez-Morales, L. A., Pottiez, O., Armas-Rivera, I., Durán-Sánchez, M., **González-Vidal, L. M.**, Hernández-Arriaga, M. V., ... & Ibarra-Escamilla, B. (2023). *Experimental and theoretical study of a novel input polarization-independent nonlinear optical loop mirror with elliptical birefringence*. *Optics & Laser Technology*, 163, 109454. País: Estados Unidos. **Factor de Impacto: 4.939**

## A.2. Participación en congresos

- Jesús Pablo Lauterio-Cruz, Hugo Enrique Ibarra-Villalon, Juan Carlos Hernández-García, Yazmin E. Bracamontes-Rodríguez, **Luis Martín González-Vidal** y Olivier Pottiez, *Detección de ondas gigantes de luz a través de mediciones espectrales.*, XX encuentro de participación de la mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México. Mayo 2023, Póster.
- Jesús Pablo Lauterio-Cruz, Jesús Manzanares-Martínez, Luis Martín González-Vidal y Jorge Alberto Gaspar-Armenta, **Luis Martín González-Vidal** y Olivier Pottiez, *Conversion de modos de orden superior en una guía de onda discontinua*, XX encuentro de participación de la mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México. Mayo 2023, Póster.

## A.3. Participación en proyectos de investigación

- Título: Estudio e innovación de sistemas láser de fibra óptica mediante el uso de análisis de datos e inteligencia artificial utilizados en el desarrollo de aplicaciones de sensado óptico, comunicaciones ultrarrápidas y biofotónica.  
Convocatoria: CONAHCYT Ciencia de Frontera 2023.  
Periodo: 2023  
Responsable: Dr. Juan Carlos Hernández García.

## A.4. Estancia de investigación

- **Universidad de Sonora, Departamento de Investigación en Física.**  
Periodo: Marzo-Mayo 2023.  
Tema: Propagación de luz en una guía de ondas dieléctrica mediante el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD).  
Asesor: Dr. Jesús Pablo Lauterio Cruz.

# Apéndice B

## Anexo: Extenso de la estancia corta de investigación

La presente estancia corta de investigación se llevó a cabo con el fin de expandir el conocimiento sobre el tema de modelado numérico, específicamente centrado en el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD). Durante este período, se contribuyó al desarrollo de algoritmos que facilitan la adquisición de datos y optimizan los métodos de simulación.

### B.1. Resumen

En este trabajo, se presenta el desarrollo varios programas destinados al análisis de la propagación de campos electromagnéticos utilizando el método de FDTD. Este método es ampliamente utilizado en el modelado de antenas, guías de onda y otros dispositivos similares. Sin embargo, se destaca que el potencial del método es muy amplio y se puede extender para aplicaciones en el área de compuertas lógicas con guías de onda bidimensionales.

### B.2. Escritura de la definición derivadas centrales

El método de FDTD es un método numérico que discretiza las ecuaciones de Maxwell (Ecs. B.13 y B.14) para poder escribirlas en forma de un código computacional recursivo., que pueden ser parciales o totales. En particular este método consiste en dividir en un arreglo discreto conectado a través de nodos. De esta manera se sustituye las derivadas continuas por una serie de relaciones incrementales, en un caso bidimensional e independientes del tiempo están dadas por:

$$\partial_x U(x, y) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{U(x + \Delta x, y) - U(x, y)}{\Delta x}, \quad (\text{B.1})$$

$$\partial_y U(x, y) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{U(x, y + \Delta y) - U(x, y)}{\Delta y}, \quad (\text{B.2})$$



donde  $U$  es una función dependiente de  $x$  y  $y$ . Es notorio que las relaciones incrementales son precisamente la definición de la derivada. Al ser una función multivariable se debe realizar la solución en cada uno de los ejes, por ejemplo, en la ecuación B.1 se realiza en incremento en el eje  $x$  a través de  $\Delta x$  y en la ecuación B.2 a través  $\Delta y$ . Sin embargo, esta expresión aun es un método analítico, para realizar un método numérico se debe reescribir la expresión en términos discretos y numéricos los cuales puedan ser computarizados. En este caso se desarrolla en diferencias finitas centrales, las cuales realizan una aproximación tomando en cuenta los valores de alrededor de la función.

Por lo que la función  $U(x, y)$  es sustituida en forma discretizada por  $U_{ij}(i\Delta x, j\Delta y)$ , donde  $i$  es la posición en el eje  $x$  dentro de la molécula de simulación y  $\Delta x$  es el incremento infinitesimal en el eje  $x$  e igualmente para el eje  $y$  con  $j$  como la posición y  $\Delta y$  el incremento infinitesimal.

