

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
Facultad de Ciencias de Físico Matemáticas



Tesis para obtener el grado de Doctor en Ingeniería-Física.

Aplicación de películas delgadas de AZO para el desarrollo de láseres
Q-switched pasivos y sensores LMR de fibra óptica

PATRICIA PRIETO CORTÉS
CICFIM

DIRECTOR: DR MANUEL GARCÍA MÉNDEZ
CODIRECTOR: DR BALDEMAR IBARRA ESCAMILLA

2021

Dedicatoria

A mi amado esposo Iván que siempre me ha motivado a ser una mejor persona, por sus consejos y su ayuda, sin él, mi vida no tendría ni regocijos, ni alegrías...Te amo mucho.

A mis hijos Amelia Mabel y Erick que son la motivación de mis proyectos y metas...Los amo.

A mi abuelita Ruth† que me apoyó siempre y extrañare sus sabios consejos.

A mis asesores por su paciencia y sus conocimientos.

A mi familia y amigos.

A Dios que siempre me acompaña.

Agradecimientos

Agradezco a dios por darme la oportunidad en mi vida de sentir el conocimiento y el tiempo para seguir estudiando.

Agradezco a mis asesores Dr. Manuel Méndez García, Dr. Baldemar Ibarra Escamilla, Dr. Manuel Durán Sánchez y Dr. Ricardo Iván Álvarez Tamayo por otorgarme su tiempo, conocimientos y paciencia para llegar a esta meta en mis objetivos de vida.

Agradezco a mi comité académico por sus acertadas correcciones y su tiempo para mejora de este trabajo.

Agradezco al Dr. Edgar Martínez Guerra coordinador del posgrado por todas sus atenciones y su apoyo.

Agradezco a la Universidad Autónoma de Nuevo León por los laboratorios donde realice las caracterizaciones de mis muestras así como al personal.

Agradezco a Antonio Barcelata Pinzón y a la Universidad Tecnológica de Puebla por todo el equipo prestado y la confianza al otorgarlo.

Agradezco al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica por los laboratorios y el equipo proporcionado.

Agradezco a mis compañeros y profesores de la universidad que me dieron sus consejos o su energía para continuar mi investigación.

Agradezco a mi esposo Iván sus regaños para poder culminar este trabajo y a mis hijos Amelia y Erick que su amor fue la fuerza para este proyecto de vida.

Agradezco a mis amigos Rebeca y Victor † por su compañía y sus enseñanzas de vida.

Agradezco a mi amiga Rosalva Tovar por su amistad incondicional, por su confianza y su ímpetu de mejora diaria.

Agradezco a mis padres .

Agradezco a mi hermana Laura y sobrinos Majo y Cesar por su cariño y su cercanía siempre oportuna.

Agradezco a mis familiares, a mis suegros, a mis cuñados, a mis primos, a mis tíos por sus palabras de aliento.

Agradezco a la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla por su apoyo en mi superación académica.

Agradezco a Conacyt por la beca doctoral proporcionada número 160540 y su confianza al otorgármela.

Índice general

1. Introducción y descripción de la tesis.	1
1.1. Introducción.	1
1.2. Resumen.	2
1.3. Motivación.	3
1.4. Objetivos.	3
1.5. Organización de la tesis	4
2. Marco teórico.	6
2.1. Principio de operación: DC y RF sputtering (erosión iónica).	6
2.1.1. Plasma.	8
2.1.2. Interacción ion-superficie.	10
2.1.3. Histéresis.	10
2.2. Material: Óxido de zinc dopado con aluminio (AZO) como película delgada.	11
2.2.1. Propiedades ópticas del AZO.	12
2.3. Fibras ópticas.	14
2.3.1. Conceptos básicos de fibras ópticas.	14
2.3.2. Ecuación de onda en fibras ópticas.	15
2.3.3. Modos de una fibra óptica.	21
2.3.4. Acoplamiento de modos.	22
2.3.5. Tipos de fibra.	23
2.3.6. Fibras de índice gradual.	23
2.4. Láseres de fibra óptica.	25
2.4.1. Amplificadores de fibra.	25
2.4.2. Amplificadores de fibra dopada con Erblio.	26
2.4.3. Modelado de un amplificador de Erblio-Iterbio.	29
2.4.4. Láseres.	30
2.4.5. Láseres pulsados de fibra óptica mediante la técnica de Q-switch.	33
2.4.6. Ecuaciones de un pulso para un sistema de tres niveles de un láser Q-switch.	35
2.4.7. Medición de los pulsos de salida.	35
2.4.8. Tipos de láseres Q-switch.	37
2.5. Resonancias eletromagnéticas.	38
2.5.1. Resonancias generadas en fibras ópticas recubiertas.	38

3. Desarrollo y discusión.	42
3.1. Preparación y caracterización óptica lineal de las películas delgadas de AZO.	42
3.2. APLICACIÓN 1. Desarrollo de láseres Q-switched pasivos.	44
3.2.1. Caracterización del material.	44
3.2.2. Caracterización de la absorción óptica no lineal.	46
3.2.3. Configuración del experimento del PQS de EYDCF.	46
3.2.4. Resultados del experimento del láser PQS de EYDCF.	48
3.2.5. Discusión de resultados del láser PQS de EYDCF.	49
3.3. APLICACIÓN 2. Sensores LMR de fibra óptica.	51
3.3.1. Configuración del experimento.	51
3.3.2. Caracterización del material.	54
3.3.3. Configuración experimental del sensor.	56
3.3.4. Resultados del sensor.	57
3.3.5. Discusiones de los resultados del sensor.	57
4. Conclusiones y recomendaciones.	60
4.1. APLICACIÓN 1. Desarrollo de láseres Q-switched pasivos.	60
4.2. APLICACIÓN 2. Sensores LMR de fibra óptica.	60
4.3. Recomendaciones.	61
5. Productos derivados de la investigación.	62
5.1. Artículos indexados.	63
5.2. Proceedings indexados	64
5.3. Participación presencial en congresos	65
5.4. Links de Researchgate y goggle scholar.	65
Bibliografía	73

Índice de figuras

2.1. Principio de operación del sputtering.	7
2.2. (a) Sistema de érosion iónica Intercovamex TE12P. (b) Diagrama esquemático de la recámara de vacío y sus partes. a) Soporte del substrato, b) Soporte del objetivo, c) Magnetron, d) Conexión a fuente de poder DC/RF, e) Calentador y termopar, f) Sensor de cuarzo, g) Conexión USB del monitor de espesor a PC, h) Sistema de bombas: Mécanica turbomolecular e i) Entrada de gases.	8
2.3. Curvas Paschen de diferentes gases [1]	9
2.4. Efecto del bombardeo de partículas energéticas sobre una película delgada en crecimiento.	11
2.5. Curva de histéresis el voltaje del cátodo y el rango de deposito vs. el flujo de gas reactivo en corrientes de descarga continua.	11
2.6. Sistema de coordenadas cilíndricas, semejante a una fibra óptica.	16
2.7. Funciones Bessel modificadas, de primer y segundo tipo.	20
2.8. Dos posibles no-idealidades de la fibra que dan lugar a acoplamiento entre modos: (a) Irregularidad en la intercara entre núcleo y revestimiento; (b) Doblado de la fibra [2]	22
2.9. Perfil de índice de refracción y modos transmitidos en fibras de índice abrupto: (a) fibra abrupta multimodo; (b) fibra abrupta monomodo [2] . . .	24
2.10. Distintos perfiles de índice de refracción para diferentes valores de α	25
2.11. Perfil de índice de refracción y transmisión de rayos en una fibra de perfil parabólico.	25
2.12. Diagrama de rayos expandido que nos muestra en lugar de una variación continua del índice de refracción una variación escalonada que es la que produce la curvatura de los rayos	26
2.13. Representación esquemática de los niveles de energía permitidos para un átomo que corresponden a las diferentes configuraciones orbitales de sus electrones.	27
2.14. Diagrama del sistema de 3 niveles del Erbio Er^{3+} . La flecha ondulada indica un decaimiento rápido y no radiactivo del nivel de población.	27
2.15. Espectro ASE+ medido a la salida de un EDFA sin señal en la entrada con el pico de amplificación característico a 1530 nm.	28

2.16. Diagrama de los niveles energéticos del medio activo de un amplificador de fibra codopada con Erblio e Iterbio.	30
2.17. (a) Cavidad láser lineal (Fabry-Perot) donde M_1 es un espejo completamente reflexivo y M_2 es un espejo parcialmente reflexivo. (b) Cavidad láser de anillo donde OI es un aislador óptico, necesario para evitar una onda contra propagante.	31
2.18. El medio amplificador proporciona ganancia a diferentes frecuencias y está determinado por el coeficiente de ganancia por unidad de longitud g y dentro de este espectro sólo pueden tener lugar un conjunto de frecuencias discretas determinadas por la ecuación 2.51.	33
2.19. Proceso para la generación de un pulso Q-switch: (a) bombeo, (b) pérdidas de potencia dentro de la cavidad, (c) inversión de población dada en un sistema de tres niveles, (d) generación del pulso.	34
2.20. Se muestra un láser de onda continua en primer lugar, en la parte inferior se muestra la energía de un láser pulsado se concentra en paquetes por lo que su potencia es mayor.	36
2.21. Representación esquemática de una guía de onda óptica recubierta por un material como se muestra en la referencia [3].	39
2.22. Representación esquemática del sistema óptico usado para obtener las resonancias electromagnéticas como se refiere en [4].	40
2.23. Fenómenos de resonancia en función de las partes real e imaginaria del índice de refracción del recubrimiento [4].	40
3.1. (a) Equipo de sputtering con una muestra en la parte superior. (b) Muestra de fibra óptica donde será depositado por una película delgada de AZO, en el soporte del equipo del sputtering.	43
3.2. Espectro de alta resolución XPS de la película del ZnO dopado de Al (AZO) para las ventanas en Zn2p, (b) O1s and (c) Al2p, (d) espectro de transmisión de la película delgada del AZO y (e) imagen SEM.	45
3.3. (a) Configuración del experimento para obtener la medición de la absorción no lineal.(b) Caracterización no lineal del AZO como absorbedor saturable.	47
3.4. Esquema del láser basado PQS EYDCF con una película de AZO como absorbedor saturable.	48
3.5. (a) Espectro de salida de la emisión láser del PQS; (b) Láser pulsado PQS en la potencia máxima de bombeo de 1.356 W.	49
3.6. Trenes de pulsos PQS para diferentes niveles de potencia de bombeo.	50
3.7. Foto del experimento del osciloscopio midiendo los pulsos del Q-switch pasivo.	51
3.8. Características láser de PQS como función de la potencia de bombeo se muestra la potencia de salida promedio.	52
3.9. (a) Frecuencia de repetición y el ancho de pulso; (b) Potencia pico y energía de pulso.	53

3.10. Esquema de estructura de fibra SMS: (a) Efecto sin deposito de la película delgada (MMI effect), (b) Con el deposito de una película delgada y una región sensible L (LMR phenomenon).	54
3.11. Medidas de XPS correspondientes a la muestra AZO-01 después del recubrimiento con sputtering en la fibra. (a) Estudio del espectro, (b) Zn2p, (c) O1s y (d) Ventana del espectro Al2p.	55
3.12. Espectro de transmitancia de las películas de AZO. Inset las curvas Tauc.	56
3.13. Configuración del experimento para el sensor basado en fibra óptica con el fenómeno LMR.	57
3.14. Espectro de salida transmitido de la respuesta de la fibra óptica recubierta para variaciones de concentraciones IPA/Glicerina para: (a) muestra 1, (b) muestra 2 y (c) muestra 3.	58
3.15. Espectro de salida transmitido de la fibra recubierta por AZO y la respuesta de las variaciones de la concentración de IPA/ Glicerina para: (a) muestra 1, (b) muestra 2 y (c) muestra 3.	59

Índice de tablas

2.1. Fenómenos de resonancia originados en guía de ondas recubiertas por materiales de espesor fino con $n_2 > 0$ y $k_2 < 0$ [4].	39
3.1. Características del recubrimiento del AZO y tipo de fibra.	54
3.2. Fórmula empírica y banda prohibida óptica para las películas de AZO. . .	56

Capítulo 1

Introducción y descripción de la tesis.

1.1. Introducción.

Durante la última década se han estudiado las características de óxidos metálicos de transición (transition metal oxide, TMO) tales como óxido de indio estaño (indium tin oxide, ITO), dióxido de estaño y óxido de zinc (ZnO). Debido a sus propiedades eléctricas que incluyen una larga banda prohibida (band-gap) y una alta energía de enlace, se ha privilegiado su estudio para aplicaciones eléctricas y electrónicas tales como manufactura de electrodos transparentes en pantallas planas, celdas solares y diodos de luz orgánica [5,6]. En años recientes, se han estudiado las propiedades ópticas de diferentes materiales TMO. El ZnO como solución de nanopartículas [7–9] ha ganado interés comercial y científico en comparación con otros como el ITO ya que exhiben numerosas ventajas que incluyen la sintonización de sus propiedades físicas, alta disponibilidad del material, bajo costo, no-toxicidad, compatibilidad con procesos de larga escala y una fácil fabricación [10]. El ZnO es un TMO binario con una estructura cristalina de würtzita (parámetros de red $a_0 = 3,24\text{\AA}$ - $c_0 = 5,20\text{\AA}$) y un extenso ancho de banda óptico ordinario (E_g) de $\sim 3,3eV$ (que se vuelve transparente en la región UV-Visible-NIR aunado a una extensa energía de enlace de excitón (60 meV), que aumenta la eficiencia luminiscente de la emisión de luz.

Las películas delgadas de ZnO son policristalinas, con un crecimiento preferencial en dirección [0002] del eje-c, perpendicular a la superficie del sustrato [11]. Particularmente, el ZnO ha demostrado ser un TMO con un tiempo de recuperación corto en su respuesta de absorción no-lineal de luz (1-5 ps) [12]. Esta característica lo hace atractivo para su uso como un absorbedor saturable (SA) en el desarrollo de láseres pulsados por la técnica Q-switch pasiva. Sin embargo, la respuesta de absorción de las películas delgadas de ZnO se presenta mayormente en rangos de longitud de onda fuera de las bandas cubiertas por láseres de fibra óptica; siendo las bandas C y L (entre 1530 a 1610 nm) las de mayor interés ya que presentan el menor índice de pérdidas en el transporte de luz por fibra óptica y debido a que la emisión láser en este rango es fácilmente alcanzable con fibra dopada con erbio (erbium doped fiber, EDF) como medio activo, que en la actualidad es ampliamente comercializada.

Con respecto a las propiedades eléctricas, se ha demostrado que dopar un material es

una alternativa eficiente para incrementar la conductividad de las películas delgadas de ZnO. Ha sido reportado que el ZnO puede contener grandes dopajes de metal de entre el 3% y 5%, sin experimentar distorsión estructural significativa. Dopantes como el In^{+3} , Al^{+3} , Ga^{+3} y Gd^{+3} han sido utilizados exitosamente como dopantes del ZnO [13] y se han desarrollado aplicaciones plasmónicas de gran interés. En referencia a las propiedades ópticas, recientemente se ha demostrado que el óxido de zinc dopado con aluminio (AZO), material que resulta del dopaje de ZnO con bajas concentraciones de Al^{+3} , permite obtener absorción no-lineal en el rango de longitudes de onda comprendidos por las bandas C y L [14, 15]. Este hallazgo hace del AZO un candidato ideal para su uso como absorbedor saturable (SA) en la implementación de láseres pulsados de fibra óptica en el espectro de longitud de onda más atractivo para el desarrollo de aplicaciones láser y también con sus aplicaciones plasmónicas se pudo desarrollar un sensor de índice de refracción en el mismo rango de espectro electromagnético.

Además, el AZO presenta un comportamiento metálico con menores pérdidas en el infrarrojo cercano (near infrared, NIR) en comparación con películas de plata y oro [16–18]. Diversas técnicas han sido usadas para el crecimiento de las películas de ZnO/AZO, tales como depósito por láser pulsado, sputtering (erosión iónica) por magnetrón DC en modo reactivo, depósito de capas atómicas, evaporación por haz de electrones, sol-gel y rocío pirrolítico, la técnica de sputtering por magnetrón de radiofrecuencia (RF) en modo reactivo surge como una alternativa atractiva para el crecimiento de películas delgadas de AZO, ya que posee un control del espesor más preciso y una alta uniformidad de película, comparada con otras técnicas para depósito de películas delgadas [19–21]. Bajo esta premisa, en este trabajo se lleva a cabo el crecimiento de películas de AZO por la técnica de sputtering por magnetrón de RF en modo reactivo.

1.2. Resumen.

En los últimos años se han estudiado las propiedades ópticas de los óxidos metálicos, de los cuales el ZnO ha presentado características atractivas para el desarrollo de sistemas de fibra óptica. Recientemente ha habido un creciente interés en la mejora de las propiedades ópticas del ZnO para operar en las bandas L y C que abarcan el espectro infrarrojo cercano con mayor potencial de aplicación para comunicaciones y sensado por fibra óptica. Al dopar el ZnO con aluminio (AZO) en proporciones del 8% y 2%, se ha observado una mejora significativa en la respuesta de absorción luminosa del material en estas bandas de interés. En la presente investigación, se ha logrado por primera vez la implementación exitosa de un láser de fibra óptica pulsado por la técnica Q-switch, a través de la optimización de las propiedades ópticas no lineales de películas delgadas de AZO actuando como absorbedor saturable. Existen varios tipos de técnicas de depósito que se combinan con nuevos materiales o diferentes estructuras ópticas. En la siguiente aplicación, el sensado óptico se obtiene con una detección de resonancias electromagnéticas específicamente Lossy Mode Resonance (LMR) generadas por la absorción de luz por la película delgada que recubre la superficie de la fibra óptica. Para ambas aplicaciones

del material se utilizó el método de depósito RF magnetron sputtering en modo reactivo, ya que posee un control del espesor más preciso y una alta uniformidad de película, comparada con otras técnicas para depósito de películas delgadas, el sustrato para dicho depósito, fue en las fibras ópticas y también en vidrio.

1.3. Motivación.

Los nuevos sensores y dispositivos de nuestra época serán construidos a base de nuevos fenómenos de luz ya que muchos dispositivos electrónicos han migrado a dispositivos ópticos. Es por ello que la propuesta de un sensor totalmente óptico y un láser Q-switch pasivo con nuevas técnicas de vanguardia es un avance significativo para la ciencia. El AZO como nuevo material para diversas aplicaciones en comunicaciones y sensado por fibra óptica; es de bajo costo y sus propiedades ópticas operan en las bandas L y C que abarcan el espectro infrarrojo cercano. El AZO será estudiado para encontrar todas sus propiedades ópticas para nuevas aplicaciones en el sensado óptico o fenómenos ópticos.

1.4. Objetivos.

Objetivo general.

Desarrollar y estudiar nuevas aplicaciones de los óxidos metálicos específicamente del AZO como láser pulsado con la técnica Q-switched y para la posterior fabricación de un sensor óptico, utilizando las resonancias características del material.

Objetivos particulares.

- Estudiar el AZO para poder investigar propiedades ópticas deseables para nuevas aplicaciones en el sensado óptico o fenómenos ópticos.
- Investigar las propiedades ópticas de los óxidos de metálicos.
- Depositar películas delgadas de AZO por medio de la técnica de sputtering.
- Estudiar los láseres y sus aplicaciones.
- Configurar un láser basado en fibra óptica tipo q-switch pasivo adecuado y estudiar los pulsos producidos.
- Estudiar las resonancias electromagnéticas conocidas y las aplicaciones que tienen con los óxidos metálicos.

- Desarrollar sensores de fibra óptica basados en resonancias electromagnéticas (LMR) con recubrimientos óxidos metálicos y su aplicación a la detección de índice de refracción.
- Estudiar y mejorar la fabricación de refractómetros basados en materiales con propiedades ópticas peculiares.

1.5. Organización de la tesis

Esta tesis esta dividida en cinco capítulos.

- **CAPÍTULO I:** Se presenta una breve descripción del trabajo en el resumen de la tesis y la introducción, así como los objetivos y la motivación para desarrollar el presente trabajo de tesis.
- **CAPÍTULO II:** Se refiere al marco teórico de la investigación: en la primera sección se describen los conceptos básicos del proceso físico de depósito de películas delgadas por sputtering. La técnica de sputtering es una técnica de deposito de vapor físico. La técnica de sputtering se utiliza en general para depositar material a nivel atómico, lo que establece fuertes enlaces entre el sustrato y los átomos; creando películas uniformes de bajo costo y extremadamente delgadas.
 En la segunda sección se tratará el Óxido de zinc dopado con aluminio (AZO) como película delgada. El óxido de zinc (ZnO) es un semiconductor del grupo de la tabla periódica II-VI, de banda prohibida directa, tipo n, ampliamente estudiado por sus propiedades ópticas y eléctricas.
 En la tercera sección se presentan las fibras ópticas y sus conceptos básicos. Esta sección dará énfasis en la propagación de la luz en una fibra multimodal que es necesario para el fenómeno de la resonancia de la superficie del plasmón (SPR) y el fenómeno de modos resonantes bajos (LMR) en un material que sería depositado en la superficie de dicha fibra multimodal.
 En la cuarta sección se explicarán los láseres, el funcionamiento y explicación de las diferentes estructuras de láseres específicamente de tipo q-switch ya que son bases del proyecto de investigación y serán tratados en esta tesis.
 Finalmente en la esta sección de resonancias eletromagnéticas se explicará de forma teórica la formación de resonancias producidas en la transmisión de luz a través de fibra óptica, las condiciones para la aparición de estas y sus propiedades.
- **CAPÍTULO III:** Se presentará la preparación y caracterización óptica lineal de las películas delgadas de AZO, el crecimiento de las películas y el procedimiento general de la técnica de sputtering para controlar la concentración y espesor de dichas películas.
 En la segunda sección se desarrollará la primera aplicación del desarrollo de láseres Q-switched pasivos obteniendo los pulsos característicos. En la tercera sección se

desarrollará la segunda aplicación un sensor LMR basado en fibra óptica o refractómetro.

- **CAPÍTULO IV:** Se mostrarán las conclusiones, recomendaciones y trabajo a futuro.
- **CAPÍTULO V:** Se presentan los productos derivados de la investigación en la estancia doctoral.

Capítulo 2

Marco teórico.

2.1. Principio de operación: DC y RF sputtering (erosión iónica).

En esta sección se describen los conceptos básicos del proceso físico de depósito de películas delgadas por sputtering. La técnica de sputtering es una técnica de depósito por vapor físico, que se utiliza en una variedad de industrias para crear semiconductores (circuitos integrados), herramientas, recubrimientos de brocas o ventanas (ventanas de doble panel), ópticas (recubrimientos antireflejantes), dispositivos de almacenamiento de datos por ejemplo: elaboración de discos duros, CD y DVD. Esta técnica tiene un papel primordial en la fabricación de celdas solares eficientes. La técnica de sputtering se utiliza en general para depositar material a nivel atómico, lo que establece fuertes enlaces entre el sustrato y los átomos; creando películas uniformes de bajo costo y extremadamente delgadas.

