



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

CAMPUS IRAPUATO - SALAMANCA
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

Diseño y caracterización de un láser pulsado
de fibra óptica emitiendo a 1064nm para la
fotodescomposición de cristales de ácido úrico

TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el grado de:
Doctor en Ingeniería Eléctrica

PRESENTA:

M. I. Carlos Moisés Carrillo Delgado

DIRECTORES:

Dr. Roberto Rojas Laguna
Dr. Juan Carlos Hernández García

SALAMANCA, GTO

FEBRERO 2021

A mi esposa

Miriam

a mis hijos

Mario y Jean

PUBLICACIONES

- ④ Carrillo-Delgado, C., Rodriguez-Silva, A., Hernandez-Garcia, J., Jauregui-Vazquez, D., Estudillo-Ayala, J., Pottiez, O., Martinez-Angulo, J and Rojas-Laguna, R. (2020). Photodecomposition of uric-acid crystals by using a mode-locked and broadband spectrum Ytterbium fiber ring laser. *Optics Communications*, **126242**.
- ④ Carrillo-Delgado, C. M., Hernandez-Garcia, J. C., Estudillo-Ayala, J. M., Pottiez, O., Lauterio-Cruz, J. P., Filoteo-Razo, J. D., Jauregui-Vazquez, D., Sierra-Hernandez, J. M., and Rojas-Laguna, R. (2020). Generation of burst pulses through multimodal interference in a passively mode-locked ytterbium fibre-ring laser. *Laser Physics Letters*, **17**(6), 065106.
- ④ Carrillo-Delgado, C.M., Filoteo-Razo, J.D., Sierra-Hernandez, J.M., Hernandez-Garcia, J.C., Jauregui-Vazquez, D., Lopez-Dieguez, Y., Estudillo-Ayala, J.M., Herrera-Piad, L.A., Rojas-Laguna, R, “Graphic user interface for modeling states of polarization in fiber Optics”, (2019) *Computacion y Sistemas*, **23** (1), pp. 63-70. DOI: 10.13053/CyS-23-1-3142
- ④ Martinez-Angulo, J.R., et al, (2019) Numerical study on nonlinear and chaotic effects in standard fibre using RK4IP method, *Results in Physics*, **15**, art. no. 102613. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102613.
- ④ J.D. Filoteo-Razo, et al, (2021), Multi-wavelength Er–Yb-doped fibre ring laser using a doublepass Mach–Zehnder interferometer with a Sagnac interferometer, *Optics and Laser Technology*, approved.

CONGRESOS

-  Rodriguez-Silva, B. A., Carrillo-Delgado, C. M., Hernandez-Garcia, J. C., Estudillo-Ayala, J. M., Jáuregui-Vázquez, D., Sierra-Hernández, J. M., & Rojas-Laguna, R. (2020, February). Photochemical decomposition of uric acid crystals by ultra-short laser pulses. In *Optical Interactions with Tissue and Cells XXXI* (Vol. **11238**, p. 112381C). International Society for Optics and Photonics.
-  Carlos M. Carrillo Delgado, Juan C. Hernandez-Garcia, Julian M. Estudillo-Ayala, Jesus P. Lauterio-Cruz, Olivier Pottiez, Jose D. Filoteo-Razo, (2018, October). *Quantum Optics*.
-  C M Carrillo-Delgado, J C Hernandez-Garcia, J M Estudillo-Ayala, J D Filoteo-Razo, O Pottiez, J P Lauterio-Cruz, R Rojas-Laguna, D Jauregui-Vazquez, (2018, November). *International Symposium on Optomechatronic Technology*.
-  Filoteo-Razo, J.D., Hernandez-Garcia, J.C., Estudillo-Ayala, J.M., Pottiez, O., Lauterio-Cruz, J.P., Carrillo-Delgado, C.M., Martinez-Angulo, J.R., Jauregui-Vazquez, D., Sierra-Hernandez, J.M., Rojas-Laguna, R. “Numerical Analysis of Chaotic Dynamics Produced in a Photonic Crystal Fibers”, (2018) *Progress in Electromagnetics Research Symposium, 2018-August*, art. no. 8598040, pp. 810-813. DOI: 10.23919/PIERS.2018.8598040
-  Martinez-Angulo, J.R., Hernandez-Garcia, J.C., Lauterio-Cruz, J.P., Estudillo-Ayala, J.M., Pottiez, O., Filoteo-Razo, J.D., Carrillo-Delgado, C.M., Jauregui-Vazquez, D., Sierra-Hernandez, J.M., Rojas-Laguna, R, “Numerical study of spatio-temporal evolution of chaotic effects in the generation of broad spectra”, (2018).
-  Carrillo-Delgado, Carlos Moisés, Hernandez-Garcia, Juan Carlos, Estudillo-Ayala, Julián Moisés, Lauterio-Cruz, Jesús Pablo, Potiez, Olivier, Martinez-Angulo, José Ramón And ROJAS-LAGUNA, Roberto, “Supercontinuum generation study through the RK4IP method”, 2017, *ECORFAN JOURNAL TAIWAN*, 1, 1, 14-17

AGRADECIMIENTOS

Agradecimientos institucionales.



A la Universidad de Guanajuato por el apoyo Recibido del proyecto: Investigación Experimental de Láseres Sintonizables de múltiples Longitudes de Onda utilizando Interferómetros tipo Mach-Zehnder Fabricados con Fibra de Cristal Fotónico. Apoyado en el Marco de la **Convocatoria Institucional de Investigación Científica 2021. Referencia del Proyecto CIIC 219/2021.**



Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, por la beca de posgrados nacionales con número (CVU/Becario): **245146/224158**. Además, por apoyo recibido del Proyecto: Investigación Experimental de Láseres Sintonizables de múltiples Longitudes de Onda utilizando Interferómetros tipo Mach-Zehnder Fabricados con Fibra de Cristal Fotónico. Apoyado en el Marco de la **Convocatoria de Investigación Científica Básica 2016. Referencia del Proyecto CB- 286916.**

ATENTAMENTE

Una firma manuscrita en tinta azul, que parece ser "CM Carrillo", escrita sobre una línea horizontal.

Carlos Moisés Carrillo Delgado

Agradecimientos personales.

RESUMEN

En el Capítulo 1, se presenta una reseña de los antecedentes y de los avances más recientes de los láseres de fibra óptica pulsados. Se hace énfasis en aquellos que contienen fibras ópticas dopadas con iterbio en donde se utiliza la técnica de amarre de modos pasivo. Además, se esbozan algunas aplicaciones de los láseres pulsados de fibra óptica en la rama de la medicina. De igual manera, se presentan las motivaciones para la realización de la presente investigación y finalmente se bosqueja la estructura general del trabajo de tesis. En el Capítulo 2, se discuten los principios teóricos de operación de un láser de fibra óptica en arquitectura de anillo. Además, se exponen las especificaciones técnicas de los dispositivos reales. A partir de las especificaciones, se establecen los parámetros de diseño, tales como la potencia de bombeo, la longitud de onda de emisión y la longitud de la cavidad; para conseguir las características espectrales y temporales que buscamos a la salida del láser experimental. A la par, se da una explicación en la técnica para la generación de pulsos, los efectos no lineales esperados, así como una revisión a otros fenómenos intrínsecos en la operación del láser. En el Capítulo 3, se muestra la caracterización del láser de fibra óptica dopado con iterbio. La caracterización se da a través de la obtención de mediciones temporales y espectrales a la salida del láser. Además, se analizan los resultados obtenidos y se da una interpretación sobre los fenómenos y las dinámicas de operación observadas durante el funcionamiento del láser. En el Capítulo 4, se muestra una aplicación de los láseres de múltiples pulsos en el área de la óptica biomédica.

CONTENIDO

Publicaciones	ii
Congresos.....	iii
Agradecimientos	iv
Resumen	vi
Lista de Figuras.....	3
1. Introducción	7
1.1 Reseña histórica	8
1.2 Motivación del trabajo de tesis	12
1.3 Objetivo	12
1.4 Estructura de la tesis	12
Referencias	14
2. Metodología	18
2.1. Esquema General de un Láser de Anillo de Fibra Óptica	19
2.2. Parámetros por Controlar en el Láser	25
2.3. Análisis matricial del láser de fibra óptica	28
2.4. Fenómenos no lineales.....	32
2.5. Conclusión	33
Referencias	35
3. Resultados Experimentales	36
3.1. Esquema Experimental del Láser de Fibra	36
3.2. Generación de Múltiples Pulsos	37
3.3. Generación de Múltiples Longitudes de Onda	39
3.4. Observación de Stokes Raman	41
3.5. Generación de Espectro Amplio	43
3.6. Régimen de Operación de Explosión de Pulsos.....	44
3.7. Conclusiones	46
Referencias	48
4. Aplicaciones del Láser de Fibra Óptica Pulsado	50
4.1 Metodología de la Aplicación: Descomposición de los cristales de ácido úrico.....	51
4.2 Resultados y discusión	54
4.3 Conclusiones	61

4.4	Trabajo a futuro	62
	Referencias	64
5.	Conclusiones Generales	66
	Trabajo a futuro.....	68

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1. Esquema teórico de un láser de fibra óptica en configuración de anillo.	19
Figura 2.2. Caracterización de la fibra dopada con iterbio, con incrementos de corriente en el diodo láser de 1600 a 2650 mA.	22
Figura 2.3. Detalle del interior del aislador óptico, donde se puede apreciar cómo se atenúa la señal de entrada y a la vez rota en el medio efecto Kerr.	23
Figura 2.4. Placas retardadoras de onda, utilizadas en el experimento, diseñadas e impresas por el equipo de trabajo.	25
Figura 2.5. Transmitividad del láser en configuración de anillo con respecto a la variación de la rotación de la placa de cuarto de onda. De igual manera se varían las longitudes de la cavidad de 10, 100, 500 y 1000 m.	30
Figura 2.6. Transmitividad del absorbedor saturable, al variar la potencia de la fuente de bombeo y la longitud de la cavidad.	31
Fig. 3.1. Esquema experimental del láser de anillo de fibra dopada de iterbio. LD: diodo láser, COM: combinador, YDF: fibra dopada con iterbio, PM-ISO: aislador mantenedor de la polarización, C: acoplador de salida al 10%, QWR: retardador de cuarto de onda, SMF-28: fibra monomodo para la longitud de onda de 1.5 μm , HWR: retardador de media onda.	37
Fig. 3.2. Comportamiento temporal de los pulsos generados por el láser, la potencia se mantuvo fija, mientras que el estado de polarización se cambió, obteniendo paquetes de pulsos simples (a), dobles (b), triples (c) y cuádruples (d).	38
Fig. 3.3 Comportamiento espectral de los pulsos de salida del láser. Varias longitudes de onda fueron obtenidas, correspondientes a cuatro posiciones del qwr, manteniendo la potencia de bombeo fija. 1038 nm (H1), 1065 nm (H2), 1067 nm (H3) y 1082 nm (H4).	39
Fig. 3.4. Espectro RF para el tren de pulsos simples, con un rango de 1 MHz (a), donde la frecuencia fundamental fue de 210 kHz. Espectro RF para los pulsos múltiples, en un rango de 20 MHz (b), se aprecia una frecuencia interna de 10 MHz. En los recuadros se muestra la interferencia multimodal, un comportamiento de filtrado se presenta cuando se da la aparición de múltiples pulsos.	41

- Fig. 3.5. Comportamiento temporal y espectral de los pulsos de salida láser, al incrementar la potencia de bombeo a 2.107 w aparecieron pulsos mas complejos e inestables (a), mientras que a 3.86 w los pulsos se hicieron mas energéticos (b) y se pudo observar la generación de uno y dos stokes (c) de emisión estimulada raman. 42
- Fig. 3.6. Al variar el estado de polarización del campo electromagnético dentro de la cavidad, fue posible observar la generación de pulsos no armónicos (a) y un espectro amplio de 140 nm (b). 43
- Fig. 3.7. Esquema experimental del láser de anillo de fibra dopada de iterbio. LD: diodo láser, COM: combinador, YDF: fibra dopada con iterbio, PM-ISO: aislador mantenedor de la polarización, C: acoplador de salida al 10%, QWR1: retardador de cuarto de onda, SMF-28: fibra monomodo para la longitud de onda de 1.5 μm , HWR: retardador de media onda, QWR2: retardador de cuarto de onda. 44
- Fig. 3.8. Comportamiento espectral de la salida láser. Al mantener el estado de polarización de la luz mas estable, se mantuvo la longitud de onda de salida centrada en un rango muy estable, cuando se incrementó la potencia de bombeo. 45
- Fig. 3.9. Generación de multiples pulsos para tres corrientes de bombeo diferentes. 46
- Fig. 3.10. Comportamiento de la generación de multiples pulsos y la cantidad de energía generada con relación a la corriente del diodo láser. 46
- Fig. 4.1. Se muestra la estructura general de los cristales sintéticos (a) y un acercamiento de estos (b). 51
- Fig. 4.2. Arreglo experimental para la obtención de las fotos de las muestras de los cristales para su posterior procesamiento digital. En la laptop se muestra un ejemplo de la interfaz gráfica de usuario realizada para dicho fin. 52
- Fig. 4.3. Se muestran cada una de las etapas del procesamiento digital imágenes de una muestra de cristales de ácido úrico. Imagen original (a); imagen de contraste, aplicando una transformación de escala de 8 bits (b); detección de bordes al aplicar los filtros Canny (c) y Skel (d); eliminación de objetos pequeños fuera del rango comúnmente encontrado con respecto a una muestra biológica (e); relleno de los objetos y contabilización (f). 53
- Fig. 4.4. Esquema experimental para la radiación de las muestras de los cristales de ácido úrico sintético con el láser de fibra óptica de explosión de pulsos. 54

- Fig. 4.5. Exposición a la radiación láser de los cristales de ácido úrico a un tiempo de siete minutos, sin exposición (a), a los siete minutos (b), se encontraron 189 estructuras cristalinas al inicio (c) y al final de la exposición fue de 154 estructuras (d). 55
- Fig. 4.6. Cristales de ácido úrico con un tiempo de radiación de nueve minutos, sin exposición (a), a los nueve minutos (b), se contabilizaron 176 estructuras al inicio (c), mientras que al final fueron 100 (d). 56
- Fig. 4.7. Estructuras de MUA radiadas para un tiempo de 12 minutos, sin exposición (a), a los 12 minutos (b), se contaron 189 MUA al inicio (c) y a los doce minutos se redujo considerablemente a 32 (d). 57
- Fig. 4.8. Datos de las muestras tratadas con el programa de procesamiento digital de imágenes de las muestras de los cristales de MUA. La variación fue con respecto a una operación láser de 4, 27 y 53 pulsos (a) y su variación porcentual de la cantidad de materia degradada (b). 58
- Fig. 4.9. Cinco muestras fueron evaluadas para el régimen de 53 pulsos, para los tiempos de exposición de 7, 9 y 12 minutos. El recuadro interno muestra la variación de temperatura de las muestras bajo influencia de la radiación láser (a), se puede ver que no tiene influencia la transferencia de calor. 61

Capítulo 1

En este capítulo se presenta una reseña de los antecedentes y de los avances más recientes de los láseres de fibra óptica pulsados. Se hace énfasis en aquellos que contienen fibras ópticas dopadas con iterbio en donde se utiliza la técnica de amarre de modos pasivo. Además, se esbozan algunas aplicaciones de los láseres pulsados de fibra óptica en la rama de la medicina. De igual manera, se presentan las motivaciones para la realización de la presente investigación y finalmente se bosqueja la estructura general del trabajo de tesis.

INTRODUCCIÓN

EL interés en el estudio y desarrollo de los láseres ha ido en aumento desde su invención, que se remonta a más de cincuenta años; por lo que la investigación, los diseños y desarrollos han sacado provecho de la primera idea básica para generar una gran rama de estudio. En general, el láser es una tecnología ampliamente difundida en el mundo y tiene presencia, no sólo en los laboratorios de investigación, sino que también sus características lo han convertido en una opción para diferentes aplicaciones en áreas tan diversas como: la medicina, la industria de las telecomunicaciones, los sistemas de fabricación como el mecanizado y el procesamiento de materiales, el entretenimiento, la robótica y mecatrónica, los sistemas de medición, la espectroscopía, entre otras. Dentro de todos los tipos de láser que se han propuesto y desarrollado, el de fibra óptica es el que ofrece mejores ventajas de operación con respecto a los de otros tipos, éstas han sido expuestas en los trabajos de D. J. Richardson et al. [1] y Paul Urquhart [2], de donde podemos resaltar las siguientes:

- **Amplio ancho de banda de ganancia**, que permiten, dentro de las consideraciones más importantes, el poder sintonizar a varias longitudes de onda en un sólo arreglo láser; así como la generación de pulsos ultracortos en el orden de los femtosegundos.

- **Operación mono-modal**, dadas las propiedades de guía de onda de la fibra óptica. Una fibra monomodal es la diseñada para soportar un solo modo, con las ventajas que no existe dispersión modal y el perfil transversal es cuasi gaussiano. Son las más usadas en telecomunicaciones, ya que permiten transportar señales ópticas con altas tasas de repetición (decenas de Gbits/s), sobre largas distancias.
- **Disponibilidad de escalar en ganancia**, las fibras ópticas pueden doparse de tierras raras hasta límites que no se pueden alcanzar en los láseres de bulto o de semiconductor teniendo amplias ganancias que sólo se verán acotadas por las fuentes de bombeo.
- **Alta eficiencia de conversión eléctrica-óptica y óptica-óptica**. Hablando especialmente de la tierra rara iterbio, sus niveles de valencia (de dos o casi tres estados), permiten que dicho material pueda absorber grandes cantidades de energía y liberarla de manera óptima.
- **Posibilidad de crear láseres completamente de fibra**. Lo que los hace más robustos, libres de mantenimiento, compactos y sin la necesidad de alinear ninguno de sus elementos.

Dichas características son las que inicialmente se buscan en un láser de fibra óptica y factores como la generación de fenómenos no lineales o vibraciones acusto-ópticas en el material son consideradas indeseables o efectos parásitos, Michalis N. Zervas [3], en dicho trabajo, se menciona los efectos contraproducentes ocasionados por las potencias pico elevadas y que siendo de origen caótico, no son controlables y pueden dañar la estructura de la fibra de manera irreparable.

Sin embargo, el reciente interés por el estudio y observación de los fenómenos no lineales y los eventos caóticos ha abierto una nueva posibilidad para que a partir de distintos diseños o arquitecturas de láseres de fibra óptica se puedan generar los fenómenos que antes se buscaba evitar. Fenómenos como: solitones disipativos [4], similaritones [5, 6], supercontinuo [7, 8], auto corrimiento en frecuencia solitónico [9, 10], o el efecto Raman [11, 12], sólo por mencionar algunos; han sido presentados y analizados de manera experimental. De manera que, al hacer revisión de la literatura actual, el láser pulsado de fibra óptica es la mejor opción para estudiar dichos fenómenos.

1.1 RESEÑA HISTÓRICA

1.1.1 DEL RUBÍ A LOS LÁSERES DE FIBRA.

La teoría expuesta por A. L. Schalow y C. H. Townes en 1958 sobre el máser óptico [13] dio origen a la presentación de resultados experimentales de lo que sería el primer láser, que fue reportado por T. H. Maiman en 1960 [14], la estructura de dicho láser consistía de una barra cilíndrica de rubí como medio de ganancia (donde el cromo es realmente el medio de ganancia), una lámpara flash como fuente de bombeo que rodeaba la barra de rubí, observando así por primera vez el fenómeno de emisión láser a una longitud de onda centrada a 694.3 nm. De manera simultánea, C. J. Koester y E. Snitzer, en 1961 [15], propusieron de manera teórica una cavidad basada en las guías de onda de las microondas, que por las longitudes de onda de operación del máser óptico éstas deberían ser cilindros en forma de fibra con radios de unos cuantos micrómetros. Debido a las características de la cavidad, a ese arreglo se le nombró láser de fibra. Resultados experimentales en esa arquitectura se presentaron por C. J. Koester y E. Snitzer en 1964 [16]. En dicho trabajo, el medio de ganancia fue la tierra rara neodimio, que fue depositada como impurezas en una

preforma de vidrio y posteriormente estirada para formar las fibras; la fuente de bombeo fue una lámpara flash, que al igual que en la arquitectura del láser de rubí ésta rodeaba a la fibra de manera helicoidal. Al final del trabajo los autores sugieren que si se pudiera bombear por una de las caras de la fibra el sistema se eficientiza, al mejorar la absorción de luz de bombeo en el núcleo de la fibra donde se encontraba depositada la tierra rara. Sin embargo, hasta ese momento era una hipótesis que no se podía probar experimentalmente.

1.1.2 LÁSERES DE ITERBIO.

Los estudios relacionados con respecto a la tierra rara iterbio se dieron desde 1962, una vez que se encontraron resultados experimentales de radiación láser para diversos materiales como: cromo, neodimio y algunos gases excímeros (helio, xenón, argón), entre otros. Fue H. W. Etzel et al. quienes reportaron un láser de bulto de un vidrio con impurezas de iterbio, consiguiendo radiación láser a 1015 nm, además se reportaron las diversas bandas de absorción centradas a longitudes de onda de 914, 946 y 976 nm como las más significativas y otros pequeños picos de absorción en el ultravioleta [17].

Sin embargo, dadas las características que presenta el neodimio con respecto al iterbio, las bandas de absorción del iterbio lo hacían en ese entonces menos accesible y dado que las longitudes de emisión son similares, el iterbio no recibió mucha atención durante décadas. Fue hasta 1988, en los trabajos de D. C. Hanna et al. quienes proponen un láser de fibra de iterbio [18] por primera vez. En dicho trabajo se usan diversas fibras dopadas con impurezas de iterbio sobre un huésped de vidrio y se usó como fuente de bombeo dos tipos de láser, uno de tipo orgánico y otro de semiconductor. Estudios subsecuentes de los láseres de iterbio ofrecieron resultados con respecto a sus capacidades de sintonización 1990 [19], probaron la generación de altas potencias de emisión láser 1993 [20], demostraron su alta eficiencia 1993 [21] y sus capacidades para la amplificación 1994 [22], abriendo la puerta a los láseres de iterbio como fuentes de luz láser que desplazarían al neodimio como tierra rara preferida para la emisión a esta longitud de onda.

1.1.3 GENERACIÓN DE PULSOS EN LOS LÁSERES DE FIBRA.

Las técnicas para generar pulsos en los láseres son conocidas desde que el láser de rubí fue propuesto en 1964 y se agrupan en por lo menos dos amplias técnicas; la modulación de pérdidas en la cavidad del láser, conocida como interrupción-Q y la igualación de fase de los diversos modos propagándose en una cavidad, conocido como amarre de modos. Por ejemplo, P. Kafalas et al. reportaron la técnica de interrupción-Q en 1964 [23], al hacer uso de una solución que interrumpe momentáneamente la oscilación láser. Asimismo, la técnica de amarre de modos fue reportada por T. Deutsch en 1965 [24], en donde se trabajó con un cristal, que al cambiar el plano de polarización de la luz de entrada modula su transmisión induciendo pérdidas dentro de la cavidad y consiguiendo que sólo algunos modos comiencen a propagarse dentro del láser. En ambas técnicas el elemento que favorece el pulsado láser se le llama modulador y dependiendo de su naturaleza de control éste puede responder a un estímulo exterior, como una corriente eléctrica, una señal acústica, o a un parámetro interno del láser, como la polarización o la intensidad de la luz.

A continuación, nos centraremos en los láseres contruidos completamente de fibra, que operen en la región de 1 μm y en el régimen pulsado a través de la técnica de amarre de modos pasivo y que además cuenten con una arquitectura en configuración de anillo, puntos que son de interés para el presente trabajo de investigación expuesto en la presente tesis.