Las ecuaciones B.1 y B.2 representan una derivada tomando en cuenta sólo valores actuales y próximos hacia adelante. Para evitar errores producidos por tomar derivadas hacia a delante se puede emplear una derivada central, la cual toma valores hacia adelante y hacia atrás de la función, tomando un valor promedio de la región a derivar que está dada por:

$$\partial_x U(x, y) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{U(x + \Delta x, y) - U(x - \Delta x, y)}{2\Delta x}, \quad (\text{B.3})$$

$$\partial_y U(x, y) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{U(x, y + \Delta y) - U(x, y - \Delta y)}{2\Delta y}, \quad (\text{B.4})$$

donde ahora se toma un valor promedio de la derivada en ambos sentidos. Por otra parte, resulta conveniente escribir las ecuaciones B.3 y B.4 en términos discretos que se mencionaron anteriormente con la función discreta  $U_{xy}(i\Delta x, j\Delta y)$ . Al incluir los términos de derivada central se debe cambiar los términos  $\Delta x$  por  $\Delta x/2$  y  $\Delta y$  por  $\Delta y/2$  dado que se toma el valor central, por lo que las ecuaciones B.3 y B.4 se reescriben en términos discretos como:

$$\partial_x U_{xy}(i\Delta x, j\Delta y) = \frac{U_{xy}((i + \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y) - U_{xy}((i - \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y)}{\Delta x}, \quad (\text{B.5})$$

$$\partial_y U_{xy}(i\Delta x, j\Delta y) = \frac{U_{xy}(i\Delta x, (j + \frac{1}{2})\Delta y) - U_{xy}(i\Delta x, (j - \frac{1}{2})\Delta y)}{\Delta y}. \quad (\text{B.6})$$

En un caso en particular y para los fines relacionados a el presente trabajo se tiene un caso bidimensional con variables dependientes del tiempo, de forma que tenemos una función

del tipo:  $U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)$ . Por lo tanto, la expresión para cada una de las derivadas en función de las tres variables será escrita como:

$$\partial_x U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = \frac{U_{xyt}((i + \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) - U_{xyt}((i - \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)}{\Delta x}, \quad (\text{B.7})$$

$$\partial_y U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = \frac{U_{xyt}(i\Delta x, (j + \frac{1}{2})\Delta y, n\Delta t) - U_{xyt}(i\Delta x, (j - \frac{1}{2})\Delta y, n\Delta t)}{\Delta y}, \quad (\text{B.8})$$

$$\partial_t U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = \frac{U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, (n + \frac{1}{2})\Delta t) - U_{xyt}(i\Delta x, j\Delta y, (n - \frac{1}{2})\Delta t)}{\Delta t}. \quad (\text{B.9})$$

En diversa literatura es común encontrar que el termino del tiempo se contraiga como un súper índice de la siguiente forma:

$$\frac{\partial U_{xyt}^n(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)}{\partial x} = \frac{U_{xyt}^n((i + \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y) - U_{xyt}^n((i - \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta y)}{\Delta x} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial U_{xyt}^n(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)}{\partial y} = \frac{U_{xyt}^n(i\Delta x, (j + \frac{1}{2})\Delta y) - U_{xyt}^n(i\Delta x, (j - \frac{1}{2})\Delta y)}{\Delta y} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial U_{xyt}^n(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)}{\partial t} = \frac{U_{xyt}^{(n+\frac{1}{2})}(i\Delta x, j\Delta y) - U_{xyt}^{(n-\frac{1}{2})}(i\Delta x, j\Delta y)}{\Delta t} \quad (\text{B.12})$$

Siendo las ecuaciones (B.10 a B.12) la notación que se emplea en el presente trabajo.

### B.3. Escritura de las ecuaciones de Maxwell en variables discretas

Las ecuaciones de Maxwell describen la propagación del campo eléctrico y magnético. En un caso en particular cuando la onda propagante es una onda plana y está en un medio homogéneo, sin tomar en cuenta efectos dispersivos y fuentes externas. Las ecuaciones que describen la propagación están dadas por medio de las ecuaciones rotacionales de Maxwell en unidades de CGS (centímetros, gramo, segundo) dadas por:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{B.13})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{B.14})$$

donde  $\mathbf{E}$  es el vector del campo eléctrico que depende de  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  y  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  con  $\mathbf{r} = ix + jy + kz$  y  $c = 3 \times 10^8$  m/s. La ecuación B.13 puede ser reescrita a través de las relaciones constitutivas:

$\mathbf{D} =$

$\epsilon \mathbf{E}$  y  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , donde  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica y  $\mu$  es permitividad magnética.

De forma que la ecuación B.13 se escribe como:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (\text{B.15})$$

De igual forma para el campo magnético recordando que  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  se tiene:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (\text{B.16})$$

Ahora tomando en cuenta para un primer caso que la onda electromagnética se propaga en el eje  $z$  con polarización en el eje  $x$ , el rotacional de la  $\nabla \times \mathbf{E}$  ecuación B.16 se puede escribir como:  $\partial_z E_x(x, t)$  y  $\partial_t \mathbf{H}$  dado que  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son ortogonales entonces es:  $\partial_t H_y$ . Por lo que ahora la ecuación B.16 pasa de ser una ecuación vectorial a solo tomar componentes escalares del campo EM y se escribe como:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{c}{\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (\text{B.17})$$

y la ecuación B.15 se escribe como:

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{c}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (\text{B.18})$$

Se puede aproximar las ecuaciones B.17 y B.18 por medio de las diferencias finitas centrales, tal como lo expresan las ecuaciones B.10-B.12. Por lo que la ecuación B.17 en términos de diferencias finitas centrales alrededor del punto  $(k\Delta z, n\Delta t)$  será escrita como:

$$\frac{E_x^{(n+\frac{1}{2})}(k) - E_x^{(n-\frac{1}{2})}(k)}{\Delta t} = -\frac{c}{\mu} \frac{H_y^n(k + \frac{1}{2}) - H_y^n(k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \quad (\text{B.19})$$

Ahora, para expresar la ecuación B.18 consideramos el punto  $(z + \frac{\Delta z}{2}, t + \frac{\Delta t}{2})$ , de forma que en términos discretos estará en el punto  $(k + 1, n + 1)$ . Por lo tanto, la ecuación B.18 estará escrita en términos discretos como:

$$\frac{H_y^{(n+1)}(k + \frac{1}{2}) - H_y^n(k + \frac{1}{2})}{\Delta t} = -\frac{c}{\mu} \frac{E_x^{(n+\frac{1}{2})(k+1)} - E_x^{(n+\frac{1}{2})(k)}}{\Delta z}. \quad (\text{B.20})$$

## B.4. Uso del software Meep para el modelado de guías de onda

El presente sección se explica el uso del software Meep [76], el cual es un programa de software libre especializado en el método de diferencias finitas para la propagación de campos electromagnéticos. Dicho programa se construye utilizando una arquitectura modular basada en bloques, lo que permite una gran flexibilidad y facilidad para agregar y combinar diferentes funcionalidades.

Cada bloque en Meep representa una pieza funcional específica del código, diseñada para realizar tareas particulares relacionadas con el modelado y análisis de la propagación de campos electromagnéticos. Algunos de los bloques comunes incluyen:

- Bloque de fuente: Define la fuente de excitación electromagnética, que puede ser una onda plana, una fuente de dipolo, entre otras.
- Bloque de estructura: Describe la geometría del medio a simular, incluyendo materiales, formas, y disposición de las estructuras en el espacio.
- Bloque de simulación: Contiene los parámetros de simulación, como el tamaño de la celda, el tiempo total de simulación, resolución, condiciones de contorno, etc.
- Bloque de detección: Define las ubicaciones y tipos de campos electromagnéticos a analizar durante la simulación.
- Bloque de posprocesamiento: Permite realizar cálculos y análisis adicionales sobre los datos de campo resultantes de la simulación.

Estos bloques se ensamblan mediante un lenguaje de programación que proporciona una interfaz flexible para los usuarios. Es posible personalizar y extender la funcionalidad de Meep mediante la adición de bloques personalizados o ajustando los parámetros de los bloques existentes para abordar casos específicos de estudio.

Una ventaja significativa de Meep es su capacidad para manejar una amplia gama de problemas electromagnéticos, desde la propagación de ondas en guías de onda hasta la interacción con estructuras complejas como metamateriales o dispositivos fotónicos. Al ser de código abierto, permite a la comunidad científica colaborar y contribuir con mejoras y nuevas funcionalidades, lo que lo convierte en una herramienta valiosa para la investigación y el

desarrollo en el campo de la electromagnética y la óptica.

---

**Algorithm 1** definicion de parametros

---

(define-param x 10); tamaño de la malla en x

(define-param y 10); tamaño de la malla en y

(define-param fcen 0.5); Fcen es la frecuencia Omega. Por ejemplo Fcen= 1/2

---

En primera instancia, se debe definir el tamaño virtual de la celda de simulación. En este caso particular, se estableció un parámetro variable de ancho y alto, denotados como  $x$  e  $y$ , respectivamente, con una longitud de 10 micrómetros. Estos valores son fundamentales para determinar la escala espacial en la que se llevará a cabo la simulación y para establecer la resolución de la malla computacional que discretiza el espacio.

Otro parámetro de gran importancia en las simulaciones realizadas con Meep es la longitud de onda utilizada en la propagación dentro de la celda. Es importante mencionar que Meep trabaja con unidades normalizadas, lo que significa que emplea parámetros adimensionales y escala relativa en lugar de unidades físicas absolutas. Esta convención es común en trabajos teóricos y permite simplificar las ecuaciones, así como facilitar la comparación y generalización de resultados.

Dentro del contexto de unidades normalizadas de Meep, la longitud de onda se define como una unidad básica, y el valor de esta unidad se elige de manera que se ajuste a la escala específica del problema en cuestión. Por ejemplo, si la longitud de onda de interés es de 1 micrómetro, esta se tomaría como la unidad básica de longitud de onda, y todas las demás longitudes serían expresadas en términos de múltiplos o fracciones de esta unidad.

$$\Omega = \frac{\lambda}{d}, \quad (\text{B.21})$$

donde  $\Omega$  es la frecuencia normalizada,  $d$  es la distancia de normalización (en este caso 1  $\mu\text{m}$ ) y  $\lambda$  la longitud de onda. Suponiendo una longitud de onda de  $\lambda = 2000$  nm la frecuencia normalizada será de  $\Omega=0.5$ .