En la Figura 2.1 se muestra el principio básico del método de DC-sputtering, se usa un electrodo superior (cátodo), donde un voltaje de corriente directa negativo es aplicado. En el cátodo, se coloca el material de fuente conductor (blanco, por ejemplo, algún material metálico) del que debería ser hecha la película delgada. El electrodo inferior (ánodo) consta de una placa de metal conectada a tierra. Aquí es donde se coloca la oblea o sustrato, sobre la que se depositará la película delgada. Al principio se introduce un gas inerte (normalmente argón) a baja presión en la cámara. El argón tiene un potencial de ionización bajo y su inercia lo inhibe para formar compuestos en la superficie del objetivo [22]. Se establece un voltaje de corriente directa negativo constante de unos cientos de voltios entre el magnetrón a través del gas, lo que provoca una ionización de los átomos de gas de argón, lo que crea el plasma.

El magnetrón está montado detrás del objetivo y proporciona un campo magnético que aumenta la tasa de ionización del gas del argón. Los iones positivos del argón en el plasma son después acelerados por el campo eléctrico por el cátodo donde hay interacciones y choques con los átomos del objetivo. Estos átomos viajan a través del plasma como vapor y se condensan en la superficie de la oblea formando una película delgada.

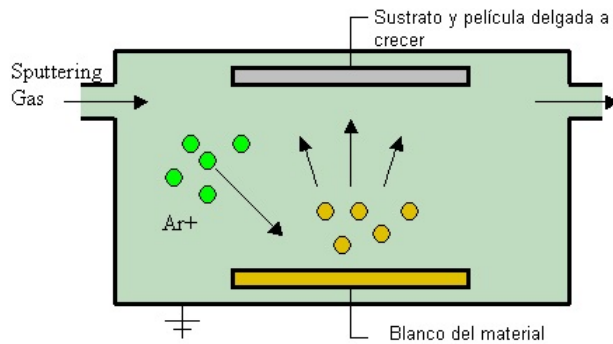


Figura 2.1: Principio de operación del sputtering.

El punto crucial del DC-sputtering es que el objetivo actúa como un electrodo en el modo de corriente directa. Para evitar una acumulación de carga, el material objetivo debe ser conductor. Si el objetivo fuera aislante, los iones positivos del argón provenientes del plasma golpearían el objetivo, lo que disminuiría el voltaje superficial negativo necesario para mantener la descarga luminiscente lo que provocaría el apagado del plasma. Para objetivos con materiales aislantes por ejemplo; óxidos, nitruros y materiales cerámicos, donde se explicó que el método DC-sputtering no es eficaz, se utiliza entonces sputtering de radiofrecuencia (RF-sputtering). El principio de funcionamiento es similar para todas las tecnologías de sputtering, la diferencia entre estas tecnologías de sputtering está en el proceso de bombardeo iónico del objetivo.

La Figura 2.2 (a) muestra la descripción del equipo de sputtering, ubicado en la Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL) en el CICFIM-Facultad de ciencias de físico-matemáticas. En la Figura 2.2 (b) muestra a detalle los elementos de la recámara donde como principio básico del RF-sputtering para resolver el problema de acumulación de carga en los objetivos aislantes, el RF-sputtering utiliza un voltaje alterno de alta frecuencia (13.56 MHz).

La acumulación de carga positiva en el objetivo se neutraliza mediante el bombardeo de electrones en cada ciclo, lo que da como resultado una distribución de voltaje de estado estable entre el objetivo y la oblea que mantiene la carga luminiscente y el plasma en funcionamiento. Para frecuencias inferiores a 50 KHz, los electrones y los iones en el plasma son móviles y ambos seguirán la conmutación del ánodo y el cátodo, lo que dará como resultado la pulverización cátodica tanto del objetivo como de la oblea y para frecuencias superiores a 50 kHz los iones pesados pueden no permitir la conmutación, aunque los electrones rápidos pueden neutralizar cualquier acumulación de carga positiva en el objetivo. Los electrones deben tener diferentes áreas de pulverización cátodica de RF el electrodo con el área más pequeña tiene un potencial negativo mayor con respecto al plasma que el otro electrodo, por lo que es bombardeado con iones de mayor energía [23, 24].

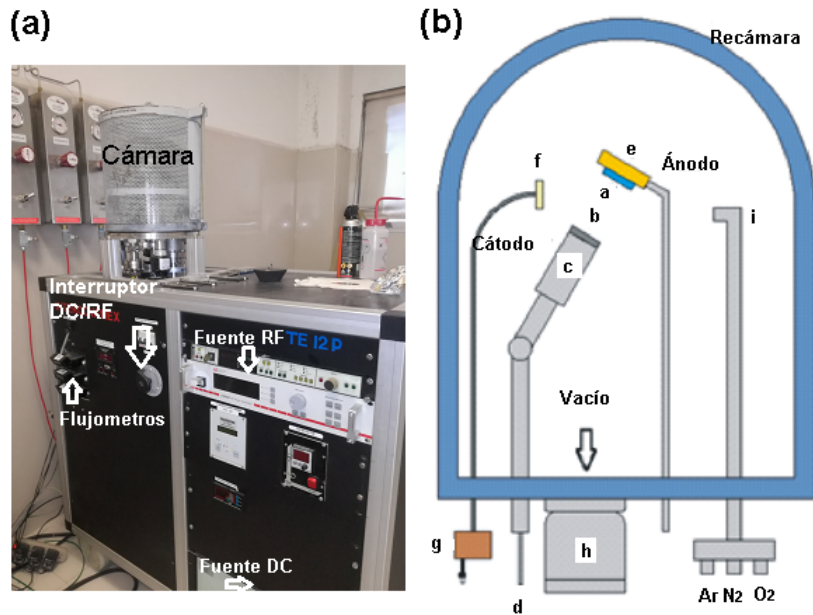


Figura 2.2: (a) Sistema de érosion iónica Intercovamex TE12P. (b) Diagrama esquématico de la recámara de vacío y sus partes. a) Soporte del substrato, b) Soporte del objetivo, c) Magnetrón, d) Conexión a fuente de poder DC/RF, e) Calentador y termopar, f) Sensor de cuarzo, g) Conexión USB del monitor de espesor a PC, h) Sistema de bombas: Mécanica turbomolecular e i) Entrada de gases.

2.1.1. Plasma.

El magnetrón implementa un fuerte campo magnético que confina los electrones en el plasma cerca de la superficie del objetivo, esto permite incrementar la tasa de depósito de los materiales y además previene el impacto de los electrones en el material que se está depositando, esto se refleja en la calidad de depósito. El plasma describe un gas ionizado que contiene electrones, iones, moléculas neutras y especies atómicas. El plasma se inicia mediante una descarga eléctrica, donde el voltaje de DC es suficientemente alto entre los dos electrodos metálicos, estos se colocan en un entorno gaseoso a baja presión. La descarga en el gas se activa cuando un electrón, que esta cerca del cátodo en acelerado hacia el ánodo por el campo eléctrico aplicado. Mientras se mueve el electrón gana energía y puede chocar con un átomo de gas neutro, eliminando un electrón que ioniza ese átomo de gas. Luego, los dos electrones libres se aceleran y chocan con dos átomos de gas neutro adicionales que los ionizan; y así sucesivamente. Simultáneamente, el campo eléctrico empuja los iones cargados positivamente hacia el cátodo, donde chocan con el material objetivo, expulsando partículas y electrones secundarios. Los electrones secundarios también son acelerados por el campo eléctrico hacia el ánodo, lo que aumentará la multiplicación de carga ya iniciada dentro del gas de argón. Este efecto continúa hasta que la corriente de DC es suficientemente alta como para provocar una descomposición

del gas [1]. La tensión de ruptura necesaria para iniciar una descarga o arco eléctrico entre dos electrodos en gas, en función de la presión y la longitud del espacio entre los electrodos está dada por la ley de Paschen.

$$V_B = \frac{BPd}{\ln(APd) - \ln[\ln(1 + \frac{1}{\gamma_{sc}})]}; \quad (2.1)$$

donde A y B son constantes, que dependen de la composición del gas, Pd es el producto de la presión P , la distancia (d) entre los electrodos y γ_{sc} es la emisión secundaria del electrón en el cátodo, es constante y normalmente esta en función de la energía de las partículas primarias y la potencia. La composición del gas determina el voltaje mínimo de corto circuito [1]. En la Figura 2.3 muestra las curvas trazadas por V_B vs Pd

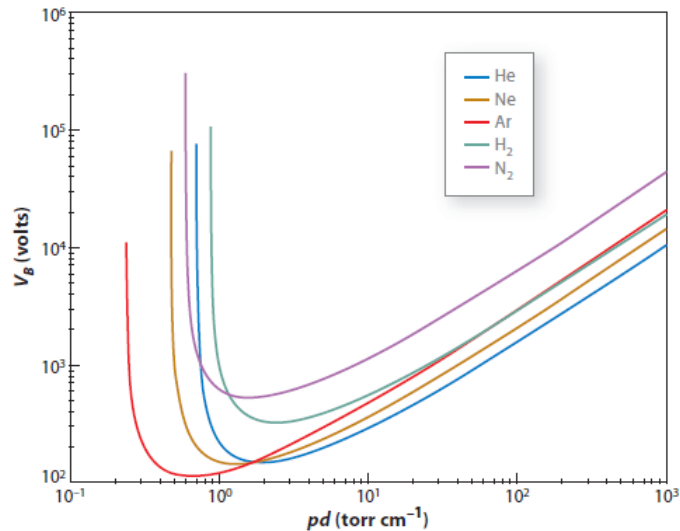


Figura 2.3: Curvas Paschen de diferentes gases [1]

El comportamiento de las curvas Paschen, presentan un mínimo que corresponde al punto en que los electrones tienen la máxima capacidad de ionización, dependerá de los valores Pd , si este valor es menor a ese punto, corresponde a la parte izquierda de la gráfica de la Figura 2.3 donde los electrones tienen un camino libre más largo y habrá menos colisiones ionizantes debido a que la presión será menor. Si los valores de Pd tienen un valor más alto entonces corresponde a la parte derecha de la gráfica de la Figura 2.3, donde un sólo electrón colisionará múltiples ocasiones con muchas moléculas de gas que viajan de ánodo a cátodo. Es importante que la distancia entre los electrodos sea lo suficientemente grande para que los electrones puedan ganar suficiente energía cinética para continuar la ionización. [1]

2.1.2. Interacción ion-superficie.

Las interacciones de los iones con el cátodo y el sustrato son parte de la creación del plasma y la compresión, estos son importantes para la producción y ajuste de películas delgadas. Un ion entrante puede estar sujeto a una o más interacciones como se ve en la Figura 2.4.

La eficiencia del proceso de sputtering (S) donde N_a es el número de átomos con sputtering y P_i son las partículas incidentes entonces puede ser expresado por medio de la «sputtered yield» es decir la razón de erosión que se expresa en la siguiente ecuación:

$$S = \frac{N_a}{P_i}. \quad (2.2)$$

El «sputtered yield» depende de la densidad, la energía de enlace y la masa de los átomos del material del objetivo. Además el gas del sputtering controla el «sputtered yield». Los gases pesados y los iones en el gas tendrán un aumento de la energía incidente en el sputtered yield. Los efectos secundarios del bombardeo de iones de la superficie del objetivo pueden ser reacciones químicas, alteración de la morfología de la superficie, calentamiento de la superficie y emisión de electrones secundarios. Un factor importante a considerar es la probabilidad de que ocurra la interacción de iones de superficie, es decir, la energía cinética de los iones, que puede verse influenciado por la potencia de sputtering [1]. Otro efecto que produce una modificación de las superficies, es una variación en el coeficiente de adherencia «sticking coefficient» de las superficies de los átomos que llegan a una superficie entre los que se quedan, lo que implica un cambio de consumo de gas reactivo de las superficies. Estos dos efectos son los que contribuyen a la no linealidad, lo que hace complicado el control de las propiedades de las películas por medio de la inyección de un gas reactivo. Con el modelo de Berg *et al.* [25] se pueden estimar las propiedades físicas de la película si se conocen los parámetros y variables del proceso tales como áreas de superficies, corrientes de iones, presión del gas activo, entre otras.

2.1.3. Histéresis.

En la Figura 2.5 se muestra el efecto de histéresis que sucede en la parte reactiva del sputtering. Se muestran dos estados estables pasando del modo metal al compuesto del objetivo y viceversa. Del estado A al estado B se produce una formación de compuestos en el objetivo metálico. Para corregir la histéresis, se puede utilizar un sistema de bombeo de alta velocidad, para el cual la histéresis será menos pronunciada pero normalmente es un parámetro a considerar. Antes de cada depósito, el objetivo se puede limpiar con argón puro en el proceso de sputtering, por lo que se restauran la superficie del metal puro y las tasas de depósito.

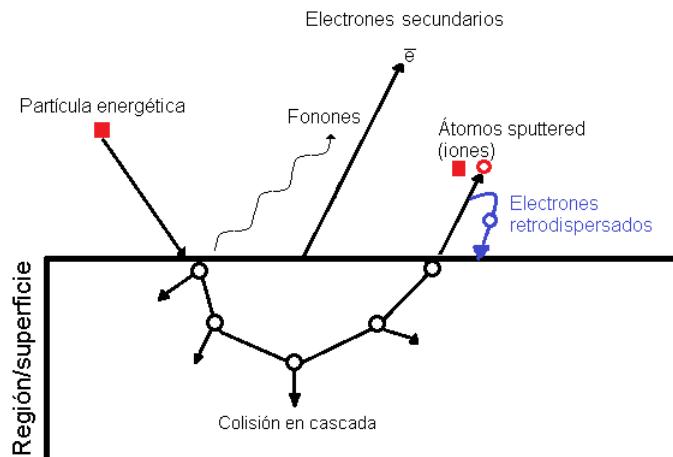


Figura 2.4: Efecto del bombardeo de partículas energéticas sobre una película delgada en crecimiento.

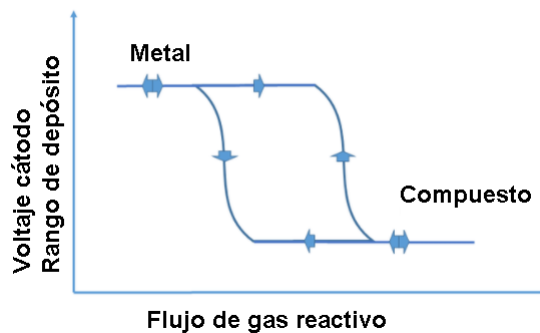


Figura 2.5: Curva de histéresis el voltaje del cátodo y el rango de depósito vs. el flujo de gas reactivo en corrientes de descarga continua.

2.2. Material: Óxido de zinc dopado con aluminio (AZO) como película delgada.

El óxido de zinc (ZnO) es un semiconductor del grupo de la tabla periódica II-VI, de banda prohibida directa, tipo n, ampliamente estudiado por sus propiedades ópticas y eléctricas. El llevar estos materiales a niveles de películas delgadas les otorga propiedades físicas y químicas debido a la disminución de su tamaño a partir del este elemento se dopará con Al para varias dichas propiedades.

La interacción del oxígeno con los elementos semiconductores presentes en la corteza terrestre ocasiona la formación de estos, debido a que es difícil encontrarlos en estado elemental, se tienen que obtener a partir de sus óxidos o sulfuros presentes en la naturaleza. La condición de estos materiales es aprovechada, ya que estos se utilizan en su estado

de óxido para diferentes aplicaciones. Estos materiales juegan un rol muy importante en muchas áreas como química, física y ciencia de materiales. El llevar estos materiales a niveles «nano» les otorga propiedades físicas y químicas debido a la disminución de su tamaño. Entre los óxidos semiconductores que más se utilizan están: ZnO , SnO_2 , TiO_2 , In_2O_3 , CdO , Ga_2O_3 y las combinaciones binarias y ternarias de ellos. A su vez es muy común encontrar trabajos relacionados con el dopar estos óxidos con diferentes elementos que modifican sus propiedades a conveniencia como por ejemplo: $ZnO : Al$, $ZnO : Ga$, $CdO : In$, $In_2O_3 : Sn$, $TiO_2 : Nb$, etc. El uso de materiales multicomponentes nos da la posibilidad de modificar las características físicas y químicas de estos con sólo modificar su composición química. Las propiedades eléctricas de estos materiales dependen del estado de oxidación del elemento metálico. La mayoría de estos materiales presentan un límite de solubilidad a la hora de ser dopados, o bien, formar compuestos binarios o ternarios, dicho porcentaje de solubilidad para el AZO ronda entre 2 y 5% en peso del dopante, al sobrepasar estos valores se comienzan a formar fases secundarias en el material, lo cual, afecta el comportamiento del mismo. Para el caso del ITO se reportan buenas propiedades eléctricas con 5% de Sn. Sin embargo para concentraciones mayores a esta, la densidad y movilidad de portadores de carga disminuyen. La disminución de la movilidad electrónica es ocasionada por las distorsiones de la red cristalina que aumentan los fenómenos de dispersión en el material. La alta cristalinidad de estos materiales reduce la cantidad de impurezas, disminuyendo los fenómenos de dispersión [26]. El óxido de zinc (ZnO) es un semiconductor del grupo de la tabla periódica II-VI, de banda prohibida directa, tipo n, estudiado por sus propiedades ópticas y eléctricas [27]. Para la mayoría de sus múltiples aplicaciones sería deseable lograr mejor control sobre su conductividad [28], que está mediada por vacancias de oxígeno, entre otras variables. Aunque el dopado con elementos del grupo III (In, Al, Sn, Ga, etc.), aumenta la conductividad del ZnO , ésta continúa siendo fuertemente dependiente del método y las condiciones de preparación [29].

El ZnO dopado con Al (AZO) es un semiconductor tipo n con un ancho de banda de 3.37 eV, baja resistividad y gran transparencia en el rango visible, en común con otros óxidos conductores transparentes (TCO). La relativa abundancia y baja toxicidad, tanto de Al como Zn, tornan al compuesto atractivo como sucedáneo del In_2O_3 dopado con Sn (ITO) [5], usualmente empleado para este fin. Las aplicaciones más frecuentes corresponden a películas delgadas empleadas como electrodos en dispositivos optoelectrónicos, tales como sensores y celdas solares [30], usualmente depositadas por técnicas de «RF magnetron sputtering» [31], «DC magnetron sputtering» [32, 33], y/o sus variantes reactivas [34], a partir de blancos cerámicos y/o metálicos. Las propiedades de las películas resultantes dependen tanto del material de los blancos, como de las condiciones del proceso, en un rango substancial de magnitudes, atribuible a heterogeneidad en las muestras.

2.2.1. Propiedades ópticas del AZO.

Cuando la luz interacciona con un material transparente ocurren diversos fenómenos. Parte de la radiación puede ser transmitida a través del medio, parte será absorbida y otra

parte será reflejada en su superficie. De tal modo la intensidad I_0 del haz de luz incidente debe ser igual a la suma de las intensidades de los rayos transmitidos, absorbidos y reflejados, lo cual se expresa como:

$$I_0 = I_T + I_A + I_R; \quad (2.3)$$

donde I_T , I_A e I_R representan la intensidad de los haces transmitidos, absorbidos y reflejados, respectivamente. Si se divide la ecuación anterior entre I_0 se obtiene una forma alternativa de la ecuación anterior como:

$$T + A + R = 1; \quad (2.4)$$

donde T, A y R representan respectivamente, la transmitancia (I_T/I_0), absorbancia (I_A/I_0) y reflectancia (I_R/I_0). Por lo tanto, aquellos materiales que son capaces de transmitir la luz con una relativa baja absorción y reflexión son considerados transparentes. El ZnO es un material transparente en la región visible del espectro electromagnético, la cual se encuentra en el rango de 300 a 800 nm; su transmitancia posee valores por encima de 80% en esta región del espectro. Los fotones que interactúan con este material pueden ser absorbidos, transmitidos o reflejados. La porción de luz que es absorbida, es aquella que se encuentra en el rango de su energía banda prohibida. Para un semiconductor existen distintos tipos de absorción, los cuales están en función de la energía del fotón incidente y de las características del material. Es de interés realizar un estudio del espectro de absorción en su borde de absorción fundamental, el cual es el entorno de energía correspondiente a las transiciones desde la banda de valencia a la banda de conducción. La banda de valencia representa el último nivel de energía de un átomo, en ella los electrones se encuentran ligados a átomos individuales, y son los responsables de la interacción entre átomos de distintas especies. La banda de conducción representa los estados de energía en los cuales los electrones pueden moverse libremente a través del material. Para que un electrón que se encuentre en un estado de la banda de valencia pase a la banda de conducción es necesario proporcionarle externamente una energía igual a su banda prohibida, la cual es la diferencia de energía de la banda de valencia y la banda de conducción. Los portadores útiles para conducir corriente eléctrica son los electrones que tienen suficiente energía para poder saltar la banda prohibida. Cuando un fotón incide en un material semiconductor, puede ser absorbido para dar lugar a la transición de un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción, estas transiciones son de dos tipos, referentes al proceso de absorción, aquellas en las que el máximo de la banda de valencia coincide con el mínimo de la banda de conducción para un mismo valor de vector de onda k , y las que ocurren entre el máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción, pero sin que se coincida en un mismo valor del vector de onda k . Las primeras son conocidas como transiciones directas y las segundas como indirectas. En el caso del ZnO, éste presenta transiciones directas, por lo que se le conoce como semiconductor de gap directo, cuyo valor es de 3.37 eV [35]. Los materiales tendrán diferentes características entre tener un gap directo e indirecto. En el caso de un gap directo la estructura de bandas del material es tal que el máximo de la banda de conducción están localizados en el mismo punto del

vector k de la zona de Brillouin ($k = 0$). En este tipo de transiciones existe la conservación de energía y el momento, por ejemplo en este tesis se abordarán elementos de gap directo tales como diodos láser y composiciones de elementos de fibra que permiten la caracterización de la luz. El gap indirecto tiene un máximo en la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción no coinciden con el mismo punto de la zona de Brillouin ($K \neq 0$), generalmente el valor de k esta cerca de la zona o el borde. Para que el electrón llegue a la banda de conducción además de absorber un fotón esta transmisión debe involucrar un fonón para preservar el momento, siendo estos materiales utilizados en el desarrollo de elementos electrónicos [6].

2.3. Fibras ópticas.

Este capítulo tratará de los conceptos fundamentales de fibras ópticas dando énfasis en la propagación de la luz en una fibra multimodal que es necesario para el fenómeno de la resonancia del plasmón de superficie (SPR) y el fenómeno de resonancias de pérdidas (LMR) en un material que sería depositado en la superficie de dicha fibra multimodal. Para la implementación de sensores de LMR y para hacer un láser Q-switch de fibra óptica se hace uso de diferentes tipos de fibras ópticas tales como fibra monomodal, . La parte de láseres será la explicación de como funciona básicamente un láser ya que son bases del proyecto de investigación tratados en esta tesis.