Originalmente, la idea de un dispositivo que absorba ciertas intensidades de luz y deje pasar otras se conoce como filtro. El antecedente de bulto lo propuso B. Lyot en 1933 [25]. Su propuesta consistía en hacer un emparedado de diversas placas birrefringentes de cuarzo con las que se pudiera discriminar a través de la polarización algunas longitudes de onda, su idea la utilizó para realizar observaciones de la corona solar y actualmente le llamamos filtro Lyot. Mas adelante, I. Solc en 1938 propuso un nuevo arreglo para el filtrado de longitudes de onda [26], agregando en los extremos del emparedado de placas birrefringentes de Lyot un par de placas polarizadoras. Cuarenta años después, M. Johnson en 1980 lleva las ideas de Lyot y Solc al terreno de las fibras ópticas [27]. En ese trabajo, propone inducir birrefringencia a una fibra óptica a través de un esfuerzo mecánico de torsión y se demostraron resultados que equiparan la fibra como si fuera un arreglo serial de placas birrefringentes. De igual manera Y. Yen y R. Ulrich en 1981 proponen un filtro de fibra [28]. Trabajo en el que se proponen elementos todos de fibra que sean capaces de sustituir los de bulto; la esencia de los resultados experimentales radica en inducir birrefringencia mecánica a la fibra a través de esfuerzos de torsión y curvatura. Por otra parte, H. C. Lefevre en 1980 con los mismos principios de operación (inducir birrefringencia a la fibra a través de esfuerzos mecánicos de torsión y curvatura), propone un dispositivo, todo de fibra para controlar la polarización [29]. Los avances anteriormente expuestos son de importancia en los láseres de fibra óptica, dado que ofrecen la sustitución de los elementos de bultos por dispositivos todos de fibra y así el desarrollo de láseres donde todos sus elementos sean de fibra.

Cuando se trabaja a 1.5 μm , se usan como medio de ganancia las fibras dopadas con erbio. El primer arreglo de láser, todo de fibra, fue reportado por V. J. Matsas et al. en 1992 [30], en dicho trabajo se plantea el amarre de modos pasivo a través de la acumulación de fenómenos no lineales en una cavidad láser con una longitud de más de 180 m, con lo que se consigue la rotación no lineal de la polarización, además se reporta el autoencendido del láser en el régimen pulsado. K. Tamura et al. en 1992 [31], utilizaron como absorbedor saturable el filtro de fibra, anteriormente expuesto y reportado por H. C. Lefevre, para producir pulsos con la técnica de amarre de modos por pulsos aditivos. Usando el mismo principio de pulsos aditivos, H. A. Haus et al. en 1994 [32], proponen la fibra como un medio Kerr a partir del cual pueden seleccionar su transmitancia con respecto a la polarización de la luz de entrada. Un avance significativo con respecto a este tipo de arquitecturas se presenta en el trabajo de L. E. Nelson et al. en 1997 [33], en dicho trabajo, se consiguen por primera vez pulsos ultracortos en el orden de los femtosegundos.

Por otra parte, el primer láser que cumple con las características que se persiguen en esta investigación fue reportado por O. Prochnow et al. en 2007 [6], el absorbedor saturable está formado por un arreglo de un aislador óptico entre un par de placas controladoras de la polarización. Los resultados más significativos de ese arreglo son, ancho de pulso de 14 ps, operando a una frecuencia de repetición de 34.8 MHz, con

energía de pulso de hasta 0.8 nJ y centrados a una longitud de onda de 1028 nm. Además, diversos estudios numéricos se han presentado, prediciendo el incremento de potencia en los láseres de anillo de iterbio, como por ejemplo, el trabajo presentado por O. Pottiez et al. en 2010 [34], se exponen resultados de simulación con las características siguientes, ancho de pulso de hasta 50 fs, energía del pulso de hasta 100 nJ y operando a una longitud de onda centrada a 1030 nm. Otro trabajo numérico es el de S. Boscolo et al. 2012 [35], quienes presentan un diseño en el que analizan la dispersión total de la cavidad láser para conseguir los pulsos más cortos y energéticos reportados hasta ese momento. Los resultados más significativos son, ancho de pulso de 100 fs, energía de pulso máxima alcanzada de 8.6 nJ, no se define la longitud de onda de operación del láser, pero los estudios están hechos para 1 μm . Dado el interés en esta longitud de onda poco a poco se fueron elaborando mas dispositivos de fibra que operen a esta región, por lo que fue posible reportar resultados experimentales, fue el equipo de X. Li et al. en 2014 [36], quienes reportaron un arreglo láser con la misma configuración de O. Prochnow et al., pero agregaron amplificadores de iterbio para mejorar la salida del sistema. Dentro de los resultados más significativos están los siguientes, ancho de pulsos de 726 ps, longitud de onda central a 1070.5 nm y frecuencia de repetición de 251.6 kHz, la energía del pulso antes de ser amplificada fue de 12.3 nJ y dicha salida se amplifica en dos etapas, reportando energías del pulso final de hasta 795 nJ. En ese trabajo dado que se opera con altas energías de pulso, fue posible observar eventos caóticos, como la explosión de pulsos, fenómeno con el que fue posible observar un incremento de energía de pulso, sin amplificar, de hasta 78.6 nJ. Finalmente, el trabajo experimental de Z. Lv et al. en 2019 [37], donde se reporta una configuración de anillo para producir por primera vez pulsos de ruido en este tipo de arquitecturas. El esquema láser se compone por diversos tipos de fibras, dentro de las que destacan un tramo de fibra de índice gradual multimodo entre un par de fibras monomodo que funciona como absorbedor saturable. Los resultados más significativos son, pulsos con ancho de 276 fs, a una frecuencia de repetición de 44.25 MHz, a una longitud de onda centrada a 1029 nm.

1.1.4 APLICACIONES DE LOS LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA PULSADOS EN LA MEDICINA.

Desde la invención del láser, fue posible prever aplicaciones en el campo biológico y médico [38]. La última década ha sido testigo de la interacción de la materia con la luz láser en el área biomédica en al menos cuatro dinámicas diferentes: fotoquímica, fototérmica, foto-ablativa y electromecánica; relacionadas con dos variables, tiempo de exposición y energía radiada [39]. Por ejemplo, se han reportado dispositivos foto-dermatológicos y de depilación [40, 41], de micro procesamiento de tejido biológico [42], de monitoreo espectroscópico y micro mecanizado [43], así como detección de fluorescencia [44], entre otros. Asimismo, la longitud de onda juega un papel importante en la interacción entre los tejidos y el láser. Y se han reportado propiedades ópticas del tejido biológico para longitudes de onda en la región visible principalmente [45, 46]. Mientras que la región del infrarrojo cercano ha recibido atención reciente [47], particularmente dos nuevas ventanas ópticas, una de 1000 nm a 1350 nm y otra de 1550 nm a 1870 nm, han sido propuestas con un potencial creciente en la interacción láser-tejido. En este sentido, estudios experimentales en la región de los 1000 nm han reportado condiciones operativas beneficiosas en términos de penetración, coeficiente de absorción efectiva y dispersión [39, 47, 48].

Por otro lado, uno de los retos más importantes de la medicina es reducir los altos niveles de ácido úrico monosódico (MUA) [49]. Cuando por diferentes razones, el nivel de MUA es excedido, ocurre la hiperuricemia, que puede conducir a factores de riesgo como la artritis gotosa o la gota [50, 51]. La gota es una enfermedad que se caracteriza por la formación de cristales de urato monosódico (MUC) y su posterior deposición en y alrededor de las articulaciones (tofo) [52], lo que la convierte en una enfermedad dolorosa y crónica, con ataques agudos. Generalmente se acepta que los tratamientos para la gota sean de origen farmacológico y se centren en la reducción en los niveles de ácido úrico, así como en medicamentos antiinflamatorios [53]. Sin embargo, en estudios recientes, resultados experimentales han demostrado un impacto inverso en la operación renal, debido a las terapias centradas en estos medicamentos, alterando la función renal en los pacientes [54].

Sin embargo, son pocas investigaciones empíricas sobre la interacción láser-MUA, resultados experimentales han demostrado la fotooxidación (o reacción fotoquímica), en la región de longitud de onda del ultravioleta (UV) [55]; así como se ha desarrollado un dispositivo no invasivo de monitoreo de ácido úrico [56] y procedimientos de fragmentación de tofos con láseres de alta potencia (10 W, potencia promedio) [57]. Por lo tanto, se trata de un problema, con una posible solución en el campo de la biofotónica. De acuerdo al pico máximo de absorción de ácido úrico de 1000 nm a 1100 nm, reportado en la literatura [56], y debido a que uno de los láseres pulsados más estables y de bajo costo efectivo son los láseres de fibra de iterbio de amarre de modos pasivo (MLYFL). En este trabajo se propone una alternativa para el tratamiento de los tofos MUC.

1.2 MOTIVACIÓN DEL TRABAJO DE TESIS

Dada la poca investigación en los láseres conformados completamente por dispositivos de fibra, que operen en el régimen pulsado por la técnica de amarre de modos pasivo y que además la longitud de onda de operación este centrada en la región de 1 μm . Es que resulta necesario ofrecer resultados experimentales en dicha área.

El trabajo incluye un apartado para el análisis teórico. Además, se buscan aplicaciones de los láseres de fibra óptica en la región del infra rojo cercano en el área de la medicina. Específicamente haciendo uso de los láseres pulsados propuestos en el presente trabajo de investigación.

1.3 OBJETIVO

Proponer el diseño de una arquitectura láser de fibra óptica en anillo que opere en el régimen pulsado a través de la técnica de amarre de modos pasivo, para generar una fuente de luz láser pulsada con la que sea posible generar efectos no-lineales y fenómenos de dinámicas complejas en la región de la longitud de onda de un micro metro.

1.4 ESTRUCTURA DE LA TESIS

En el **Capítulo 2**, se da a analizar matemáticamente el láser propuesto en este trabajo y se ofrece una explicación de los principios de operación. Por lo que se realiza un análisis matricial de la transmisión del absorbente saturable del láser y se discute su importancia en la generación de diversos tipos de pulsos. Además, se exponen los fenómenos más relevantes, como: el fenómeno de emisión láser, la generación de pulsos y los fenómenos no lineales que serán posibles observar, todo, acotado a los parámetros más cercanos de los resultados experimentalmente. En el **Capítulo 3**, se diseña y desarrolla un láser, todo de fibra, en configuración de anillo que genera pulsos a través de la técnica de amarre de modos pasivo. Se muestran los resultados experimentales obtenidos en el laboratorio, donde es posible visualizar el comportamiento de la salida láser con mediciones temporales y espectrales de los pulsos de salida. En el **Capítulo 4**, se presentan los resultados experimentales de la aplicación del láser desarrollado en el presente trabajo, en el área de la ingeniería biomédica; el trabajo se centra en estudiar la enfermedad de tipo cristalina conocida como gota, ésta se caracteriza por la deposición de estructuras cristalinas en las articulaciones del paciente lo que provoca malestares y cuadros de dolor agudo prácticamente intolerables para los pacientes, por lo que nuestro estudio se centró en la demostración de la hipótesis de que el láser pulsado puede ayudar a descomponer dichas formaciones cristalinas y así ofrecer una terapia alternativa para la reducción de la inflamación en las articulaciones y del dolor. El experimento se hace con cristales sintéticos y se proponen diversos parámetros de variación para llevar a cabo el proceso.

REFERENCIAS

1. Richardson, D., J. Nilsson, and W. Clarkson, *High power fiber lasers: current status and future perspectives*. JOSA B, 2010. **27**(11): p. B63-B92.
2. Urquhart, P., *Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers*. IEE Proceedings J (Optoelectronics), 1988. **135**(6): p. 385-407.
3. Zervas, M.N. and C.A. Codemard, *High power fiber lasers: a review*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 2014. **20**(5): p. 219-241.
4. Xu, Z., et al., *Dissipative soliton trapping in an all normal dispersion mode-locked Yb-doped fiber laser*. IEEE Photon. Technol. Lett., 2017.
5. Dai, C., Y. Wang, and J. Zhang, *Nonlinear similariton tunneling effect in the birefringent fiber*. Optics express, 2010. **18**(16): p. 17548-17554.
6. Prochnow, O., et al., *All-fiber similariton laser at 1 μm without dispersion compensation*. Optics express, 2007. **15**(11): p. 6889-6893.
7. Hernandez-Garcia, J., et al., *Flat supercontinuum generation by a F8L in high-energy harmonic noise-like pulsing regime*. Laser Physics Letters, 2016. **13**(12): p. 125104.
8. Ghanbari, A., et al., *Supercontinuum generation for optical coherence tomography using magnesium fluoride photonic crystal fiber*. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2017. **140**: p. 545-554.
9. Cheng, T., et al., *Soliton self-frequency shift and third-harmonic generation in a four-hole As₂S₅ microstructured optical fiber*. Opt. Express, 2014. **22**(4): p. 3740-3746.
10. Peng, J., H. Luo, and L. Zhan, *In-cavity soliton self-frequency shift ultrafast fiber lasers*. Opt. Lett., 2018. **43**(24): p. 5913-5916.
11. Wang, J., et al., *High-energy and efficient Raman soliton generation tunable from 1.98 to 2.29 μm in an all-silica-fiber thulium laser system*. Opt. Lett., 2017. **42**(18): p. 3518-3521.
12. Xu, L., et al., *Raman-shifted wavelength-selectable pulsed fiber laser with high repetition rate and high pulse energy in the visible*. Optics express, 2017. **25**(1): p. 351-356.
13. Schawlow, A.L. and C.H. Townes, *Infrared and optical masers*. Physical Review, 1958. **112**(6): p. 1940.
14. Maiman, T.H., *Stimulated optical radiation in ruby*. 1960.
15. Snitzer, E., *Proposed fiber cavities for optical masers*. Journal of Applied Physics, 1961. **32**(1): p. 36-39.
16. Koester, C.J. and E. Snitzer, *Amplification in a fiber laser*. Applied optics, 1964. **3**(10): p. 1182-1186.
17. Etzel, H., H. Gandy, and R. Ginther, *Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium activated silicate glass*. Applied Optics, 1962. **1**(4): p. 534-536.
18. Hanna, D., et al., *Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser*. Electronics Letters, 1988. **24**(17): p. 1111-1113.

19. Hanna, D., et al., *An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser: Broadly Tunable Operation from 1.010 μm to 1.162 μm and Three-level Operation at 974 Nm*. Journal of modern Optics, 1990. **37**(4): p. 517-525.
20. Mackechnie, C., et al., *High power ytterbium (Yb³⁺)-doped fibre laser operating in the 1.12 μm region*. Electronics Letters, 1993. **29**(1): p. 52-53.
21. Allain, J., et al., *High-efficiency ytterbium-doped fluoride fibre laser*. Journal of non-crystalline solids, 1993. **161**: p. 270-273.
22. Magne, S., et al., *An ytterbium-doped monomode fiber laser: amplified spontaneous emission, modeling of the gain and tunability in an external cavity*. Journal of luminescence, 1994. **60**: p. 647-650.
23. Kafalas, P., J. Masters, and E. Murray, *Photosensitive Liquid used as a Nondestructive Passive Q-Switch in a Ruby Laser*. Journal of Applied Physics, 1964. **35**(8): p. 2349-2350.
24. Deutsch, T., *Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser*. Applied Physics Letters, 1965. **7**(4): p. 80-82.
25. Lyot, B., *Optical apparatus with wide field using interference of polarized light*. CR Acad. Sci.(Paris), 1933. **197**(1593).
26. Öhman, Y., *A new monochromator*. Nature, 1938. **141**(3563): p. 291.
27. Johnson, M., *Single-mode-fiber birefringent filters*. Optics letters, 1980. **5**(4): p. 142-144.
28. Yen, Y. and R. Ulrich, *Birefringent optical filters in single-mode fiber*. Optics letters, 1981. **6**(6): p. 278-280.
29. Lefevre, H., *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*. Electronics Letters, 1980. **16**(20): p. 778-780.
30. Matsas, V., et al., *Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation*. Electron. Lett., 1992. **28**(15): p. 1391-1393.
31. Tamura, K., H. Haus, and E. Ippen, *Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser*. Electron. Lett., 1992. **28**(24): p. 2226-2228.
32. Haus, H., E. Ippen, and K. Tamura, *Additive-pulse modelocking in fiber lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994. **30**(1): p. 200-208.
33. Nelson, L., et al., *Ultrashort-pulse fiber ring lasers*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 1997. **65**(2): p. 277-294.
34. Pottiez, O., et al., *Generation of high-energy pulses from an all-normal-dispersion figure-8 fiber laser*. Laser physics, 2010. **20**(3): p. 709-715.
35. Boscolo, S., S.K. Turitsyn, and C. Finot, *Amplifier similariton fiber laser with nonlinear spectral compression*. Optics letters, 2012. **37**(21): p. 4531-4533.
36. Li, X., et al., *Pulse bursts with a controllable number of pulses from a mode-locked Yb-doped all fiber laser system*. Opt. Express, 2014. **22**(6): p. 6699-6706.

37. Lv, Z., et al., *Nonlinear multimodal interference for ytterbium-doped all-fiber mode-locking noise-like pulse generation*. Appl. Phys. Express, 2019. **12**(2): p. 022004.
38. R. A. Malt and C. H. Townes, "Optical masers in biology and medicine," *New England Journal of Medicine* **269**, 1417-1421 (1963).
39. M. Cutruneo, L. Torrisi, and C. Scolaro, "Laser applications in bio-medical field," in *2nd Workshop-Plasmi, Sorgenti, Biofisica ed Applicazioni*, 2012), 144-154.
40. S. Almeida, "Multiple pulse photo-dermatological device," U.S. Patent 6,595,986 B2 (2003).
41. S. Almeida, "Multiple pulse photo-epilator," U.S. Patent 6,228,074 B1 (2001).
42. C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D. K. Kesim, Ö. Akçaalan, S. Yavaş, M. D. Aşık, B. Öktem, and H. Hoogland, "Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses," *Nature* **537**, 84 (2016).
43. J. Skruibis, O. Balachninaite, S. Butkus, V. Vaicaitis, and V. Sirutkaitis, "Multiple-pulse Laser-induced breakdown spectroscopy for monitoring the femtosecond laser micromachining process of glass," *Optics & Laser Technology* **111**, 295-302 (2019).
44. D. Shumilov, R. M. Rich, I. Gryczynski, S. Raut, K. Gryczynski, J. Kimball, H. Doan, T. J. Sørensen, B. W. Laursen, and J. Borejdo, "Generating multiple-pulse bursts for enhanced fluorescence detection," *Methods and applications in fluorescence* **2**, 024009 (2014).
45. J. L. Sandell and T. C. Zhu, "A review of in-vivo optical properties of human tissues and its impact on PDT," *Journal of biophotonics* **4**, 773-787 (2011).
46. S. L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review," *Physics in Medicine & Biology* **58**, R37 (2013).
47. L. Shi, L. A. Sordillo, A. Rodríguez-Contreras, and R. Alfano, "Transmission in near-infrared optical windows for deep brain imaging," *Journal of biophotonics* **9**, 38-43 (2016).
48. J.-L. Boulnois, "Photophysical processes in recent medical laser developments: a review," *Lasers in medical science* **1**, 47-66 (1986).
49. L. R. Harrold, S. E. Andrade, B. A. Briesacher, M. A. Raebel, H. Fouayzi, R. A. Yood, and I. S. Ockene, "Adherence with urate-lowering therapies for the treatment of gout," *Arthritis research & therapy* **11**, R46 (2009).
50. J. D. Bieber and R. A. Terkeltaub, "Gout: on the brink of novel therapeutic options for an ancient disease," *Arthritis & Rheumatism: Official Journal of the American College of Rheumatology* **50**, 2400-2414 (2004).
51. G. Nuki and P. A. Simkin, "A concise history of gout and hyperuricemia and their treatment," *Arthritis research & therapy* **8**, S1 (2006).
52. E. Roddy and H. K. Choi, "Epidemiology of gout," *Rheumatic Disease Clinics* **40**, 155-175 (2014).
53. R. Terkeltaub, "Gout. Novel therapies for treatment of gout and hyperuricemia," *Arthritis research & therapy* **11**, 236 (2009).

54. T.-T. Chung, K.-H. Yu, C.-F. Kuo, S.-F. Luo, M.-J. Chiou, W.-C. Lan, J.-S. Chen, W.-Y. Tseng, A.-H. Hsieh, and L.-C. Wang, "Impact of urate-lowering drugs on the progression and recovery from chronic kidney disease among gout patients," *Arthritis research & therapy* **21**, 210 (2019).
55. W. Dunlap, Y. Yamamoto, M. Inoue, M. Kashiba-Iwatsuki, M. Yamaguchi, and K. Tomita, "Uric acid photo-oxidation assay: in vitro comparison of sunscreens agents," *International journal of cosmetic science* **20**, 1-18 (1998).
56. J. Kim, "Noninvasive uric acid monitoring device using near-infrared spectroscopy," *Journal of Biosensors & Bioelectronics* **6**, 1 (2015).
57. R. L. Zagone, T. M. Waldmann, and M. J. Conlin, "Fragmentation of uric acid calculi with the holmium: YAG laser produces cyanide," *Lasers in Surgery and Medicine: The Official Journal of the American Society for Laser Medicine and Surgery* **31**, 230-232 (2002).

CAPÍTULO 2

En este capítulo se discuten los principios teóricos de operación de un láser de fibra óptica en arquitectura de anillo. Además, se exponen las especificaciones técnicas de los dispositivos reales. A partir de las especificaciones, se establecen los parámetros de diseño, tales como la potencia de bombeo, la longitud de onda de emisión y la longitud de la cavidad; para conseguir las características espectrales y temporales que buscamos a la salida del láser experimental. A la par, se da una explicación en la técnica para la generación de pulsos, los efectos no lineales esperados, así como una revisión a otros fenómenos intrínsecos en la operación del láser.

2. METODOLOGÍA

El objetivo general que se persigue en la presente investigación es el de diseñar y desarrollar una fuente de luz láser, que cumpla con las siguientes características: longitud de onda de emisión centrada a 1064 nm, que genere pulsos y esté construido con elementos todos de fibra óptica. La arquitectura que se propone es la de una cavidad en configuración de anillo.

Por lo que un láser de fibra óptica, en configuración de anillo, que opere bajo las condiciones anteriormente expuestas, funciona a través de tres elementos básicos a los que llamaremos: medio de ganancia, aislador óptico y absorbedor saturable, elementos mínimos expuestos por Cheng et al [1], en un trabajo de simulación para un láser de anillo. De igual manera, el funcionamiento de un láser se da a través de la combinación de efectos lineales y no-lineales, como la dispersión, el efecto Kerr y la rotación no-lineal de la polarización [2]. En el presente capítulo se explican los principios de operación de los elementos físicos que conforman el láser y sus especificaciones técnicas. Conocer estos valores nos ayuda a comprender los parámetros deben variarse, controlarse o predecirse para así llegar a los objetivos que se requieren. Además, se da revisión a los conceptos de los fenómenos ópticos que se producen dentro de la cavidad, esperados durante la operación del láser.

2.1. ESQUEMA GENERAL DE UN LÁSER DE ANILLO DE FIBRA ÓPTICA

Los elementos básicos de un láser de fibra en anillo pulsado de amarre de modos pasivo se muestran en la Figura 2.1. El láser está compuesto por un *medio de ganancia*, que es una fibra dopada con algún tipo de tierra rara (neodimio, iterbio, erbio, holmio, etc.) [3]. A su vez, el medio de ganancia es bombeado por una señal de luz láser proveniente de un diodo láser. Esta señal es absorbida por los iones de la tierra rara y se da la emisión espontánea, una vez que hay una señal semilla de emisión espontánea, se debe asegurar la generación de la señal de emisión estimulada, por lo que el esquema debe cerrarse.

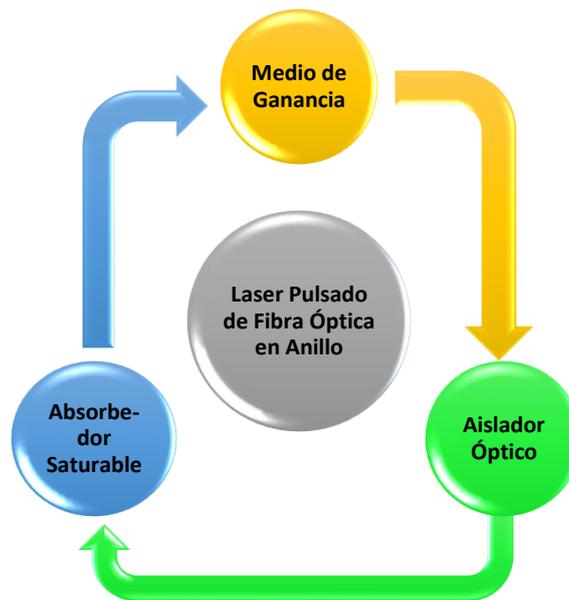


FIGURA 2.2. ESQUEMA TEÓRICO DE UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA EN CONFIGURACIÓN DE ANILLO.