En el siguiente paso se definirán los bloques, la definición del bloque principal es en particular el maño de la celda en este caso de 90  $\mu\text{m}$  de largo por 10  $\mu\text{m}$  de ancho. Consecutivamente se añadió otro bloque con un índice de refracción de 1 para simular que se encuentra en el vacío del mismo tamaño de la celda. Y dos bloques a los extremos con índice de refracción de 3.6. En este caso se simulo un interferómetro el cual se puede observar en la figura B.1.

---

**Algorithm 2** definicion de bloques

---

```
(set! geometry-lattice(make lattice(size x y no-size)))
```

```
(set! geometry  
(list  
(make block  
(center 0 0)  
(size x y infinity)  
(material (make medium (index 1))))
```

```
)
```

```
(make block  
(center 0 0)  
(size x b infinity)  
(material (make medium (index 3.6))))
```

```
)
```

```
(make block  
(center 0 0)  
(size d y infinity)  
(material (make medium (index 1))))
```

```
)
```

---



**Figura B.1:** Simulación de la guía de onda

## B.5. Desarrollo de la automatización del software

Dado que Meep es un programa de código abierto, se beneficia enormemente de la flexibilidad y libertad que ofrece el sistema operativo Linux. Esta sinergia permite aprovechar al máximo las características del software y las capacidades del sistema operativo para llevar a cabo simulaciones altamente personalizadas y automatizadas.

En particular, Linux es ampliamente conocido por su naturaleza modular y su habilidad para trabajar con scripts y comandos en la línea de comandos. Esta combinación es perfecta para la automatización de procesos en Meep. Los usuarios pueden crear scripts de shell, Python, Matlab u otros lenguajes de programación para ejecutar una secuencia de comandos de Meep con diferentes conjuntos de variables y parámetros.

Esto resulta especialmente útil cuando se necesita explorar múltiples configuraciones o casos de estudio. Por ejemplo, si se desea estudiar el comportamiento de una estructura fotónica cambiando la distancia entre cavidades en pasos discretos, se puede escribir un script que ejecute automáticamente una serie de simulaciones en Meep, variando la distancia entre cavidades en cada iteración.

Además de la distancia entre cavidades, se pueden automatizar otras variables como la longitud de onda, el índice de refracción de diferentes materiales, las condiciones de contorno, entre muchas otras. Esta automatización ahorra tiempo y esfuerzo en la ejecución de simulaciones, al tiempo que garantiza la consistencia y precisión en los resultados obtenidos.

El entorno de código abierto también fomenta la colaboración y el intercambio de conoci-

mientos entre la comunidad de usuarios de Meep. Los scripts desarrollados para automatizar simulaciones y análisis se pueden compartir libremente, lo que facilita la replicación de resultados y la reutilización de métodos entre diferentes proyectos.

---

**Algorithm 3** script del programa que varía el desplazamiento longitudinal de una fibra  
echo "Programa que varia el desplazamiento longitudinal de una fibra"

---

insertar los valores de  $l$  y  $dl$

```
echo ' distancia hasta 'l': '  
read l  
echo ' En pasos de 'dl': '  
read dl
```

---

En el ejemplo anterior, se ha mejorado el programa para permitir una automatización más eficiente de la simulación. Ahora, con tan solo dos parámetros, el programa puede llevar a cabo la simulación de múltiples casos definidos por la razón entre la distancia total de separación,  $l$ , y el tamaño de los pasos de simulación,  $dl$ . Esto significa que ya no es necesario ajustar manualmente cada uno de los parámetros para cada caso, lo que facilita considerablemente el proceso de simulación.

---

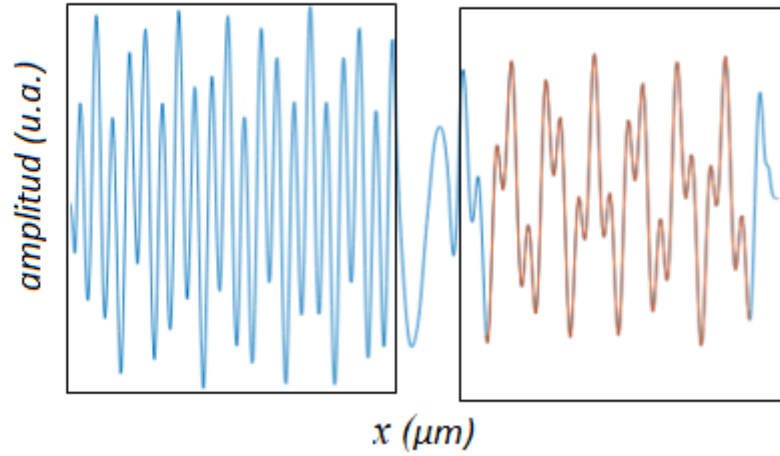
**Algorithm 4** script del programa que sustituye el desplazamiento longitudinal de una fibra  
(define-param b 1)  
(define-param d \$n ) (define-param a (/ (- x d) 2))  
(define-param nfreq 500)  
(define-param fcen 0.5)  
(define-param df 0.04)

---

De manera secuencial, tal como se ilustra en la 4, se ha implementado un comando *echo* que genera automáticamente el programa y lo almacena en una carpeta distinta para cada caso. Cabe mencionar que el valor de  $n$  es calculado como el producto de  $l$  y  $dl$  en cada caso.