2.3.1. Conceptos básicos de fibras ópticas.

La fibra óptica es una fibra flexible, transparente, que normalmente esta constituida por un dieléctrico normalmente vidrio (sílice) o plástico en un diámetro ligeramente más grueso que el de un cabello humano. Las fibras ópticas se utilizan más comúnmente como un medio para transmitir luz entre dos puntas de una fibra y tienen un amplio uso en las comunicaciones y la fotónica, donde permiten la transmisión en distancias por medio de un núcleo central en la cual la luz es guiada y este está rodeado de un revestimiento con un índice de refracción ligeramente inferior al del núcleo [36, 37]. Los rayos de luz que inciden en el límite del revestimiento del núcleo en ángulos mayores que el ángulo crítico experimentan una reflexión total interna y son guiados a través del núcleo sin refracción. Los rayos con mayor inclinación al eje de la fibra pierden parte de su potencia en el revestimiento en cada reflexión y no son guiados.

La propagación de la luz dependerá del tipo de fibra y éste será en forma de modos que viajan a lo largo del eje de propagación. Cuando el diámetro del núcleo es pequeño, se permite un sólo modo (es decir una sola forma en que la onda se propaga) y la fibra es llamada monomodal. Las fibras con grandes diámetros de núcleo son fibras multimodo. Una de las dificultades asociadas con la propagación de la luz en las fibras multimodo surge de las diferencias entre las velocidades de grupo de los modos. Esto resulta en una variedad de tiempos de viaje para que los pulsos de luz se amplíen a medida que viajan a través de la fibra. Este efecto denominado dispersión modal, limita las velocidades a

la que pueden enviarse pulsos adyacentes sin superposición, y, por lo tanto, la velocidad a la que puede operar un sistema de comunicación óptica [38]. Entrando en conceptos básicos cuando un rayo de luz incidente en la interfaz entre dos medios con diferente índice de refracción ocurre el fenómeno de refracción. La ley de Snell relaciona los índices de refracción de ambos medios con los ángulos de incidencia y de refracción por medio de la siguiente expresión:

$$n_1 \text{sen} \phi_1 = n_2 \text{sen} \phi_2; \quad (2.5)$$

donde el ángulo ϕ_1 incide en un medio 1 con una frontera 2, este sera refractado con un ángulo ϕ_2 en el medio 2. Dado que n_1 es mayor que n_2 , el ángulo de refracción ϕ_2 , es mayor que al ángulo de incidencia ϕ_1 . El valor del ángulo crítico se obtiene sustituyendo $\phi_2 = 90^\circ$ en la ecuación 2.5 se obtiene a continuación:

$$\text{Sen} \phi_c = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.6)$$

2.3.2. Ecuación de onda en fibras ópticas.

El modelo de rayos de luz trata la luz como un haz de rayos y explica con éxito algunos fenómenos básicos relacionados con la propagación de la luz dentro de un dieléctrico como guía de onda como en una fibra óptica. Para tener una mejor idea de los aspectos más sutiles de la propagación de la luz dentro de una fibra óptica y también para comprenderlos tanto cualitativa como cuantitativamente, tenemos que referirnos a un modelo más avanzado de luz que se conoce como el «modelo de onda». El modelo de onda de la luz trata la luz como una onda electromagnética transversal, la propagación de la luz dentro de una fibra óptica se explica en términos de la propagación de una onda electromagnética dentro de un medio ligado como la fibra óptica que es un guía de onda dieléctrica cilíndrica. El propósito de utilizar este modelo es averiguar la relación entre la longitud de onda de la luz y su constante de fase, de modo que se pueda obtener la velocidad de diferentes modos dentro de la fibra óptica. Pero antes de este análisis, adoptemos primero un sistema de coordenadas particularmente adecuado para hacer un análisis más simple. Dado que la fibra óptica es una forma de guía de ondas dieléctrica cilíndrica, sería muy acertado elegir el sistema de coordenadas cilíndricas La Figura 2.6 muestra a continuación el sistema de análisis a utilizar. De los fundamentos de la teoría de ondas electromagnéticas ya sabemos que si n_1 y n_2 son los índices de refracción del núcleo y el revestimiento respectivamente, entonces:

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 n_1^2; \quad (2.7)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_0 n_2^2; \quad (2.8)$$

donde ϵ_1 es la constante dieléctrica del núcleo, ϵ_2 es la constante dieléctrica del revestimiento y ϵ_0 es la permitividad en el espacio libre, donde la permeabilidad en el espacio libre es igual en cualquier caso [2].

Para simplificar el análisis, se supone que el revestimiento es infinitamente grande en comparación con la longitud de onda de la luz. El análisis se reduce a los cálculos en una

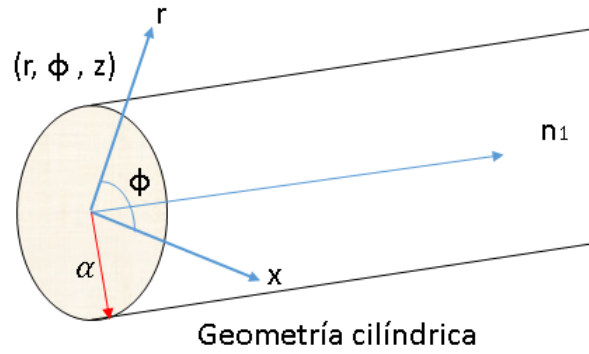


Figura 2.6: Sistema de coordenadas cilíndricas, semejante a una fibra óptica.

sola interfaz, que es la interfaz de revestimiento del núcleo. Las coordenadas de cualquier punto en el sistema anterior son de la forma (r, ϕ, z) , donde r es la distancia radial del punto de referencia del eje de la fibra, ϕ es el ángulo entre la fibra óptica y el plano meridional que contiene el punto y un plano meridional de referencia y finalmente z es la profundidad del punto en el núcleo de la fibra. Con estas suposiciones para el análisis. Se investiga la naturaleza de los campos que existen dentro del núcleo de una fibra óptica cuando la energía luminosa se propaga a través de ella. Siempre que exista un problema electromagnético se resolverá por medio de las ecuaciones de Maxwell sujeto a las limitaciones del problema. Las ecuaciones de Maxwell para campos eléctricos y magnéticos en una medio libre se pueden escribir como se muestra a continuación [39]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0; \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0; \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{B} = \mu \vec{H}; \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}; \quad (2.12)$$

de las ecuaciones anteriores encontramos que las ecuaciones 2.11 y 2.12 están acopladas y así nuestro primer paso sería desacoplar estas dos ecuaciones para obtener expresiones independientes para campos eléctricos y magnéticos y luego someterlos a las limitaciones y condiciones dadas. Las expresiones finales para los dos campos luego representan la naturaleza de los campos del medio investigado. Si se sustituye $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ en la ecuación 2.9 se obtiene entonces:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0.$$

Dado que el medio es homogéneo, ϵ es independiente del espacio y tomando a la fibra como un perfecto dieléctrico se obtiene:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{D}}{\partial t};$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{\nabla}}{\partial t} \times \epsilon \vec{E}; \rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\epsilon \frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{E})}{\partial t};$$

sustituyendo el valor de $(\vec{\nabla} \times \vec{E})$ para la ecuación 2.12 se obtiene a continuación:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad (2.13)$$

usando la identidad básica vectorial y 2.13 se puede entonces obtener la ecuación de onda para el campo eléctrico y el flujo magnético con la ecuación 2.12 de manera similar que son fundamentales para el análisis dentro de la investigación:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad (2.14)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (2.15)$$

Las dos ecuaciones de onda 2.14 y 2.15 son las ecuaciones de onda básicas. Ellas muestran que cuando consideramos los campos eléctricos y magnéticos que varían en el tiempo, constituyen un fenómeno ondulatorio en el medio en estudio [40]. Con el fin de investigar el comportamiento de los campos eléctricos y magnéticos dentro del núcleo de una fibra óptica tenemos que resolver las ecuaciones de onda anteriores para obtener las expresiones de electricidad y campos magnéticos aplicando las condiciones de contorno adecuadas. Dado que las dos ondas son similares entre ellas, se puede escribir una ecuación que envuelva un vector general de magnitud V en el sistema de coordenadas cilíndricas.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}. \quad (2.16)$$

Ahora para referirnos sólo a la fibra óptica se eligen solamente dos componentes transversales del campo donde en un sólo punto puede haber un infinito número de componentes posibles y, como tal, puede haber un número infinito de posibles soluciones. La mejor elección de los dos componentes sería entonces, elegir las componentes en la dirección de la propagación neta de energía electromagnética. La mejor elección de las dos componentes sería elegir los componentes en la dirección de la propagación neta de la energía electromagnética. Estas son las componentes longitudinales. Dado que en nuestro análisis han asumido la dirección z como la dirección de propagación de la red de energía electromagnética, encontramos el componente del campo eléctrico E_z y el componente del campo magnético H_z y los otros componentes en términos de E_z y H_z entonces por simple sustitución se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$E_r = \frac{-j}{q^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu \omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right]; \quad (2.17)$$

$$E_\phi = \frac{-j}{q^2} \left[\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu w \frac{\partial H_z}{\partial r} \right]; \quad (2.18)$$

$$H_r = \frac{-j}{q^2} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{\epsilon w}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right]; \quad (2.19)$$

$$H_\phi = \frac{-j}{q^2} \left[\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \epsilon w \frac{\partial E_z}{\partial r} \right]; \quad (2.20)$$

donde $q^2 = w^2 \mu \epsilon - \beta$; la frecuencia angular de la luz es w , la fase β es constante del material del núcleo de la fibra.

Los modos eléctrico transversal y magnético transversal están relacionados con propagación de los rayos meridionales; mientras que los modos híbridos están relacionados con la propagación de rayos sesgados. Este fenómeno tiene tres de los diferentes modos de propagación también fueron explicados por el modelo de rayos de luz. Con este telón de fondo de la información, procedamos a resolver la ecuación para determinar las expresiones para los componentes longitudinales E_z y H_z , supongamos una cantidad escalar Ψ que puede representar cualquiera de los dos componentes. Esta suposición de un sólo escalar se hace para simplificar el análisis porque las ecuaciones de onda para ambos componentes del campo son idénticos y, por lo tanto, la solución para uno será idéntica a la solución del otro. Asumiendo un sólo escalar para ambos campos y luego reemplazar el escalar por el campo apropiado en la solución final parece ser más fácil que resolver por separado para cada componente. Por lo tanto, la ecuación de onda en términos de este escalar se verá como la ecuación 2.16 si reemplazamos V por Ψ .

$$\nabla^2 \Psi = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}; \quad (2.21)$$

se asume que los componentes del campo tienen una frecuencia angular armónica en el tiempo w con una cantidad diferencial Φ , entonces con $\Psi \sim e^{jw t}$ donde j es la unidad imaginaria y con la segunda derivada parcial obtiene el valor de -1.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = jw \Psi; \quad \implies \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -w^2 \Psi;$$

se concluye con las ecuaciones diferenciales parciales que esta puede ser resuelta por el método de separación de variables. Dado que la ecuación diferencial esta hecha por tres variables independientes r , Ψ y z , se asume que la solución puede ser de la siguiente forma.

$$\Psi = R(r)\Phi(\phi)Z(z); \quad (2.22)$$

dado que el interés esta en la propagación a lo largo de la dirección $+z$ (a lo largo del eje de la fibra) la variación en el campo z puede ser $e^{-j\beta z}$ donde β es la constante de propagación modal que esta ya determinada. Se tiene entonces la siguiente ecuación.

$$Z(z) = e^{-j\beta z}; \quad (2.23)$$

entonces si la ecuación diferencial 2.22 esta con respecto a z se obtiene:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -j\beta\Psi; \quad \implies \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\beta^2\Psi; \quad (2.24)$$

se considera ahora un punto (r, Φ, z) en el núcleo de la fibra óptica. Dejando r y z fijo, variando solamente Φ , el punto se mueve a lo largo del círculo en un plano transversal en el eje del núcleo de la fibra, es decir la dirección z . Para cambiar Φ en múltiplos de 2π se busca un punto $(r, \phi, z) = (r, \phi + 2m\pi, z)$ donde m es un entero, entonces se obtiene.

$$\Psi(r, \phi, z) = \Psi(r, \phi + 2m\pi, z);$$

esto se logra con ν como un entero es decir $\Phi(\Phi) = e^{j\nu\Phi}$ entonces:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \Phi} = j\nu\Psi; \quad \implies \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \Phi^2} = -\nu^2\Psi.$$

Las derivadas son sustituidas 2.16 y finalmente se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left[(w^2 \mu \epsilon - \beta^2) - \frac{\nu^2}{r^2} \right] R(r) = 0. \quad (2.25)$$

La ecuación 2.25 es conocida como la ecuación de Bessel que se resuelve con las soluciones seriales de las funciones de Bessel.

$$q^2 = w^2 \mu \epsilon - \beta^2. \quad (2.26)$$

Las soluciones de Bessel dependerán cercanamente a los parámetros de ν y q , donde ν es una cantidad entera positiva. Donde q puede tener diferentes soluciones puede ser real, imaginario, complejo, entonces se escoge una posible solución propia en el campo de distribución. Entonces β, μ y ϵ serán reales, donde q^2 puede ser positivo o negativo, si q es real entonces q^2 es positiva o puramente imaginaria entonces q^2 es negativo. Dependiendo del signo de q^2 . La ecuación de Bessel tendrá diferentes soluciones, en la ecuación 2.25 al tener un segundo orden diferencial, tiene dos constantes arbitrarias. Para $q^2 > 0$ las funciones de Bessel son llamadas funciones de Neumann y son denotadas por $J_\nu(qr)$ y $N_\nu(qr)$ respectivamente donde ν es el argumento de la función la ecuación 2.25 entonces puede ser escrita la combinación de dos funciones, donde α_1 y α_2 son constantes arbitrarias.

$$R(r) = \alpha_1 J_\nu(qr) + \alpha_2 N_\nu(qr). \quad (2.27)$$

Para $q^2 < 0$, las soluciones son llamadas funciones Bessel modificadas y son denotadas por $K_\nu\left(\frac{qr}{j}\right)$ y $I_\nu\left(\frac{qr}{j}\right)$ respectivamente. En este caso q es puramente imaginario y $\frac{qr}{j}$ es una cantidad real entonces la solución de la ecuación 2.25 queda de la siguiente manera.

$$R(r) = \eta_1 K_\nu\left(\frac{qr}{j}\right) + \eta_2 I_\nu\left(\frac{qr}{j}\right). \quad (2.28)$$

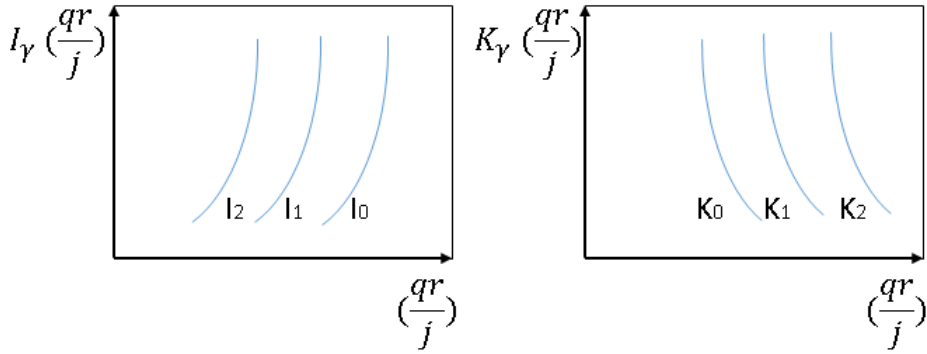


Figura 2.7: Funciones Bessel modificadas, de primer y segundo tipo.

En la Figura 2.7 muestra las funciones modificadas de Bessel, la propagación es constante en β es indeterminada, con ello y conocimiento del modelo de rayos de la luz podemos llegar a una solución. Hagamos referencia al problema de la propagación en modo guiado. Decimos que un modo es guiado cuando sus campos se limitan a la guía, y fuera de la guía los campos decaen monótonamente. Además, en la investigación del frente de onda del modelo de rayos, la naturaleza del patrón de campo generado normal a la interfaz de revestimiento de núcleo fue debido a la superposición de los frentes de onda del incidente y los rayos reflejados y por lo tanto, exhibe una variación de amplitud que atraviesa máximos y mínimos en el espacio correspondiente a la interferencia constructiva y destructiva. Para elegir la solución para dentro y fuera de la fibra óptica, para el núcleo se utiliza la 2.27 y para el exterior se utiliza 2.28 donde el valor de β será fundamental. Adentro del núcleo de la fibra se supone $r < a$ y $q^2 > 0$ además de que $\beta^2 < w^2 \mu \epsilon_1$ y para el revestimiento de la fibra $r > a$, $q^2 < 0$ y $\beta^2 > w^2 \mu \epsilon_2$, entonces suponiendo la propagación constante tenemos:

$$w\sqrt{\mu\epsilon_2} < \beta < w\sqrt{\mu\epsilon_1}. \quad (2.29)$$

La ecuación 2.27 es apropiado entonces $r < a$ y la solución para la ecuación 2.28 es apropiada $r > a$ se nota que en ambos términos no representa correctamente la ecuación de los campos de la fibra óptica, entonces los campos deben de ser finitos para cada punto, entonces α_2 y η_2 deben ser cero para que entonces $N_\nu(x)$ y $I_\nu(x)$ sean finitos en cada punto del espacio.

La solución para la ecuación de onda en el núcleo y el revestimiento de la fibra óptica puede ser escrito de la siguiente manera:

$$\Psi_1(r, \phi, z, t) = \alpha_1 J_\nu(ur) e^{j\nu\Phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.30)$$

$$\Psi_2(r, \phi, z, t) = \eta_1 K_\nu(wr) e^{j\nu\Phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.31)$$

donde:

$$q = u = \sqrt{w^2 \mu \epsilon_1 - \beta^2}; \quad (2.32)$$

$$q = j\omega = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon_2}. \quad (2.33)$$

Las ecuaciones 2.30 y 2.31 dadas para la solución de la ecuación de onda en una fibra óptica muestra el comportamiento de un campo electromagnético en el núcleo y el revestimiento de la fibra óptica. Las expresiones generales para el campo magnético y eléctrico dentro de una fibra óptica se escribe de la siguiente manera.

Adentro del núcleo ($r < a$):

$$E_{z1} = AJ_\nu(ur)e^{j\nu\phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.34)$$

$$H_{z1} = BJ_\nu(ur)e^{j\nu\phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.35)$$

adentro del revestimiento ($r > a$):

$$E_{z2} = CK_\nu(wr)e^{j\nu\phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.36)$$

$$H_{z2} = DK_\nu(wr)e^{j\nu\phi - j\beta z + j\omega t}; \quad (2.37)$$

donde A, B, C y D son constantes arbitrarias donde sus valores pueden ser determinados con la condiciones de límites apropiadas [38].

2.3.3. Modos de una fibra óptica.

Después de analizar la ecuación de onda de una fibra óptica, las fibras cilíndricas comparten con las planas la existencia de modos $TE(E_z = 0)$ y $TM(H_z = 0)$, sin embargo al estar limitada en dos direcciones vamos a necesitar dos números para identificar los modos, ahora serán TE_{lm} y TM_{lm} , ambos corresponden a rayos meridionales. Otra diferencia respecto a la guía-onda plana es la existencia de rayos no meridionales que permiten la existencia de modos donde tanto E_z como H_z son distintos de cero y se llaman modos HE_{lm} o EH_{lm} dependiendo de cual E o H participa más en el campo transversal.

De lo anterior, se puede concluir la complejidad de los modos de una fibra, afortunadamente las fibras que se usan para comunicaciones satisfacen la condición de guiado débil o dicho de otra forma $\Delta \ll 1$ es la diferencia relativa de índices de refracción. Esto implica que los ángulos de aceptación θ_α serán pequeños y por lo tanto los rayos en el interior de la fibra tendrán un ángulo pequeño respecto al eje de la fibra. Todo esto hace que haya modos que tengan constantes de propagación tan próximas que podamos considerarlos casi iguales. Técnicamente se denominan modos degenerados. La superposición de modos degenerados se corresponde con modos linealmente polarizados LP sin tener en cuenta cuales son las configuraciones de los campos de modo que sólo trabajaremos con estos modos. Tras este cambio brusco en la forma de calcular los modos, lógicamente también se complica la forma de calcular cuántos pueden ser guiados en el interior de la fibra. No se va a deducir aquí. Sin embargo vamos a dar como dato la frecuencia normalizada de la fibra, este es un dato que se calcula a partir de datos físicos de la fibra y nos va a dar información acerca de el número de modos que pueden ser guiados.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a(NA); \quad (2.38)$$

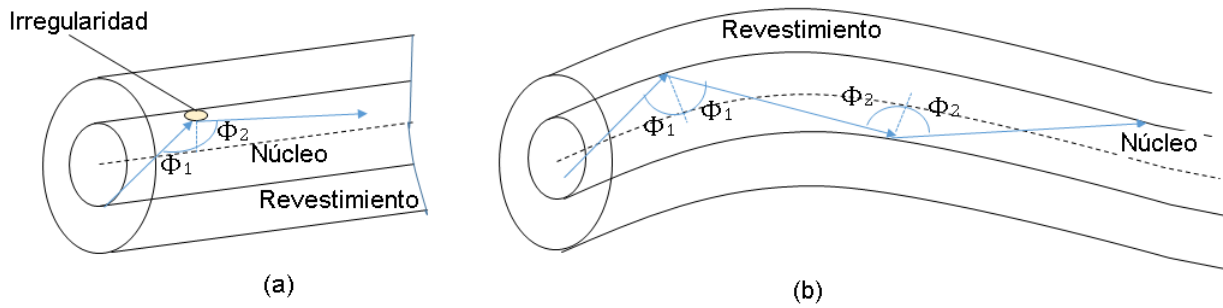


Figura 2.8: Dos posibles no-idealidades de la fibra que dan lugar a acoplamiento entre modos: (a) Irregularidad en la intercara entre núcleo y revestimiento; (b) Doblado de la fibra [2]

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a n_1 \sqrt{2\Delta}. \quad (2.39)$$

La frecuencia normalizada es un parámetro adimensional y suele llamarse el número V o valor de la fibra. La relación entre V y el número de modos dependerá del tipo de fibra. Los modos que no pueden ser guiados serán radiados al exterior.

2.3.4. Acoplamiento de modos.

Cuando la luz ha sido introducida en la fibra, la energía transmitida pertenecerá a alguno de los modos guiados. Todos los aspectos referidos a la propagación que hemos tratado hasta el momento tenían en cuenta guía-ondas perfectas, pero no lo son. Las no-idealidades de la fibra como: desviaciones del eje respecto a una línea recta, variaciones en el diámetro del núcleo, irregularidades en la intercara entre núcleo y el revestimiento, variaciones en el índice de refracción, tanto del núcleo como del revestimiento pueden cambiar las características de propagación de la fibra.