Dadas las características de la cavidad, una arquitectura de anillo, el campo electromagnético completa varios ciclos, hasta que la amplificación se estabiliza y se da el fenómeno de emisión láser. Y con el fin de que la luz viaje en un sólo sentido, se usa un *aislador óptico*. Asimismo, si se usa un aislador de una sola polarización, el aislador óptico cumple con la función de asegurar un estado de polarización al campo electromagnético que se propaga dentro de la cavidad [59].

El último elemento de relevancia recibe el nombre de *absorbedor saturable* y es necesario para que los diversos modos que se han excitado dentro de la fibra óptica puedan amarrarse, o dicho de otra manera, que los modos entren en fase y de esta manera se dé la producción de pulsos.

Ahora que ya determinamos los elementos básicos de los que se conformará el láser, revisaremos los materiales propiamente dichos. Dos de ellos, el medio de ganancia y el aislador óptico, son elementos separados; mientras que el absorbedor saturable estará conformado por varios elementos de fibra.

A continuación, se presentan cada uno de los elementos utilizados en el armado de láser. El propósito es el de definir los parámetros de operación del láser como la dispersión neta del sistema, la potencia máxima dentro de la cavidad y las pérdidas esperadas.

2.1.1. FUENTE DE BOMBEO.

La fuente de bombeo empleada en el láser fue un diodo láser de alta potencia, modelo 6398-L4i de la marca JDSU. Que opera en una longitud de onda central de 915.9 nm y 10.35 W de potencia de salida máxima, conectado a una fibra óptica con diámetro de núcleo de 105 μm , según las especificaciones del comerciante. En la Tabla 1 se muestran sus características generales.

TABLA 2.1-1. Parámetros de operación del diodo láser.

PARÁMETROS	EMISIÓN ONDA CONTINUA	UNIDADES
Ruptura	0.74	A
Eficiencia	74.2	%
Curva de eficiencia	1.00	W/A
Voltaje a 1.5A	1.45	V
Resistencia	0.04	Ω
Corriente a 6 W	6.93	A
Corriente a 8 W	8.89	A
Corriente a 10.35 W	11.35	A
Voltaje a 10.35 W	1.82	V
Temperatura de operación	25	$^{\circ}\text{C}$
Ancho espectral media altura	1.3	nm
Longitud de onda	917.0	nm
Longitud de onda media	915.9	nm

Aun cuando el máximo de potencia es de 10 W, en el laboratorio solo se pudo conseguir llegar a los 5 W de potencia máxima: Ya que la montura donde se colocó el diodo láser soportaba una corriente límite de 5200 mA. Por lo que la potencia óptica máxima a la salida del diodo láser fue de 4020 mW centrado a una longitud de onda de 915 nm. Y sus requerimientos eléctricos fueron los siguientes, 5200 mA y 1.931 V, consumiendo una potencia eléctrica de 7.76 W.

La razón por la que se seleccionó este tipo de fuente de bombeo fue su alta potencia. Con la cual se espera la generación de fenómenos no lineales al interior de la cavidad láser.

2.1.2. COMBINADOR.

El combinador es un dispositivo que nos ayuda a bombear el medio de ganancia de manera óptima; es modelo del combinador empleado fue el MMC02112CC1 de la marca ITF-Labs©. Sus especificaciones indican que podremos acoplar la mayor cantidad de la luz del diodo láser hacia la cavidad del láser de fibra. Como su nombre lo indica, este dispositivo combina la luz de la fuente de bombeo y la señal de emisión laser del medio de ganancia. Las características se muestran en la siguiente tabla.

TABLA 2.1-2. Especificaciones ópticas del combinador.

ESPECIFICACIONES ÓPTICAS		VALORES
Longitud de onda de la señal		1040-1080 nm
Longitud de onda del bombeo		800-1000 nm
Puertos de entrada		2
Puertos de señal		1
Fibra de bombeo		
Núcleo/recubrimiento		105/125 μm
NA		0.22
Fibra de señal		
Núcleo/recubrimiento		10/125 μm
NA		0.08/0.46
Fibra de salida		
Núcleo/recubrimiento		10/125 μm
NA		0.08/0.46
Potencia de operación		100 w
Perdidas de inserción de bombeo		< 0.5 db
Perdidas de inserción de señal		< 0.35 db

El reto más demandante fueron la realización de los empalmes entre los diferentes tipos de fibra. Aun cuando el fabricante del combinador especifica una dimensión igual a la de la fibra del diodo láser, se tuvieron muchas dificultades por tener núcleos tan grandes. El desafío fue acoplar la mayor cantidad de potencia de la fuente de bombeo hacia el combinador. Varias veces se prendió fuego este empalme, pero en una de las últimas mediciones se consiguió una potencia de 1060 mW a la salida del combinador. Sin embargo, una vez que se armó todo el láser se volvió a quemar y ya no se pudo determinar la potencia en este punto.

2.1.3. FIBRA DE ITERBIO.

El medio de ganancia es una fibra óptica dopada con iterbio, la fibra es experimental de tipo doble recubrimiento, altamente dopada, cuyo núcleo mide $4\ \mu\text{m}$ y el primer recubrimiento es de forma octagonal con un radio aproximado de $125\ \mu\text{m}$, el último recubrimiento es circular con un diámetro de $150\ \mu\text{m}$.

En la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** se muestran las características de absorción de la fibra, se obtuvieron al bombear con el diodo láser la fibra e ir haciendo incrementos de potencia hasta obtener la emisión espontánea, que es el total del ancho de banda de ganancia de la tierra rara. El ancho total de ganancia va de los $1010\ \text{nm}$ a los $1120\ \text{nm}$. Y la emisión espontánea se presenta a los $2600\ \text{mA}$ de corriente en el diodo láser a una longitud de onda de $1058\ \text{nm}$. Al igual que con el empalme mencionado anteriormente, este fue un empalme que se quemó muchas veces.

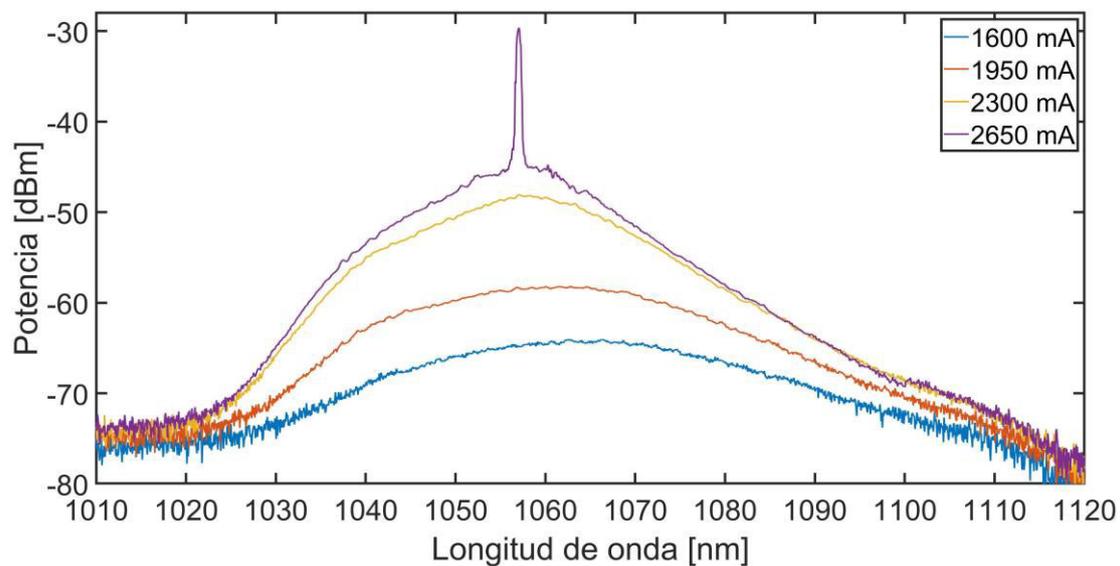


FIGURA 2.3. CARACTERIZACIÓN DE LA FIBRA DOPADA CON ITERBIO, CON INCREMENTOS DE CORRIENTE EN EL DIODO LÁSER DE 1600 A 2650 MA.

El objetivo de seleccionar la tierra rara iterbio es la longitud de onda de emisión de salida. Esta longitud de onda tiene diversas aplicaciones en el campo de la ingeniería biomédica, la medicina y la interacción láser-tejidos biológicos.

2.1.4. AISLADOR ÓPTICO.

El aislador óptico es un dispositivo que permite que la luz circule en un sólo sentido, mientras que en sentido contrario la luz se absorbe y disipa de forma térmica. El modelo del dispositivo es IO-L-1064 de la marca Thorlabs. Además, es un aislador dependiente de la polarización, por lo que también juega el papel de polarizador.

TABLA 2.1-3. Características de operación del aislador.

MODELO	IO-L-1064
Polarización	Dependiente
Tipo de fibra	Pm
Longitud de onda central	1064 nm
Rango de operación	1054 - 1074 nm
Potencia máxima	10 W (cw)
Aislamiento	33 db (min) 35 db (typ.)
Pérdidas de inserción	1.2 db (typ.) 1.3 db (max)
Taza de extinción de polarización	≥17 db
Perdidas de regreso	≥50 db
Tipo de fibra	PM980-xp

PRINCIPIO DE OPERACIÓN DEL AISLADOR.

Un aislador óptico es un dispositivo magneto-óptico (basado en el efecto Faraday) pasivo que sólo permite que la luz viaje en una dirección (transmite casi sin pérdidas en una dirección, bloquea la luz en la otra). Los aisladores se utilizan para proteger la fuente de bombeo de las reflexiones o señales que pueden ocurrir en la cavidad láser. En aplicaciones de alta potencia, las reflexiones pueden causar inestabilidades y picos de potencia indeseables.

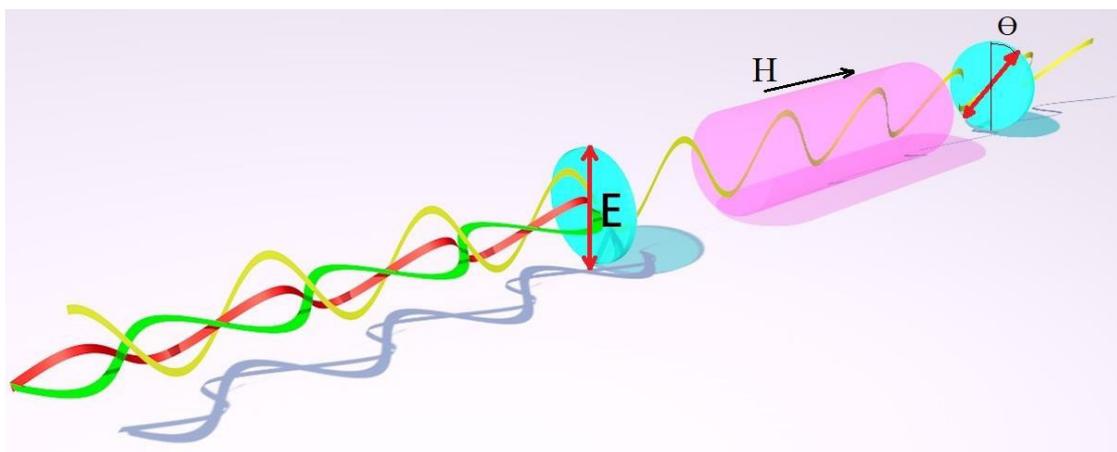


FIGURA 2.4. DETALLE DEL INTERIOR DEL AISLADOR ÓPTICO, DONDE SE PUEDE APRECIAR CÓMO SE ATENÚA LA SEÑAL DE ENTRADA Y A LA VEZ ROTA EN EL MEDIO EFECTO KERR.

La función de un aislador se basa en el efecto Faraday. En 1842, Michael Faraday descubrió que el plano de la luz polarizada rota, mientras se propaga a través del vidrio (u otros materiales), cuando es expuesto a un campo magnético. La dirección de rotación depende de la dirección del campo magnético y no de la dirección de propagación de la luz; por lo tanto, la rotación no es recíproca. La cantidad de rotación Θ es igual a $E \times H$, donde los campos E y H se definen en la Figura 2.4.

2.1.5. ACOPLADOR.

El acoplador es un dispositivo que sirve para dividir la señal de luz en dos derivaciones de fibra óptica con proporciones diferentes. El acoplador que se implementó cumple con el objetivo de obtener una fracción de la señal de emisión láser hacia afuera de la cavidad para su medición y caracterización del funcionamiento del láser. Es 90/10, del modelo TN1064R2F2A de la marca Thorlabs, sus especificaciones se muestran en la Tabla 3.

TABLA 2.1.4. Datos de prueba de acoplamiento del dispositivo.

MODELO	TN1064R2F2A
Longitud de onda	1064 nm
Taza de acoplamiento 1	90.10 %
Perdidas de inserción	0.55 db
Taza de acoplamiento 2	9.90 %
Perdidas de inserción	10.14 db

2.1.6. PLACAS RETARDADORAS.

La placa retardadora es un dispositivo óptico, todo de fibra, que opera a través de un efecto mecánico, modificando la polarización de la luz entrante a la placa, en otra diferente a la salida. Este fenómeno se observa al inducir un cambio en la birrefringencia de la fibra óptica a través de dos procesos, torcer y doblar la fibra [5]. El fenómeno ha sido ampliamente estudiado y se cuenta con un par de ecuaciones sencillas para determinar la proporción de retardo.

$$\varphi(rad) = \frac{2\pi^2 a N d^2}{\lambda D} \quad (1)$$

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

Donde φ es el retardo de la señal y puede ser representada por unidades de radianes o proporción de onda; a es una constante equivalente a 0.133 [5], N es el número de vueltas, d indica el diámetro del recubrimiento de la fibra, λ es la longitud de onda de operación y D es el diámetro de la circunferencia.

En la Figura 2.5 se muestran las placas retardadoras utilizadas en el experimento, las cuales fueron fabricadas en el laboratorio con una impresora en 3D y con un diseño original.

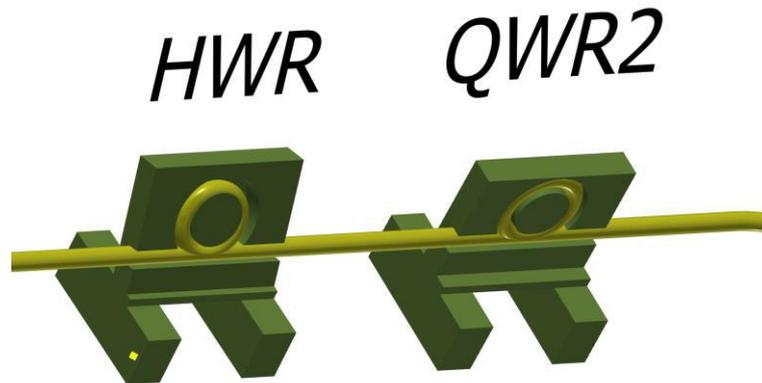


FIGURA 2.5. PLACAS RETARDADORAS DE ONDA, UTILIZADAS EN EL EXPERIMENTO, DISEÑADAS E IMPRESAS POR EL EQUIPO DE TRABAJO.

2.1.7. CÁLCULO DE PÉRDIDAS DE POTENCIA.

Una vez que definimos las dimensiones de las fibras, así como la potencia máxima que podemos inyectar a la cavidad, podemos hacer un estimado de la potencia con la que contaremos para la operación del láser. Haciendo uso de la siguiente expresión [6].

$$Pérdidas = -10 \log \left(\frac{4}{\left(\frac{a_1 + a_2}{a_2 + a_1} \right)^2} \right) \quad (3)$$

Donde a_1 y a_2 representan los radios de los núcleos de las fibras a empalmar. Y obtenemos para un total de seis empalmes, comenzando por el empalme entre el combinador-fibra de iterbio, tenemos una pérdida de -3.2274 dBm. En el empalme de fibra de iterbio-aislador, tenemos una pérdida de -0.4332 dBm. Para el empalme entre el aislador-acoplador, tenemos -0.0394 dBm. En el empalme entre el acoplador-fibra estándar se tendrá una pérdida de -1.0221 y finalmente entre la fibra estándar-combinador, tendremos una pérdida de -0.1699 dBm.

Lo que nos da un total de caída de potencia óptica equivalente a -356.6119 mW de la señal de entrada. Si la potencia récord a la salida del acoplador fue de 1060 mW, se estima una potencia dentro de la cavidad láser es equivalente a 703.3881 mW. Que como ya se mencionó, es sólo una estimación, pero nos da una idea de que fenómenos no-lineales podremos esperar y analizaremos a continuación.

2.2. PARÁMETROS POR CONTROLAR EN EL LÁSER

Los parámetros de mayor importancia en el diseño de un láser de fibra son: la dispersión, la birrefringencia, el control de la polarización y la variación de la potencia de bombeo [7]. Sin embargo, habiendo tantos

elementos de fibra por armar, es necesario determinar la participación de cada uno de ellos. El primero que analizaremos es la participación que tiene la fibra óptica en el desempeño del sistema. Puesto que la fibra aporta de manera intrínseca valores de dispersión, birrefringencia y no linealidad, por mencionar algunos.

2.2.1. CONTROL DE LA BIRREFRINGENCIA.

Una guía de onda ideal es aquella por la que viaja la luz sin cambiar su polarización, sin embargo, una fibra óptica real es una guía de onda con diversas irregularidades, produciendo que el campo electromagnético que transporta se vea alterado, principalmente en su polarización y debido principalmente al fenómeno conocido como birrefringencia [8]. La birrefringencia en una fibra óptica consiste en la deformación de la circularidad del núcleo de la fibra haciéndola más elíptica, dicha elipticidad hace que el campo electromagnético que se propague por el medio vea dos caminos con dos índices de refracción ligeramente diferentes, llamados rápido y lento, lo que produce un desfase entre las componentes electromagnéticas y finalmente cambiando el estado de polarización de la luz.

La *birrefringencia lineal* de la fibra óptica puede deberse a dos naturalezas diferentes, aquellas intrínsecas a la fabricación de la fibra óptica y que hacen que su estructura presente ciertas irregularidades en cuanto a su elipticidad y las otras que son extrínsecas y son originadas al momento de manipular la fibra óptica, ocasionadas por esfuerzos mecánicos sobre la estructura de esta. Como pueden ser, torción, doblamiento, tensión y compresión. La diferencia de fase que un campo electromagnético experimenta, al propagarse por los ejes $[r, l]$ rápido y lento, respectivamente; de la fibra óptica con birrefringencia (o dos índices de refracción efectivos), puede representarse por [8]:

$$\begin{aligned}\beta_r &= \frac{n_r \omega}{c} \\ \beta_l &= \frac{n_l \omega}{c}\end{aligned}\quad (4)$$

Donde n_r y n_l , representan los índices de refracción efectivos rápido y lento de los ejes de la fibra óptica. La diferencia entre los índices de refracción nos da como resultado un índice de refracción efectivo $\Delta_{efec} = n_l - n_r$; c es la velocidad de la luz. Por lo que, el desfase debido a la birrefringencia lineal, que provoca la fibra óptica debido a dicho campo electromagnético puede expresarse por la siguiente expresión.

$$\delta^l = \omega \Delta t = \beta_l - \beta_r = \frac{2\pi}{\lambda} (n_l - n_r) L = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{efec} L \quad (5)$$

Donde L es la longitud de la fibra y δ^l es el desfase lineal.

Por otra parte, la birrefringencia también puede inducirse por la dependencia del material a un campo electromagnético muy intenso; a este tipo de birrefringencia se le conoce como *birrefringencia no lineal*, ver Ec. (3).

$$\begin{aligned}\beta_r^{nl} &= n_r + n'_r(P), \\ \beta_l^{nl} &= n_l + n'_l(P).\end{aligned}\tag{6}$$

Donde P representa la potencia del campo electromagnético y está dada en watts (W), mientras que n_r' y n_l' son las componentes de los índices de refracción no lineales o dependientes de la potencia y se identifican como esta dado en la Ec. (4).

$$n'_{r,l} = \frac{3}{8n} Re(\chi_{xxxx}^3); \tag{7a}$$

$$Re(\chi_{xxxx}^3) = \frac{4\pi n_2 10^7}{ncA_{efec}}. \tag{7b}$$

Por lo que el desfase debido a la potencia está relacionado con la siguiente expresión.

$$\delta^{nl} = \frac{2\pi}{\lambda} n' (P_x + \frac{2}{3} P_y) L \tag{8}$$

Y se conoce como componente no-lineal. Donde el primer término entre paréntesis es el que genera la auto modulación de fase (SPM, del inglés self phase modulation), mientras que el segundo término se encarga de la modulación de fase cruzada (XPM, del inglés cross phase modulation). La combinación de la SPM y XPM dan lugar a la rotación no lineal de polarización (NPR), o rotación de la elipse de polarización que depende de la potencia. Este efecto permite obtener a través de un polarizador, una transmisión dependiente de la potencia, y es usado para implementar el absorbedor saturable.

2.2.2. EFECTO KERR.

El efecto óptico que se genera dentro de la fibra se conoce como efecto Kerr y se expresa como la suma de los desfases lineal y no lineal (Ec. (2) y Ec. (5)), quedando como se muestra en la expresión:

$$\begin{aligned}\Delta\delta &= \delta^l + \delta^{nl} = \frac{2\pi}{\lambda} L \left[\Delta n_{efec} + n' \left(P_x + \frac{2}{3} P_y \right) \right] = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} L [\Delta n + n_\kappa P_{bombeo}]\end{aligned}\tag{9}$$

donde Δn es el índice de refracción lineal y n_κ es el coeficiente de Kerr y P_{bombeo} es la potencia de bombeo. El efecto no lineal Kerr es un fenómeno con una respuesta instantánea a un campo electromagnético intenso por medio del cual el índice de refracción del medio cambia y puede escribirse como:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}}{n_0} |E(t)|^2 = n_0 + n_2 I(t) \tag{10}$$

de donde tenemos que I es la intensidad del campo eléctrico, n_0 el índice de refracción lineal y n_2 es el índice de refracción de segundo orden o coeficiente Kerr.

Es necesario ahora determinar lo que sucede con la polarización del campo electromagnético al final de la fibra óptica, para esto haremos un análisis con matrices de Jones. El estado de polarización

emergente a la salida de un medio birrefringente, en nuestro caso la fibra óptica, a partir un estado de polarización incidente se puede obtener por la siguiente ecuación.

$$\vec{E}_s = \mathbf{M}_{FO} \vec{E}_e = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = [\mathbf{CPD}] \vec{E}_e \quad (11)$$

\mathbf{C} y \mathbf{D} son matrices de composición y descomposición, respectivamente; dichas matrices nos permiten representar estados de polarización de un estado a otro, por ejemplo, convertir un estado de polarización circular a un estado de polarización lineal. Mientras que \mathbf{P} es la matriz con la que representaremos el medio birrefringente. De manera que tenemos las siguientes representaciones.

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \cos\mu & i\operatorname{sen}\mu \\ i\operatorname{sen}\mu & \cos\mu \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{C}(\mu)^{-1} = \mathbf{C}(-\mu) = \begin{bmatrix} \cos\mu & -i\operatorname{sen}\mu \\ -i\operatorname{sen}\mu & \cos\mu \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} e^{i\Delta\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\delta/2} \end{bmatrix} \quad (14)$$

La matriz de la fibra óptica se representa a partir de la siguiente representación.