Adicionalmente, dentro del script se ha añadido una sección dedicada al procesamiento de datos, que sigue el procedimiento presentado en la 4. Esta parte del programa se encarga de analizar y manipular los datos generados en las simulaciones previas.





**Figura B.2:** Propagación del campo electromagnético en una cavidad con dos medios de forma transversal.

En la figura B.2 se ilustra de manera esquemática el fenómeno de propagación de un campo electromagnético a través de un medio discontinuo. Este medio está representado por cuadrados negros, cada uno con un índice de refracción de 3.6, dispuestos en una matriz regular. Estos cuadrados están separados por otra región que actúa como una guía de onda adicional, caracterizada por un índice de refracción de 1.

Al analizar detenidamente la figura B.2, se puede apreciar un interesante comportamiento del campo electromagnético mientras atraviesa esta estructura. En el primer bloque de cuadrados, observamos que el campo electromagnético se propaga con una determinada intensidad y frecuencia, denotado por la línea azul. Este bloque inicial actúa como un medio de transmisión, permitiendo que la onda electromagnética se propague con relativa estabilidad.

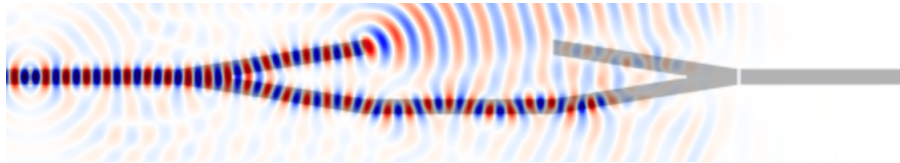
Sin embargo, al llegar al segundo bloque de cuadrados con diferentes parámetros, es decir, con distancias y un índice de refracción distintos, el campo electromagnético experimenta una modificación notable. Estos parámetros alteran la longitud de camino y el camino óptico de la onda, lo que a su vez influye en la manera en que el campo se propaga y se desarrolla. Esta modificación se refleja en el cambio de comportamiento del campo electromagnético, tal como se muestra en la figura B.2.

En el tercer bloque, el campo electromagnético vuelve a ingresar en la guía de onda original, pero ahora con una amplitud notablemente reducida, como se indica mediante la línea

aranja en el gráfico. Además de la amplitud reducida, también se puede notar que la frecuencia de la onda es diferente a la frecuencia inicial de la fuente. Esta frecuencia distinta es el resultado directo de los cambios en la longitud de camino y el camino óptico que experimentó el campo electromagnético al atravesar el segundo bloque.

Además de las geometrías previamente mencionadas, también se ha explorado otro tipo de configuración en el estudio, que se enfoca en compuertas lógicas que incorporan guías de onda. Específicamente, se han realizado experimentos variando el índice de refracción en uno de los brazos de la guía, como se puede observar en la figura B.3.

En este caso, se ha analizado cómo el cambio en el índice de refracción afecta el comportamiento de las compuertas lógicas, lo que puede tener implicaciones importantes en el diseño y funcionamiento de dispositivos ópticos basados en guías de onda. Esta exploración permite obtener información valiosa sobre el potencial de estas compuertas lógicas y cómo su rendimiento puede optimizarse o adaptarse para diferentes aplicaciones en el campo de la óptica y las comunicaciones.



**Figura B.3:** Interferómetro Mach-Zehnder, en una guía de ondas plana. El índice de refracción de uno de los brazos se varía con la finalidad de generar una compuerta lógica óptica.

## B.6. Conclusiones

En el presente trabajo, se han desarrollado diversos programas para el análisis de la propagación de campos electromagnéticos mediante el método de diferencias finitas. Este método es ampliamente utilizado en el modelado de antenas, guías de onda, entre otros. Sin embargo, su potencial es muy amplio y puede ser extendido para el área de compuertas lógicas ópticas usando guías de ondas bidimensionales, que pueden ser utilizadas en circuitos ópticos integrados.

Además, la colaboración mediante la presente estancia corta continúa en marcha. La automatización del programa mediante scripts facilitará el análisis y la síntesis de datos, lo que apoyará considerablemente la producción de trabajos científicos que se están llevando a cabo actualmente en la Universidad de Sonora.