Estas variaciones tendrán el efecto de acoplar la energía transmitida de un modo a otro dependiendo de la perturbación específica. La óptica geométrica nos puede ayudar a entender el proceso que podemos observar en la Figura 2.8 que ilustra dos no-idealidades. Puede observarse que en ambos casos el rayo no mantiene el mismo ángulo respecto al eje de la fibra. El cambio de ángulo es equivalente al cambio de modo de transmisión. Así pues un modo determinado no se propaga a lo largo de la fibra sin grandes transferencias de energía hacia otros modos, al igual que también recibe estas transferencias, incluso cuando la fibra es de gran calidad. Esta conversión entre modos se llama acoplamiento entre modos o mezcla modal. Este acoplamiento entre modos va a causar que pueda transferirse energía desde un modo guiado a un modo radiado, con lo que la energía se pierde dando lugar a atenuaciones de la señal transmitida.

2.3.5. Tipos de fibra.

Vamos a empezar a ver los distintos tipos de fibras con los que nos podemos encontrar, hay varias subdivisiones y en un principio vamos a tratar los distintos perfiles de índices de refracción y el número de modos que se transmiten en una determinada fibra. Fibras de índice abrupto: Las fibras ópticas que se han visto en los apartados anteriores suponían dos índices de refracción n_1 para el núcleo y n_2 para la envoltura de forma que $n_1 > n_2$, esta fibra se denomina de índice abrupto porque el cambio de índices del núcleo a la envoltura es abrupto. Este tipo de perfil se puede definir de la siguiente forma $n_1, r < a$ estará en el núcleo y $n_2, r > a$, es el revestimiento de la fibra.

Otra forma de dividir las fibras sería teniendo en cuenta cuantos modos transmiten, uno (fibras monomodo) o más de uno (fibras multimodo), un ejemplo de ambas para índice abrupto puede verse en la Figura 2.9. La Figura 2.9 (a) muestra una fibra multimodo, suelen tener núcleos de $50\mu m$ de diámetro o mayores, que es suficiente para que se transmitan varios modos, se pueden ver los múltiples rayos dibujados que representan los distintos modos. En la Figura 2.9 (b) se representa una fibra monomodo, suelen tener núcleos de entre 2 y $10\mu m$ y sólo se ha representado el único modo permitido el LP_{01} . Las fibras monomodo tienen como ventaja principal la baja dispersión intermodal (ensanchamiento de los pulsos de luz), ya que sólo se transmite un pulso, mientras que las fibras multimodo abruptas tienen una considerable dispersión intermodal (al permitir la transmisión de muchos modos). Esto implica que las fibras monomodo permiten anchos de banda muy superiores a las multimodo. La ventaja de las fibras multimodo aparecen cuando los anchos de banda grandes no son necesarios porque permiten el uso de LEDs mientras que en las monomodo sólo pueden usarse láseres, permiten mayores aperturas numéricas, así como núcleos mayores lo que facilita el acoplamiento de emisores ópticos y tienen menores problemas a la hora de conexionar fibra. El número de modos permitidos en una fibra abrupta es dependiente de algunos parámetros físicos (los índices de refracción y el diámetro del núcleo) así como de la longitud de la onda transmitida, estos parámetros están reunidos en el número V que ya vimos en las ecuaciones 2.38 y 2.39 se podrá demostrar que el número de modos permitidos en una fibra se aproxima a la siguiente ecuación:

$$M_s \approx \frac{V^2}{2}. \quad (2.40)$$

2.3.6. Fibras de índice gradual.

Las fibras de índice gradual no tienen un índice de refracción constante en el núcleo, sino un índice que va decreciendo desde el eje de la fibra hasta que alcanza el valor de la envoltura a una distancia a (radio del núcleo) desde el eje esta variación puede representarse como

$$n(r) = \begin{cases} n_1[1 - 2\Delta(\frac{r}{a})^\alpha]^{\frac{1}{2}} & \text{núcleo } r < a; \\ n_1[1 - 2\Delta]^{\frac{1}{2}} = n_2 & \text{revestimiento } r \geq a; \end{cases} \quad (2.41)$$

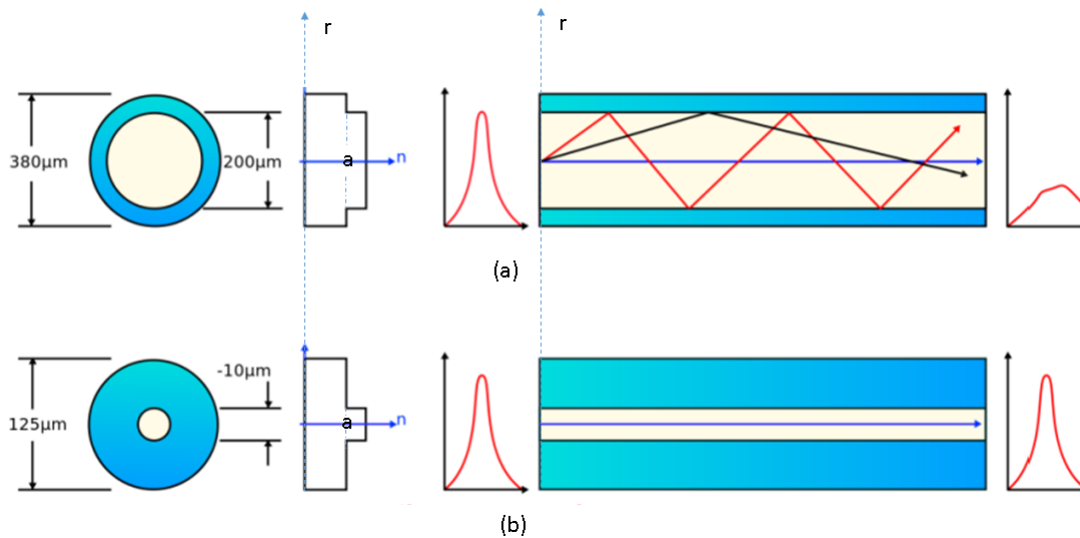


Figura 2.9: Perfil de índice de refracción y modos transmitidos en fibras de índice abrupto: (a) fibra abrupta multimodo; (b) fibra abrupta monomodo [2]

donde Δ es la diferencia relativa de índices de refracción y α es el parámetro que conforma el perfil característico de índice del núcleo. La ecuación 2.41 es una forma muy adecuada de representar el perfil de índice de refracción ya que para $\alpha = \infty$ tenemos el índice abrupto, para $\alpha = 1$ el triangular y para $\alpha = 2$ el parabólico. Los tres se pueden ver en la Figura 2.10. En la actualidad los perfiles de índice gradual que producen mejores resultados para propagación multimodo son los que tienen un perfil cuasi parabólico con $\alpha \approx 2$. Este tipo de fibras son tan usadas que el término índice gradual normalmente se usa para determinar a las de índice parabólico. Por dicho motivo nos vamos a basar en las fibras de índice parabólico para ver sus propiedades. Una fibra parabólica multimodo se representa en la Figura 2.11. Podemos observar como los rayos meridionales siguen caminos curvos en las cercanías del eje de la fibra, en lugar de los caminos rectos con reflexiones que vimos en las fibras de índice abrupto. Para intentar entender la forma en que se producen este tipo de trayectorias volveremos a los conceptos de la óptica geométrica y nos apoyaremos en la Figura 2.12. En ella podemos ver un rayo que se curva gradualmente al atravesar capas de cada vez menor índice de refracción, hasta que se produce la condición de reflexión total y el rayo vuelve hacia el eje de la fibra. Durante su trayectoria el haz es continuamente refractado. Las fibras graduales multimodo tienen mucha menor dispersión intermodal que las abruptas multimodo debido a su configuración. Gracias a esta característica el ancho de banda para las fibras graduales multimodo es muy superior a las abruptas multimodo sin perder las ventajas que presentaban estas últimas, el número de modos que puede transmitirse en una fibra gradual se calculará de forma distinta a las abruptas, no vamos a justificar de donde aparece la fórmula pero es la siguiente [2].

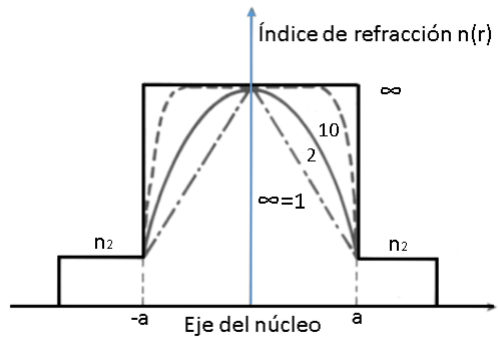


Figura 2.10: Distintos perfiles de índice de refracción para diferentes valores de α .

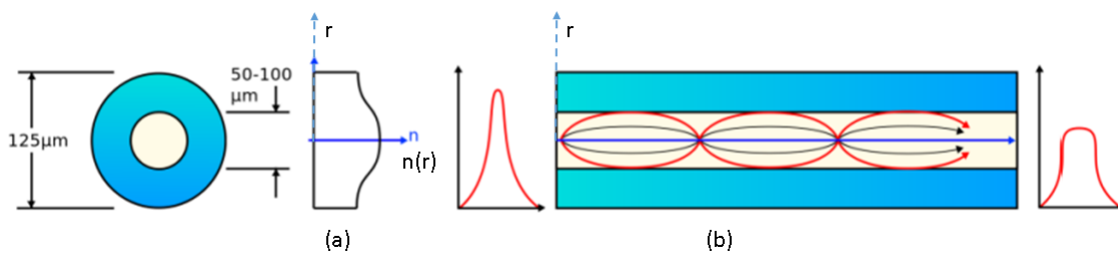


Figura 2.11: Perfil de índice de refracción y transmisión de rayos en una fibra de perfil parabólico.

2.4. Láseres de fibra óptica.

2.4.1. Amplificadores de fibra.

La implementación de las fibras ópticas en los sistemas de telecomunicaciones ha sido un paso muy importante en el desarrollo de la tecnología ya que ha permitido aumentar considerablemente la cantidad de información transmisible en un mismo enlace. Esto se debe a que se puede considerar un ancho de banda por mucho superior a los que se pueden alcanzar usando conexiones eléctricas. Además, gracias a las pérdidas extremadamente reducidas que ocasionan estas fibras ($\sim 0,2\text{dB/km}$), la información puede recorrer distancias considerables. Sin embargo, cuando se trata de distancias sumamente largas, superando los 100 o 1000 km, la necesidad de mantener un nivel de señal aceptable implica una amplificación periódica a lo largo del enlace. Anteriormente la solución a esto consistía en que cuando se detectaba la información óptica, tenían que amplificarla eléctricamente y luego convertirla otra vez a señal óptica con potencia incrementada, pero este procedimiento reducía drásticamente el ancho de banda del sistema de transmisión comparativo al de la fibra, [41] así que se recurrió a una solución mucho más sencilla, hacer que los amplificadores aumentaran directamente la potencia óptica sin necesidad de transformarla eléctricamente.

La mayoría de los amplificadores ópticos amplifican la luz incidente a través de la emisión estimulada. Lo principal es la ganancia óptica obtenida cuando el amplificador es

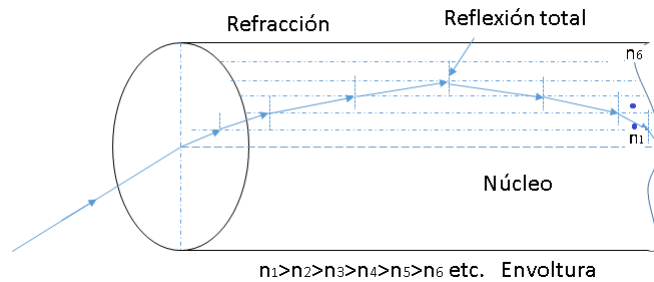


Figura 2.12: Diagrama de rayos expandido que nos muestra en lugar de una variación continua del índice de refracción una variación escalonada que es la que produce la curvatura de los rayos

bombeado para lograr la inversión de población. La ganancia óptica, en general, depende no sólo de la frecuencia (o longitud de onda) de la señal incidente, sino también de la intensidad del haz localizado en cualquier punto dentro del amplificador.

Los detalles de la frecuencia e intensidad dependen del medio del amplificador. Las más comunes son aquellas que utilizan elementos de tierras raras como medio de ganancia, dopando el núcleo de la fibra durante el proceso de fabricación. Entre los diferentes elementos de tierras raras que sirven como dopantes de las fibras se encuentran el Erblio (Er), Holmio (Ho), Neodimio (Nd), Samario (Sm), Tulio (Tm) e Iterbio (Tb), los amplificadores que cuentan con estos dopantes pueden operar a diferentes longitudes de onda, en el rango de 0.5 a 3.5 μm [41].

Un tipo de amplificadores que ha atraído mucho la atención ya que es muy útil en los modernos sistemas de comunicación de fibras ópticas son los amplificadores de fibra dopados de Erblio (EDFAs) los cuales operan en longitudes de onda cerca de 1,55 μm [42].

2.4.2. Amplificadores de fibra dopada con Erblio.

Recordando la estructura básica de un átomo que es un núcleo cargado positivamente rodeado por una nube de electrones negativos, y cada uno de estos electrones se mueve en su propio orbital alrededor del núcleo. Cuando el átomo absorbe energía, esta va a los electrones haciendo que se muevan más rápido o en diferentes orbitales. El punto crucial es que sólo ciertos orbitales son posibles para un electrón dado, por lo que el átomo puede absorber solamente ciertas cantidades de energía. Y una vez que el átomo ha absorbido algo de energía, este puede perder energía en cantidades específicas las cuales pueden representarse esquemáticamente como un diagrama de niveles energéticos como el de la Figura 2.13. Una de las formas en que un átomo puede ganar energía es absorbiendo un fotón. Pero tiene que ser un fotón completo ya que no se permite la absorción parcial. Esto significa que la energía del fotón debe corresponder exactamente con la diferencia de energía entre dos niveles del átomo [43]. Los fotones tienen una energía $E_p = hc/\lambda$ donde c es la velocidad de la luz en el vacío $c = 3 \times 10^8$ m/s y $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js es la constante de Planck.

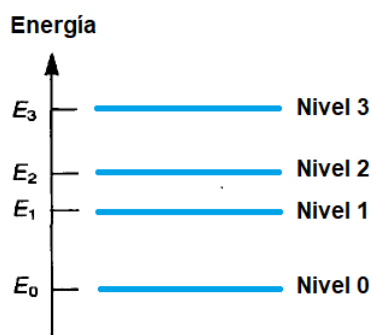


Figura 2.13: Representación esquemática de los niveles de energía permitidos para un átomo que corresponden a las diferentes configuraciones orbitales de sus electrones.

Tomando como ejemplo los átomos del medio activo en un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA), estos se pueden representar en un sistema de 3 niveles energéticos ya que, dentro de la fibra, el Erblio se ioniza tres veces Er^{3+} perdiendo tres de sus electrones periféricos. Dichos niveles son un nivel fundamental de mínima energía que es ocupado por la mayoría de los iones en ausencia de excitación, un nivel excitado y un nivel metaestable Figura 2.14.

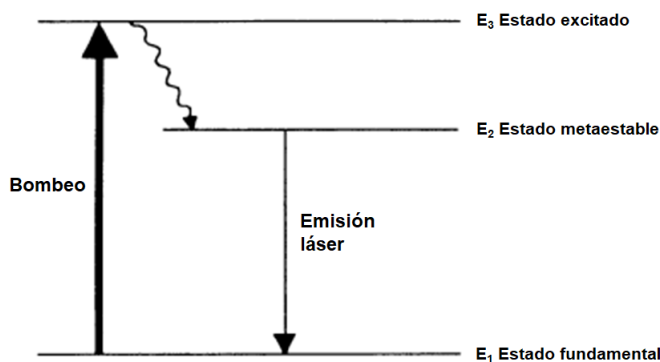


Figura 2.14: Diagrama del sistema de 3 niveles del Erblio Er^{3+} . La flecha ondulada indica un decaimiento rápido y no radiactivo del nivel de población.

Para poder excitar los iones de Erblio que se encuentran dentro de la fibra y que estos puedan saltar a niveles superiores, es necesario bombear a una longitud de onda de 980 nm o de 1480 nm. Considerando primero el caso de 980 nm. Sin bombeo en la fibra los iones se encuentran en el nivel fundamental, al momento de encender el bombeo una ráfaga de fotones interactúa con el medio activo, cuando un ion de Erblio absorbe uno de estos fotones, este ion se alza hasta el nivel excitado, por conservación de la energía, fenómeno al que se le denomina Absorción estimulada.

El tiempo de vida de los iones de erblio en el nivel excitado es muy corto, de modo que bajan muy deprisa desde este nivel hasta un nivel intermedio, el nivel metaestable.

Esta transición es no radia: la diferencia de energía no sirve para generar un fotón, sino vibraciones de la red cristalina rodeando el ion, o fonones y finalmente, calor. A diferencia del nivel excitado, el tiempo de vida del nivel metaestable es extremadamente largo ($\sim 10\text{ms}$), lo que le dio su nombre. Por consiguiente, en presencia de bombeo, este nivel se encuentra poblado con muchos iones, los cuales se almacenan en este nivel. Por otro lado, el nivel excitado se encuentra prácticamente vacío (este nivel sólo constituye una etapa de transición entre el nivel 1 y 2). Si el bombeo es capaz de alzar al nivel metaestable mas iones de los que se quedan en el nivel fundamental, se realiza una condición llamada inversión de población, que es necesaria para lograr la amplificación [42].

En el nivel metaestable de un fotón incidente puede provocar una emisión estimulada liberando un fotón de la misma longitud de onda, polarización y fase del fotón incidente. Por otro lado, si los fotones de señal no llegan para producir emisión estimulada, los iones excitados sufren un decaimiento emitiendo un fotón incoherente, ocurriendo así el fenómeno denominado emisión espontánea. Estos fotones que se emiten espontáneamente son amplificados por emisión estimulada reduciendo la ganancia de señal y decreciendo la población del estado superior. Como este es un proceso aleatorio, la emisión puede poseer cualquier frecuencia dentro del espectro de emisión del Erblio y al no tener las propiedades de los fotones de la señal, no contribuyen a su amplificación. En otras palabras, constituyen un ruido que no reproduce la información contenida en la señal. Este ruido es conocido como Emisión Espontánea Amplificada (ASE, Amplified Spontaneous Emission), la cual consiste de un componente en dirección de propagación del haz de señal (ASE forward, ASE+) y otro en dirección contraria (ASE backward, ASE-). Por consiguiente, estos dos ruidos se pueden medir en las extremidades respectivas del EDFA. Cuando no hay señal en la entrada del EDFA o cuando esta es muy débil, la totalidad de la ganancia prácticamente es disponible para amplificar el ASE como en la Figura 2.15.

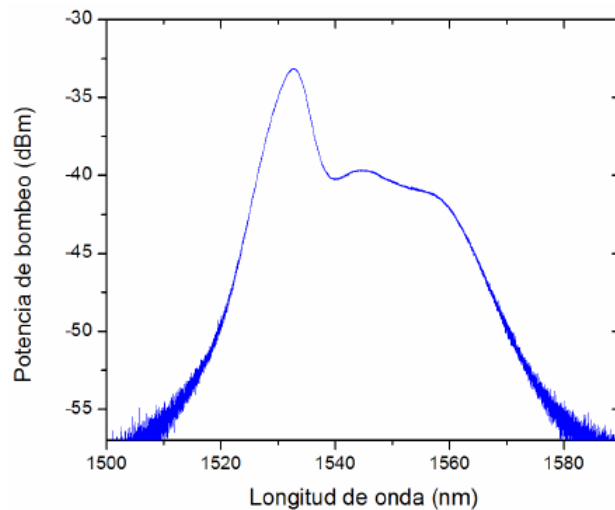


Figura 2.15: Espectro ASE+ medido a la salida de un EDFA sin señal en la entrada con el pico de amplificación característico a 1530 nm.

El ASE generado por los EDFAs degrada significativamente la calidad de la señal en un sistema de comunicaciones ópticas. Por eso, el estudio de este ruido tiene una gran importancia práctica [41–45]

2.4.3. Modelado de un amplificador de Erbio-Iterbio.

Para obtener una amplificación en un EDFA, es necesario una inversión de población entre los niveles fundamental y metaestable por lo que al menos la mitad de la población de los iones de erbio que se encuentren en el nivel fundamental necesitaran saltar al nivel metaestable para tener una inversión de población. Esto implica que es necesario un aumento en la potencia de bombeo de umbral para la amplificación y es un inconveniente conocido en los sistemas de tres niveles de los amplificadores. Debido a esto para obtener una eficiencia más satisfactoria del sistema es necesario codopar la fibra con otros iones de tierras raras. Un elemento particular para trabajar en temperatura ambiente es el Iterbio (Yb). La presencia de iones de Iterbio incrementa la absorción de bombeo, extiende la posible selección de longitudes de onda de bombeo y reduce la fluorescencia (es decir, aumenta la concentración de iones de Erbio) [46–49].

Los fotones procedentes de la fuente de bombeo son absorbidos por el Iterbio que tiene dos niveles energéticos $F_{7/2}$ (nivel fundamental) y $F_{5/2}$ (nivel excitado) con sus respectivas densidades de población $N_{1'}$ y $N_{2'}$, con un rango de absorción de 900 nm –1 μ m, subsecuentemente la energía es transferida de manera no radiativa al nivel $I_{11/2}$ del Erbio como se muestra en la Figura 2.16. El nivel $I_{11/2}$ (nivel excitado) del Erbio tiene un tiempo de vida muy corto (0.1 – 10 μ s) de modo que decaen rápidamente de forma no radiativa al nivel $I_{13/2}$ (nivel metaestable). La transferencia del Erbio al Iterbio también es posible, pero se reduce por el rápido decaimiento de los iones del nivel excitado al nivel metaestable del Erbio. La amplificación toma lugar entre los niveles $I_{13/2}$ (nivel metaestable) e $I_{15/2}$ (nivel fundamental) con sus respectivas densidades de población N_2 y N_1 [48, 49]. Las ecuaciones de razón para los cambios de población están escritas como en la referencia [47]:

$$\frac{\delta N_{2'}}{\delta t} = \sigma_{abs}^p (N_{1'} - N_{2'}) \phi_p - \Gamma_{yb} N_{2'} - k N_{2'} N_{1'}; \quad (2.42)$$

$$\frac{\delta N_1}{\delta t} = (\sigma_{\theta m}^s N_2 - \sigma_{abs}^s N_1) \phi_s + \Gamma_{21} N_2 - k N_{2'} N_1; \quad (2.43)$$

$$\frac{\delta N_2}{\delta t} = (\sigma_{\theta m}^s N_2 - \sigma_{abs}^s N_1) \phi_s - \Gamma_{21} N_2 + \Gamma_{32} N_3; \quad (2.44)$$

donde $N_{1'}$ y $N_{2'}$ son las densidades de población del Iterbio (Yb^{3+}) con $F_{7/2}$ y $F_{5/2}$ como sus niveles de energía respectivamente; N_1, N_2, N_3 son las densidades de población del Erbio Er^{3+} con sus niveles de energía $I_{15/2}, I_{13/2}$ e $I_{11/2}$ respectivamente; σ_{abs}^p es la sección eficaz de las transiciones de los niveles del iterbio al momento de la absorción del bombeo (la sección eficaz de emisión $\sigma_{\theta m}^p$ dada en la Figura 2.16, se considerará igual a la sección eficaz de absorción debido a los niveles infinitamente delgados); $\sigma_{abs}^s, \sigma_{\theta m}^s$ son las secciones eficaces de absorción y emisión de la salida. Γ_{yb} es la razón de transición espontanea del

estado excitado al estado fundamental del Yb^{3+} ; Γ_{21} y Γ_{32} son la razón de transición espontánea del estado $I_{13/2}$ al estado fundamental y del estado $I_{11/2}$ al estado $I_{13/2}$ del Er^{3+} respectivamente. ϕ_p y ϕ_s son el flujo de fotones del bombeo y la señal, respectivamente. k es el coeficiente de transferencia de la energía del nivel $F_{5/2}$ del Yb^{3+} al nivel $I_{11/2}$ del Er^{3+} .