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{FO} &= \mathbf{C} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{D} = \begin{bmatrix} \cos\mu & i\operatorname{sen}\mu \\ i\operatorname{sen}\mu & \cos\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\Delta\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\delta/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\mu & -i\operatorname{sen}\mu \\ -i\operatorname{sen}\mu & \cos\mu \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos^2(\mu)e^{i\Delta\delta/2} + \operatorname{sen}^2(\mu)e^{-i\Delta\delta/2} & -i\operatorname{sen}(\mu)\cos(\mu)e^{\frac{i\Delta\delta}{2}} + i\operatorname{sen}(\mu)\cos(\mu)e^{-i\Delta\delta/2} \\ i\operatorname{sen}(\mu)\cos(\mu)e^{\frac{i\Delta\delta}{2}} - i\operatorname{sen}(\mu)\cos(\mu)e^{-i\Delta\delta/2} & \operatorname{sen}^2(\mu)e^{i\Delta\delta/2} + \cos^2(\mu)e^{-i\Delta\delta/2} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} e^{i\Delta\delta/2} - 2i\operatorname{sen}(\Delta\delta/2)\operatorname{sen}^2(\mu) & \operatorname{sen}(\Delta\delta/2)\operatorname{sen}(2\mu) \\ -\operatorname{sen}(\Delta\delta/2)\operatorname{sen}(2\mu) & e^{-i\Delta\delta/2} + 2i\operatorname{sen}(\Delta\delta/2)\operatorname{sen}^2(\mu) \end{bmatrix}; \end{aligned} \quad (15)$$

De la Ec. (11), podemos obtener diversas matrices de la fibra óptica operando como retardador lineal, retardador circular o retardador elíptico, dando como resultado directamente la matriz expresada en la Ec. (10), para un retardador lineal.

2.3. ANÁLISIS MATRICIAL DEL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA

Recapitulando, podemos decir que, para producir pulsos en un láser de fibra en configuración de anillo, debemos modificar ciertos parámetros de los elementos que componen la cavidad láser. Que como ya hemos mencionado, se compone por el medio de ganancia, el aislador óptico y el absorbedor saturable. Y con fines de reducir nuestro estudio, sólo consideraremos la variación de dos parámetros de importancia, la birrefringencia y la potencia. El elemento en el que se combinan ambos parámetros es el absorbedor saturable. Por lo que su análisis es indispensable para visualizar el comportamiento del láser y su posible generación de pulsos.

Por lo tanto, el absorbedor saturable es un elemento, que en nuestro caso está compuesto completamente de fibra óptica. De la Ec. (11) ya hemos obtenido la matriz de la fibra óptica, sin embargo, ahora hace falta completar el absorbedor con un par de elementos, también de fibra, que nos ayuden a

modificar la birrefringencia de la cavidad, llamadas placas retardadoras, una de HWR y otra de un QWR. Las matrices de dichos elementos se definen en las ecuaciones siguientes.

$$\mathbf{M}_{RMO}(\theta) = \begin{bmatrix} -\cos(2\theta) & -\sin(2\theta) \\ -\sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\mathbf{M}_{RCO}(\varphi) = \begin{bmatrix} i\cos^2(\varphi) + \sin^2(\varphi) & (i-1)\sin(\varphi)\cos(\varphi) \\ (i-1)\sin(\varphi)\cos(\varphi) & i\sin^2(\varphi) + \cos^2(\varphi) \end{bmatrix} \quad (17)$$

Donde θ indica el ángulo de rotación de las placas retardadoras.

Ahora podemos obtener una matriz que pueda representar al absorbedor saturable (AS) en su conjunto, representado por la expresión.

$$\mathbf{M}_{AS} = \mathbf{M}_{RCO} \cdot \mathbf{M}_{FO} \cdot \mathbf{M}_{RMO} \quad (18)$$

La polarización del campo electromagnético a la entrada de la matriz del AS se verá condicionado inicialmente por otro dispositivo, el aislador óptico dependiente de la polarización, que dadas las características de dicho dispositivo podemos decir que la salida será lineal, con algún tipo de inclinación.

A continuación, haremos uso de un análisis matricial de cada uno de los elementos del láser de fibra óptica, para definir los estados de polarización a la salida del absorbedor saturable. Al variar la rotación de una de las placas retardadoras, llamada *analizador* (QWR), mientras que otra de las placas se mantiene fija, llamada *polarizador* (HMR).

Un campo electromagnético que se propague por el absorbedor saturable necesariamente debe analizarse desde una perspectiva de su estado de polarización y de su potencia. Como ya mencionamos anteriormente, la polarización inicial estará definida por el aislador óptico mantenedor de la polarización. Y queda definida por el campo electromagnético de entrada \mathbf{E}_{en} , por la siguiente ecuación.

$$\mathbf{E}_{en} = \begin{bmatrix} \cos(\emptyset) \\ \sin(\emptyset) \end{bmatrix} \quad (19)$$

Donde \emptyset representa la inclinación de luz polarizada linealmente.

Por lo que el estado de polarización del campo electromagnético a la salida del absorbedor saturable estará dado por:

$$\mathbf{E}_{sat} = \mathbf{M}_{AS} \cdot \mathbf{E}_{en} \quad (20)$$

Finalmente, podemos determinar una expresión que describa la transmisión del absorbedor saturable y está dada por:

$$\mathbf{T} = \frac{|\mathbf{E}_{sat}|^2}{|\mathbf{E}_{en}|^2} = (i\cos^2(\varphi) + \sin^2(\varphi))^2 e^{i\Delta\delta} - 2(i\cos^2(\varphi) + \sin^2(\varphi))e^{\frac{i\Delta\delta}{2}} \quad (21)$$

Al usar la ecuación anterior, nos ofrece resultados para interpretar el comportamiento del AS con respecto a la variación de dos parámetros de interés, la inclinación de la polarización del campo electromagnético de entrada E_{en} y la potencia de bombeo P_{bombeo} .

En la Figura 2.6 se muestran los resultados del comportamiento de la transmisión del AS con respecto a la rotación de la placa retardadora de cuarto de onda ($M_{RCO}(\varphi)$) y la variación de la longitud de la cavidad láser. El análisis se realizó para cuatro longitudes diferentes, de acuerdo a los resultados numéricos que nos arrojaban las mejores características, teniendo así que para una longitud de 10 m, la transmisión del AS es mínima no llegando ni al 1% de transmisión de potencia. Por lo que a continuación se incrementó la longitud de la cavidad hasta 100 m y en esta ocasión se alcanzó un máximo de hasta 70% en dos lóbulos centrados en sólo dos posiciones del retardador, por lo que aun cuando se mejoró el funcionamiento sigue sin mostrar un óptimo desempeño práctico. A continuación se incrementó la longitud a 500 m y se puede apreciar que tenemos mas lugares posibles para la transmisión del AS por encima del 60% de la potencia. Finalmente para una longitud final de la cavidad de 1 km, encontramos una mayor variedad de lugares de operación del AS y por consiguiente mayor cantidad de lugares para el posible amarre de modos dentro de la cavidad láser.

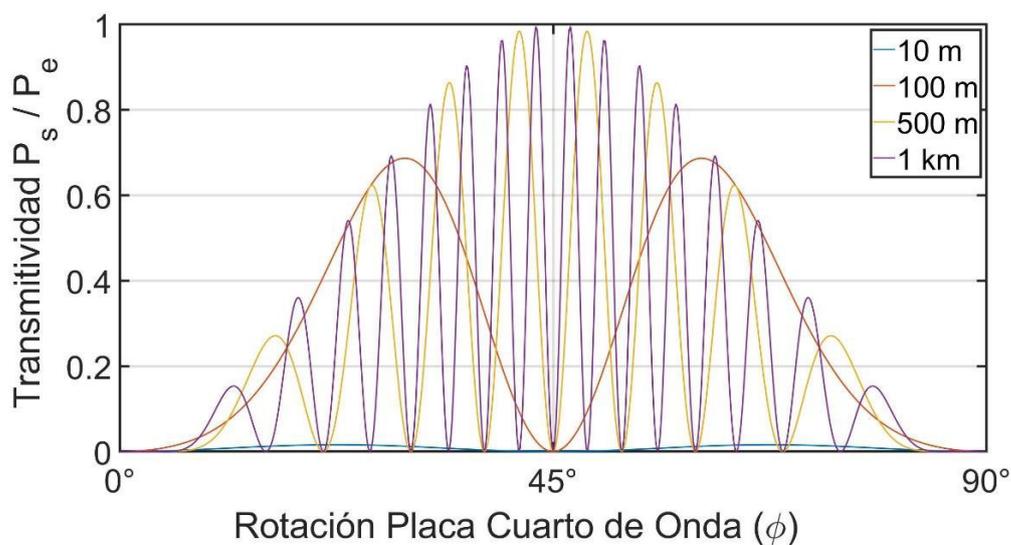


FIGURA 2.6. TRANSMITIVIDAD DEL LÁSER EN CONFIGURACIÓN DE ANILLO CON RESPECTO A LA VARIACIÓN DE LA ROTACIÓN DE LA PLACA DE CUARTO DE ONDA. DE IGUAL MANERA SE VARÍAN LAS LONGITUDES DE LA CAVIDAD DE 10, 100, 500 Y 1000 M.

Por otra parte, también resulta necesario hacer un análisis del comportamiento del AS con respecto a la variación de la potencia de bombeo. En la Figura 2.7 se muestran los resultados de dicho análisis numérico. De igual manera que para los resultados mostrado en la Figura 2.6, se seleccionaron cuatro longitudes diferentes de operación y se realizó la simulación para un incremento de la potencia de va de 200 mW a 1500 mW, pensando en los datos de los elementos o dispositivos que se cuentan en el laboratorio, como se verá más adelante en el Capítulo 3.

En la Figura 2.7 se muestra la transmisión del AS con respecto al incremento de potencia, Para una longitud inicial de la cavidad láser de 10 m no se tiene transmisión, sin embargo, es posible apreciar que si incrementamos la potencia sería posible obtener alguna transmisión, pero ajustándonos a los parámetros prácticos de operación de los elementos en el laboratorio, la longitud de 10 m no resulta práctica.

A continuación, para una longitud de 100 m la transmisión del AS se mejora, obteniendo un máximo de hasta 25% de transmisión, pero por otra parte una región de operación muy angosta, dado que el ancho de banda del AS es muy ancho.

Por otra parte, los mejores resultados se obtienen para las longitudes de la cavidad láser de 500 m y 1 km. Donde es posible obtener hasta un máximo de 25 % de transmisión, pero en varias regiones de operación. Estas regiones son importantes, porque con respecto a la potencia de bombeo y la potencia del campo electromagnético que se encuentre propagando dentro de la cavidad láser será posible obtener una gran variedad de pulsos.

Una región de potencia de bombeo de interés para la operación del láser está dada en los picos de 500 m y 1 km correspondientes al rango de entre 400 mW a 800 mW. Debido a que es posible tener dichas potencias promedio dentro de la cavidad.

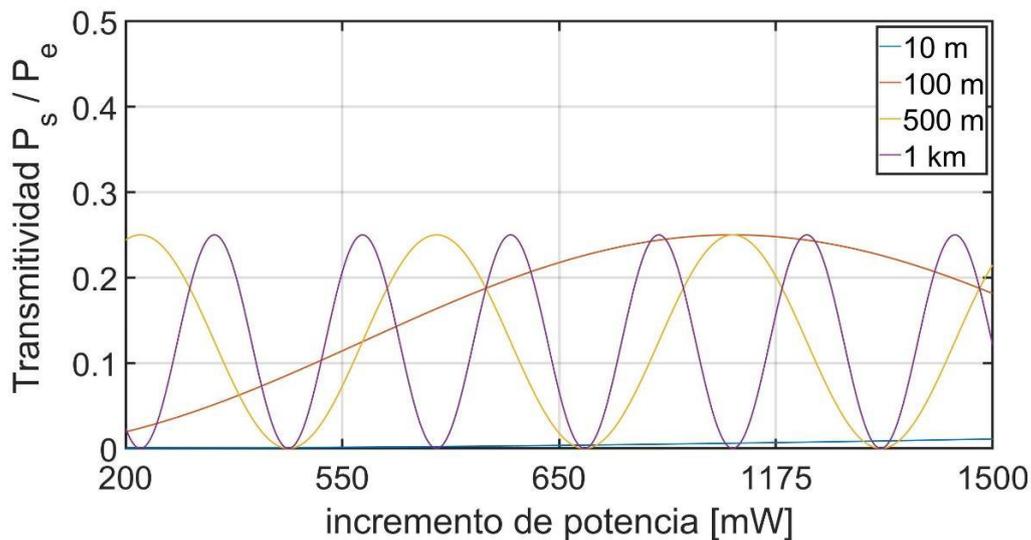


FIGURA 2.7. TRANSMITIVIDAD DEL ABSORBEDOR SATURABLE, AL VARIAR LA POTENCIA DE LA FUENTE DE BOMBEO Y LA LONGITUD DE LA CAVIDAD.

La importancia del análisis matricial se resume al obtener las siguientes consideraciones; la longitud de la cavidad del láser deberá estar comprendida entre un rango de 500 a 1000 m. La potencia de bombeo para la generación de pulsos deberá ser mayor a los 400 mW. Los rangos de operación del AS nos indican que habrá diversas regiones para el amarre de modos. De no seguir las consideraciones anteriores, corremos el riesgo de no hacer que láser genere pulso, que la potencia en la cavidad se pierda en el absorbedor saturable o que en definitiva no se de el fenómeno de emisión láser.

2.4. FENÓMENOS NO LINEALES

Una vez que ya conocemos cuáles serán las potencias esperadas y requeridas para la operación del láser, es posible plantear cuáles serán los fenómenos ópticos que posiblemente se generen y/u observen.

Cuando un haz de luz incide o se propaga a través de un material, en este caso el silicio con el que están fabricadas las fibras ópticas, se origina una respuesta vibracional tanto en la nube de electrones y a nivel molecular. Los estados vibracionales de la nube de electrones son más comunes a bajas potencias, mientras que, al incrementar la potencia del haz de luz de bombeo, es posible transferir una cantidad de la energía a las moléculas. Como consecuencia del primer caso, diversos fenómenos lineales y no lineales son posibles, los más significativos, para efecto de los láseres pulsados de fibra óptica son, la rotación no lineal de la polarización y por ende el efecto Kerr. Mientras que, como respuesta de la susceptibilidad del medio (χ_e) al campo electromagnético de alta intensidad (\vec{E}), la vibración a nivel molecular es posible y se genera el efecto Raman. Fenómeno de suma importancia en la descripción de los resultados experimentales del Capítulo 3.

A continuación, podemos escribir el vector de polarización \vec{P} en forma de su expansión en series de potencia de la manera siguiente:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e(\vec{E}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots] \quad (23)$$

donde $\chi^{(1)}$, es la susceptibilidad de primer orden del medio y representa la mayor contribución y la parte lineal de la polarización \vec{P}_L . Mientras que los términos $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son responsables de los efectos no lineales, aun cuando la susceptibilidad $\chi^{(2)}$ se desvanece en medios homogéneos, donde la simetría molecular del silicio (SiO_2) su contribución es prácticamente despreciable. Sin embargo $\chi^{(3)}$ juega un papel importante en el estudio de la propagación de pulsos en fibras ópticas y para los fines de nuestro estudio en el análisis de los fenómenos no lineales.

2.5.1. ESPARCIMIENTO RAMAN ESTIMULADO.

Como ya mencionamos anteriormente el intercambio de energía entre un campo electromagnético y el medio en el que se propaga puede dar origen al efecto Raman. Dicho fenómeno es de esparcimiento de la luz y se diferencia del esparcimiento Rayleigh porque en este último no existe la transferencia de energía mencionada al medio. Por lo que a partir del esparcimiento Raman es posible observar un proceso resonante del material y la generación o amplificación de luz co-propagante a frecuencia más baja, conocidas como Stokes [9].

El efecto Raman en fibras ópticas se da a partir de niveles vibracionales moleculares bien definidos para el SiO_4 , esta molécula tiene un arreglo tetraédrico en donde los oxígenos están en las cuatro esquinas mientras que el Si queda en el centro de la estructura, por lo que tenemos las siguientes vibraciones [10]. El primer caso se da cuando los átomos de oxígeno se mueven en un sólo sentido y el silicio en otro, este

modo da origen a una frecuencia de 1065 cm^{-1} . El siguiente modo es de “respiro”, cuando todas las moléculas de oxígeno se expanden y contraen de manera sincronizada, produciendo una frecuencia de 800 cm^{-1} . Por último, tenemos en la vibración de todos los modos, producido por la atracción de dos átomos de oxígeno transversales por las fuerzas de Coulomb y la posterior relajación de estos; este modo ofrece frecuencias a 440 y 490 cm^{-1} .

Para el modo vibracional en la línea de los 440 cm^{-1} tenemos un desplazamiento en frecuencia equivalente a 13.2 THz o alrededor de $0.05 \mu\text{m}$ de desplazamiento en la longitud de onda de $1.06 \mu\text{m}$.

El corrimiento de frecuencias hacia el rojo o Stokes, está relacionado con el espectro de ganancia del efecto Raman que es una medición a partir de la cual se puede determinar la ganancia Raman g_r [11]:

$$g_r = \frac{\epsilon_0 N \eta_0 \omega_1 \alpha_{p1}^2}{2 m \omega_0 \zeta c n^2} \left(\frac{1}{1 + \delta_r^2} \right) \quad (24)$$

donde N representa la densidad molecular del medio, α_{p1} es la polarizabilidad del medio con respecto al desplazamiento.

La importancia en la ecuación radica en que con ella podemos observar el comportamiento de la ganancia Raman de manera gráfica con respecto a su variedad de parámetros.

De acuerdo con una aproximación del efecto Raman más simple, que incluye condiciones en las que el campo electromagnético está en onda continua o cuasi continua, el crecimiento inicial de los Stokes esta dado por la siguiente representación.

$$\frac{dI}{dz} = g_r I_p I_s \quad (25)$$

donde I_s es la intensidad del Stoke e I_p es la intensidad del campo electromagnético de bombeo. Un valor normalizado de la ganancia Raman de $g_r \sim 1 \times 10^{-13} \text{ m/W}$ a una longitud de onda de $1 \mu\text{m}$.

Cuando el efecto Raman es generado por pulsos en el rango de $1-100 \text{ ns}$, una situación que corresponde al régimen cuasi-continuo, es importante recalcar que el efecto de la dispersión de la velocidad de grupo es despreciable.

Generalmente la radiación de Stokes a través de la dispersión Raman estimulada es muy ruidosa, puesto que se genera a través de la dispersión Raman espontánea. Como consecuencia diversas teorías sugieren que el efecto Raman se relaciona a los pulsos de ruido.

2.5. CONCLUSIÓN

En este capítulo se expusieron los parámetros de diseño con los cuales se operará el láser y fue posible darnos una idea de los requerimientos necesarios para que en el laboratorio podamos conseguir los resultados esperados.

Por ejemplo, pudimos ver que para una longitud de la cavidad láser comprendida en el intervalo de entre 500 o 1000 m se presentan las mejores condiciones de operación del AS. Dichas condiciones nos permiten visualizar una posible obtención del amarre de modos de la cavidad láser en configuración de anillo.

Además, se pudo constatar que para potencias de operación de entre 400 a 600 mW, se obtiene la mayor transmitividad en potencia y que de acuerdo con las estimaciones de potencia que se presentaron, es muy posible la obtención de pulsos.

Los resultados del análisis matricial nos muestran una serie de posiciones para las placas retardadoras con las que se obtendrán la mayor transmitividad del AS. Mientras que para la visualización de los fenómenos lineales es posible esperar la generación del fenómeno Raman y el amarre de modos pasivo por la rotación no lineal de la polarización para la posible generación de pulsos.

De igual manera se puede inferir que los pulsos que se generen, das las potencias que manejaremos dentro de la cavidad, la longitud de la cavidad, y la región de operación de absorbedor saturable, cumplen algunos de los requisitos para esperar a la salida del láser pulsos de ruido.

REFERENCIAS

1. Cheng, Z., H. Li, and P. Wang, *Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers*. Opt. Express, 2015. **23**(5): p. 5972-5981.
2. Matsas, V., et al., *Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation*. Electron. Lett., 1992. **28**(15): p. 1391-1393.
3. Urquhart, P., *Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers*. IEE Proceedings J (Optoelectronics), 1988. **135**(6): p. 385-407.
4. Stolen, R., J. Botineau, and A. Ashkin, *Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*. Optics Letters, 1982. **7**(10): p. 512-514.
5. Lefevre, H., *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*. Electronics Letters, 1980. **16**(20): p. 778-780.
6. Buck, J.A., *Fundamentals of optical fibers*. Vol. 50. 2004: John Wiley & Sons.
7. Tamura, K., H. Haus, and E. Ippen, *Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser*. Electron. Lett., 1992. **28**(24): p. 2226-2228.
8. Matsas, V., T. Newson, and M. Zervas, *Self-starting passive mode-locked fibre ring laser exploiting non-linear polarisation switching*. Optics Comm., 1992. **92**(1-3): p. 61-66.
9. Liu, K.X. and E. Garmire, *Understanding the formation of the SRS Stokes spectrum in fused silica fibers*. IEEE journal of quantum electronics, 1991. **27**(4): p. 1022-1030.
10. De la Cruz-May, L., et al., *Exact determination of scaling of the Raman gain efficiency in silica fibers*. Laser Physics, 2013. **23**(5): p. 055103.
11. Agrawal, G.P., *Nonlinear fiber optics*, in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. 2000, Springer. p. 195-211.

CAPÍTULO 3

En este capítulo se muestra la caracterización del láser de fibra óptica dopado con iterbio. La caracterización se da a través de la obtención de mediciones temporales y espectrales a la salida del láser. Además, se analizan los resultados obtenidos y se da una interpretación sobre los fenómenos y las dinámicas de operación observadas durante el funcionamiento del láser.

3. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para producir pulsos en un láser, hecho todo de fibra, con fibra dopada de iterbio, diversas configuraciones se han propuesto para la generación de pulsos en dichos arreglos. Una de las técnicas más utilizada ha sido la rotación no lineal de la polarización (NPR). Se presenta un diseño de un láser todo de fibra, desarrollado para generar pulsos y la posible visualización de fenómenos no lineales.

3.1. ESQUEMA EXPERIMENTAL DEL LÁSER DE FIBRA

En la Fig. 3.1 se muestra el esquema propuesto; éste es un láser en configuración de anillo, todo de fibra, que opera en el régimen pulsado utilizando la técnica de amarre de modos pasivo. Lo componen un diodo láser (LD) que emite a una longitud de onda de 914 nm y su potencia máxima óptica de operación fue de 5 W; a continuación encontramos un combinador (COM); un tramo de fibra óptica dopada con iterbio (YDF) de 1.5 m de longitud; un aislador (PM-ISO) con terminales de fibra mantenedoras de la polarización; un acoplador (C1) 90:10; un carrete de fibra óptica estándar (SMF-28) de aproximadamente 975 m de longitud, para utilizarla como fibra multimodo a la longitud de onda de 1064 nm, ya que a esta longitud de onda es posible la operación bimodal (al excitar los modos LP01 y LP11). Y un par de placas retardadoras de $\frac{1}{4}$ y $\frac{1}{2}$ onda. Para la caracterización del láser se utilizaron un analizador de espectros óptico (OSA, Anritsu MS9740A), un osciloscopio (OSC, Keysight MSOX6004A) y un fotodetector (PD, Thorlabs S146C).