# Bibliografía

- [1] A. Albalawi, H. Zhu, S. Taccheo, A. Chiasera, M. Ferrari, J. Al-Zubi, and O. Al-Zubi, “Numerical modeling of the impact of pump wavelength on yb-doped fiber amplifier performance,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 48, pp. 1–7, 2016.
- [2] N. Zlatanov, “Optical communications and amplifiers,” *no. March*, 2017.
- [3] S. D. Agger and J. H. Povlsen, “Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers,” *Optics Express*, vol. 14, no. 1, pp. 50–57, 2006.
- [4] G. Xiao and M. Bass, “A generalized model for passively q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 1, pp. 41–44, 1997.
- [5] O. S. T. Muñoz, “Caracterización experimental y modelización de regímenes no estacionario en un láser de amarre de modos pasivos,” 2020.
- [6] J. U. Kang, “Broadband quasi-stationary pulses in mode-locked fiber ring laser,” *Optics communications*, vol. 182, no. 4-6, pp. 433–436, 2000.
- [7] L. Zhao, D. Tang, T. Cheng, H. Y. Tam, and C. Lu, “120 nm bandwidth noise-like pulse generation in an erbium-doped fiber laser,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 157–161, 2008.
- [8] S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, S. Turitsyn, and A. Latkin, “Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers,” *Optics Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20 707–20 713, 2009.
- [9] X. Zhao, G. Hu, B. Zhao, C. Li, Y. Pan, Y. Liu, T. Yasui, and Z. Zheng, “Picometer-resolution dual-comb spectroscopy with a free-running fiber laser,” *Optics Express*, vol. 24, no. 19, pp. 21 833–21 845, 2016.
- [10] M. E. Fermann and I. Hartl, “Ultrafast fibre lasers,” *Nature photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 868–874, 2013.

- [11] S. Mehravar, R. A. Norwood, N. Peyghambarian, and K. Kieu, “Real-time dual-comb spectroscopy with a free-running bidirectionally mode-locked fiber laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 108, no. 23, 2016.
- [12] S. Kumar and M. J. Deen, *Fiber optic communications: fundamentals and applications*. John Wiley & Sons, 2014.
- [13] O. Pottiez, H. E. Ibarra-Villalon, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. A. Minguela-Gallardo, E. Garcia-Sanchez, J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, and E. A. Kuzin, “Soliton formation from a noise-like pulse during extreme events in a fibre ring laser,” *Laser Physics Letters*, vol. 14, no. 10, p. 105101, 2017.
- [14] S. Smirnov, S. Sugavanam, O. Gorbunov, and D. Churkin, “Generation of spatio-temporal extreme events in noise-like pulses npe mode-locked fibre laser,” *Optics Express*, vol. 25, no. 19, pp. 23 122–23 127, 2017.
- [15] Z. Liu, S. Zhang, and F. W. Wise, “Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser,” *Optics letters*, vol. 40, no. 7, pp. 1366–1369, 2015.
- [16] S. D. Chowdhury, B. D. Gupta, S. Chatterjee, R. Sen, and M. Pal, “Explosion induced rogue waves and chaotic multi-pulsing in a passively mode-locked all-normal dispersion fiber laser,” *Journal of Optics*, vol. 22, no. 6, p. 065505, 2020.
- [17] J. U. Kang, “Broadband quasi-stationary pulses in mode-locked fiber ring laser,” *Optics communications*, vol. 182, no. 4-6, pp. 433–436, 2000.
- [18] L. Zhao, D. Tang, T. Cheng, H. Y. Tam, and C. Lu, “120 nm bandwidth noise-like pulse generation in an erbium-doped fiber laser,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 157–161, 2008.
- [19] S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, S. Turitsyn, and A. Latkin, “Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers,” *Optics Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20 707–20 713, 2009.
- [20] J. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodríguez, J. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez, and E. Kuzin, “Comparative study of super-continuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses,” *Laser Physics*, vol. 27, no. 6, p. 065107, 2017.
- [21] K. Özgören, B. Öktem, S. Yilmaz, F. Ö. Ilday, and K. Eken, “83 w, 3.1 mhz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining,” *Optics express*, vol. 19, no. 18, pp. 17 647–17 652, 2011.