Estas ecuaciones describen la evolución de la densidad de población en los iones de Erblio e Iterbio. Este grupo de ecuaciones esta formulado bajo la condición de que todos los iones de tierras raras se distribuyen entre los niveles de energía establecidos en la Figura 2.16:

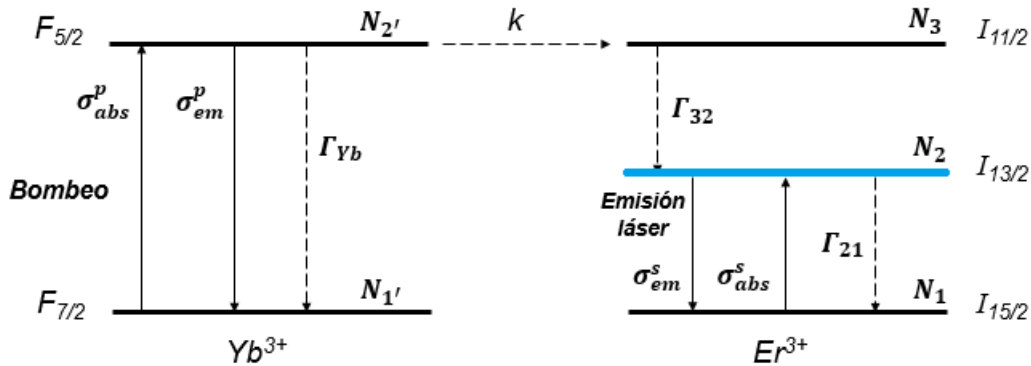


Figura 2.16: Diagrama de los niveles energéticos del medio activo de un amplificador de fibra codopada con Erblio e Iterbio.

$$N_{1'} + N_{2'} = N_{Yb}; \quad (2.45)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_{Er}; \quad (2.46)$$

donde N_{Yb} es la densidad de iones del Iterbio y N_{Er} es la densidad de iones del Erblio [47, 48].

Los amplificadores de fibras codopadas con Erblio e Iterbio generalmente se construyen con fibras de doble revestimiento ya que aumentan significativamente la potencia de salida del amplificador, ya que los iones del Yb^{3+} absorben la mayor parte de la potencia de bombeo y la correlación cruzada entre los iones de Iterbio y de Erblio garantiza la transferencia de energía, esta transferencia es usada para generar la inversión de población entre los niveles de laseado del Erblio y la señal se amplifica a través de la emisión estimulada. Además, una fibra de doble revestimiento proporciona un medio simple y eficiente para absorber la luz de una fuente de bombeo multimodal [49].

2.4.4. Láseres.

Un láser es un oscilador óptico. Al igual que otros tipos de osciladores (por ejemplo, eléctrico), un láser es una cavidad de resonancia que contiene un medio amplificador,

también llamado medio láser, que proporciona una ganancia que compensa las pérdidas inevitables que ocurren en la cavidad (estas incluyen la salida). Dos geometrías de la cavidad de resonancia se pueden encontrar: la cavidad lineal (o Fabry-Perot), que mantiene un perfil de onda estacionaria entre dos espejos delimitando la cavidad, y la cavidad de anillo, dentro de la cual una onda progresiva unidireccional se propaga indefinidamente, como se muestra en la Figura 2.17. Para que una radiación se pueda mantener indefinidamente en una cavidad láser, hay que proporcionar periódicamente ganancia a la señal, lo que necesita la introducción en el sistema de una fuente de potencia exterior, o bombeo. Esta potencia va a excitar el medio láser, constituido por un conjunto de átomos, iones, moléculas o electrones que por eso se van a alzar desde su nivel fundamental hasta un nivel superior [41]. Los dos parámetros más importantes que caracterizan un láser son la

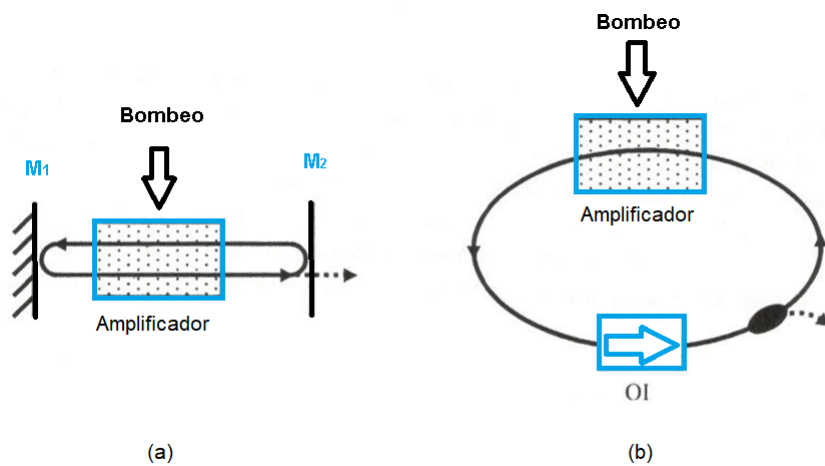


Figura 2.17: (a) Cavidad láser lineal (Fabry-Perot) donde M_1 es un espejo completamente reflexivo y M_2 es un espejo parcialmente reflexivo. (b) Cavidad láser de anillo donde OI es un aislador óptico, necesario para evitar una onda contra propagante.

potencia de bombeo y la eficiencia con la que el láser convierte la potencia de bombeo en potencia de láser una vez que se ha alcanzado el umbral. El umbral del láser se determina al exigir que la ganancia compense las pérdidas totales de la cavidad durante cada ciclo. Si consideramos una cavidad de Fabry-Perot, formada al colocar dos espejos de reflectancia R_1 y R_2 en los dos extremos de una fibra de longitud L [42], y también asumimos un coeficiente de ganancia por unidad de longitud g en el material láser invertido. En cada paso a través del material, la intensidad aumenta por un factor de $\exp(gL)$. En cada reflexión se pierde un factor $1 - R_1$ o $1 - R_2$ de energía. Comenzando en un punto, la radiación sufrirá dos reflexiones antes de que pueda pasar el mismo punto en la dirección original. Es así como se establece la condición de umbral:

$$R_1 R_2 \exp(2gL) = 1. \quad (2.47)$$

Cuando la amplificación supera las pérdidas dentro de la cavidad, esta se vuelve inestable. En este caso se acumularán oscilaciones a partir de una pequeña perturbación. Claramen-

te si la ganancia es de ida y vuelta

$$G = R_1 R_2 \exp(2gL). \quad (2.48)$$

En la ecuación 2.48 el valor es mayor que 1, la radiación de la frecuencia apropiada se acumulará rápidamente hasta que sea tan grande que las transiciones estimuladas agotarán el nivel superior y reducirán el valor de g .

En un oscilador, una serie de mecanismos de pérdida son responsables de atenuar el haz; los más importantes son las pérdidas por reflexión, dispersión y absorción causadas por los diversos componentes ópticos. Es conveniente agrupar todas las pérdidas que son proporcionales a la longitud del medio de ganancia, tales como la absorción y la dispersión, en un coeficiente de absorción α . La condición para la oscilación es entonces a continuación:

$$R_1 R_2 \exp(g - \alpha)2L = 1; \quad (2.49)$$

reordenando términos de la ecuación 2.49. Las pérdidas que no dependen de la longitud del medio de ganancia como la dispersión en las interfaces o la reflexión de Fresnel, pueden considerarse como fugas en el espejo [50].

Un oscilador óptico también se caracteriza por sus modos transversales y longitudinales. Los modos transversales se refieren a distribuciones específicas que se reproducen así mismas después de un recorrido por la cavidad. El modo transversal fundamental de un resonador láser puede describirse como:

$$E(x, y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right); \quad (2.50)$$

donde x y y representan las coordenadas transversales al eje del resonador y ω_0 es el tamaño del punto (spot size). El modo fundamental se caracteriza por un frente de fase uniforme y tiene la menor divergencia de difracción. Los modos transversales de orden superior tienen inversiones de fase y ceros a través del haz. Por lo tanto, la mayoría de láseres están diseñados para funcionar en el modo transversal fundamental.

Dado que las ondas ópticas de la cavidad rebotan de un lado a otro entre los dos espejos, es necesario que cuando una onda regrese después de un ciclo se encuentre en fase con la onda existente en el plano inicial. Sólo bajo tal condición pueden existir ondas ópticas dentro de la cavidad. Por lo tanto, la cavidad admitirá sólo aquellas frecuencias por las cuales el desplazamiento de fase de ida y vuelta sea un entero múltiplo de 2π . Si n representa el índice de refracción del medio y L es la longitud de la cavidad, entonces las oscilaciones pueden tomar lugar únicamente a frecuencias ν_q que satisfagan:

$$\frac{2\pi\nu_q}{c} n2L = q2\pi; \quad (2.51)$$

siendo q un número entero y c la velocidad de la luz. Estas frecuencias de oscilación representan los diversos modos longitudinales de la cavidad. Debido a que el medio de amplificación se caracteriza por un espectro de ganancia determinado por g . La presencia

de la cavidad implica que dentro de este espectro sólo pueden oscilar las frecuencias que satisfacen la ecuación 2.51 como se muestra en la Figura 2.18, por lo tanto, a medida que aumenta el bombeo y cuando se alcanza el umbral, el modo longitudinal más cercano al pico de ganancia será el primero en comenzar a oscilar. Si el bombeo aumenta aún más, otros modos adyacentes también pueden comenzar a oscilar, lo que llevaría a un modo de oscilación multilongitudinal. La anchura espectral del láser sería en tal caso más grande que en un sólo modo de oscilación longitudinal [51].

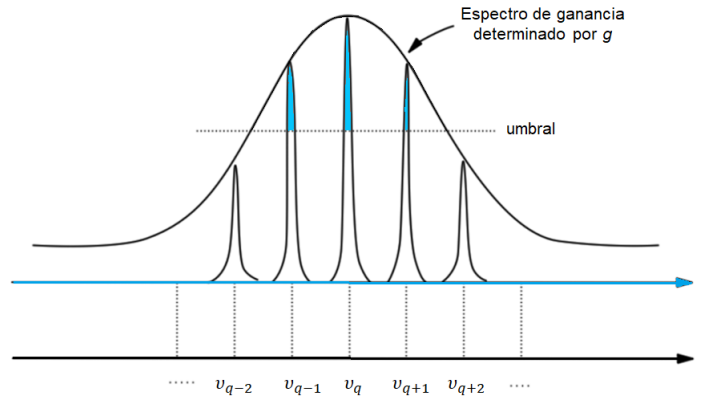


Figura 2.18: El medio amplificador proporciona ganancia a diferentes frecuencias y está determinado por el coeficiente de ganancia por unidad de longitud g y dentro de este espectro sólo pueden tener lugar un conjunto de frecuencias discretas determinadas por la ecuación 2.51.

2.4.5. Láseres pulsados de fibra óptica mediante la técnica de Q-switch.

La técnica que se denomina Q-Switch se basa en retener una gran cantidad de energía dentro de la cavidad suministrada por la fuente de bombeo, previniendo que se alcance el umbral del láser. Durante este corto período de tiempo los iones comienzan a excitarse subiendo a niveles de energía más altos sin poder relajarse. Esto permite la generación de pulsos de láser de duración comparable al tiempo de decaimiento de los fotones, es decir de unos pocos nanosegundos a unas pocas decenas de nanosegundos y además un alto nivel energético, mucho mayor que la energía que sale de un láser de onda continua, en el rango de los megavatios [52].

El término Q-switch se deriva del factor de calidad o factor Q de un resonador láser el cual se relaciona a las pérdidas de la cavidad, entre más alto sea el factor Q más baja será la pérdida de la energía en relación a la energía almacenada dentro de la cavidad. El factor de calidad Q se define como la relación entre la energía almacenada en la cavidad y la pérdida de la energía por ciclo [53]. Como se muestra en la ecuación 2.52 donde E_a es la energía almacenada y E_p es la energía perdida en un ciclo de oscilación:

$$Q = 2\pi * \frac{E_a}{E_p}. \quad (2.52)$$

En otras palabras, un láser Q-switch es aquel cuyo resonador puede controlar su factor Q, lo que permite que las pérdidas dentro de la cavidad puedan modularse. En un láser Q-switch, la energía obtenida por bombeo es almacenada en un medio activo en donde la inversión de población alcanzará valores mucho más energéticos que los podría alcanzar si se tratara de un láser en condiciones normales, y aunque la energía almacenada está muy por encima del umbral del láser, la acción no comienza ya que se previene mediante la inducción de pérdidas, es decir, provocando un factor Q bajo. Si el bombeo no cede, la alta ganancia de la energía almacenada en el medio activo provocará que este se sature ocasionando la liberación de toda esa energía en forma de un pulso en un tiempo demasiado corto. Este tiempo es del orden de la vida media de los niveles energéticos superiores [52].

En la Figura 2.19 se muestra el proceso para la generación de pulsos Q-switch.

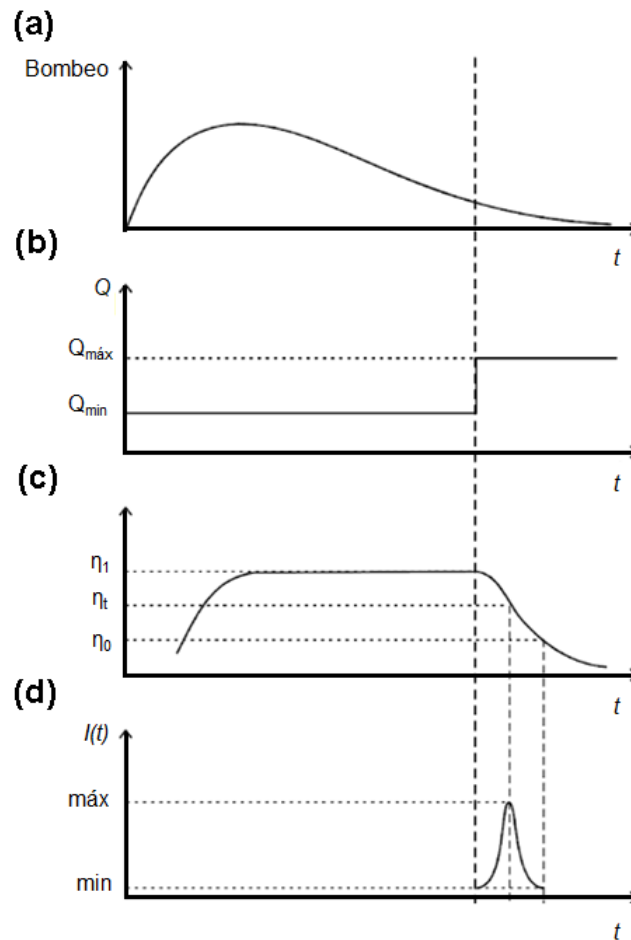


Figura 2.19: Proceso para la generación de un pulso Q-switch: (a) bombeo, (b) pérdidas de potencia dentro de la cavidad, (c) inversión de población dada en un sistema de tres niveles, (d) generación del pulso.

2.4.6. Ecuaciones de un pulso para un sistema de tres niveles de un láser Q-switch.

Debido a que el medio de ganancia del láser es una fibra dopada con Erblio, será posible describir su comportamiento como un sistema de tres niveles. El proceso de laseado estará gobernado por dos variables que son el número de fotones por unidad de volumen en el resonador $\eta(t)$, y la inversión de población de los niveles energéticos por unidad de volumen $N(t)$; ambos en función del tiempo. La ecuación que rige la densidad del número de fotones es la siguiente:

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\eta}{\tau_p} + \frac{N\eta}{N_t\tau_p}. \quad (2.53)$$

El primer término representa la pérdida de fotones dentro del resonador a una velocidad dada por el inverso de la vida media del fotón $\frac{1}{\tau_p}$. El segundo término representa las ganancias netas de fotones, procedente de la emisión y absorción estimulada, donde N_t es la inversión de población dada en el umbral del láser. Mientras $N > N_t$ y $\frac{\delta\eta}{\delta t}$ será positivo y η se incrementará. Cuando hay un estado de equilibrio, es decir $\frac{\delta\eta}{\delta t} = 0$, entonces $N = N_t$.

La ecuación que rige la inversión de población dentro del medio activo es la siguiente:

$$\frac{\delta N}{\delta t} = \frac{N_0}{\tau_{sp}} - \frac{N}{\tau_{sp}} - 2\frac{N\eta}{N_t\tau_p}. \quad (2.54)$$

El primer término de la ecuación a la derecha representa la absorción desde el nivel fundamental hasta el nivel de bombeo, el segundo término representa la emisión espontánea en cada uno de los niveles mientras que el tercer término es el doble del segundo término a la derecha de la ecuación 2.53, y con signo opuesto. Esto refleja el hecho de que la generación de un fotón por una transición inducida reduce un ion la población del segundo nivel mientras que aumenta un ion la población del primer nivel, lo que disminuye la diferencia de población en dos iones, representaría a la emisión estimulada [54].

Una estimación de la duración de un pulso en un sistema de tres niveles para un láser Q-switch es el siguiente:

$$\Delta t = \tau_p \frac{\eta_1 - \eta_0}{\eta_1 - \eta_t [1 + \ln(\frac{\eta_1}{\eta_t})]}. \quad (2.55)$$

Donde τ_p es la vida media del fotón, η_1 , η_t y η_0 son el valor inicial, el valor del umbral y el valor final de las densidades de la inversión de población. Este tiempo es del orden de los nanosegundos.

2.4.7. Medición de los pulsos de salida.

Medir la salida de un láser de onda continua es simple, ya que la energía fluye suave y constante desde el láser, como se muestra en la Figura 2.20, únicamente a la salida se va a medir la cantidad de energía que sale durante un período de tiempo. Sin embargo,

con un láser pulsado surgen interrogantes como el saber cuánta es la energía que lleva cada pulso, o el número de pulsos que se van a dar en un tiempo dado. Cuando se mide la salida de un láser de onda continua, se mide la cantidad de energía, cuyas unidades son los joules, que sale durante un tiempo determinado y su velocidad, es decir, el número de joules por segundo, es la potencia del láser que se mide en Watts. Para un láser pulsado habrá dos tipos de mediciones de potencia: la potencia pico y la potencia promedio. La potencia promedio es simplemente una medida de la velocidad promedio a la que fluye la energía del láser durante todo un ciclo. Por ejemplo, si un láser produce un sólo pulso de medio joule por segundo, su potencia promedio es de 0.5 W.

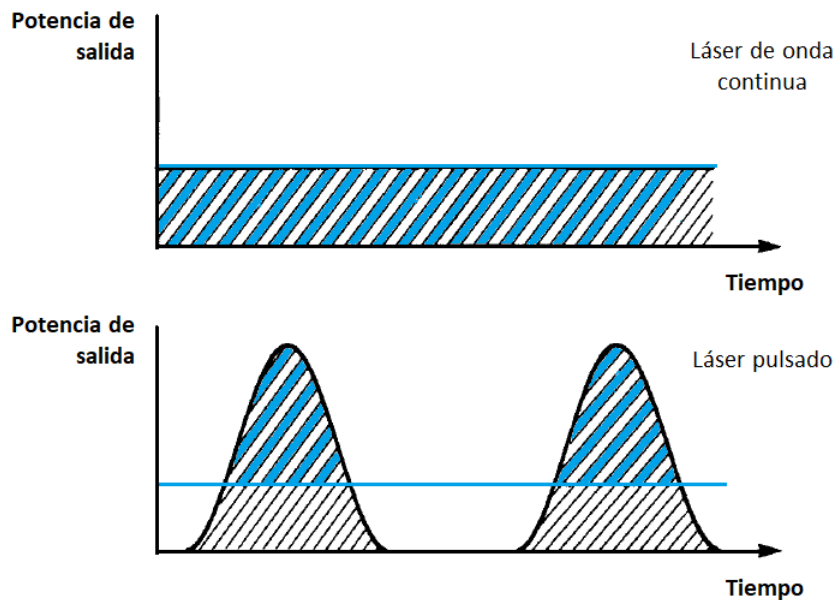


Figura 2.20: Se muestra un láser de onda continua en primer lugar, en la parte inferior se muestra la energía de un láser pulsado se concentra en paquetes por lo que su potencia es mayor.

Por otro lado, la potencia pico (P_p) es una medida de la velocidad en que la energía sale durante el pulso (E_p en joules). Por ejemplo, si este mismo láser produce su salida de medio Joule en un pulso de un microsegundo de duración, entonces la potencia pico es de 500 000 Watts ($\frac{0,5J}{1 \times 10^{-6}s} = 500000 \text{ J/s}$). La frecuencia de repetición (F_r en hertz) es la medida del número de pulsos que el láser emite por segundo. El período de un pulso láser es la cantidad de tiempo desde que inicia un pulso láser hasta que inicia el siguiente pulso. Este sería el recíproco de la frecuencia de repetición. La potencia pico suele ser mucho más grande que la potencia promedio (P_p promedio en watts) y aunque se trate de la misma cantidad de energía, esta se encontrará compactada en varios pulsos de los cuales se podrá medir el periodo y la duración del pulso (D_p en segundos) y por consecuencia obtener la frecuencia de repetición y la potencia pico como se muestra en las ecuaciones

2.56 y 2.57 como se menciona en las siguientes referencias [55, 56].

$$E_p(J) = \frac{P_{promedio}}{F_r}; \quad (2.56)$$

$$P_p(J) = \frac{E_p}{D_p}. \quad (2.57)$$

2.4.8. Tipos de láseres Q-switch.

Hay cuatro tipos comúnmente usados de láseres Q-switch y que podrían clasificarse en alguna de las dos categorías de activo o pasivo. La diferencia es que un Q-switch activo es aquel donde se utiliza un dispositivo capaz de modular las pérdidas dentro de la cavidad, este modulador puede ser acusto-óptico [57, 58], electróptico [59, 60] o mecánico. Un modulador acusto-óptico se trata de un material transparente, generalmente de cuarzo, con un transductor acústico unido a un lado, similar a un altavoz ya que crea una onda de sonido en el material transparente. Esta onda sonora es una perturbación periódica del material, y cualquier luz que esté viajando a través del material tendrá esta perturbación como una serie de rendijas, por lo tanto, la luz se difractará por interferencia provocando pérdidas en la cavidad y un Q bajo será capaz de prevenir la oscilación laser, de esta manera al retirar las ondas sonoras rápidamente provocará un aumento en Q y la generación del pulso. Un modulador electróptico es un dispositivo al cual si se le aplica un campo eléctrico entonces su índice de refracción cambia. Hay dos tipos, el más comúnmente usado es un cristal llamado celda de Pockels y un medio líquido denominado celda de Kerr. Si este dispositivo se combina con un polarizador y se coloca dentro del resonador serviría como un Q-switch. Al aplicarse un voltaje al cristal provocará que su polarización gire y evitará que la luz cruce por el polarizador provocando que Q baje, una vez que se haya logrado una óptima inversión de población, se elimina el voltaje y Q aumentará provocando el pulso. Un modulador mecánico es un dispositivo que cuenta con un prisma o un espejo rotatorio. Mientras la fuente bombea el prisma está girando y cuando el prisma gira en la alineación adecuada entonces este proporciona retroalimentación y genera el pulso [55].