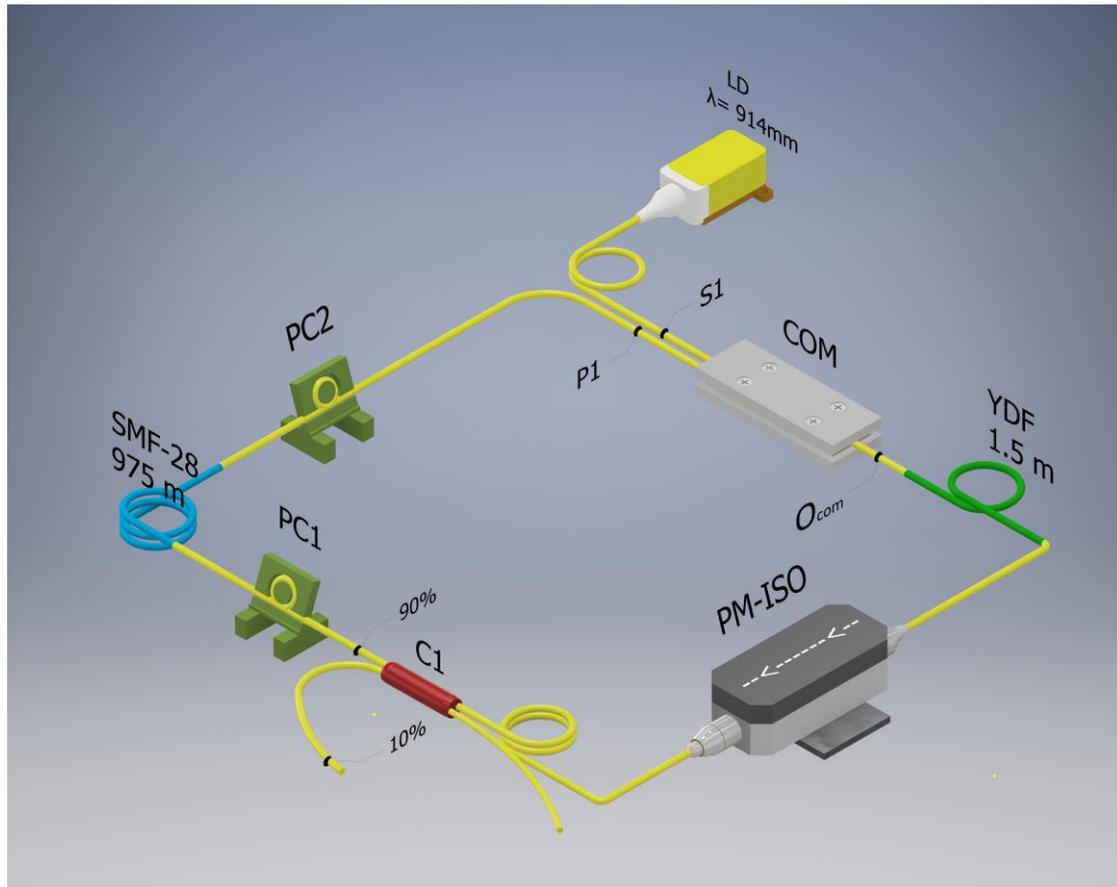


FIG. 3.1. ESQUEMA EXPERIMENTAL DEL LÁSER DE ANILLO DE FIBRA DOPADA DE ITERBIO. LD: DIODO LÁSER, COM: COMBINADOR, YDF: FIBRA DOPADA CON ITERBIO, PM-ISO: AISLADOR MANTENEDOR DE LA POLARIZACIÓN, C: ACOPLADOR DE SALIDA AL 10%, QWR: RETARDADOR DE CUARTO DE ONDA, SMF-28: FIBRA MONOMODO PARA LA LONGITUD DE ONDA DE 1.5 μM , HWR: RETARDADOR DE MEDIA ONDA.

Para una longitud total de la cavidad de $L \sim 985$ m y una potencia de bombeo inicial fijada en $P_{in} = 1,77$ W, el láser de anillo de fibra (FRL, fiber ring laser) comenzó a operar en el régimen de onda continua (CW). Posteriormente, se hizo rotar la posición del QWR y se mantuvo fijo, asegurando un estado de polarización (SOP) circulando en el carrete de fibra SMF-28; mientras que la rotación del HWR se varió, hasta obtener el régimen pulsado.

3.2. GENERACIÓN DE MÚLTIPLES PULSOS

En la Fig. 3.2 se muestran las mediciones temporales de cuatro subregímenes de operación o cuatro paquetes de pulsos diferentes. Todos ellos operaron a una frecuencia de repetición fundamental de $f_R = 210.38$ kHz o $TR = 4,75$ μs , lo que corresponde a $L = 985$ m. En la Fig. 3.2(a), se presenta un tren de pulsos simples; esto sucedió cuando el HWR se colocó en una cierta posición (que llamaremos “inicial”) y se hizo girar ligeramente la placa en un sentido, empezaron a aparecer lo que llamamos como múltiples pulsos. Mientras que al regresar el HWR a su posición inicial, la transmisión del AS se modifica [1].

El ancho temporal del pulso se mantuvo en un promedio de $\Delta t = 13$ ns por pulso. Cuando un nuevo pulso aparecía, como se muestra en los casos de la Fig. 3.2, la potencia promedio se incrementó, $P_{avg} = 0.86, 1.32, 2.32, 3.48$ mW, respectivamente. Además, una estimación sobre la energía de los pulsos, al considerar ciclo efectivo del pulso en cada uno de los cuatro subregímenes de operación. Los valores fueron $EP = 4.4, 5.6, 11.5, 16.1$ nJ, para cada caso. Aunque no se pudo comprobar mediante una medición de autocorrelación del pulso, los resultados experimentales sugieren que los pulsos generados son pulsos de ruido (NLP, del inglés Noise Like Pulses), con un tiempo de coherencia en el rango de 100 fs a 1 ps [2, 3].

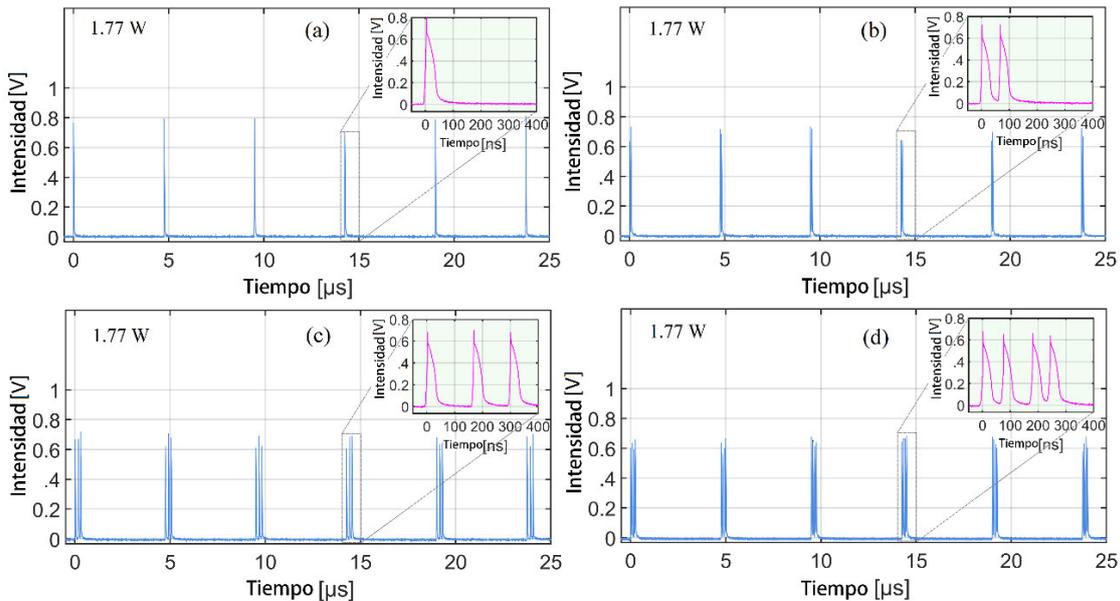


FIG. 3.2. COMPORTAMIENTO TEMPORAL DE LOS PULSOS GENERADOS POR EL LÁSER, LA POTENCIA SE MANTUVO FIJA, MIENTRAS QUE EL ESTADO DE POLARIZACIÓN SE CAMBIÓ, OBTENIENDO PAQUETES DE PULSOS SIMPLES (A), DOBLES (B), TRIPLES (C) Y CUÁDRUPLES (D).

Los resultados experimentales demuestran que cada pulso generado en los diferentes regímenes mantenía las mismas características de amplitud, forma, duración y energía. El régimen de múltiples pulsos puede tener su origen en el desbordamiento del AS, o a la diferencia de retraso de grupo (conocida como dispersión espacial) entre los modos LP01 y LP11 en el carrete de fibra SMF-28; por lo que, el pulso inicial no puede ganar más amplificación y se divide en pulsos similares, por cuantificación de energía. Estos resultados concuerdan con resultados expuestos anteriormente.

Con respecto a los resultados aquí presentados, los pulsos son estables, no desaparecen ni corren hacia el pulso único mostrado en la Fig. 3.2(a) y permanecen constantes mientras el láser opera.

La formación de múltiples pulsos ha sido previamente reportada por Pottiez et al. en [4]; en que el trabajo se presenta la generación de un solo pulso hasta llegar a doce pulsos, sin embargo, dichos pulsos no se espaciaron uniformemente en el tiempo y por otra parte, la estabilidad estuvo sujeta a un corto período de tiempo, en el orden de unos pocos minutos.

En otro trabajo, Bracamontes-Rodríguez et al. [3] reportaron la coexistencia de pulsos duales, estos pulsos mostraron diferentes amplitudes y formas, donde el más pequeño se desplaza rápidamente al más grande.

Los resultados experimentales presentados aquí demuestran que cada uno de los pulsos generados en los diferentes regímenes, mantienen las mismas características de amplitud, forma y tiempo.

3.3. GENERACIÓN DE MÚLTIPLES LONGITUDES DE ONDA

Por otra parte, debido a la diferencia entre los diámetros los diámetros de los núcleos de cada una de las fibras, múltiples modos fueron excitados dentro de la cavidad. La estimulación de los modos de fibra a fibra se dio por la excitación de modos en el recubrimiento.

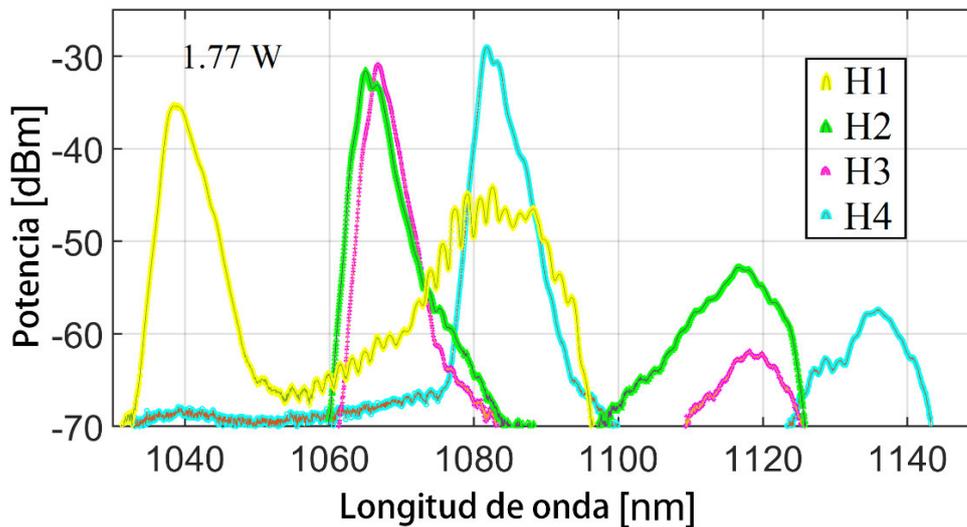


FIG. 3.3 COMPORTAMIENTO ESPECTRAL DE LOS PULSOS DE SALIDA DEL LÁSER. VARIAS LONGITUDES DE ONDA FUERON OBTENIDAS, CORRESPONDIENTES A CUATRO POSICIONES DEL QWR, MANTENIENDO LA POTENCIA DE BOMBEO FIJA. 1038 NM (H1), 1065 NM (H2), 1067 NM (H3) Y 1082 NM (H4).

Recordemos que al fijar la posición del QWR y al variar el HWR gradual y secuencialmente, se pudo observar la generación de pulsos múltiples. Es posible identificar cuatro posiciones del HWR, que identificaremos como: H1, H2, H3 y H4. En la Fig. 3.3 se muestra el comportamiento espectral para cada uno de los regímenes reportados, se puede apreciar que la longitud de onda central cambió con respecto a la operación del AS, que es un elemento dependiente de la polarización y la longitud de onda.

En la Fig. 3.3 se observan los corrimientos en la longitud de onda, que van desde los 1038, 1065, 1067, hasta los 1082 nm para H1, H2, H3 y H4, respectivamente. Además, se aprecia un pico de potencia residual a una longitud de onda centrada aproximadamente a 50 nm hacia el rojo. Por ejemplo, en la posición H1, hay una longitud de onda principal centrada en 1038 nm y la otra en 1089 nm. Para H2, H3 y H4, las potencias máximas espectrales residuales se centran en 1114, 1117 y 1132 nm, respectivamente. Estos picos secundarios de corrimiento hacia el rojo se atribuyen al efecto Raman. Se puede esperar una

reducción en la frecuencia de la señal de Stokes, como fue demostrado numéricamente por Agueraray et al en [5].

Es importante precisar que para cada paquete de pulsos múltiples presentado en la Fig. 3.2 se le atribuye la excitación de un modo o longitud de onda presentado en la Fig. 3.3. Es decir, en la Fig. 3.3 se observó una longitud de onda centrada de 1038 nm que corresponde a la posición H1 y al pulso de la Fig. 3.2(a), y así sucesivamente. Resultados experimentales similares han sido reportados por Yu Cai et al. en [6], en ese trabajo, la excitación de los modos se logró alineando mecánicamente un par de núcleos de un empalme mecánico de fibras ópticas. Otro enfoque ha sido propuesto por Wright et al. [7], en dicho trabajo se hizo uso de una fibra multimodo para producir el amarre de modos espacio-temporal y filtrar la longitud de onda de salida, cabe señalar que el láser contenía diversos elementos de bulto para su construcción.

En nuestro caso la operación multimodo se selecciona cambiando el estado de polarización dentro de la cavidad láser. Comportamiento que, desde nuestro conocimiento, no ha sido reportado anteriormente. La estimulación de múltiples modos puede ser explicada por la interferencia multimodal o por el filtrado de la señal que hace durante su operación el AS.

La interferencia multimodal ha sido reportada numéricamente por Nazemosadat [8], en donde se propone un arreglo de fibras ópticas de diferentes dimensiones del diámetro de sus núcleos, formando un dispositivo AS cuya transmisión varía de acuerdo con la potencia de entrada y la longitud del arreglo de fibra. Por otra parte, el proceso de filtrado ha sido sugerido por Li et al. [9], utilizando una cavidad de longitud muy larga funcionan como un filtro pasa banda. Sin embargo, no se puede decir que exista algún tipo de interferencia multimodal.

La caracterización de nuestro láser para comprobar las propiedades de interferencia multimodal, así como de filtrado se muestran en la Fig. 3.4. La Fig. 3.4 muestra el espectro de radio frecuencia (RF) de los trenes de pulsos producidos. En la Fig. 3.4(a) se muestra la respuesta RF del tren de pulsos simples, es posible observar una frecuencia de repetición (espaciamiento entre los modos longitudinales) de 210 kHz. Donde un pulso simple corresponde a un único modo transversal excitado dentro de la cavidad. En la misma figura se aprecia que la amplitud de los modos longitudinales permanece casi constante con un ligero decaimiento lineal. Por otra parte, en la Fig. 3.4(b) se observa una modulación de amplitud (AM) en la señal RF. Producida cuando se generan los pulsos múltiples, de manera que la interferencia multimodal tiene presencia en la cavidad. Los recuadros muestran los resultados del proceso de filtrado, producto de la estimulación de varios modos y su posible interferencia. Una señal de AM se aprecia y a 10 MHz se da la frecuencia de repetición interna, para los paquetes de pulsos (inverso a 100 ns de separación entre cada pulso, dentro del paquete).

Los resultados de generación de múltiples longitudes de onda enfatizan la importancia de la estructura aquí propuesta, resaltando que se cumplen con las características buscadas de ser un arreglo todo de fibra, que puede cambiar entre varias longitudes de onda y lo más importante en el régimen de operación pulsado.

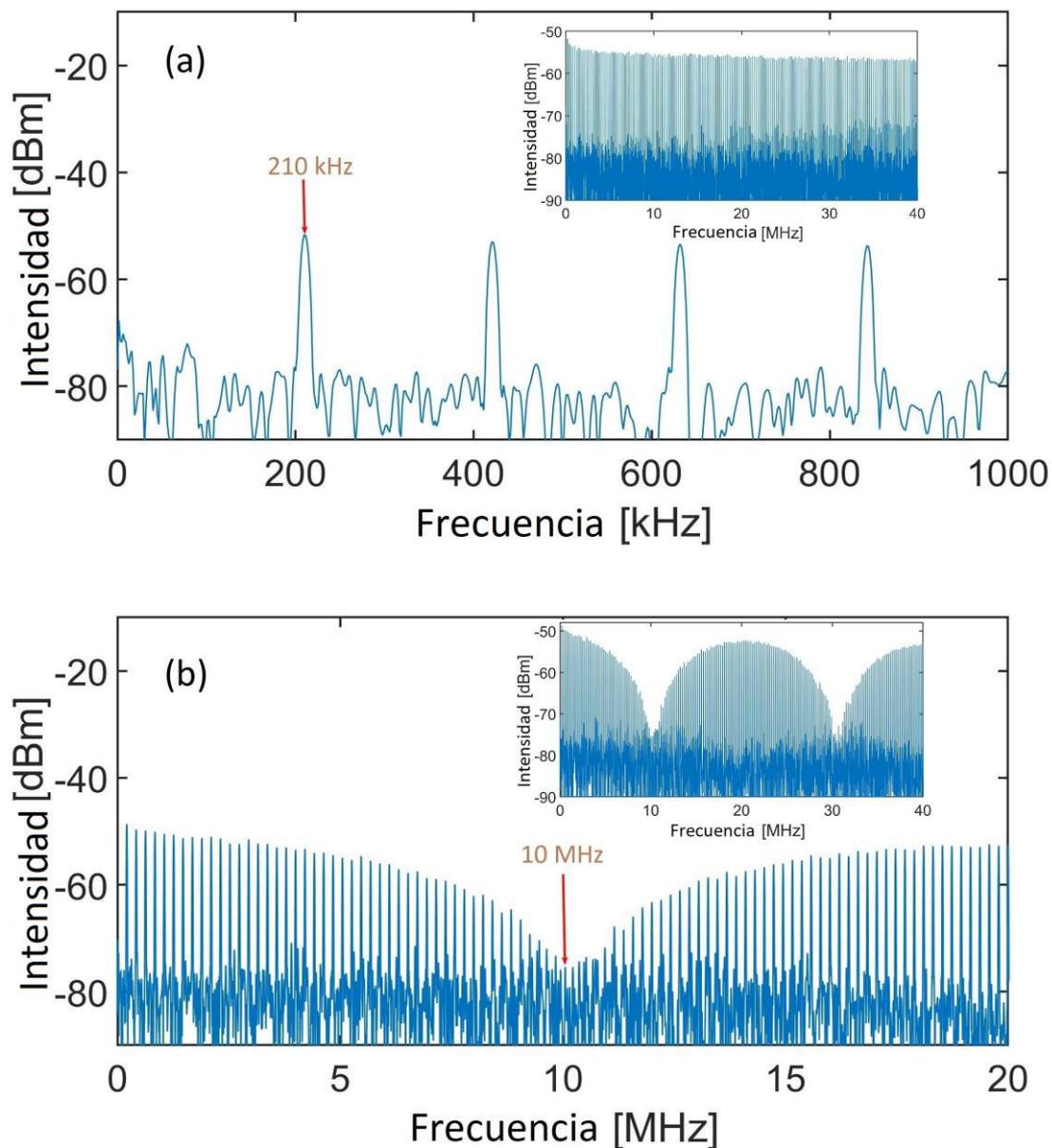


FIG. 3.4. ESPECTRO RF PARA EL TREN DE PULSOS SIMPLES, CON UN RANGO DE 1 MHz (A), DONDE LA FRECUENCIA FUNDAMENTAL FUE DE 210 KHz. ESPECTRO RF PARA LOS PULSOS MÚLTIPLES, EN UN RANGO DE 20 MHz (B), SE APRECIA UNA FRECUENCIA INTERNA DE 10 MHz. EN LOS RECUADROS SE MUESTRA LA INTERFERENCIA MULTIMODAL, UN COMPORTAMIENTO DE FILTRADO SE PRESENTA CUANDO SE DA LA APARICIÓN DE MÚLTIPLES PULSOS.

3.4. OBSERVACIÓN DE STOKES RAMAN

Con el objetivo de apreciar la formación de más pulsos múltiples, se incrementó la potencia de bombeo de 1.77 W a 2.107 W y finalmente a 3.86 W, el límite de potencia de la fuente de bombeo; mientras que los parámetros en el AS se mantuvieron fijos, lo que implica que los retardadores de onda QWR y HWR se dejaron en una posición fija. Como la variación en la potencia se observó la reducción en la región donde se obtuvo el amarre de modos y el comportamiento del láser se volvió más caótico y complejo.

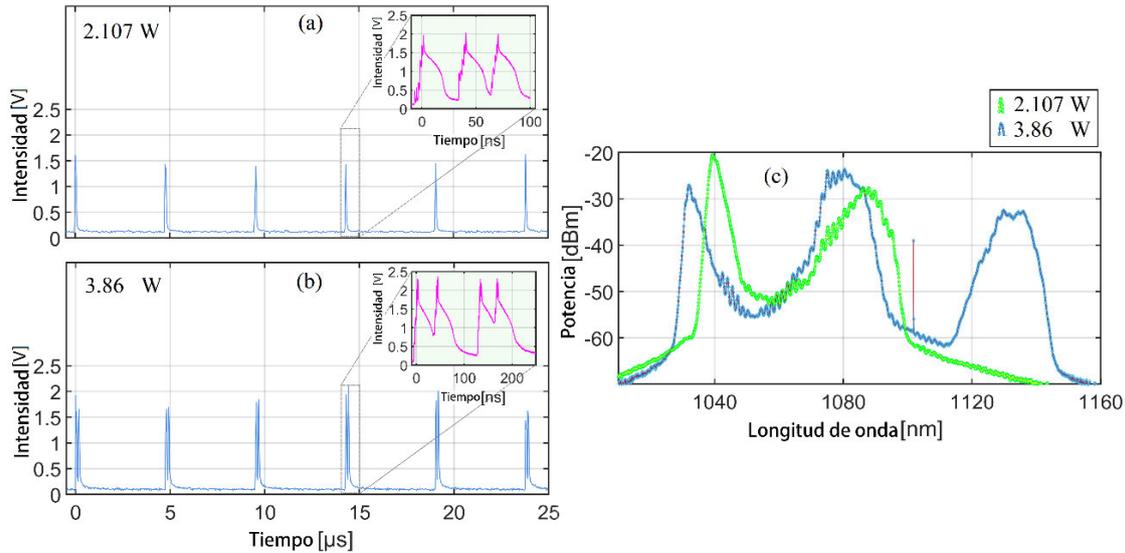


FIG. 3.5. COMPORTAMIENTO TEMPORAL Y ESPECTRAL DE LOS PULSOS DE SALIDA LÁSER, AL INCREMENTAR LA POTENCIA DE BOMBEO A 2.107 W APARECIERON PULSOS MÁS COMPLEJOS E INESTABLES (A), MIENTRAS QUE A 3.86 W LOS PULSOS SE HICIERON MÁS ENERGÉTICOS (B) Y SE PUDO OBSERVAR LA GENERACIÓN DE UNO Y DOS STOKES (C) DE EMISIÓN ESTIMULADA RAMAN.

El régimen de funcionamiento mostrado en la Fig. 3.5(a) presentó una mayor estabilidad al variar la potencia de bombeo y a partir de un sólo tren de pulsos fue posible obtener paquetes de tres y cuatro pulsos. En las Fig. 3.5(a) y Fig. 3.5(b) se presentan las mediciones temporales para los trenes de pulsos observados con dos potencias de bombeo, 2.107 y 3.8 W respectivamente. En la Fig. 3.5(a) se observa una forma más compleja del pulso con respecto a las presentadas en la Fig. 3.2, mientras que el ancho temporal del pulso aumentó a 20 ns cada uno y la energía del pulso se calcula que es $EP = 5,5$ nJ. Este resultado es importante porque se muestra cómo la energía de los pulsos en el tren no aumentó, aun cuando se incrementó la potencia de bombeo. En la Fig. 3.5(b) se aumentó la potencia de la bomba hasta 3.86 W y se observa una serie de cuatro pulsos por paquete. El ancho total del pulso aumentó más allá de los 150 ns, y la energía del pulso se calculó en $EP = 42.9$ nJ.

La Fig. 3.5(c) muestra el comportamiento espectral al aumentar la potencia de bombeo de 2.107 W a 3.86 W. Se observa la generación múltiples longitudes de onda y se pudo lograr una operación de doble y triple longitud de onda.