- [22] Y.-J. You, C. Wang, Y.-L. Lin, A. Zaytsev, P. Xue, and C.-L. Pan, “Ultra-high-resolution optical coherence tomography at 1.3  $\mu\text{m}$  central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses,” *Laser Physics Letters*, vol. 13, no. 2, p. 025101, 2015.
- [23] R. J. Bates, *Optical switching and networking handbook*. McGraw-Hill Professional, 2001.
- [24] S. Addanki, I. S. Amiri, and P. Yupapin, “Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers,” *Results in Physics*, vol. 10, pp. 743–750, 2018.
- [25] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*. John Wiley & Sons, 2012.
- [26] B. J. Puttnam, R. S. Luis, G. Rademacher, Y. Awaji, and H. Furukawa, “1 pb/s transmission in a 125 $\mu\text{m}$  diameter 4-core mcf,” in *CLEO: QELS\_Fundamental Science*. Optica Publishing Group, 2022, pp. JTh6B–1.
- [27] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, 2019.
- [28] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and H. A. Haus, “Long-distance soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fiber,” *Journal of lightwave technology*, vol. 9, no. 2, pp. 194–197, 1991.
- [29] L. Gruner-Nielsen, M. Wandel, P. Kristensen, C. Jorgensen, L. V. Jorgensen, B. Edvold, B. Pálsdóttir, and D. Jakobsen, “Dispersion-compensating fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3566–3579, 2005.
- [30] M. M. Eid, V. Sorathiya, S. Lavadiya, A. Helmy, and A. N. Z. Rashed, “Technical specifications and spectral performance characteristics of dispersion flattened fiber (dff) in optical fiber systems,” *Journal of Optical Communications*, no. 0, p. 000010151520210063, 2021.
- [31] H. E. Ibarra Villalón *et al.*, “Estudio numérico de la generación y dinámicas de pulsos múltiples en un láser de fibra de amarre de modos pasivo,” 2022.
- [32] L. M. G. VIDAL, “Caracterización experimental de dinámicas complejas en un láser de fibra de amarre de modos pasivo mediante el mapeo temporal,” 2020.
- [33] C. H. Evans, *Episodes from the history of the rare earth elements*. Springer Science & Business Media, 2012, vol. 15.
- [34] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, 1997.

- [35] Y. e. Jeong, J. Sahu, D. Payne, , and J. Nilsson, “Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kw continuous-wave output power,” *Optics express*, vol. 12, no. 25, pp. 6088–6092, 2004.
- [36] S. Popov, “Fiber laser overview and medical applications,” *Tunable laser applications*, pp. 197–226, 2008.
- [37] ———, “Fiber laser overview and medical applications,” *Tunable laser applications*, pp. 197–226, 2008.
- [38] A. Albalawi, H. Zhu, S. Taccheo, A. Chiasera, M. Ferrari, J. Al-Zubi, and O. Al-Zubi, “Numerical modeling of the impact of pump wavelength on yb-doped fiber amplifier performance,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 48, pp. 1–7, 2016.
- [39] V. Fomin, V. Gapontsev, E. Shcherbakov, A. Abramov, A. Ferin, and D. Mochalov, “100 kw cw fiber laser for industrial applications,” in *IEEE International Conference on Laser Optics*, vol. 1, no. 1, 2014.
- [40] R. H. Jarman, “Novel optical fiber lasers,” *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, vol. 1, no. 2, pp. 199–203, 1996.
- [41] V. Gapontsev, S. Matitsin, A. Isineev, and V. Kravchenko, “Erbium glass lasers and their applications,” *Optics & Laser Technology*, vol. 14, no. 4, pp. 189–196, 1982.
- [42] O. G. Okhotnikov, *Fiber lasers*. John Wiley & Sons, 2012.
- [43] N. M. Fried and K. E. Murray, “High-power thulium fiber laser ablation of urinary tissues at 1.94  $\mu\text{m}$ ,” *Journal of endourology*, vol. 19, no. 1, pp. 25–31, 2005.
- [44] S. Bedö, W. Lüthy, and H. Weber, “The effective absorption coefficient in double-clad fibres,” *Optics communications*, vol. 99, no. 5-6, pp. 331–335, 1993.
- [45] P. Kisliuk and W. Boyle, “The pulsed ruby maser as a light amplifier,” *Proceedings of the IRE*, vol. 49, no. 11, pp. 1635–1639, 1961.
- [46] J. Geusic and H. Scovil, “A unidirectional traveling-wave optical maser,” *Bell System Technical Journal*, vol. 41, no. 4, pp. 1371–1397, 1962.
- [47] C. J. Koester and E. Snitzer, “Amplification in a fiber laser,” *Applied optics*, vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, 1964.
- [48] R. Boyd, *Contemporary nonlinear optics*. Academic Press, 2012.
- [49] D. A. Kleinman, “Theory of second harmonic generation of light,” *Physical Review*, vol. 128, no. 4, p. 1761, 1962.