Un láser Q-switch pasivo contiene un medio de ganancia y un absorbedor saturable que funcionará como modulador de pérdidas, esta es una propiedad de los materiales donde la absorción de la luz disminuye con el aumento de la intensidad. Es decir, que, a una alta intensidad de luz incidente, todos los iones que se encuentran en el estado base se excitarán a un estado superior hasta que el material se sature y libere toda la energía de golpe, generando un pulso corto e intenso. Si el medio de ganancia se satura antes que el absorbedor saturable, el láser tenderá a oscilar como onda continua [61].

Existen diferentes materiales que funcionan como absorbedor saturable, tales como semiconductores [61, 62], nanotubos de carbono [63, 64], grafeno [65, 66], cristales [67–69] o fibras dopadas con tierras raras [70–72] como el Erblio y el Iterbio. Independientemente del material específico del absorbedor saturable, se pueden definir algunos parámetros macroscópicos del absorbedor que determinaran el proceso de generación de impulsos.

Las propiedades macroscópicas importantes de un absorbedor saturable son la profundidad de modulación, la pérdida no saturable, la fluencia de saturación, la intensidad de saturación y los tiempos de respuesta del impulso o recuperación [73]. A bajas potencias de bombeo puede suceder que, dentro de la fibra dopada, la inversión de población no se mantenga en toda la longitud de la fibra, por lo tanto, la fibra dopada también actuará como un absorbedor saturable y al ocurrir esto, la luz saldrá en forma de pulsos comportándose como un Q-switch pasivo. Este tipo de comportamiento se le denomina self Q-switch y depende completamente de la longitud de la fibra dopada y la potencia con la que se esté bombeando. Si se desea evitar un self Q-switch bastará con aumentar la potencia de bombeo así se repondrá la inversión de población a un ritmo más rápido ocasionando que la frecuencia de los pulsos se incremente hasta que se vuelva onda continua. Otro método sería, cortando la fibra hasta que dejara de ocurrir este comportamiento [74].

2.5. Resonancias eletromagnéticas.

En esta sección explicará de forma teórica la formación de resonancias producidas en la transmisión de luz a través de fibra óptica, las condiciones para la aparición de estas y sus propiedades.

2.5.1. Resonancias generadas en fibras ópticas recubiertas.

Los recubrimientos de películas delgadas en una fibra óptica con parte imaginaria del índice de refracción no nula sobre guía de ondas ópticas introduce pérdidas en la propagación de la luz en determinados rangos de longitud de onda [75]. Dependiendo de las propiedades dieléctricas del material que forma el recubrimiento se pueden distinguir tres casos [76]. El primer caso ocurre cuando la parte real de la permitividad del material es negativa y superior en valor absoluto a su parte imaginaria y a la permitividad del material que rodea al recubrimiento (la guía de onda óptica y el medio externo en contacto con el recubrimiento). En este caso, se produce el acoplamiento entre la luz que se propaga por el interior de la guía de onda y un plasmón superficial o surface plasmon (SP), también denominado surface plasmon polariton (SPP) [76, 77]. Este fenómeno dará lugar a la resonancia originada por plasmones superficiales o Surface Plasmon Resonance (SPR). El segundo caso ocurre cuando la parte real de la permitividad del material que forma el recubrimiento es positiva y superior en valor absoluto a su parte imaginaria y a la permitividad del material que rodea al recubrimiento. Algunos autores consideran estos modos como modos guiados de largo alcance (long-range guided modes) [76], mientras que otros los denominan como «modos con pérdidas» [3, 75]. En este trabajo se denominarán «modos con pérdidas» o lossy modes (LM) para diferenciarlos del resto de modos guiados y serán los que den lugar al segundo tipo de resonancia (Lossy Mode Resonance o LMR). El tercer caso ocurre cuando la parte real de la permitividad del material que forma el recubrimiento está cerca de cero y el valor absoluto de su parte imaginaria es elevado [76]. Este último caso es conocido como long-range surface exciton polariton (LR-

SEP).

Así, si se relaciona la permitividad de un material (ϵ) con su índice de refracción complejo ($N = n + jk$) según la expresión 2.58 se pueden establecer las condiciones en cuanto al índice de refracción del recubrimiento para que ocurran cada uno de los fenómenos de resonancia descritos anteriormente como se muestra en la Figura 2.21.

$$\epsilon = \epsilon + j\epsilon'' = N^2 = (n + jk)^2 = n^2 - k^2 + j2nk; \quad (2.58)$$

de donde se extrae que:

$$\epsilon' = n^2 - k^2;$$

$$\epsilon'' = 2nk.$$

Partiendo de un dispositivo como el que se representa en la Figura 2.22 y atendiendo a las condiciones que se deben cumplir para cada uno de los casos de resonancia (SPR y LMR) se obtienen las relaciones correspondientes entre n y k . El caso particular en el

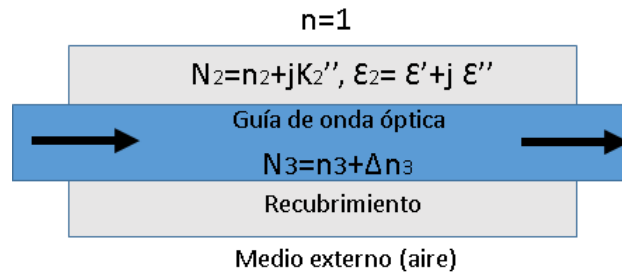


Figura 2.21: Representación esquemática de una guía de onda óptica recubierta por un material como se muestra en la referencia [3].

que $E_2' > 0, E_2' > E_2''$ y $E_2' > E_3'$ que corresponde al caso con el que se trabajará en esta sección y desarrollando la expresión 2.21 se deberán cumplir las condiciones que se enumeran en la para cada uno de los casos según la tabla 2.1.

Resonancias	Permitividad	Índice de refracción
SPR	$\epsilon' < 0$ y $ \epsilon' < \epsilon'' $	$k > (\sqrt{2} + 1)n$ y $k^2 - n^2 > 1,45^2$
LMR	$\epsilon' > 0$ y $ \epsilon' > \epsilon'' $	$k < (\sqrt{2} - 1)n$ y $n^2 - k^2 > 1,45^2$
LRSEP	$\epsilon' \sim 0$ y $\epsilon'' \uparrow\uparrow$	$(\sqrt{2} - 1)n < k < (\sqrt{2} + 1)n$ y $ n^2 - k^2 < 1,45^2$

Tabla 2.1: Fenómenos de resonancia originados en guía de ondas recubiertas por materiales de espesor fino con $n_2 > 0$ y $k_2 < 0$ [4].

Si se representa la parte real del índice de refracción del recubrimiento (n_2) a lo largo de una recta, se pueden obtener los valores para los que se producirá cada uno de los fenómenos en función del valor de su parte imaginaria k_2 según se muestra en la Figura 2.23. Durante los últimos años, se han originado cientos de publicaciones en torno

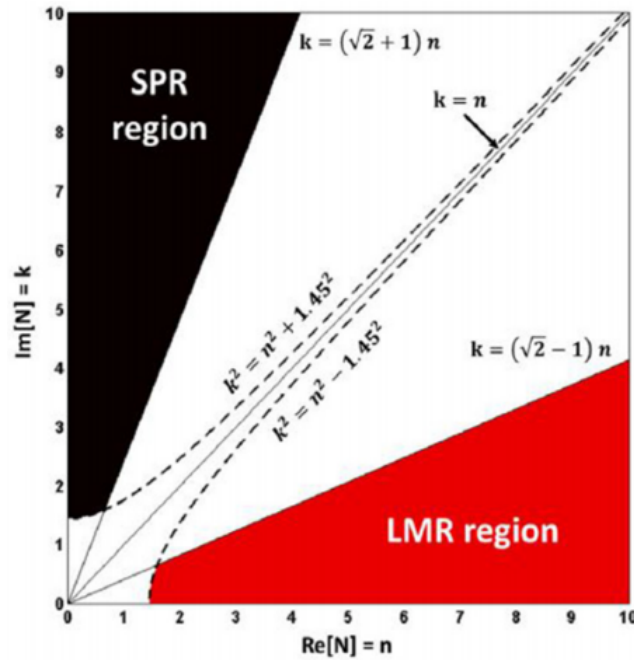


Figura 2.22: Representación esquemática del sistema óptico usado para obtener las resonancias electromagnéticas como se refiere en [4].

al fenómeno SPR, mientras que el número de publicaciones dedicadas a LMR ha sido muy bajo. De hecho, la mayoría de las publicaciones sobre LMR corresponden a estudios teóricos sin llegar a ocuparse de la utilidad práctica de este fenómeno para el desarrollo de aplicaciones [3, 75, 78, 79]. Una posible razón de ello sería que la selección del material adecuado para el recubrimiento es un tanto crítica. Algunos estudios teóricos se han ocupado de la propagación de la luz a través de guías de onda recubiertas de material semiconductor [79, 80] cuyas propiedades son adecuadas para la generación de LMR.

Además, se ha comprobado que para espesores específicos de los recubrimientos se pro-

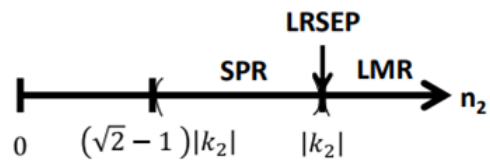


Figura 2.23: Fenómenos de resonancia en función de las partes real e imaginaria del índice de refracción del recubrimiento [4].

ducen máximos de atenuación en la propagación de la luz a través de la guía de onda [79]. Este comportamiento se atribuye al acoplamiento producido entre un modo que se guía por la guía de onda y un modo con pérdidas (LM) en el recubrimiento. Para que se produzca este acoplamiento de forma eficiente deben de ocurrir dos condiciones: la existencia de un solapamiento considerable entre ambos modos de propagación y que se satisfaga

de manera suficiente la condición de coincidencia de fase (es decir, que las partes reales del vector de propagación de ambos modos coincidan) [3]. Ambas condiciones ocurren cuando los modos que se propagan por la guía de onda se encuentran cercanos a la condición de corte. La condición de corte marca el punto a partir del que un modo pasa a ser guiado en el recubrimiento y se controla fundamentalmente a través de dos variables: la longitud de onda de la luz que se propaga por la guía de onda y la anchura del recubrimiento. Dado que este fenómeno ocurre cuando los modos con pérdidas se hallan cerca de la condición de corte, se establece que existe un valor de espesor que origina máximos de atenuación [79]. Si, por ejemplo, la longitud de onda se mantiene fija hay una anchura a partir de la cual se guía un modo en el recubrimiento. Por tanto para anchuras cercanas a este valor se puede decir que los modos se encuentran cercanos a la condición de corte y se produce una transición de energía entre la guía de onda y el recubrimiento que provoca la aparición de la resonancia. De esta manera, cuando se incrementa el espesor del recubrimiento, algunos modos guiados a través de la guía de onda óptica pasan a ser guiados a través del recubrimiento originando una redistribución o reconversión modal. Estudios previos se han centrado en la variación de espesor [81]. Sin embargo, para un espesor de recubrimiento fijo se observará resonancia electromagnética en aquellas longitudes de onda donde exista un modo cercano a la zona de corte en la cubierta. Es por ello que el término correcto para designar este fenómeno sería resonancias cercanas a la zona de corte originadas en los modos con pérdidas pero por simplicidad se denominarán como resonancias asociadas a los modos con pérdidas o Lossy Mode Resonance (LMR), similar al término usado en [78].

Capítulo 3

Desarrollo y discusión.

3.1. Preparación y caracterización óptica lineal de las películas delgadas de AZO.

La película de AZO presentada en este trabajo se fabricó utilizando la técnica de sputtering por magnetrón de radiofrecuencia (RF) en modo reactivo de erosión iónica. El sistema consta de una cámara de vidrio pirex conectada a un sistema de vacío de bomba turbo molecular (capacidad de 100 litros/seg) y bomba mecánica. Para medir el vacío se cuenta con un medidor tipo Pirani (para medir desde presión atmosférica hasta $6,6 \times 10^3$ mbar) y un medidor de cátodo frío (para medir presión desde $6,6 \times 10^{-3}$ hasta $1,33 \times 10^6$ mbar). Se tienen dos fuentes: DC y RF las diferencias teóricas se hacen notar en la Sección 2.1 así como el funcionamiento teórico del sputtering. Las fuentes se conectan a un interruptor para elegir el tipo de descarga al momento de inyectar el gas o mezcla de gases. La cámara de Pirex, que está montada sobre una platina de acero inoxidable, tiene conexión al sistema de vacío. Dentro de la cámara se sitúa el magnetrón donde se coloca el blanco a erosionar. Las dimensiones del blanco deben ser de 1" de diámetro y 1/8" de espesor. A su vez, el magnetrón está conectado a un sistema de enfriamiento. A cinco centímetros frente al magnetrón está colocado el porta-substratos donde se deposita el material evaporado. El porta-substratos está equipado con un calefactor y termostato para aplicar y medir temperatura, respectivamente. Entre el magnetrón y el porta-substrato está colocado un obturador que impide el depósito del material hacia el substrato (para efectuar limpieza en el blanco previo al depósito, principalmente). Al lado del substrato está ubicado un monitor de celda de cuarzo con conexión externa por USB a la computadora, donde se monitorea la tasa de depósito. Por medio de una válvula se inyectan en la cámara gases de alta pureza: argón, oxígeno y nitrógeno (grado 99,999% de pureza), con los cuales se lleva a cabo la reacción dentro de la cámara para la posterior formación del plasma. Los gases son regulados antes de su entrada a la recámara por un sistema de flujo-masa electrónico. Los flujos para cada gas se mantienen fijos: 20 sccm para Ar y 1 sccm (standard cubic centimetre per minute) para N y O.

La película de AZO se depositó sobre un substrato de vidrio. Se utilizó un blanco de AZO,

conformado por una pastilla sinterizada de ZnO (98%), Al_2O_3 (2%) y ZnO (92%), Al_2O_3 (8%). Tanto el blanco como los substratos se sometieron a limpieza previa en un baño ultrasónico. Posterior a la limpieza, se colocan dentro de la cámara de depósito y se establece una presión base de 1×10^{-6} Torr.

Entonces se introduce el argón, donde su entrada en la cámara de depósito se controla por medio del flujómetro másico electrónico. La distancia blanco-sustrato es de 5 cm. Previo al depósito, se coloca el obturador entre el blanco y el sustrato. Entonces se introduce el argón a una presión de trabajo de 10 mTorr. Estabilizado el flujo, se genera el plasma con la fuente de RF a 50 watts y 13.56 MHz de frecuencia. Entonces se limpia el blanco durante 5 minutos con el obturador todavía colocado entre el blanco y el sustrato. Terminada la limpieza del blanco, se retira el obturador. Con la presión de trabajo mantenida en 10 mTorr, tiene lugar el proceso de depósito. Durante el proceso de crecimiento, la tasa de depósito y el espesor se monitorean con la celda de cuarzo. El proceso de depósito se realizó durante 5 minutos. El proceso de depósito de la película de AZO no involucra altas temperaturas. Posterior al depósito, el espesor de la película se midió con un equipo Filmetrics.

En la Figura 3.1 se muestra el equipo de sputtering con el blanco de AZO en el cátodo del equipo y en el ánodo la muestra donde se creció la película delgada.

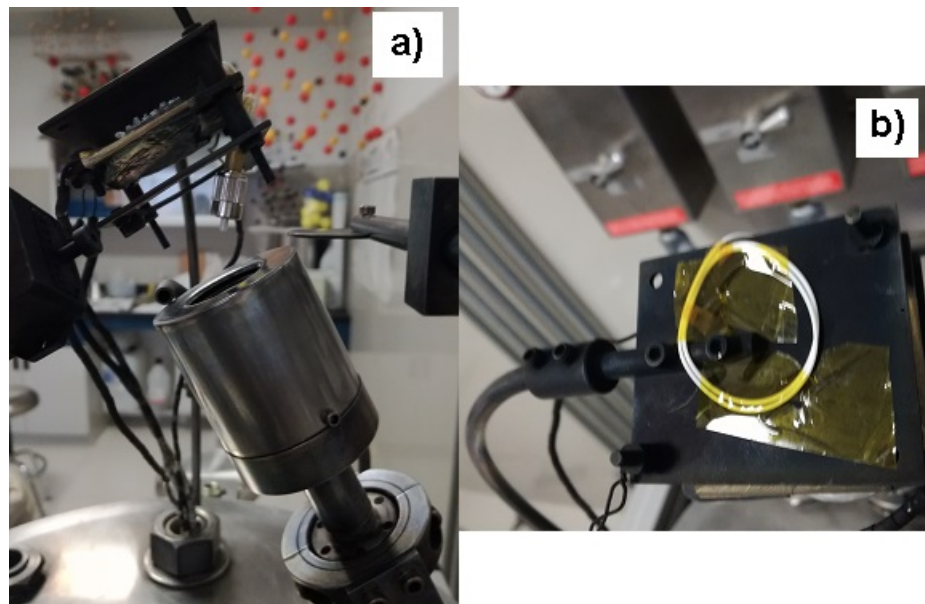


Figura 3.1: (a) Equipo de sputtering con una muestra en la parte superior. (b) Muestra de fibra óptica donde será depositado por una película delgada de AZO, en el soporte del equipo del sputtering.

3.2. APLICACIÓN 1. Desarrollo de láseres Q-switched pasivos.

3.2.1. Caracterización del material.

La composición elemental y estado químico de la muestra se caracterizó con XPS, utilizando un equipo Thermo Scientific K-Alpha de ánodo de Al K (1486.6 eV), equipado con un cañón de iones de Ar_{+3} KeV para limpieza. Con el software del equipo se obtuvo la concentración atómica de los elementos presentes en la muestra. Las propiedades ópticas se obtuvieron con mediciones de transmitancia en un rango de longitud de onda de 300 a 2500 nm, utilizando un espectrofotómetro UV-Vis-NIR, modelo Jasco V-770 de doble haz. Los espectros XPS para las ventanas de alta resolución de $Zn2p$, $O1s$ y $Al2p$ se incluyen en la Figura 3.2. En la Figura 3.2 (a) se observa que la transición del $Zn2p$ está conformada por dos subniveles: $2p_{1/2}$ y $2p_{3/2}$ debido al desdoblamiento spin-órbita. El valor de la energía de enlace (BE) de la transición $Zn2p_{3/2}$, situado entre 1021.5-1022.04 eV corresponde a Zn ligado al oxígeno. En la Figura 3.2 (b) se muestra la ventana de $O1s$, donde la envolvente está conformada por tres componentes individuales: la componente LBE (low Binding Energy), en el rango de BE de 529.7-530.5 eV, atribuida al oxígeno enlazado al Zn en la red cristalina; la componente IBE (Intermediate Binding Energy), en el rango de BE de 530.8-531.6 eV, relacionada con iones de O^{2-} en una región deficiente de oxígeno dentro de la matriz del ZnO ; la componente HBE (High Binding Energy), en el rango de 532-534 eV, atribuida a oxígeno espurio o adsorbido en la superficie. En la Figura 3.2 (c) se muestra la componente $Al2p$. La BE para el aluminio en estado metálico se sitúa en 72.6 eV. Cuando el aluminio pasa a estado oxidado, la BE experimenta un corrimiento, que se sitúa entre 74.4 a 75.6 eV [82–85]. De esta manera, el aluminio de la muestra está ligado al oxígeno. Por medio del área bajo la curva de cada transición y los factores de sensibilidad correspondiente a Zn, O y Al, se obtiene que la concentración atómica es de 30%, 65% y 5% respectivamente. Tomando solamente en cuenta el área bajo la curva de la componente LBE (low binding energy) de la transición de $O1s$, es decir, del oxígeno ligado al Zn en la red cristalina que conforma la matriz de ZnO , la componente $Zn2p_{3/2}$ y del $Al2p$, se obtiene que la fórmula empírica de la muestra es de $Zn_{0,30} : O_{0,48} : Al_{0,05}$. La proporción de la muestra no es completamente estequiométrica, es decir, está ligeramente desbalanceada y no conforma una red $Zn : O$. Esto es debido a las condiciones de crecimiento. Sin embargo, el Al contenido en la matriz no estequiométrica provee electrones extra que permite que la película funcione como absorbedor pasivo.

La Figura 3.2 (d) se puede observar que la muestra exhibe una transmitancia del $\sim 88,5\%$, en un rango de longitud de onda donde se ubica la banda C. Esta banda C se sitúa entre 1525 a 1565 nm, con centro en 1550 nm. De la curva de transmitancia, también se obtiene que la muestra tiene un ancho prohibido de $\sim 3,5$ eV. Esto tiene lugar en la región de alta absorbancia para transiciones excitónicas, en el rango de 300-500 nm. Por otra parte, de 900 a 2500 nm es la zona donde se generan las vibraciones de la red (fonones). En esta zona, la frecuencia de plasma ω_p , es el valor del umbral donde el sistema cristalino comienza

a vibrar. Para AZO, se reporta que p , se sitúa aproximadamente en 1550 nm [86].