Este comportamiento fue observado previamente por N. Zhao et al [10]. Ellos reportaron una operación de doble longitud de onda al aumentar la potencia de bombeo y se observó una salida de una longitud de onda centrada de 1061.8 a 1068.8 nm. En ese trabajo, la frecuencia central se desplaza, a medida que aumenta la potencia. Con respecto a los resultados presentados en nuestro trabajo, ambas frecuencias aparecen simultáneamente a la salida, sugiriendo la amplificación de señal Raman en cascada, en la cavidad.

La operación de múltiple longitud de onda en un arreglo PMLFL fue estudiada numérica y experimentalmente por J. Feehan, et al. [11], donde propusieron que por el NPE en la operación del AS se pueden seleccionar varias longitudes de onda para que circulen dentro de la cavidad. Esto no está

sucediendo en nuestro caso y los resultados están más relacionados con los trabajos realizados para otro tipo de fibras y longitudes de onda centradas en 1550 nm y 1980 nm. Por ejemplo, J. Peng et al. [12] obtuvieron resultados similares, pero la longitud de onda cambia de 1550 nm a 1600 nm, y la potencia en 1550 nm se pierde cuando aparece la longitud de onda cambiada. Otros resultados similares son presentados por Wang et al [13], quienes apreciaron la generación de una longitud de onda dual que va desde 1980 nm hasta 2290 nm. En todos los casos la generación de longitudes de onda múltiples se explica por la ganancia Raman del medio [11-13]. Esta propuesta coincide con nuestro trabajo. Con una potencia de bombeo de 2.107 W se obtienen dos picos, uno a 1039 nm y otro a 1090 nm y al aumentar la potencia de bombeo a 3.86 W se observó un funcionamiento de triple longitud de onda; desplazando ligeramente el pico centrado en 1038 nm a 1032 nm y los otros dos tiempos centrados en 1080nm y 1134 nm, respectivamente.

Decaimientos de frecuencia de Stokes Raman similares, de 1028 a 1078 nm, de 1028 a 1075 nm y de 1027-1052 a 1077-1088 nm han sido reportados por Kharenko et al, Runge et al y Szczepanek et al, respectivamente. En dichos trabajos, los autores sugieren que mediante el amplio ancho de banda de ganancia del iterbio se puede dar la respuesta de esparcimientos Raman estimulada (SRS). Sin embargo, el corrimiento de frecuencia hacia abajo del espectro generado por los pulsos hace que el láser se vuelva más caótico.

3.5. GENERACIÓN DE ESPECTRO AMPLIO

Finalmente, en la potencia de bombeo de 3.86 W y al ajustar nuevamente los retardadores de onda (HWR/QWR), se generó un espectro amplio, tal como se muestra en la Fig. 3.6(b). La medida temporal de los pulsos en este régimen se muestra en la Fig. 3.6(a). Se aprecia un tren de pulsos, trece en total, no uniformemente separados, pero que mantienen un período de repetición fijo de $TR = 4,75 \mu s$, entre paquetes.

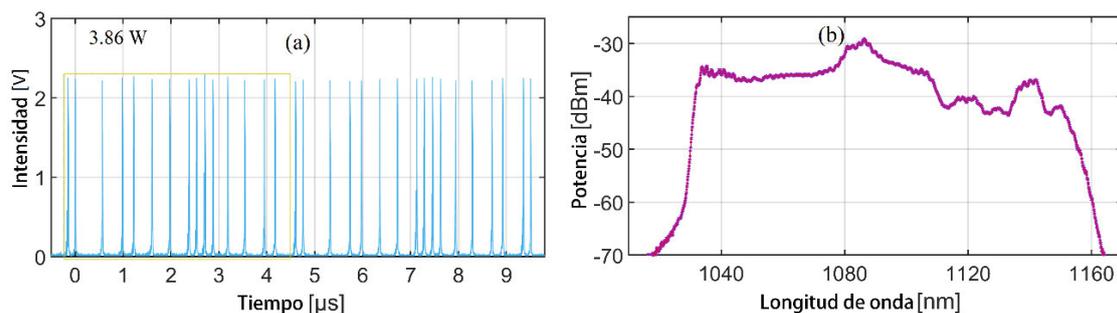


FIG. 3.6. AL VARIAR EL ESTADO DE POLARIZACIÓN DEL CAMPO ELECTROMAGNÉTICO DENTRO DE LA CAVIDAD, FUE POSIBLE OBSERVAR LA GENERACIÓN DE PULSOS NO ARMÓNICOS (A) Y UN ESPECTRO AMPLIO DE 140 NM (B).

A través del amarre de modos no armónico se da un espectro amplio de 140 nm (de 1020 a 1160 nm). Este resultado es prueba de los diferentes fenómenos no lineales producidos en la cavidad, tales como la generación de Stokes Raman: Además, el espectro se completó con la participación de fenómenos como la auto modulación de fase (SPM), la modulación de fase cruzada (XPM), la mezcla de cuatro ondas (FWM) y otros fenómenos no lineales [14, 15]. Adicionalmente, debe notarse que el espectro amplio mostrado en

la Fig. 3.6(b) puede ser resultado de la combinación de espectros muy angostos de cada una las longitudes de onda del grupo de pulsos en este régimen de operación del láser. De hecho, en la Fig. 3.3 se aprecian las medidas espectrales de varios subrégimenes de paquetes de pulsos, con componentes espectrales angostas de tal forma que, de manera colectiva pueden cubrir el espectro que va de 1020 a 1140 nm.

Este espectro de banda ancha puede ser comparado con resultados previamente reportados por Ilday et al. [16], donde reportaron un espectro de banda ancha de 80 nm de 980 a 1070 nm. Y por Masayuki et al. [17], quienes reportaron un ancho de banda de 131 nm con una longitud de onda centrada en 1070 nm.

3.6. RÉGIMEN DE OPERACIÓN DE EXPLOSIÓN DE PULSOS

En la Fig. 3.7 se muestra una mejora del láser de anillo propuesto y presentado en la sección de resultados. Se agregó una placa retardadora más con el objetivo de estabilizar la polarización de la luz que está viajando en el interior de la cavidad. Como ya se mencionó, el aislador óptico asegura un tipo de polarización que llega, primeramente, al acoplador y después es rotada por la placa retardadora QWR1, después sigue el carrete de fibra y a continuación un par de placas HWR y QWR2 hacen el trabajo del analizador.

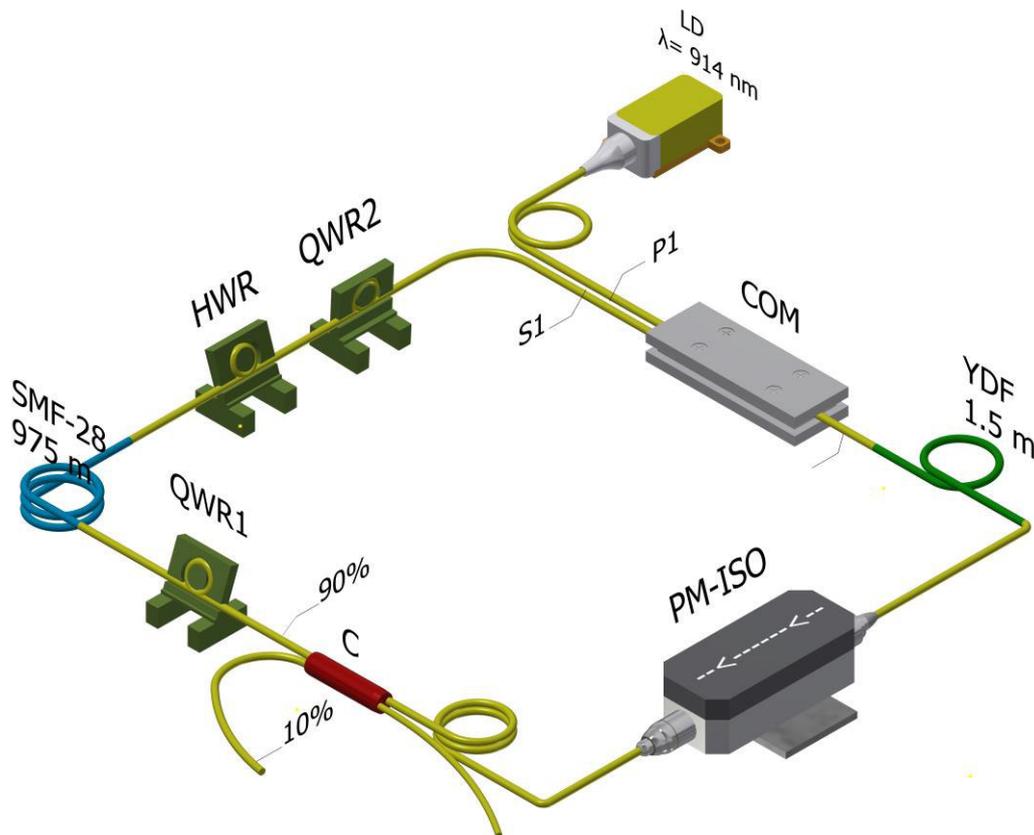


FIG. 3.7. ESQUEMA EXPERIMENTAL DEL LÁSER DE ANILLO DE FIBRA DOPADA DE ITERBIO. LD: DIODO LÁSER, COM: COMBINADOR, YDF: FIBRA DOPADA CON ITERBIO, PM-ISO: AISLADOR MANTENEDOR DE LA POLARIZACIÓN, C: ACOPLADOR DE

SALIDA AL 10%, QWR1: RETARDADOR DE CUARTO DE ONDA, SMF-28: FIBRA MONOMODO PARA LA LONGITUD DE ONDA DE 1.5 μM , HWR: RETARDADOR DE MEDIA ONDA, QWR2: RETARDADOR DE CUARTO DE ONDA.

Dada la estabilidad de la operación del láser de fibra óptica alcanzada con el control de la placa retardadora, se pudo mantener una frecuencia de operación constante cuando se dio un incremento en la potencia de bombeo. En la Fig. 3.8 se muestra un par de líneas espectrales que corresponden a los límites de operación del láser, para una corriente de 2 A en el diodo láser se obtiene como salida una longitud de onda central de 1060 nm. Mientras que para una corriente tope de 5.15 A se llega a una longitud de onda central de operación de 1058 nm.

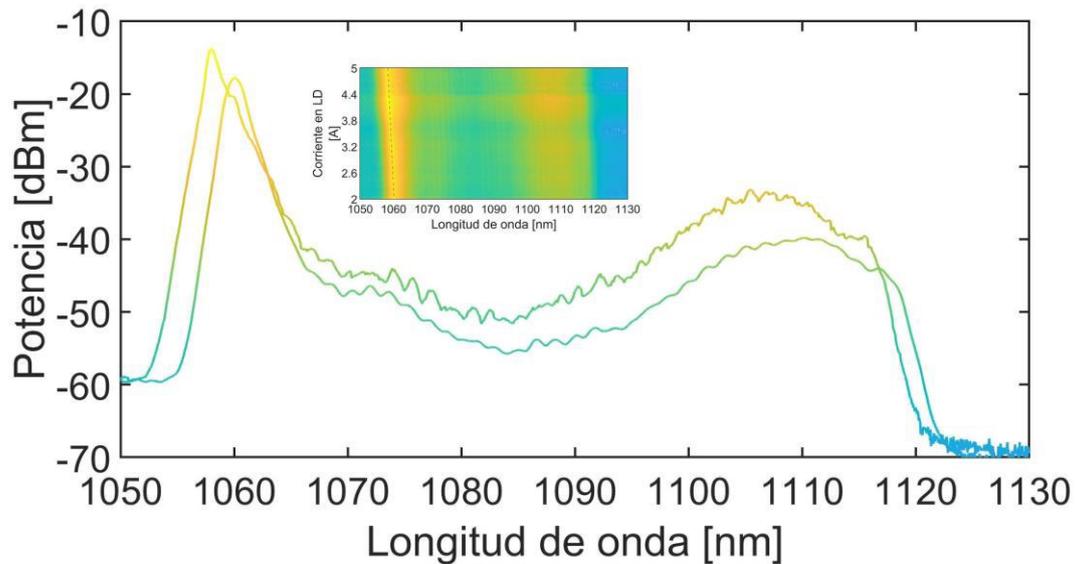


FIG. 3.8. COMPORTAMIENTO ESPECTRAL DE LA SALIDA LÁSER. AL MANTENER EL ESTADO DE POLARIZACIÓN DE LA LUZ MÁS ESTABLE, SE MANTUVO LA LONGITUD DE ONDA DE SALIDA CENTRADA EN UN RANGO MUY ESTABLE, CUANDO SE INCREMENTA LA POTENCIA DE BOMBEO.

En la Fig. 3.9 se muestra el comportamiento temporal del láser al momento de incrementar la corriente en la fuente de bombeo. La corriente se varió de 2 A a 5.15 A y se obtuvieron paquetes de pulsos desde 4 a 57 pulsos respectivamente.

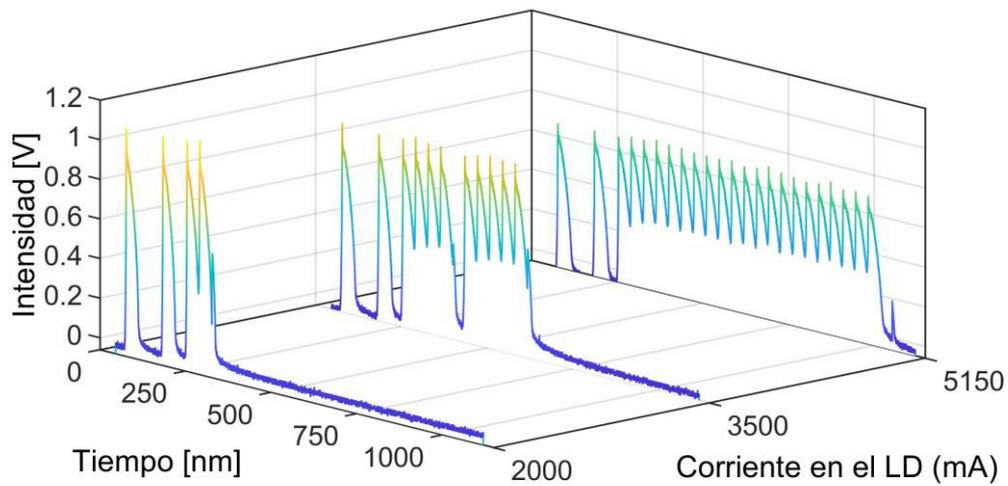


FIG. 3.9. GENERACIÓN DE MÚLTIPLES PULSOS PARA TRES CORRIENTES DE BOMBEO DIFERENTES.

La Fig. 3.10 muestra una gráfica con el seguimiento de la cantidad de pulsos generados, el valor de la energía del pulso calculada, con respecto al incremento de la corriente en el diodo láser, o la fuente de bombeo.

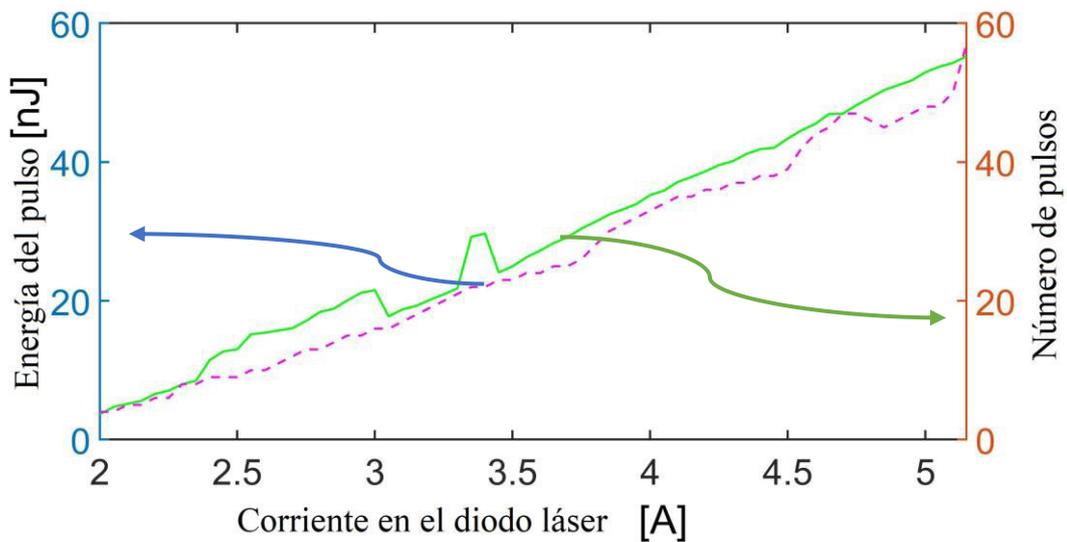


FIG. 3.10. COMPORTAMIENTO DE LA GENERACIÓN DE MÚLTIPLES PULSOS Y LA CANTIDAD DE ENERGÍA GENERADA CON RELACIÓN A LA CORRIENTE DEL DIODO LÁSER.

3.7. CONCLUSIONES

En el presente capítulo se propuso un arreglo láser de fibra óptica dopado con iterbio, que genera pulsos a través de la técnica del amarre de modos pasivo. Se propuso de igual manera un absorbedor saturable conformado por un carrete de fibra óptica y varias placas retardadoras de la polarización.

Por otra parte, también se pudo observar la generación de fenómenos no lineales, concretamente, Stokes Raman. Dichos Stokes estuvieron a frecuencias centradas en 1032 nm, 1080 nm y 1134 nm. Además, un espectro amplio de hasta 140 nm de 1020 nm a 1160 nm, fue reportado.

Asimismo, al agregar una placa retardadora más fue posible mantener una mejor estabilidad del láser por lo que se pudo variar la potencia de bombeo del láser y fue posible observar el fenómeno conocido como explosión de pulsos y así se generaron paquetes de pulsos desde 4 a 57 pulsos con una frecuencia de repetición de los paquetes en relación con la longitud de la cavidad de 210 kHz y una frecuencia interna de los paquetes de pulsos de 29 MHz.

Finalmente podemos enumerar las ventajas de este láser contra los que se pueden encontrar de manera comercial:

Con este láser, se pueden hacer ajustes para la obtención de múltiples pulsos.

Se pueden visualizar diversos sub-regímenes de operación al hacer rotar una o dos placas dentro de la cavidad láser.

Se pueden obtener múltiples longitudes de onda de operación en el régimen pulsado. Este fenómeno no se ha reportado hasta el momento, de acuerdo con la literatura estudiada.

Se puede mantener una sola longitud de onda de operación y un régimen de pulsos de manera estable durante varias horas.

Se puede obtener un amplio espectro, el cual se pudiera seguir amplificando para la generación de un supercontinuo.

Son pocos los láseres pulsados todos de fibra que operen en la longitud de onda de 1064 nm, lo que lo hace un láser único.

La longitud de onda del láser resulta ideal para las aplicaciones de ingeniería biomédica y de interacción láser-tejido humano.

REFERENCIAS

1. J. Kim and Y. Song, "Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications," *Adv Opt Photonics* **8**, 465-540 (2016).
2. X. Li, S. Zhang, Y. Hao, and Z. Yang, "Pulse bursts with a controllable number of pulses from a mode-locked Yb-doped all fiber laser system," *Opt. Express* **22**, 6699-6706 (2014).
3. Y. Bracamontes-Rodríguez, O. Pottiez, E. García-Sánchez, J. Lauterio-Cruz, H. Ibarra-Villalón, J. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, G. Beltrán-Pérez, B. Ibarra-Escamilla, and E. Kuzin, "Dual noise-like pulse and soliton operation of a fiber ring cavity," *J Optics-UK* **19**, 035502 (2017).
4. 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 Phys.* **24**, 015103 (2013).
5. C. Agueraray, A. Runge, M. Erkintalo, and N. G. Broderick, "Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability," *Optics Letters* **38**, 2644-2646 (2013).
6. Y. Cai, Z. Wang, H. Wan, Z. Zhang, and L. Zhang, "Mode and wavelength-switchable pulsed fiber laser with few-mode fiber grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.* (2019).
7. L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers," *Science* **358**, 94-97 (2017).
8. E. Nazemosadat and A. Mafi, "Saturable Absorption in a Short Graded-Index Multimode Optical Fiber Using Nonlinear Multimodal Interference," in *Nonlinear Optics*, (Optical Society of America, 2013), NW4A. 04.
9. X. Li, S. Zhang, Y. Hao, and Z. Yang, "Pulse bursts with a controllable number of pulses from a mode-locked Yb-doped all fiber laser system," *Optics Express* **22**, 6699-6706 (2014).
10. N. Zhao, M. Liu, H. Liu, X.-W. Zheng, Q.-Y. Ning, A.-P. Luo, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, "Dual-wavelength rectangular pulse Yb-doped fiber laser using a microfiber-based graphene saturable absorber," *Opt. Express* **22**, 10906-10913 (2014).
11. J. S. Feehan, F. Ö. Ilday, W. S. Brocklesby, and J. H. Price, "Simulations and experiments showing the origin of multiwavelength mode locking in femtosecond, Yb-fiber lasers," *JOSA B* **33**, 1668-1676 (2016).
12. J. Peng, H. Luo, and L. Zhan, "In-cavity soliton self-frequency shift ultrafast fiber lasers," *Opt. Lett.* **43**, 5913-5916 (2018).
13. J. Wang, S. Lin, X. Liang, M. Wang, P. Yan, G. Hu, T. Albrow-Owen, S. Ruan, Z. Sun, and T. Hasan, "High-energy and efficient Raman soliton generation tunable from 1.98 to 2.29 μm in an all-silica-fiber thulium laser system," *Opt. Lett.* **42**, 3518-3521 (2017).
14. J. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodríguez, J. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez, and E. Kuzin, "Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses," *Laser Phys.* **27**, 065107 (2017).

15. J. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, J. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, R. Mata-Chavez, M. Trejo-Duran, D. Jauregui-Vazquez, J. Sierra-Hernandez, and J. Andrade-Lucio, "Supercontinuum generation in standard telecom fiber using picoseconds pulses," in *Proc. of SPIE Vol.*, 2012), 82401G-82401.
16. F. Ilday, J. Buckley, L. Kuznetsova, and F. Wise, "Generation of 36-femtosecond pulses from a ytterbium fiber laser," *Opt. Express* **11**, 3550-3554 (2003).
17. M. Suzuki, R. A. Ganeev, S. Yoneya, and H. Kuroda, "Generation of broadband noise-like pulse from Yb-doped fiber laser ring cavity," *Opt. Lett.* **40**, 804-807 (2015).

CAPÍTULO 4

En este capítulo se muestra una aplicación de los láseres de múltiples pulsos en el área de la óptica biomédica.

4. APLICACIONES DEL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA PULSADO

En la actualidad, las enfermedades cristalinas tienen una prevalencia de hasta 38 pacientes por cada 1,000 (38/1000) en la población adulta [1], de acuerdo con estudios realizados en el norte de Europa, Inglaterra, América del Norte y Asia. La más común de estas enfermedades cristalinas es la artritis gotosa (gota), que, con respecto a México, se ha estimado una prevalencia de la dolencia de entre 3 a 12 pacientes por cada 1000 personas (3-12/1000) [2]. Se han determinado numerosos factores de riesgo para el desarrollo de la gota, entre ellos la hiperuricemia, genéticos, alimentarios, el consumo de alcohol, el síndrome metabólico, la hipertensión, la obesidad, el uso de diuréticos y la enfermedad renal crónica [3]. Aunque la artritis gotosa es una condición médica prescrita hace más de 4000 años, esta sigue siendo un problema de salud pública hoy en día. Este tipo de artritis es un padecimiento agudo y produce ataques crónicos. Es generalmente aceptado, que los tratamientos de la gota se centren en la reducción de los niveles de ácido úrico y antiinflamatorios, a través del consumo de medicamentos [4]. Sin embargo, en los últimos años, estudios experimentales han reportado un impacto inverso en el funcionamiento de los riñones, debido a que estos tratamientos alteran la función renal de los pacientes [5].