- [50] A. Nautiyal and P. B. Bisht, “Sum and difference frequency generation of white light continuum with the ps pulses of nd+ 3: Yag laser in a thick bbo crystal,” *Optics communications*, vol. 278, no. 1, pp. 175–179, 2007.
- [51] J. Dziedzic, R. H. Stolen, and A. Ashkin, “Optical kerr effect in long fibers,” *Applied optics*, vol. 20, no. 8, pp. 1403–1406, 1981.
- [52] G. P. Agrawal, “Nonlinear fiber optics,” in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Springer, 2000, pp. 195–211.
- [53] F. Shimizu, “Frequency broadening in liquids by a short light pulse,” *Physical Review Letters*, vol. 19, no. 19, p. 1097, 1967.
- [54] E. Ippen, C. Shank, and T. Gustafson, “Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers,” *Applied Physics Letters*, vol. 24, no. 4, pp. 190–192, 1974.
- [55] R. H. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” *Physical Review A*, vol. 17, no. 4, p. 1448, 1978.
- [56] J. Hecht, “Short history of laser development,” *Optical engineering*, vol. 49, no. 9, pp. 091 002–091 002, 2010.
- [57] M. C. Pierce, S. D. Jackson, P. S. Golding, B. Dickinson, M. R. Dickinson, T. A. King, and P. Sloan, “Development and application of fiber lasers for medical applications,” in *Optical Fibers and Sensors for Medical Applications*, vol. 4253. SPIE, 2001, pp. 144–154.
- [58] N. Granzow, “Supercontinuum white light lasers: a review on technology and applications,” *Photonics and Education in Measurement Science 2019*, vol. 11144, pp. 34–38, 2019.
- [59] J. Cousin, P. Masselin, W. Chen, D. Boucher, S. Kassi, D. Romanini, and P. Szniftgiser, “Application of a continuous-wave tunable erbium-doped fiber laser to molecular spectroscopy in the near infrared,” *Applied Physics B*, vol. 83, pp. 261–266, 2006.
- [60] W.-G. Xie, Y.-N. Zhang, P.-Z. Wang, and J.-Z. Wang, “Optical fiber sensors based on fiber ring laser demodulation technology,” *Sensors*, vol. 18, no. 2, p. 505, 2018.
- [61] L. Duan, H. Zhang, W. Shi, X. Yang, Y. Lu, and J. Yao, “High-resolution temperature sensor based on single-frequency ring fiber laser via optical heterodyne spectroscopy technology,” *Sensors*, vol. 18, no. 10, p. 3245, 2018.



- [62] A. Grudinin, D. Richardson, and D. Payne, “Energy quantisation in figure eight fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 28, p. 67, 1992.
- [63] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. Kuzin, J. Hernández-García, A. González-García, and M. Durán-Sánchez, “Multiple noise-like pulsing of a figure-eight fibre laser,” *Laser Physics*, vol. 24, no. 1, p. 015103, 2013.
- [64] A.-P. Luo, Z.-C. Luo, H. Liu, X.-W. Zheng, Q.-Y. Ning, N. Zhao, W.-C. Chen, and W.-C. Xu, “Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber laser,” *Optics express*, vol. 23, no. 8, pp. 10 421–10 427, 2015.
- [65] A. I. Chernykh and S. K. Turitsyn, “Soliton and collapse regimes of pulse generation in passively mode-locking laser systems,” *Optics letters*, vol. 20, no. 4, pp. 398–400, 1995.
- [66] L. Gonzalez-Vidal, O. Pottiez, J. Hernandez-Garcia, H. Ibarra-Villalon, J. Lauterio-Cruz, and M. Bello-Jimenez, “Real-time characterization of regimes between continuous-wave operation and mode locking in an all-normal dispersion ytterbium-doped fiber ring laser,” *Laser Physics*, vol. 32, no. 8, p. 085103, 2022.
- [67] J. A. C. RAMÍREZ, “Diseño y estudio experimental de un láser de fibra dopada con iterbio de amarre de modos pasivo,” 2020.
- [68] J. P. Lauterio-Cruz, “Experimental study of the generation of high-energy noise-like pulses and their application to supercontinuum generation,” 2017.
- [69] A. Muhammad, S. D. Emami, J. Hmood, K. Sayar, R. Penny, H. Abdul-Rashid, H. Ahmad, and S. Harun, “Enhanced performance of an s-band fiber laser using a thulium-doped photonic crystal fiber,” *Laser Physics*, vol. 24, no. 11, p. 115201, 2014.
- [70] P. Muniz-Cánovas, “Láseres de ruido basados en fibra óptica,” 2020.
- [71] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, “Long-period fiber gratings as band-rejection filters,” *Journal of lightwave technology*, vol. 14, no. 1, pp. 58–65, 1996.
- [72] B. Li, X. Zhan, M. Tang, L. Gan, L. Shen, L. Huo, S. Fu, W. Tong, and D. Liu, “Long-period fiber gratings inscribed in few-mode fibers for discriminative determination,” *Optics Express*, vol. 27, no. 19, pp. 26 307–26 316, 2019.
- [73] Y. Ma, X. Wang, L. Zhang, F. Huang, and L. Hu, “Increased radiative lifetime of  ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  transition in oxyfluoride tellurite glasses,” *Materials Research Bulletin*, vol. 64, pp. 262–266, 2015.

- [74] H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, R. Paez-Aguirre, H. Ibarra-Villalon, A. Tenorio-Torres, M. Duran-Sanchez, B. Ibarra-Escamilla, E. Kuzin, and J. Hernandez-Garcia, “Generation and characterization of erbium-raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser,” *Laser Physics*, vol. 25, no. 4, p. 045106, 2015.
- [75] E. Bravo-Huerta, M. Durán-Sánchez, R. Álvarez-Tamayo, H. Santiago-Hernández, M. Bello-Jiménez, B. Posada-Ramírez, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, and E. Kuzin, “Single and dual-wavelength noise-like pulses with different shapes in a double-clad er/yb fiber laser,” *Optics Express*, vol. 27, no. 9, pp. 12 349–12 359, 2019.
- [76] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, “Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method,” *Computer Physics Communications*, vol. 181, no. 3, pp. 687–702, 2010.