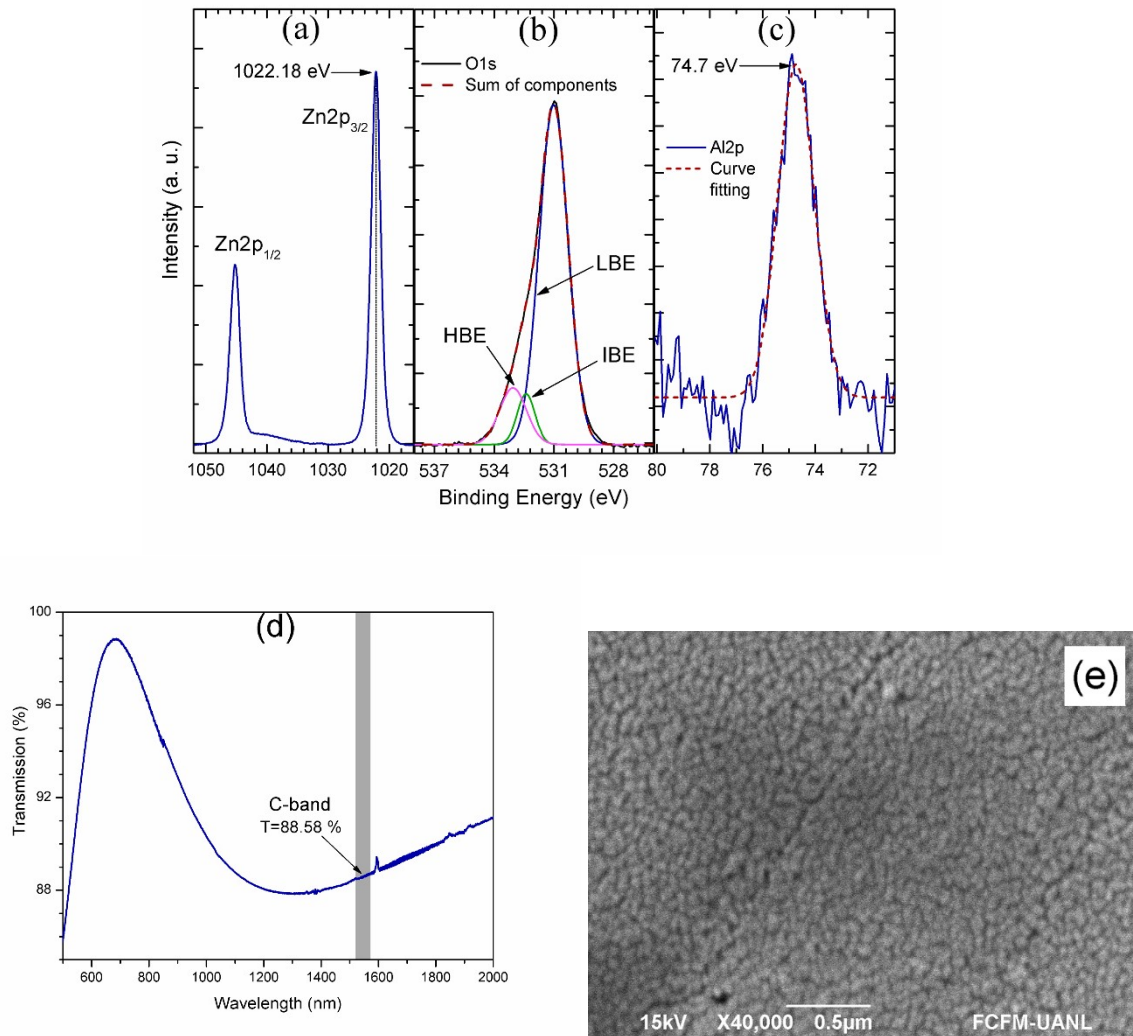


Figura 3.2: Espectro de alta resolución XPS de la película del ZnO dopado de Al (AZO) para las ventanas en Zn2p, (b) O1s and (c) Al2p, (d) espectro de transmisión de la película delgada del AZO y (e) imagen SEM.

En la Figura 3.2 (e) se incluye una imagen de SEM de la superficie de la muestra. Se puede observar que la película es homogénea, lo cual denota la buena calidad del depósito por erosión iónica. El espesor resultante fue de 170 nm. Esta película es la que funcionará como absorbedor saturable en el montaje del láser.

3.2.2. Caracterización de la absorción óptica no lineal.

La absorción no lineal de la película delgada del AZO fue caracterizada usando la técnica P-scan desarrollada por Zaca-Morán *et al.* [87, 88]. La configuración del arreglo empleado se muestra en la Figura 3.3 (a). Un láser pulsado por amarre de modos de alta potencia de fibra óptica (con frecuencia de repetición de 4.76 MHz y una duración de pulso de 1 ps a una longitud de onda central de 1562 nm), fue utilizado como fuente pulsada de entrada. Un aislador óptico (isolator, ISO) fue colocado para prevenir contrapropagación de la luz hacia la fuente láser. El portaobjetos de vidrio con la película de AZO depositada fue colocado y fijado para permitir el paso perpendicular de la luz a través de la película de AZO. El atenuador óptico variable (variable optical attenuator, VOA) modifica gradualmente la potencia promedio del haz incidente, que después viaja a través de un acoplador óptico 80/20 que separa el haz dos partes. El puerto de salida del acoplador con razón del 20% es usado como referencia, donde la potencia promedio es monitoreada por el medidor de potencia óptica 1 (OPM1). La luz proveniente del puerto de salida del 80% pasa a través de la película de AZO, colocado en un soporte U-bench ajustable con conexión FC/PC, alineada para propagación de luz a 1550 nm. La potencia promedio transmitida es monitoreada por un medidor de potencia óptica 2 (OPM2). La diferencia de una magnitud proporcional entre la potencia promedio medida por el OPM1 y el OPM2, para cada nivel de potencia de entrada ajustado mediante el VOA, fueron obtenidas para estimar la absorción no-lineal de la película de AZO. La dependencia de la transmitancia no-lineal para la película de AZO se muestra en la Figura 3.3 (b). Los resultados obtenidos fueron ajustados (curva verde) a la expresión de la transmitancia para el modelo de saturación de aproximación hiperbólica [87]:

$$T = \exp \left[-L \left(\alpha_0 + \frac{\beta * I}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \right) \right]; \quad (3.1)$$

donde α_0 y β son coeficientes de absorción lineal y no-lineal, respectivamente. L es la longitud e I es la intensidad incidente. La intensidad de saturación I_{sat} es definida como la intensidad en el 50% de la profundidad de modulación. Inicialmente la transmitancia del substrato de vidrio sin la película de AZO fue medida para estimar sus pérdidas de inserción. La profundidad de modulación fue determinada en 11.3%. La intensidad de saturación y el cálculo del coeficiente de absorción no lineal fueron de $5,74 MW/cm^2$ y $-4810^{-6} m/W$, respectivamente. El cálculo de la parte imaginaria de la susceptibilidad no lineal del tercer orden es de $-5,7810^{-3}$ esu.

3.2.3. Configuración del experimento del PQS de EYDCF.

La configuración del láser (La elección de fibra óptica se explica en la Sección 2.3 así como el funcionamiento específico de cada una de las partes del arreglo óptico.) PQS de EYDCF en cavidad de anillo se muestra en la Figura 3.4. Una EYDCF de 1.2 m (CorActive DCF-EY-10/128, absorción de revestimiento de 2dB/m a 915 nm, absorción de núcleo de 85 dB/m a 1535 nm) es utilizada como medio de ganancia. La EYDCF es bombeada por

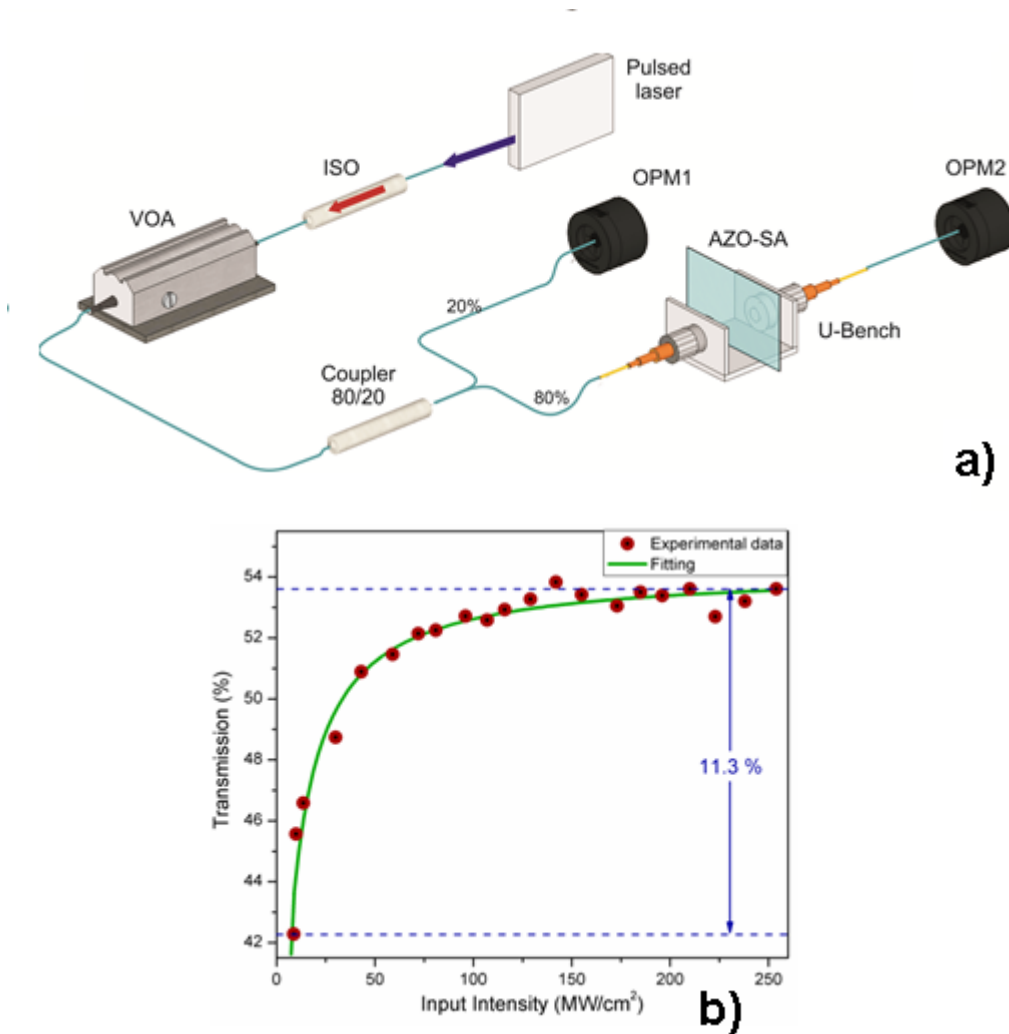


Figura 3.3: (a) Configuración del experimento para obtener la medición de la absorción no lineal.(b) Caracterización no lineal del AZO como absorbedor saturable.

una fuente láser multimodal a 976 nm a través de un combinador de haz se explica en la Sección 2.4 y en las subsecciones de está el funcionamiento de un láser basado en fibra óptica. Un ISO fue utilizado para asegurar la unidireccionalidad de la propagación de la luz. Un acoplador 90/10 fue utilizado como salida láser. El SA de AZO es insertado dentro de la cavidad haciendo uso del soporte U-bench utilizado anteriormente.

Como el ZnO exhibe birrefringencia de varios terahertz [89], se infiere que el AZO presenta un parámetro de birrefringencia similar. Entonces, no fueron requeridos elementos sensibles a la polarización, tales como controladores de polarización (PC), para evitar en lo posible la generación de pulsos por el fenómeno de rotación de polarización no-lineal (nonlinear polarization rotation, NPR) [8]. En el puerto de salida del acoplador del 90%, la salida del láser es medida por un analizador de espectros óptico (OSA) con una reso-

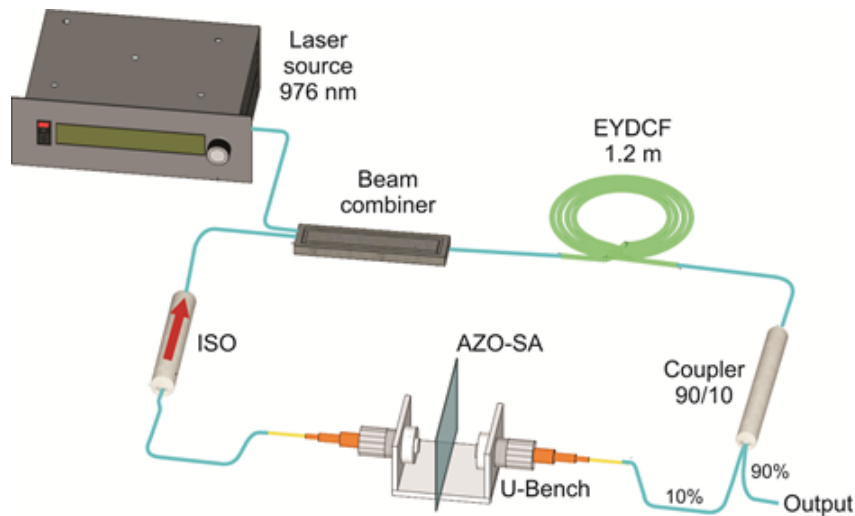


Figura 3.4: Esquema del láser basado PQS EYDCF con una película de AZO como absorbente saturable.

lución de 0.03nm. En el mismo punto, la potencia promedio de salida fue medida con un medidor térmico de potencia óptica, los pulsos PQS fueron detectados por medio de un fotodetector de 1.2 GHz y observados en un osciloscopio con rango de 100-MHz.

3.2.4. Resultados del experimento del láser PQS de EYDCF.

La Figura 3.5 muestra el espectro óptico de la salida láser y los pulsos PQS para la máxima potencia de bombeo de 1.356 W. En la Figura (a) 3.5 se observa el espectro de la emisión láser generada a una longitud de onda central en 1551.81 nm y con un ancho de línea estrecho de ~ 180 pm. La relación señal a ruido (optical noise-to-signal ratio, OSNR) de la línea láser es de ~ 40 dB. Pulsos láser son generados por PQS como lo muestra el tren de pulsos con frecuencia de repetición de 161 KHz, mostrado en la Figura (b) 3.5. El ancho de los pulsos láser PQS es de $\sim 1,3 \mu s$, como se muestra en el inset de la Figura (b) 3.5.

En la Figura 3.6 se muestra cuando la potencia de bombea varía, se obtiene el comportamiento típico de un laser PQS: Con un aumento de la potencia de bombeo, la frecuencia de repetición de los pulsos generados aumenta al mismo tiempo en que el ancho del pulso se estrecha. El láser pulsado PQS es estable observando que el rango de la potencia de bombeo es de 0.475 a 1.356 W.

Para niveles de bombeo por encima de 1.356 W y desde el umbral de bombeo de 0.119 W hasta niveles de bombeo por debajo de 0.475W, la operación del láser entra en régimen de onda continua (continuous wave, CW). Con la finalidad de asegurar que la generación de pu-lsos láser es efectivamente debida a la película delgada de AZO actuando como SA, se realizaron pruebas de operación del láser insertando un substrato sin

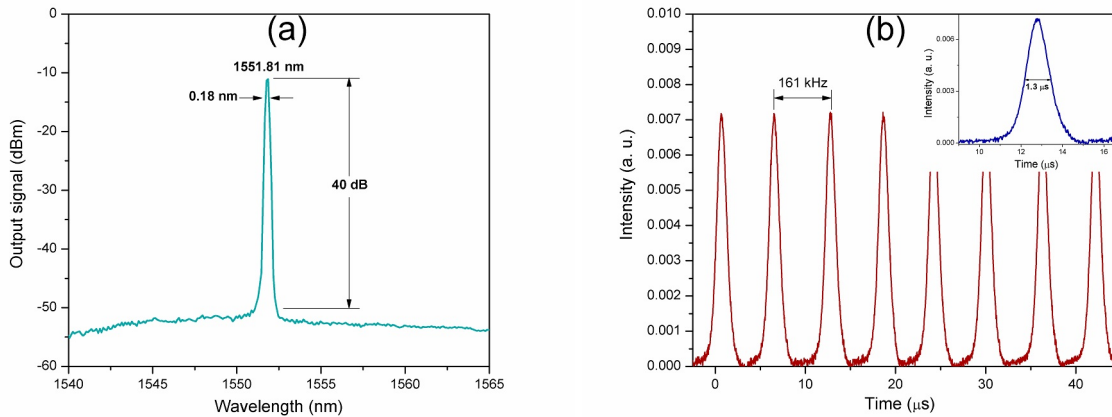


Figura 3.5: (a) Espectro de salida de la emisión láser del PQS; (b) Láser pulsado PQS en la potencia máxima de bombeo de 1.356 W.

depósito de AZO. Para este caso, se observó emisión láser en régimen de CW. Además de la prueba anterior, se llevó a cabo otra utilizando una película depositada con ZnO, cuyas condiciones de depósito fueron las mismas que las utilizadas para obtener la película de AZO. Como resultado, tampoco se observó absorción saturable favorable para generar pulsos Q-switch.

El desempeño del láser en CW fue similar al observado en la prueba con el portaobjetos de vidrio como sustrato. En la Figura 3.7 se muestra el osciloscopio midiendo los pulsos láser Q-switch pasivos.

3.2.5. Discusión de resultados del láser PQS de EYDCF.

La Figura 3.8 muestra la evolución de las características de la emisión láser en régimen pulsado PQS en función de las variaciones de la potencia de bombeo, debido al uso del SA de AZO dentro de la cavidad láser (Véase Subsección 2.4.6).

La medición de la potencia promedio de salida láser se encuentra en un rango de 49.5 mW a 220 mW, como se observa en la Figura 3.9 (a). A través de la pendiente del ajuste lineal de las mediciones de la potencia promedio de salida láser, se calculó que el láser propuesto tiene una eficiencia de potencia óptica del 18.5%. Como se aprecia en la Figura 3.9 (b), con la máxima potencia de bombeo de 1.356 W, la frecuencia de repetición máxima aumenta linealmente y el ancho del pulso disminuye exponencialmente, como es de esperarse en el comportamiento de un láser pulsado por la técnica PQS. Con los valores medidos de la potencia promedio, la frecuencia de repetición y el ancho de pulso; la energía de pulso y potencia pico de pulso fue calculada. Los valores máximos de energía de pulso y potencia pico del pulso obtenidos fueron de 1.32 μ J y 1.18 W, respectivamente. Comparada con los láser PQS basados en un SA de nanopartículas de ZnO disponibles en la literatura [8, 9], la energía de pulso obtenida es mucho mayor debido a que la con-

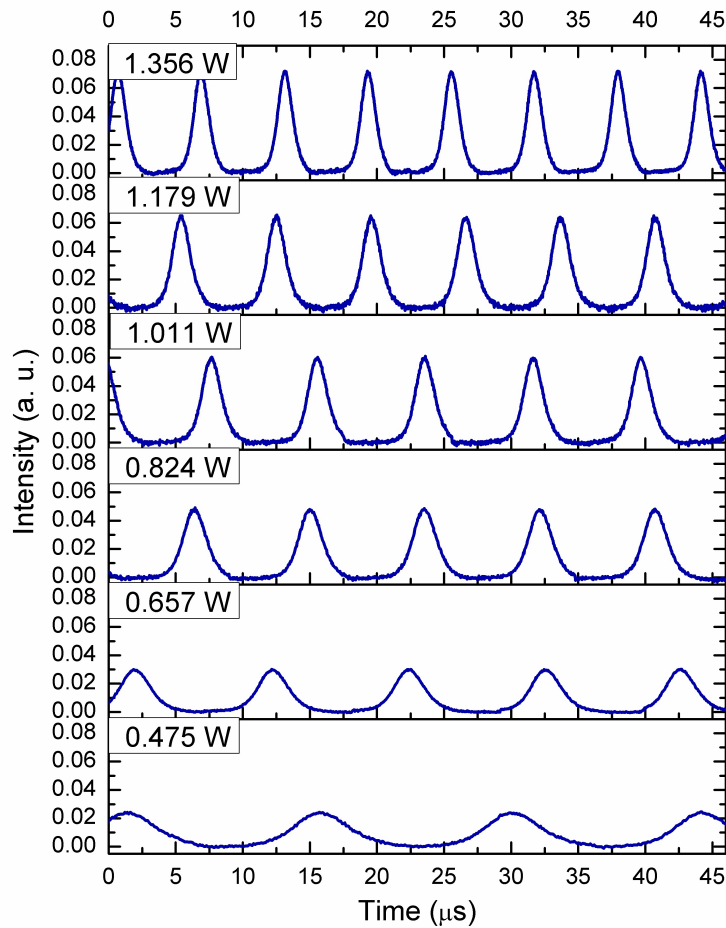


Figura 3.6: Trenes de pulsos PQS para diferentes niveles de potencia de bombeo.

figuración que proponemos utiliza bombeo de alta potencia en el revestimiento de una EYDCF a diferencia del uso convencional de una EDF como medio de ganancia. Adicionalmente, se nota una diferencia significativa en la frecuencia de repetición de los pulsos, donde hemos obtenido trenes de pulsos con una alta frecuencia de repetición por encima de los 160 kHz, propiedad deseable para láseres pulsados con aplicaciones industriales y médicas. El presente trabajo abre la posibilidad de una precisa fabricación de películas delgadas de AZO que puedan ser utilizadas como elemento absorbedor saturable para el diseño de láseres pulsados por la técnica PQS, que operen en la región más atractiva (1550 nm) en sistemas de fibra óptica.

Adicionalmente se introduce el AZO como un metamaterial de bajo costo y abundancia en la naturaleza, con alto potencial para su uso en aplicaciones ópticas y fotónicas, cuyas propiedades ópticas pueden ser sintonizadas cuando el material es tratado en forma de películas delgadas depositadas por sputtering de magnetron RF en modo reactivo. Los

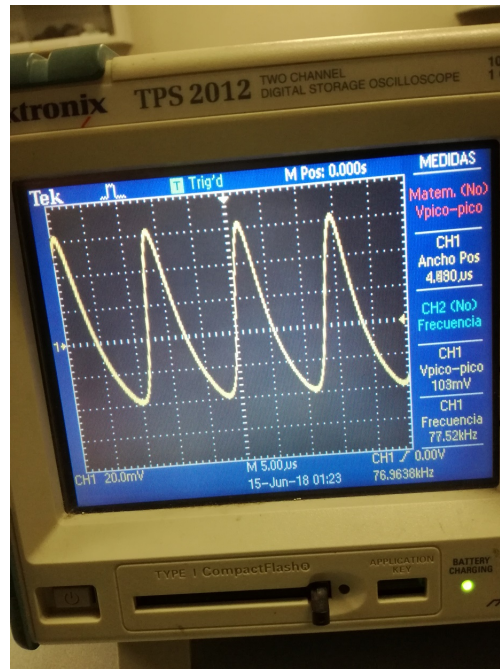


Figura 3.7: Foto del experimento del osciloscopio midiendo los pulsos del Q-switch pasivo.

resultados obtenidos en este trabajo demuestran un método que podría extenderse en el estudio de otros materiales TMO.

Como la absorción saturable es observada en películas de AZO pero no en películas de ZnO con las mismas condiciones de depósito, se atribuye la mejora en las condiciones de absorción saturable en la banda C al Al^{3+} utilizado como dopante para el ZnO. En este sentido, también es importante el estudio de las concentraciones de dopaje, donde el 2% resulto la más adecuada. No se observó operación láser de amarre de modos durante la caracterización del láser EYDCF, confirmado por el estrecho grosor de línea del espectro láser mostrado en la Figura 3.9 (a) y el tiempo de recuperación en la absorción no-lineal conocido para el ZnO.