Existe entonces, la posibilidad de proponer un método alternativo para la reducción de cristales mediante un proceso fotoquímico, al diseñar y desarrollar una fuente de luz de un láser de fibra pulsada [6]. Por lo que, en este capítulo, se presenta un procedimiento fotoquímico alternativo para la degradación de las estructuras cristalinas acumuladas en las articulaciones de los pacientes, a dichas acumulaciones se les conoce medicamente con el nombre de tofos. La degradación se hace mediante el láser de anillo de fibra de pulsos múltiples.

Para este procedimiento, se prepararon cristales de ácido úrico sintético para reemplazar los de origen biológico. Los resultados confirman la foto-descomposición de los cristales de ácido úrico sintético.

Además, a través de un análisis cuantitativo por medio de un procesamiento digital de imágenes de las muestras, es posible confirmar la foto-descomposición de los cristales de ácido úrico.

4.1 METODOLOGÍA DE LA APLICACIÓN: DESCOMPOSICIÓN DE LOS CRISTALES DE ÁCIDO ÚRICO

4.1.1. FUENTE DE LUZ.

El tratamiento de las muestras de cristales de ácido úrico monosódico sintético se realizó mediante una fuente de luz láser de fibra pulsada. La naturaleza de los pulsos se conoce como generación de pulsos múltiples. Normalmente, los láseres que producen múltiples pulsos se han desarrollado al dividir un pulso, de un láser pulsado, y recombina los pulsos divididos en una secuencia de pulsos retardados [7-9]. En el láser usado para este experimento, los múltiples pulsos son originados por el régimen conocido como explosión pulsos y se obtienen aumentando la potencia del láser. La estabilidad y versatilidad, en el funcionamiento de este láser de fibra, permite variar la energía de paquetes de pulsos en un rango que va de los 4 a los 57 nJ. Además, se obtuvo un comportamiento lineal en la generación de pulsos, pudiendo cubrir un rango de 4 a 58 pulsos por paquete. Para este trabajo se seleccionaron tres niveles de energía de radiación, que de acuerdo con el comportamiento del láser de fibra fueron los más estables, estos fueron a 4, 28 y 55 nJ. La tasa de frecuencia del tren de pulsos fue de 210 kHz y la frecuencia interna de los múltiples pulsos fue de 29 MHz.

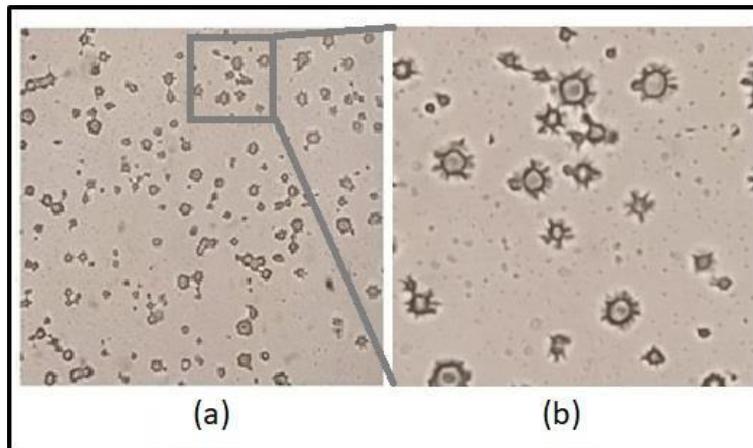


FIG. 4.1. SE MUESTRA LA ESTRUCTURA GENERAL DE LOS CRISTALES SINTÉTICOS (A) Y UN ACERCAMIENTO DE ESTOS (B).

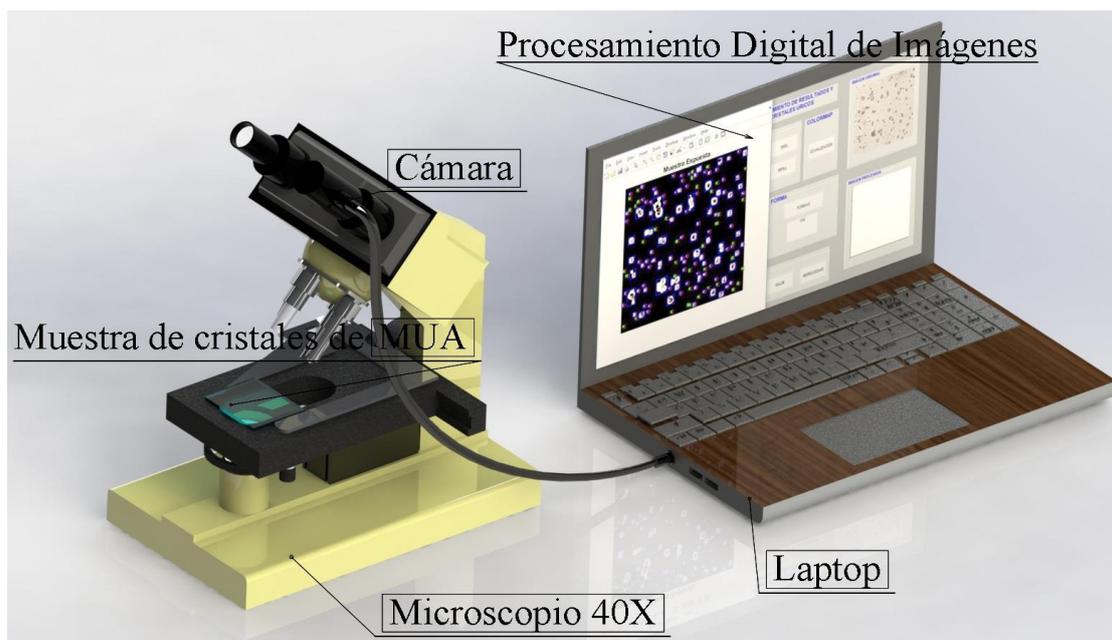


FIG. 4.2. ARREGLO EXPERIMENTAL PARA LA OBTENCIÓN DE LAS FOTOS DE LAS MUESTRAS DE LOS CRISTALES PARA SU POSTERIOR PROCESAMIENTO DIGITAL. EN LA LAPTOP SE MUESTRA UN EJEMPLO DE LA INTERFAZ GRÁFICA DE USUARIO REALIZADA PARA DICHO FIN.

4.1.2. FABRICACIÓN DE LOS CRISTALES SINTÉTICOS.

Para la preparación de los cristales de ácido úrico monosódico sintético (MUA) se empleó el método McCarthy [10]. El ácido úrico en polvo ($C_5H_4N_4O_3$, 98% de pureza) y el hidróxido de sodio (NaOH) fueron adquiridos de la marca Golden Bell.

Inicialmente el proceso implica la elaboración de una mezcla acuosa, en la que se diluyen en 400 ml de agua destilada 2 g de $C_5H_4N_4O_3$.

De acuerdo con el método mencionado, se necesita ajustar el pH a un estado neutro de pH 7, por lo que este ajuste se llevó a cabo añadiendo una solución de NaOH a 0,001 M. Aunque, debido a que la solución tenía un gran volumen, el ajuste del pH se eligió en base a una solución de NaOH de 0,01 M.

La reacción se realizó manteniendo la preparación en una parrilla térmica a una temperatura constante de 60 °C. A continuación, la mezcla se dejó enfriar gradualmente a temperatura ambiente durante más de 24 horas. Como resultado, se formaron estructuras de conglomerados de cristales, obtenidas al depositar la solución en varios portaobjetos para microscopio, a las que llamamos muestras, ver Fig. 4.1.

De acuerdo con la Fig. 4.1, es posible observar la formación de las estructuras cristalinas, de forma circular y alrededor de las cuales crecieron estructuras aciculares, que en esencia son el tipo de cristales que estábamos buscando. Respecto al método McCarthy [10], en el trabajo se menciona que estas estructuras, aun cuando son de origen sintético, son muy similares a aquellas de origen biológico, en cuanto a su forma

y tamaño. El tamaño se determinará a través de un análisis de procesamiento digital de imágenes que se describe en la sección siguiente.

4.1.3. PROCESAMIENTO DIGITAL DE IMÁGENES.

Con el objetivo de realizar un análisis cuantitativo de las muestras de cristales de ácido úrico, se realizó un procesamiento digital de un conjunto de imágenes, que fueron tomadas directamente de las muestras, a través de un microscopio con un objetivo de 40x, dicho objetivo era el de mejor resolución con el que se contaba al momento de obtener las imágenes. En la Fig. 4.2 se muestra el esquema experimental con el que se obtuvieron dichas imágenes. El arreglo consta de las muestras (MUA en los portaobjetos de microscopio), la cámara y una computadora (laptop) con el software para procesar las imágenes. Las imágenes de las muestras fueron analizadas antes y después de la radiación, con el objetivo de hacer un conteo de la cantidad de estructuras encontradas en uno y otro escenario. El procesamiento digital de imágenes consiste en reducir la cantidad de ruido y eliminar los colores de fondo que no son necesarios para el análisis. Para detectar los objetos en un rango de 25 a 75 μm , intervalo relacionado con la dimensión de los cristales biológicos de pacientes con gota [10].

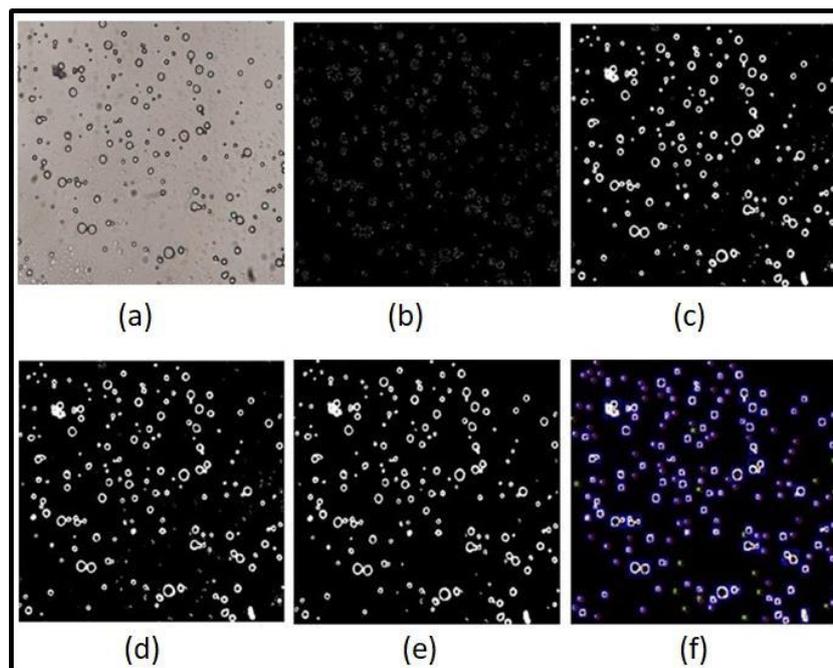


FIG. 4.3. SE MUESTRAN CADA UNA DE LAS ETAPAS DEL PROCESAMIENTO DIGITAL IMÁGENES DE UNA MUESTRA DE CRISTALES DE ÁCIDO ÚRICO. IMAGEN ORIGINAL (A); IMAGEN DE CONTRASTE, APLICANDO UNA TRANSFORMACIÓN DE ESCALA DE 8 BITS (B); DETECCIÓN DE BORDES AL APLICAR LOS FILTROS CANNY (C) Y SKEL (D); ELIMINACIÓN DE OBJETOS PEQUEÑOS FUERA DEL RANGO COMÚNMENTE ENCONTRADO CON RESPECTO A UNA MUESTRA BIOLÓGICA (E); RELLENO DE LOS OBJETOS Y CONTABILIZACIÓN (F).



FIG. 4.4. ESQUEMA EXPERIMENTAL PARA LA RADIACIÓN DE LAS MUESTRAS DE LOS CRISTALES DE ÁCIDO ÚRICO SINTÉTICO CON EL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DE EXPLOSIÓN DE PULSOS.

A continuación, una serie de filtros se aplican de la siguiente manera [11]: adquisición de imagen, la región de interés es la imagen completa de la imagen tomada directamente del microscopio 40x; creación de la imagen de contraste, aplicando una transformación de escala de grises de 8 bits; detección de la forma, los bordes de los objetos son detectados aplicando varios filtros incluyendo el conocido Canny y Skel [12]; borrar objetos pequeños, realizando una medición de las medias de los objetos al identificar sus bordes y por último, rellenado de objetos, se les asigna un color de acuerdo a su tamaño y son contados [13]. Para una mejor visualización del procesado vea la Fig. 4.3.

4.2 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Se presentan los resultados experimentales sobre la reacción fotoquímica de los cristales de ácido úrico monosódico sintético (MUA). En la Fig. 4.4 se ilustra el arreglo experimental propuesto, compuesto por la fuente de luz láser y las muestras de MUA. La fuente de luz es nuestro láser de anillo de fibra de modo pasivo, que opera a una longitud de onda centrada a 1060 nm. El tamaño de los cristales sintéticos estuvo en un rango de 25 a 75 μm . La distancia de separación entre la muestra y la punta de fibra de la salida láser se mantuvo fija en 5 cm. El modelo de la fibra de salida fue HI1060 y según el fabricante su diámetro de núcleo es de 2.65 μm y su apertura numérica $NA = 0.14$. Por lo que es posible calcular un área de radiación equivalente a 1.5393 cm^2 .

Para obtener varios puntos de comparación, además de los diferentes tiempos de exposición, también se reguló la cantidad de potencia radiada. Los valores que utilizamos, como ya hemos mencionado equivalen a: 4, 27 y 53 pulsos, con potencias de 0.78, 5.73 y 12 mW, respectivamente. Con energías calculadas de 3.63, 26.3 y 55.2 nJ, para cada paquete de pulsos.

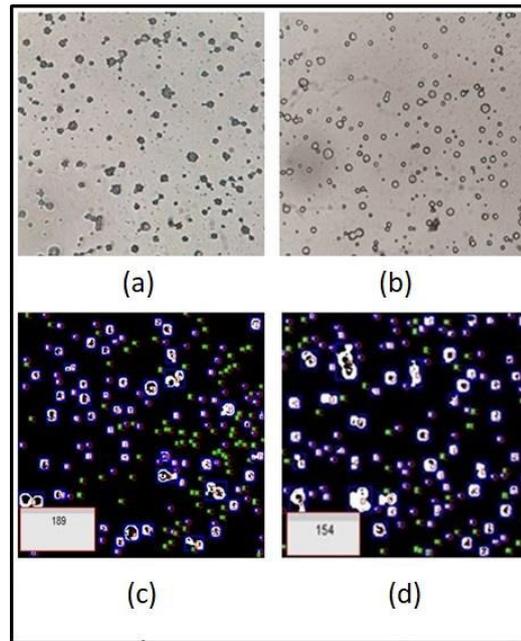


FIG. 4.5. EXPOSICIÓN A LA RADIACIÓN LÁSER DE LOS CRISTALES DE ÁCIDO ÚRICO A UN TIEMPO DE SIETE MINUTOS, SIN EXPOSICIÓN (A), A LOS SIETE MINUTOS (B), SE ENCONTRARON 189 ESTRUCTURAS CRISTALINAS AL INICIO (C) Y AL FINAL DE LA EXPOSICIÓN FUE DE 154 ESTRUCTURAS (D).

Se analizan las muestras de manera cualitativa, con una inspección visual de las fotografías de las muestras. En las imágenes de las Fig. 4.5, Fig. 4.6 y Fig. 4.7, se presentan las muestras radiadas a 7, 9 y 12 minutos, respectivamente. Para todas las muestras se mantuvo fija la radiación láser con un paquete de 53 pulsos. Mientras que, para el análisis cuantitativo, se hizo uso del programa de procesamiento digital de imágenes expuesto en la sección 4.1.3 del presente capítulo.

La Fig. 4.5(a) muestra la imagen de los cristales sin radiación; mientras que la Fig. 4.5(b) muestra los cristales con una radiación de siete minutos. Se observa, cómo los contornos filosos de los cristales de las estructuras cristalinas se desvanecen y la estructura se degrada. Por otra parte, en las Fig. 4.5(c) y (d), se muestra el conteo de los cristales encontrados, 189 inicialmente y 154 al final, un total del 18.5% de la materia se degradó.

En la Fig. 4.6, se hizo una exposición de la muestra a un tiempo de nueve minutos, se observa que las estructuras mantienen una degradación en cuanto a su forma muy parecida a las encontradas en la muestra de los siete minutos. Pero, es posible ver que la cantidad de muestras se redujo a 100 unidades. Lo que indica una proporción equivalente al 43% de las estructuras cristalinas reducidas o un 24% más material reducido, que el encontrado a los siete minutos de radiación.

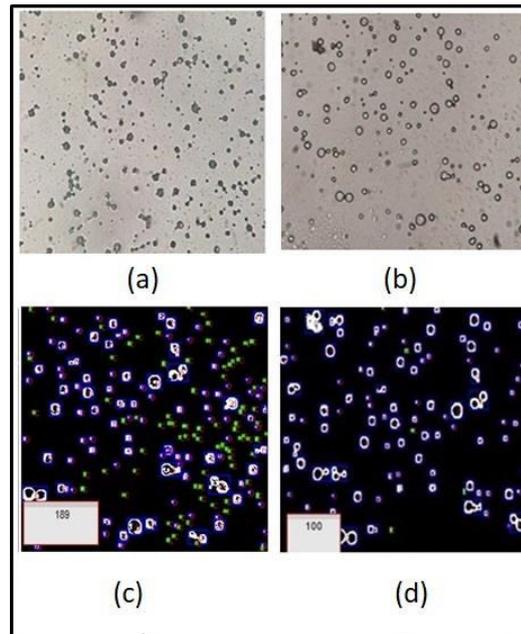


FIG. 4.6. CRISTALES DE ÁCIDO ÚRICO CON UN TIEMPO DE RADIACIÓN DE NUEVE MINUTOS, SIN EXPOSICIÓN (A), A LOS NUEVE MINUTOS (B), SE CONTABILIZARON 176 ESTRUCTURAS AL INICIO (C), MIENTRAS QUE AL FINAL FUERON 100 (D).

En la Fig. 4.7 se aprecia la muestra a un tiempo de radiación de 12 minutos. En la Fig. 4.7(c) se pudieron contar 189 estructuras cristalinas de manera inicial. Mientras que, para el tiempo de exposición final, se llegó a un total de 32 estructuras de MUA. Lo que equivale al 83% de la materia transformada.

En la Fig. 4.7(b) se puede observar como las estructuras cristalinas cambiaron completamente de forma, quedando pequeños puntos muy reducidos. En la Fig. 4.7(d) es posible apreciar el análisis de la reducción del tamaño de las estructuras, llegando a un valor calculado de 25 μm de diámetro por estructura cristalina.

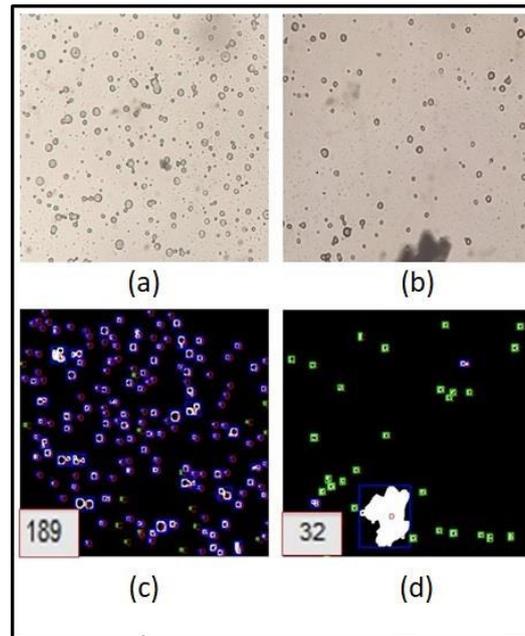


FIG. 4.7. ESTRUCTURAS DE MUA RADIADAS PARA UN TIEMPO DE 12 MINUTOS, SIN EXPOSICIÓN (A), A LOS 12 MINUTOS (B), SE CONTARON 189 MUA AL INICIO (C) Y A LOS DOCE MINUTOS SE REDUJO CONSIDERABLEMENTE A 32 (D).

A continuación, se radiaron tres muestras nuevas. Cada una de las muestras son radiadas para una energía de luz láser fija, mientras que el tiempo se varió en 7, 9 y 12 min para cada una de las muestras.

La Figura 4.8 exhibe una colección de datos de las tres muestras, inicialmente el número total de cristales estaba en un rango que fue de los 145, 155 y hasta 175, para cada muestra respectivamente. Los resultados indican que el tiempo de exposición juega un papel importante en la reducción de los cristales, llegando a alcanzar un intervalo de 62 a 81 cristales, después de 12 min de exposición, ver Figura 4.8(a).

La Figura 4.8(b) presenta la reducción porcentual de los cristales. La mayor reducción para estas muestras fue de un 50% y se consiguió para una operación de láser de 53 pulsos y un tiempo de exposición de 12 minutos. Por otra parte, para los paquetes de 4 y 27 de pulsos, los cristales se redujeron en un 55 y 60%, respectivamente.

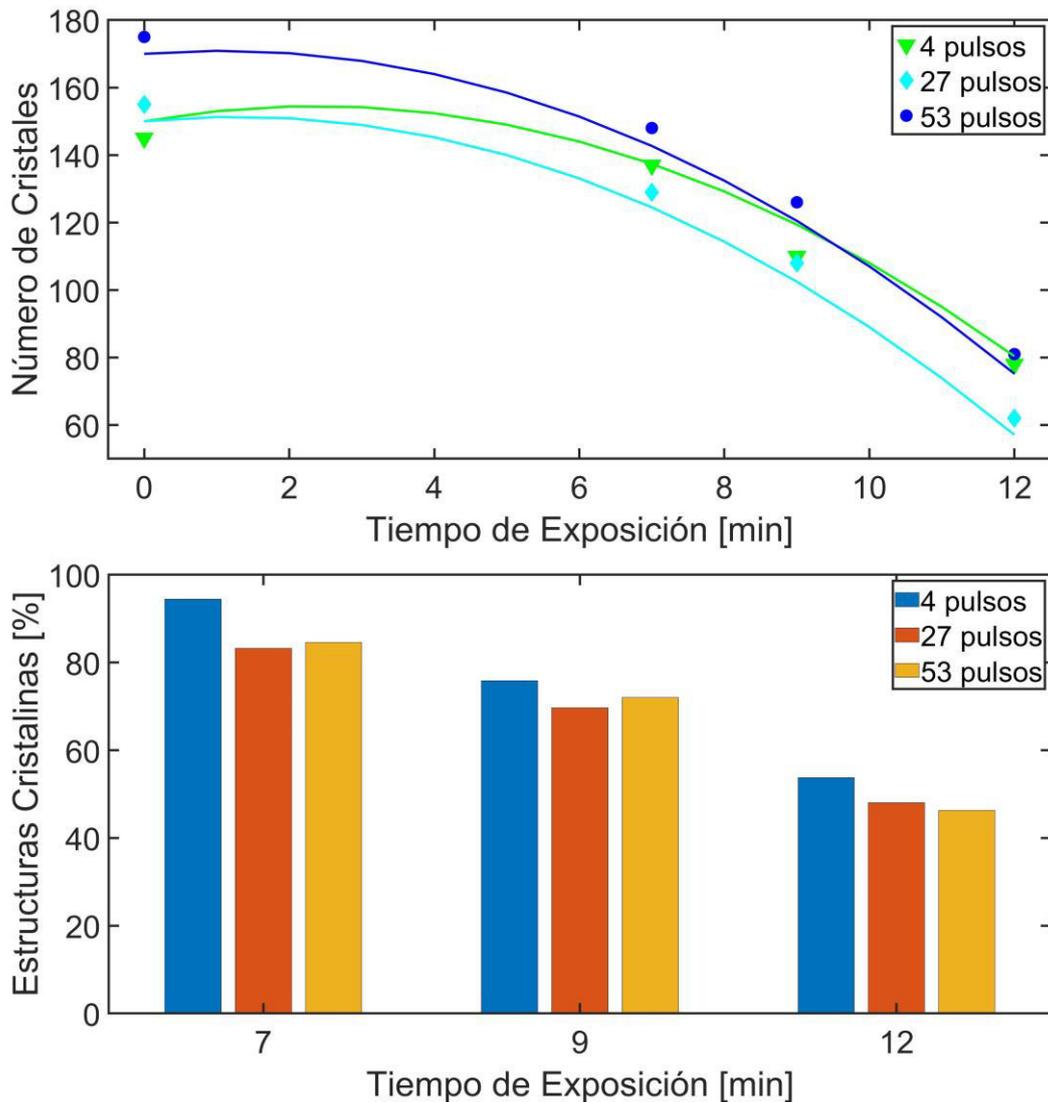


FIG. 4.8. DATOS DE LAS MUESTRAS TRATADAS CON EL PROGRAMA DE PROCESAMIENTO DIGITAL DE IMÁGENES DE LAS MUESTRAS DE LOS CRISTALES DE MUA. LA VARIACIÓN FUE CON RESPECTO A UNA OPERACIÓN LÁSER DE 4, 27 Y 53 PULSOS (A) Y SU VARIACIÓN PORCENTUAL DE LA CANTIDAD DE MATERIA DEGRADADA (B).

A partir de los datos expuestos en la Fig. 4.8., se ofrece un análisis estadístico, con un 95% de confiabilidad [14], para determinar si el factor *tiempo de exposición* o *número de pulsos* tiene alguna significancia en la foto-descomposición de los MUA. Por lo que el método para el análisis de los datos sugerido es el del análisis de varianza de dos factores, dichos factores quedan definidos como: (a) el tiempo de exposición a la radiación y (b) la cantidad de energía radiada, representada por el número de pulsos.

El método utilizado para el análisis de los datos indica la siguiente suposición,

- **hipótesis nula:** “Que ninguno los factores (*tiempo o pulsos*), afecta de manera significativa a la respuesta sobre la foto-descomposición de los MUA”, y

- la **hipótesis alternativa**, indica: “*Que existe una varianza significativa para que al menos uno de los dos factores o la combinación de ambos influye de manera significativa en los resultados de descomposición de MUA obtenidos*”.

TABLA 4-3-1. ANÁLISIS DE VARIANZA DE DOS FACTORES CON UNA SOLA MUESTRA POR GRUPO

RESUMEN	Cuenta	Suma	Promedio	Varianza
7 minutos	4	650	162.5	12317.67
9 minutos	4	598	149.5	10716.33
12 minutos	4	710	177.5	14780.33
4 pulsos	3	414	138	91
27 pulsos	3	344	114.67	97.33
53 pulsos	3	221	73.67	104.33
SUMA	3	979	326.33	785.33

Interpretación de los resultados de la Tabla 4-3-1. Análisis del factor tiempo, lo primero que notamos es que el factor tiempo de 9 minutos ofrece una varianza significativa de 10716.33 con respecto a los 12317.67 y 14780.33 de los tiempos 7 y 12 minutos respectivamente. Sucede lo mismo para el análisis de los promedios, donde para 9 minutos se tiene el promedio más representativo.

Análisis del factor pulsos, la varianza y promedio más significativo la ofrece el tratamiento con 53 pulsos con valores de 73.67 en promedio y 104.33 en varianza. Con respecto a los tratamientos de 4 y 27 pulsos los promedios y varianzas no ofrecen una respuesta de variabilidad suficiente para considerarlos de importancia.

A continuación, se completa el análisis de datos con el llenado de la tabla de análisis de varianza, ya que la interpretación debe ser llevada a un campo numérico más objetivo. El objetivo es buscar si la probabilidad de los factores tiempo y pulsos es menor que la confiabilidad esperada. Por lo que si la probabilidad del factor tiempo es menor que 0.05, $P(\text{tiempo}) < 0.05$, dicho factor influye significativamente en la obtención de los resultados. Por otro lado, lo mismo se puede decir para la probabilidad del factor pulso, $P(\text{pulsos}) < 0.05$.

TABLA 4-2. ANÁLISIS DE VARIANZA.

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad	Valor crítico para F
Tiempo	1570.67	2	785.33	8.05	0.02	5.143

No. De pulsos	112857.67	3	37619.22	385.62	2.99E-07	4.757
Error	585.33	6	97.56			
Total	115013.67	11				

Interpretación de los resultados de la Tabla 4-2. De un total de variación de 115013.67 para el total de muestras de 9, la variación de 112857.67 corresponde al factor *pulsos*, mientras que 1570.67 al *tiempo* y 585.33 al error. La magnitud real de la influencia que tiene cada uno de los factores queda mejor definido en los promedios, con 37619.22 para los pulsos y 785.33 para el tiempo. Al observar sus probabilidades podemos apreciar mejor la influencia del factor pulsos sobre el factor tiempo. La probabilidad del factor tiempo es ligeramente superior a 0.05, $P(\text{tiempo}) = 0.02 < 0.05$. Mientras que la probabilidad del factor pulsos es mucho más significativa, teniendo mayor peso en la modificación de los resultados de foto-descomposición, donde $P(\text{pulsos}) = 2.99\text{E-}07 \ll 0.05$.

Estas probabilidades descartan la **hipótesis nula** y se acepta la **hipótesis alternativa**, por lo que se puede decir que: al menos uno de los dos factores o la combinación de ambos influye en la obtención de la foto-descomposición de los MUA presentados.

Basados en el análisis estadístico presentado hasta el momento y sabiendo que tanto el tiempo como los pulsos y la combinación de ambos factores influye en la reacción fotoquímica, es necesario determinar de manera más efectiva cuál de los dos es el de mayor importancia. Para lo cual se selecciona como principal factor el número de pulsos, por lo que se deja fijo y se varía el tiempo de exposición.

En la Fig. 4.9, la potencia media de salida del láser se fijó en 12 mW, por lo que se obtuvieron 53 pulsos y la energía fue evaluada para un valor de 55 nJ. Un total de 5 nuevas muestras fueron radiadas por los pulsos láser y una reducción de hasta un máximo de 80 cristales se logró a partir de una cantidad inicial de 180; o una cantidad del 56% de la materia se transformó y se degradó.

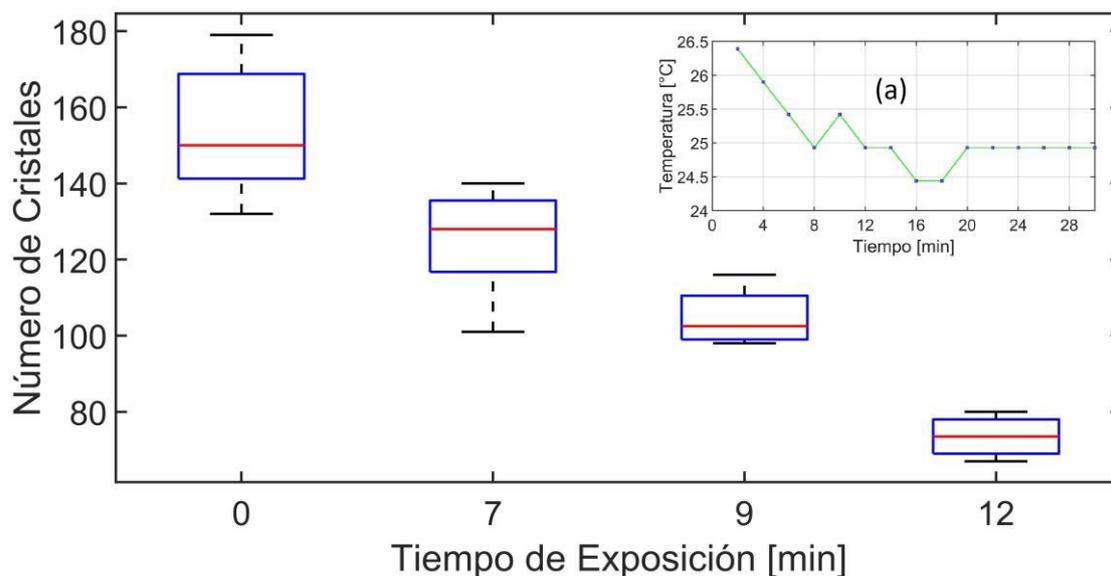


FIG. 4.9. CINCO MUESTRAS FUERON EVALUADAS PARA EL RÉGIMEN DE 53 PULSOS, PARA LOS TIEMPOS DE EXPOSICIÓN DE 7, 9 Y 12 MINUTOS. EL RECUADRO INTERNO MUESTRA LA VARIACIÓN DE TEMPERATURA DE LAS MUESTRAS BAJO INFLUENCIA DE LA RADIACIÓN LÁSER (A), SE PUEDE VER QUE NO TIENE INFLUENCIA LA TRANSFERENCIA DE CALOR.

En la Fig. 4.9(a) se muestra la variación de la temperatura cuando se irradian las muestras, se encontró que se mantuvo a temperatura ambiente de 24.5 a 25.5 °C. Por lo que nos indica que no hay interacción fototérmica en las muestras radiadas.

Análisis estadístico de los resultados presentados en la Fig. 4.9. Para este caso se muestra como recurso estadístico, un diagrama de caja y bigote, que nos indica los valores simultáneos de promedios, máximos y mínimos para cada bloque de tiempos. Podemos determinar que los tiempos de exposición de 7 y 9 minutos se traslapan, por lo que es difícil de concluir cuál de los dos es de mayor influencia, desde el punto de vista estadístico. El bloque de datos que mejor se comporta es el obtenido para el tiempo de radiación de los 12 minutos. Los datos de varianza fueron: 182.67, 257.2 y 25.9 para 7, 9 y 12 minutos. Podemos decir que el mejor tiempo de exposición es el de 12 minutos, para la cantidad de 53 pulsos.

Todo esto, desde el punto de vista estadístico, aun cuando la decisión final sobre la aplicación del láser en pacientes con la condición de la gota, la definirá un médico con su experiencia y los datos que se muestran en el presente trabajo.

4.3 CONCLUSIONES

Los resultados revelan avances significativos en la foto-descomposición de los cristales sintéticos de MUA. Hemos presentado resultados experimentales sobre la descomposición fotoquímica de cristales de ácido úrico sintético. La descomposición o degradación de los cristales de MUA puede explicarse por un proceso de foto-oxidación, una interpretación similar a los resultados expuestos se presentan en un estudio previo [15]. En dicho estudio, se reporta la degradación del ácido úrico soluble a una exposición a la radiación de luz ultravioleta, en intervalos de tiempo de varias horas. Con respecto a nuestro trabajo, el tiempo de

exposición fue de unos pocos minutos. Mientras que, la longitud de onda del láser es segura para la exposición al ojo humano y de los tejidos, razones que no pueden decirse para la región UV. El proceso redox del ácido úrico se apoya además en el hecho de la oxidación del ácido úrico [16].

Además, el láser de explosión de pulsos permitió cuantificar la cantidad de energía radiada, tratando mejor la transferencia de calor y cuidando el sobrecalentamiento de la zona tratada [17-19]. Por lo tanto, se evitan los procesos fototérmicos y la generación de agentes tóxicos. Por lo que se puede decir que la luz fue eficientemente absorbida y un proceso de interacción foto-química tuvo lugar, produciendo la foto-descomposición o el deterioro de las muestras de MUA.

En la literatura encontramos un trabajo en el que se reporta la generación de cianuro como resultado de una reacción fototérmica en el momento de la fragmentación de los cálculos de ácido úrico con un láser de bulto [20]. El láser utilizado para dicho procedimiento fue un láser YAG, de alta potencia de hasta 10 W de potencia promedio o 0.75 kJ de energía, con frecuencia de repetición de 10 Hz y una longitud de onda centrada en los 2120 nm; la radiación fue en contacto directo con la superficie cristalina, lo que implicó la intervención quirúrgica del paciente.

Los resultados muestran que el tamaño y la forma de los cristales de ácido úrico hace que varíe la cantidad de energía absorbida y por lo tanto, la calidad en la degradación del material. Este comportamiento está relacionado a dos factores de interés, la capacidad de absorción del material o las partículas de MUA y a su distribución en las muestras tratadas. Y no directamente con la cantidad de energía radiada [18]. Además, es posible ver que en el rango de radiación láser que va de 26.3 a 55.2 nJ de energía o su equivalente de 27 a 53 pulsos por paquete, la degradación de los cristales parece similar. Una limitación de nuestro estudio es la falta de conocimiento del índice de refracción complejo del MUA, para una longitud de onda centrada a 1060 nm. Por lo que, es necesario seguir investigando para obtener este dato que nos ayudará a completar el presente estudio y la respectiva eficiencia de absorción del MUA.

Hemos demostrado experimentalmente un tratamiento fotoquímico para degradar cristales sintéticos de MUA usando un láser de fibra pulsada que trabaja en el régimen de pulsos múltiple. Los resultados de este estudio demostraron la disminución de la estructura cristalina en tiempos de exposición de pocos minutos, con energías de pulso de hasta 55 nJ. Estos resultados abren una oportunidad en la medicina para uso foto terapéutico en la descomposición de tofos *in vivo* de pacientes con artritis gotosa.

4.4 TRABAJO A FUTURO

Al exponer sobre la posibilidad de un método alternativo para la reducción de cristales de ácido úrico, mediante un proceso fotoquímico y al haber diseñado y desarrollado una fuente de luz de un láser de fibra pulsada [21]. Los estudios presentados en éste trabajo de tesis sugieren avances significativos en la foto descomposición de los cristales sintéticos a través de la foto-oxidación [6].

El trabajo que se pretende realizar a futuro es el siguiente:

- Contribuir a la caracterización de las estructuras cristalinas que se encuentran en los pacientes con gota. Estudio óptico sobre la absorción, difracción y esparcimiento de la luz al interactuar con el MUA de origen biológico.
- Desarrollar y probar un proceso foto oxidativo y de reducción de cristales en diversos productos químicos.
- Crear un análisis numérico de la radiación de un tejido láser con el que el láser pueda finalmente ser probado en humanos. Esto se hará con el apoyo de médicos y autorizaciones de laboratorios especializados.
- Sustituir las terapias tradicionales, que implican la ingestión de fármacos. Sabiendo que las terapias con drogas producen complicaciones renales, pero que los nuevos principios de la radiación láser no están ampliamente estudiados y no son tan frecuentes.
- El objetivo final, sin duda, es hacer públicos los resultados.

REFERENCIAS

1. Roddy, E. and H.K. Choi, *Epidemiology of gout*. Rheumatic Disease Clinics, 2014. **40**(2): p. 155-175.
2. Vázquez-Mellado, J., et al., *Severe tophaceous gout. Characterization of low socioeconomic level patients from México*. Clinical and experimental rheumatology, 2006. **24**(3): p. 233.
3. Lee, S.J., et al., *Perceptions of disease and health-related quality of life among patients with gout*. Rheumatology, 2009. **48**(5): p. 582-586.
4. Terkeltaub, R., *Gout. Novel therapies for treatment of gout and hyperuricemia*. Arthritis Res Ther, 2009. **11**(4): p. 236.
5. Chung, T.-T., et al., *Impact of urate-lowering drugs on the progression and recovery from chronic kidney disease among gout patients*. Arthritis Res Ther, 2019. **21**(1): p. 210.
6. Carrillo-Delgado, C., et al., *Photodecomposition of uric-acid crystals by using a mode-locked and broadband spectrum Ytterbium fiber ring laser*. Optics Communications, 2020. **475**: p. 126242.
7. Skruibis, J., et al., *Multiple-pulse Laser-induced breakdown spectroscopy for monitoring the femtosecond laser micromachining process of glass*. Opt Laser Technol, 2019. **111**: p. 295-302.
8. Lang, P.W., *Multiple pulse laser assemblies*. 1982, Google Patents.
9. Shumilov, D., et al., *Generating multiple-pulse bursts for enhanced fluorescence detection*. Methods Appl Fluores, 2014. **2**(2): p. 024009.
10. Fam, A., et al., *A comparison of five preparations of synthetic monosodium urate monohydrate crystals*. J Rheumatol, 1992. **19**(5): p. 780-787.
11. Mallard, F., V. Le Boulrot, and T. Tully, *An automated image analysis system to measure and count organisms in laboratory microcosms*. PloS one, 2013. **8**(5): p. e64387.
12. Zheng, Y.-y., J.-l. Rao, and L. Wu. *Edge detection methods in digital image processing*. in *2010 5th International Conference on Computer Science & Education*. 2010. IEEE.
13. Lin, C.-C., A. Chen, and C.-H. Lin, *Microfluidic cell counter/sorter utilizing multiple particle tracing technique and optically switching approach*. Biomed Microdevices, 2008. **10**(1): p. 55-63.
14. Pulido, H.G., et al., *Análisis y diseño de experimentos*. 2012: McGraw-Hill New York, NY, USA:.
15. Dunlap, W., et al., *Uric acid photo-oxidation assay: in vitro comparison of sunscreens agents*. Int J Cosmetic Sci, 1998. **20**(1): p. 1-18.
16. Volk, K.J., R.A. Yost, and A. Brajter-Toth, *On-line electrochemistry/thermospray/tandem mass spectrometry as a new approach to the study of redox reactions: the oxidation of uric acid*. Anal Chem, 1989. **61**(15): p. 1709-1717.
17. Wang, X., et al., *Pulse bundles and passive harmonic mode-locked pulses in Tm-doped fiber laser based on nonlinear polarization rotation*. Opt Express, 2014. **22**(5): p. 6147-6153.
18. C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D. K. Kesim, Ö. Akçaalan, S. Yavaş, M. D. Aşık, B. Öktem, and H. Hoogland, "Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses," Nature **537**, 84 (2016).

19. Ko, S., et al., *Experimental investigation into generation of bursts of linearly-polarized, dissipative soliton pulses from a figure-eight fiber laser at 1.03 μm* . Jpn J Appl Phys, 2018. **57**(3): p. 032701.
20. Zagone, R.L., T.M. Waldmann, and M.J. Conlin, *Fragmentation of uric acid calculi with the holmium: YAG laser produces cyanide*. Laser Surg Med, 2002. **31**(4): p. 230-232.
21. Carrillo-Delgado, C., et al., *Generation of burst pulses through multimodal interference in a passively mode-locked ytterbium fibre-ring laser*. Laser Physics Letters, 2020. **17**(6): p. 065106.

CONCLUSIONES

5. CONCLUSIONES GENERALES

El presente trabajo de tesis cumplió con los objetivos generales planteados en un inicio. Se diseñó y desarrolló un láser todo de construido de fibra óptica con éxito. Se observaron varios fenómenos no lineales y dinámicas complejas. De igual manera se encontró una aplicación del láser en la rama de la ingeniería biomédica de manera satisfactoria.

Los resultados más relevantes sobre la operación del láser fueron, la generación de múltiples pulsos y múltiples longitudes de onda. Este fenómeno no se había reportado con anterioridad por lo que resulta ser una aportación significativa en el campo de los láseres de fibra óptica pulsados, que operan a una longitud de onda centrada a 1060 nm. El ajuste en el láser, para la generación de los diversos regímenes de operación, se produjo al controlar la polarización de la luz que viaja dentro de la cavidad láser. El ajuste se hace con un par de placas retardadoras de la polarización, a partir de las cuales se da el amarre de modos pasivo, la excitación de diversos modos y, por ende, el corrimiento de la emisión de la longitud de onda del láser pulsado a 1038, 1065, 1067 y 1082 nm.

La ventaja del láser con respecto a uno comercial es que estos últimos no pueden producir el corrimiento de la longitud de onda de operación. Otra ventaja de interés es la generación de múltiples pulsos o paquetes de pulsos, proceso que generalmente se consigue al dividir un pulso inicial en varios pulsos, con la caída de potencia correspondiente. Los paquetes de pulsos aquí presentados no sólo mantienen las características del primero, si no que por cada pulso generado la potencia se incrementa sin la necesidad de incrementar la potencia de bombeo. Las características de los pulsos fueron, una frecuencia de repetición de los paquetes de pulsos de 210.38 kHz y una frecuencia interna, dentro de los paquetes de pulsos, de 10 MHz.

Las características de los pulsos indican que son pulsos de ruido de 13 ns de ancho temporal. Las energías calculadas para los diversos paquetes de pulsos fueron desde los 4.4 hasta los 16.1 nJ. Por lo que estamos hablando de pulsos en el orden de los kW de potencia pico y mW para potencias promedio.

Las aplicaciones para el láser presentado van desde el micro procesamiento de materiales, la metrología, hasta la medicina, por mencionar algunos. Un láser que genere múltiples pulsos ha tenido una alta demanda

en la actualidad para el procesamiento de materiales, debido a que, cada pulso interactúa con la materia de manera muy eficiente y los procesos de transferencia de energía se hacen de manera óptima.

Dentro de los fenómenos no lineales presentados, podemos destacar la generación de espectros amplios y la generación de Stokes Raman. Con respecto al espectro amplio, se rompió un récord de 140 nm de ancho, para este tipo de láseres, que iba desde los 1020 hasta los 1160nm. La generación de espectros amplios es un tema de interés y los mejores resultados se dan con fibras estructuradas. En nuestro caso, las fibras empleadas son todas comerciales y el fenómeno se presentó por la acumulación de varios fenómenos no lineales.

Por otra parte, la generación de Stokes abre diversas posibilidades de aplicación en la espectroscopía Raman. La longitud de onda, centrada en 1060 nm y la capacidad de obtener dos o tres longitudes de onda de manera simultánea, hace posible la interacción con materiales de origen biológico.

Otro resultado relevante, del comportamiento del láser, fue el régimen de operación identificado como explosión de pulsos. Consistió en un comportamiento estable de láser de a una longitud de onda centrada en los 1058 nm y sin modificar o ajustar los parámetros de la cavidad del láser y sólo incrementar la potencia de bombeo, fue posible obtener una explosión de pulsos de hasta 53 pulsos por paquete. Al igual que con la generación de pulsos múltiples, los pulsos de explosión presentaron mucha estabilidad en su operación, ya que no se corrían o desaparecían en un lapso determinado, por el contrario, mantenían sus características de operación todo el tiempo.

Una ventaja relevante, para esta operación del láser, es que fue posible regular la energía a la salida del láser y por lo tanto determinar de manera precisa la cantidad de energía con la que se puede radiar o interactuar con la materia. Para de esta manera, buscar aplicaciones en el área de la interacción láser-materia, de forma eficiente.

Dicho lo anterior, fue posible hacer una aplicación en el área de la medicina de manera exitosa. Con el láser operando en el régimen de explosión de pulsos. La aplicación consistió en la descomposición de estructuras cristalinas de ácido úrico, a través de una interacción fotoquímica entre el láser y la materia. Este estudio es de importancia relevante, ya que no se había presentado con anterioridad, por lo que es un logro en la aportación de posibles tratamientos a la enfermedad conocida como gota, que tiene más de 4,000 años de haber sido identificada.

Se demostró de manera exitosa que para una combinación de 12 minutos y 53 nJ de energía, los cristales de ácido úrico se reducían hasta en un 50 % de su concentración original, además de cambiar de manera relevante la estructura y forma de los cristales. Lo que indica que es posible ayudar al cuerpo humano para desechar las estructuras que se han acumulado en las articulaciones, producto del padecimiento de la gota. A la vez que se predice una disminución en la inflamación del área afectada y basados en la investigación realizada, se prevé la disminución del dolor que padecen los pacientes. Con la consiguiente mejora en su calidad de vida.

TRABAJO A FUTURO

El trabajo nos gustaría centrarlo en la aplicación del láser de fibra en el área de la ingeniería biomédica. Específicamente en la foto-descomposición de diversos cristales, que están relacionados con enfermedades de tipo artríticas. Son dos los cristales que principalmente se pretenden atender, el ácido úrico y el fosforo. Ambos, producen la condición médica conocida como artritis gotosa o gota. Para lo cual es necesario primeramente realizar una caracterización de las propiedades ópticas de dichos materiales. A continuación, nos centraremos en realizar más experimentos de interacción láser-materia, con dichos cristales.

Para lo cual nos gustaría incrementar la potencia de la salida láser, a través de un nuevo diseño. Ya sea que se use un amplificador o podamos inyectar más potencia de bombeo a la cavidad láser.

Por otra parte, en el futuro nos interesa acercarnos con un médico especialista en este tipo de enfermedades para que a través de sus conocimientos valide la información que le presentamos. Esta parte es muy importante, puesto que así podremos de manera profesional llevar la terapia con los pacientes.

El punto final, será proponer una terapia láser, validada un médico, que tenga las ventajas de reducir la inflamación, reducir la cantidad de ácido úrico en el área tratada y finalmente, mejorar la calidad de vida de los pacientes.