3.3. APLICACIÓN 2. Sensores LMR de fibra óptica.

3.3.1. Configuración del experimento.

La configuración general es una estructura de fibra monomodo-multimodo-monomodo (SMS) usado en nuestro experimento está conformado por un segmento de fibra multimodal (MMF) fusionado con dos segmentos monomodales (SMF) (Véase Subsección 2.3.5) como se muestra en la Figura 3.10. La primera configuración es una fibra MMF (Thorlabs 105/125) que le fue retirado el recubrimiento con una solución de ácido fluorhídrico (HF) concentración de 40% por inmersión de 7 minutos la llamaremos fibra óptica con re-

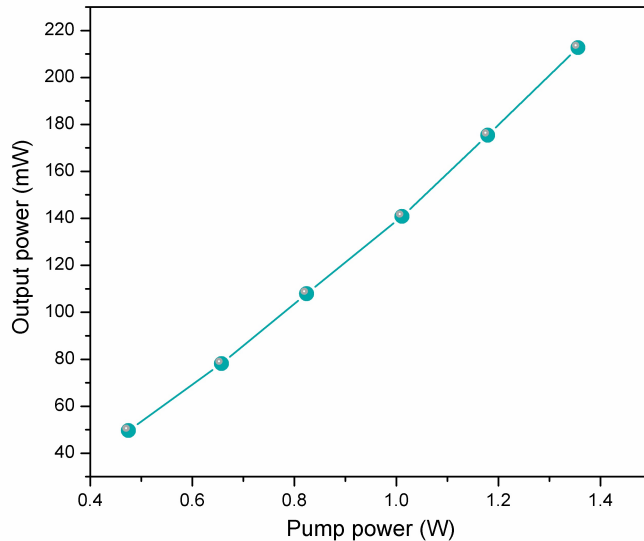


Figura 3.8: Características láser de PQS como función de la potencia de bombeo se muestra la potencia de salida promedio.

cubrimiento removido (CRMOF). Se utilizó la propuesta reportada de configuración de transmisión de El-Sherif en la Ref. [90], utilizando una fuente de entrada de láser multimodal de 978 nm. La segunda configuración para la estructura en fibra SMS es una fibra multimodo sin recubrimiento (UCF) fabricada en el mismo laboratorio de $125 \mu\text{m}$. El uso de UCF evita las técnicas químicas para retirar el recubrimiento y minimiza las pérdidas y las modulaciones de interferencia producido por el empalme de los diámetros de las fibras. El recubrimiento de la película delgada de la estructura SMS funciona como un filtro pasabanda de longitud de onda estrecha basado en el efecto de interferencia multimodo [91].

Como se muestra en la Figura 3.10 (a), la luz de entrada en la SMS es propagada en la MMF por diferentes modos. El coeficiente de acoplamiento de la interferencia de los modos excitados produce imágenes propias periódicas en diferentes longitudes de fibra MMF donde se logra los picos de alta transmisión correspondientes a la longitud de onda. Entonces para obtener una distribución de campo al final del MMF como imagen del campo de entrada, la longitud de la fibra MMF se selecciona. Cuando la longitud de la MMF es recubierta con el material en este caso por un metal oxido de transición (TMO) el espectro de la autoimagen se desplaza hacia longitudes de onda más largas según el grosor de la película delgada. Al mismo tiempo la región de la longitud de onda se logra cuando la interferencia multimodal hace que el efecto de autoimagen se desvanezca que es lo que causa el fenómeno de LMR refiriendo la teoría a la Subsección 2.5.1, [92]. La reflexión total interna (TIR) en el recubrimiento depositado en la fibra MMF es obtenido por los modos de la luz incidente logrando un ángulo crítico, esto se muestra en la Figura 3.10 (b). La

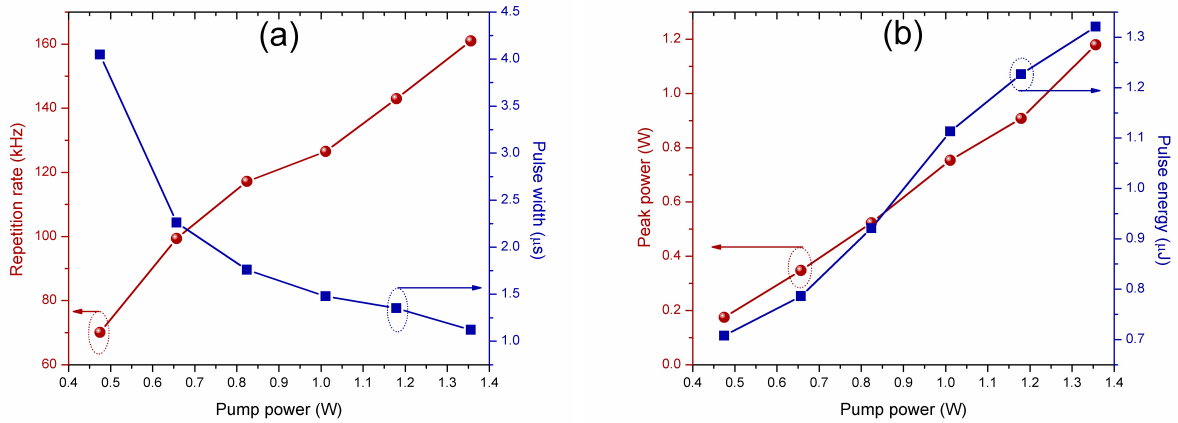


Figura 3.9: (a) Frecuencia de repetición y el ancho de pulso; (b) Potencia pico y energía de pulso.

relación de la fibra con el material depositado esta propuesto teóricamente por el grupo de la Universidad Pública de Navarra [4, 93, 94], el número de reflexiones en la interface de la fibra recubierta por una película delgada tiene como función el ángulo de incidencia (θ) entonces $N(\theta) = L/d \tan \theta$ este depende de la longitud (L) de la región recubierta y el diámetro de la fibra (d). Considerando un sensor no remoto debido a la corta longitud de la fibra, la potencia de transmitancia está dada por [76]:

$$T(\lambda) = \frac{\int_{\theta_c}^{90} p(\theta) R^{N(\theta)}(\theta, \lambda) d\lambda}{\int_{\theta_c}^{90} p(\theta) d\lambda}; \quad (3.2)$$

donde θ_c es el ángulo crítico y $p(\lambda)$ es la fuente luminosa de entrada. $R^{N(\lambda)}$ es la luz reflectada en la interface de fibra y recubrimiento recordando que la parte refractada son ambos modos de la polarización TE y TM. En este trabajo, el ancho de banda de la luz-LED utilizada está basada en la distribución de una Gaussiana:

$$p(\theta) \propto e^{\left[-\frac{(\theta - \pi/2)^2}{2W^2} \right]}; \quad (3.3)$$

donde W es el ancho de la función Gaussiana.

Este trabajo utilizo AZO (Oxido de Zinc-Aluminio) como un nuevo TMO y sus nuevas cualidades para la absorción de la luz y poder crear el fenómeno óptico LMR. Es de esperarse que utilizando la técnica de depósito como el sputtering (erosión iónica) el espesor es algo que se puede controlar y es un parámetro esencial para obtener el fenómeno óptico deseado. Cuando el grosor de la película aumenta, la sensibilidad de los órdenes de LMR son mejorados los picos de resonancia a lo largo de la longitud de onda. Además, la sensibilidad del LMR para los cambios de índice de refracción (RI) en el medio circundante disminuye con el aumento del espesor del recubrimiento [92]. En la tabla 3.1 se muestran

Muestra	Target(% at conc.)	Estructura de Fibra	Espesor (nm)
1	Zn:Al, 92% : 8%	SMF-UCF-SMF	110
2	Zn:Al, 92% : 2%	SMF-UCF-SMF	160
3	Zn:Al, 92% : 2%	SMF-MMF-SMF	150

Tabla 3.1: Características del recubrimiento del AZO y tipo de fibra.

los espesores medidos por el Filmetrics en cada estructura de fibra.

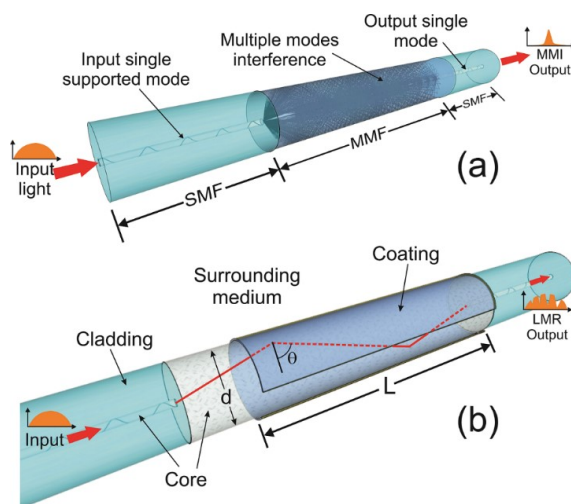


Figura 3.10: Esquema de estructura de fibra SMS: (a) Efecto sin depósito de la película delgada (MMI effect), (b) Con el depósito de una película delgada y una región sensible L (LMR phenomenon).

3.3.2. Caracterización del material.

Las tres estructuras de fibra óptica que se mencionaron en la sección anterior fueron colocadas y fijadas en dos portaobjetos, dos de ellas la SMF-UCF-SMF y SMF-MMF-SMF compartiendo un portaobjetos y tuvieron un recubrimiento de película delgada de Zn:Al, 98% : 2% en común, la tercera estructura de fibra óptica SMF-UCF-SMF utilizó el segundo portaobjetos donde se depositó la película delgada de Zn : Al, 92% : 8%. Los portaobjetos utilizados fueron los sustratos de vidrio analizados ya que se sometieron al mismo procedimiento de depósito de las fibras y estos son los que se caracterizaron. Los espectros XPS para las ventanas de alta resolución de Zn2p, O1s y Al2p se incluyen en la Figura 3.11 sólo son de la muestra 1.

Se identifica el desplazamiento del estado químico para identificarse con el pico Auger LMM. La energía cinética del pico de Auger es reportada para el Zn metálico en 992 eV, mientras que para el óxido de zinc es de 988 eV. Para la muestra 1, la transición de Auger

para KE de Zn fue detectada en 988.6 eV. El mismo valor fue obtenido para las muestras 2 y 3. Las transiciones no metálicas de Auger fueron detectadas para el estudio del espectro de las muestras. En la Figura 3.11(c), el espectro O1s, la señal de convolución es dividida entre tres componentes: LBE (low Binding Energy) atribuido al Zn-O del límite del cristal-oxígeno, en el rango de los valores de BE alrededor de 530.8-531.6 eV, la parte de HBE (High Binding Energy) se atribuye al oxígeno del agua o carbonatos, con el rango de BE de 532-534 eV.

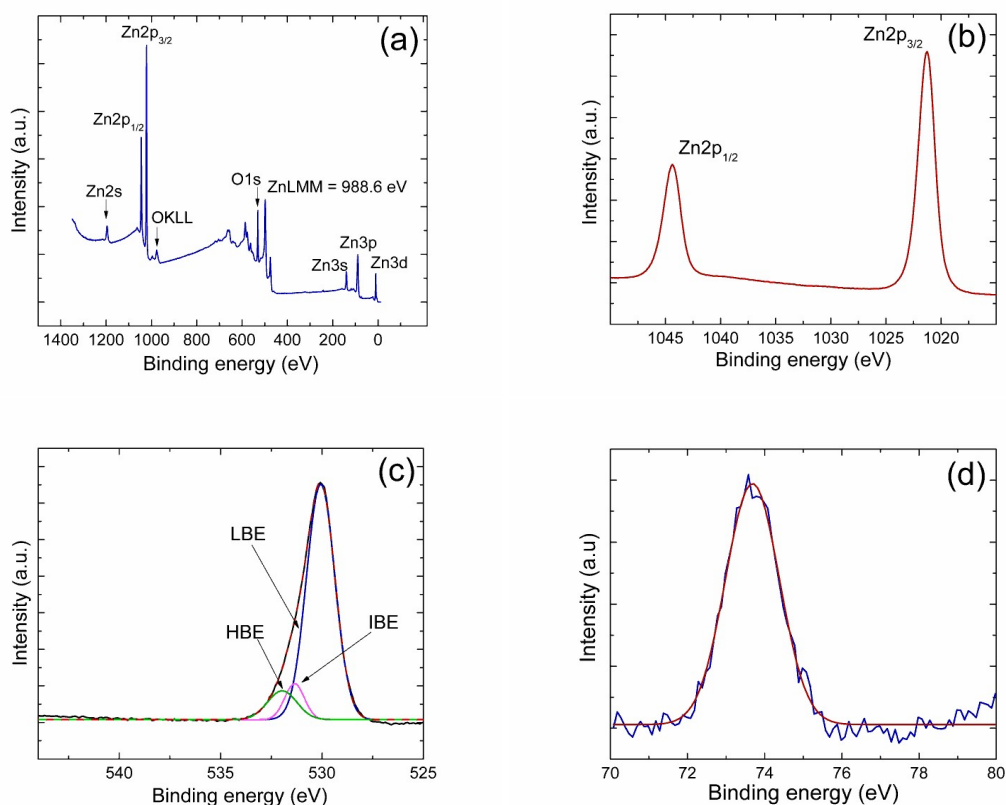


Figura 3.11: Medidas de XPS correspondientes a la muestra AZO-01 después del recubrimiento con sputtering en la fibra. (a) Estudio del espectro, (b) Zn2p, (c) O1s y (d) Ventana del espectro Al2p.

Para la muestra 1, LBE está localizada en 530.08 eV para las muestras 2 y 3, en 530.01 eV y 529.98 eV respectivamente. Para las tres muestras, la intensidad más alta esta en LBE. El porcentaje relativo de la parte LBE, se extraen de las curvas de descovolucionadas, son alrededor de 81,0%, 83,8% y 83,4% para las muestras 1, 2 y 3, respectivamente. En la Figura 3.11(d), se muestra al Al en su estado metálico, el BE es alrededor 72.6 eV. Cuando el Al llega a la oxidación, los desplazamientos de BE tienen altos valores en 72.6 eV. El BE de Al2p de la muestra 1 es localizada en 73.6 eV. Para las muestras 2 y 3, BE es

Muestra	Fórmula empírica	E_g (eV)
1	$Zn_{0,30} : O_{0,59} : Al_{0,09}$	3.51
2	$Zn_{0,32} : O_{0,60} : Al_{0,07}$	3.51
3	$Zn_{0,32} : O_{0,60} : Al_{0,07}$	3.41

Tabla 3.2: Fórmula empírica y banda prohibida óptica para las películas de AZO.

respectivamente 73.50 y 73.58. Tomando en cuenta la transición $Zn2p_{3/2}$, el O1s el componente LBE y la señal Al2p la formula empírica para obtener la concentración atómica se muestra en la tabla 3.2. Los recubrimientos de las películas en la fibra óptica no están estequiometricamente balanceados y se debe a las condiciones de crecimiento de la película de la baja potencia de RF y la temperatura ambiente. En este caso, las películas no son completamente cristalinas. La concentración de Al en la muestra 1 es alrededor del 9%, más alta que la muestra 2 y 3. La transmitancia óptica del AZO se muestra en la Figura 3.12. Las películas muestran una transparencia del 90% alrededor de 500 nm a 2500 nm. La región $\lambda < \sim 500$ nm en es la transición electrónica, donde el proceso óptico de absorción toma lugar. La banda prohibida óptica (E_g) se obtiene por las curvas Tauc como describe la referencia [84].

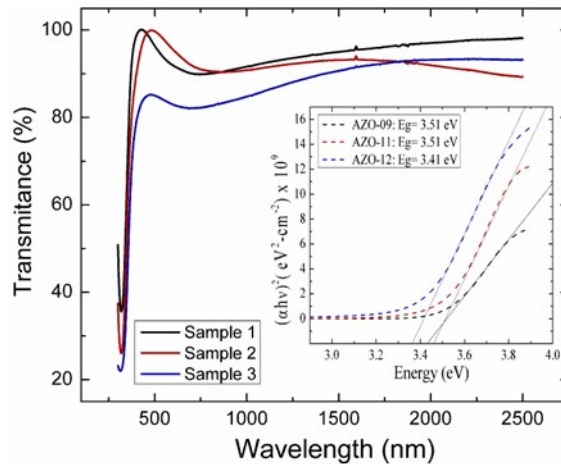


Figura 3.12: Espectro de transmitancia de las películas de AZO. Inset las curvas Tauc.

3.3.3. Configuración experimental del sensor.

El montaje experimental del sensor se muestra en la Figura 3.13. El recubrimiento de la estructura de fibra es colocado en diferentes concentraciones de una solución de IPA/Glicerina usando un dispositivo realizado en el laboratorio. La fuente es de una emisión luminosa LED con una longitud de onda de 1400nm a 1700nm es utilizado como señal de entrada. El espectro óptico transmitido de la luz pasa a través de la fibra recu-

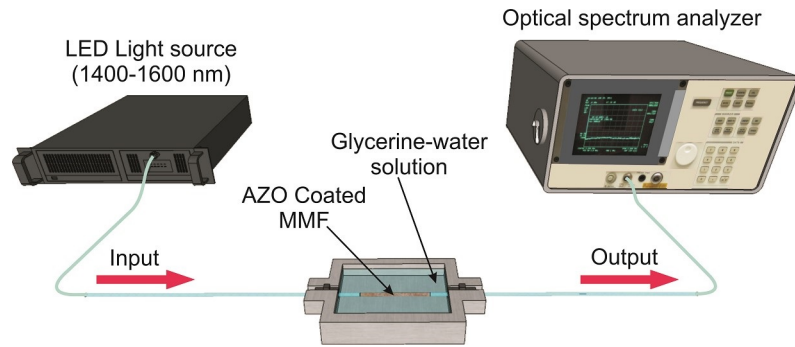


Figura 3.13: Configuración del experimento para el sensor basado en fibra óptica con el fenómeno LMR.

bierta y en ese momento es medida por un analizador de espectro óptico (OSA, Anritsu MS9710B) con una resolución de 0.07 nm.

3.3.4. Resultados del sensor.

La Figura 3.14 muestra un espectro de transmisión de las muestras de la fibra con diferentes concentraciones de la solución de IPA/Glicerina. El espectro muestra una resonancia de segundo orden en el rango de longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$. El desplazamiento de los picos de absorción del LMR aumenta en la concentración de la solución IPA/Glicerina debido al aumento de índice de refracción. Las Figuras 3.14 (a), (b) y (c), muestra el espectro transmitido para las estructuras en fibra de las muestras 1, 2 y 3 respectivamente. Se puede observar, las condiciones de deposito de la fibra óptica exhiben una resonancia diferente en el ancho de la curva, profundidad y sensibilidad. Basado en los resultados experimentales obtenidos en la Figura 3.14, la sensibilidad de cada estructura de fibra con un desplazamiento de longitud de onda de la resonancia de la curva como función de las variaciones del índice de refracción RI como se muestra en la Figura 3.15. Los desplazamientos de longitud de onda del fenómeno de LMR debido a las variaciones de RI para diferentes soluciones de IPA/Glicerina puede mostrarse en un comportamiento lineal. Con ello podemos observar la sensibilidad del sensor así como su eficacia. La estructura UCF con AZO recubierto al 8% de dopaje de aluminio tuvo una sensibilidad de 1214.7 nm/RIU y su mas baja sensibilidad se encuentra en 937.8 nm/RIU con la otra estructura en fibra SMF-MMF-SMF dopada con 2%.

3.3.5. Discusiones de los resultados del sensor.

En este proyecto se concluye que es posible diseñar y realizar sensores ópticos en el rango de la región de longitud de onda de $1,55\mu\text{m}$, que es un rango específicamente para el sensado remoto y telecomunicaciones, logrando que en una estructura de fibra óptica recubierta con una película delgada de un material económico y sustentable (AZO) la generación de un novedoso fenómeno óptico LMR. El sensor puede tener desplazamientos

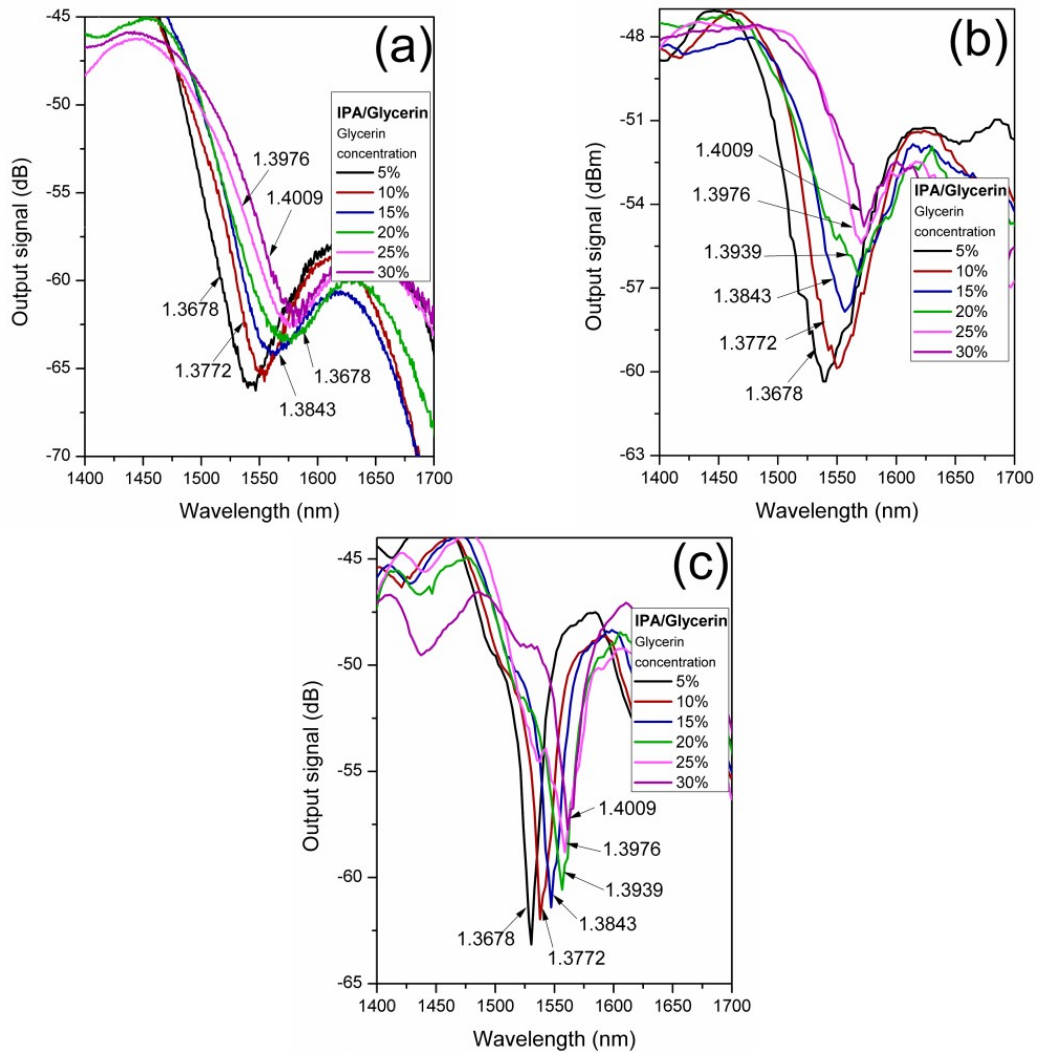


Figura 3.14: Espectro de salida transmitido de la respuesta de la fibra óptica recubierta para variaciones de concentraciones IPA/Glicerina para: (a) muestra 1, (b) muestra 2 y (c) muestra 3.

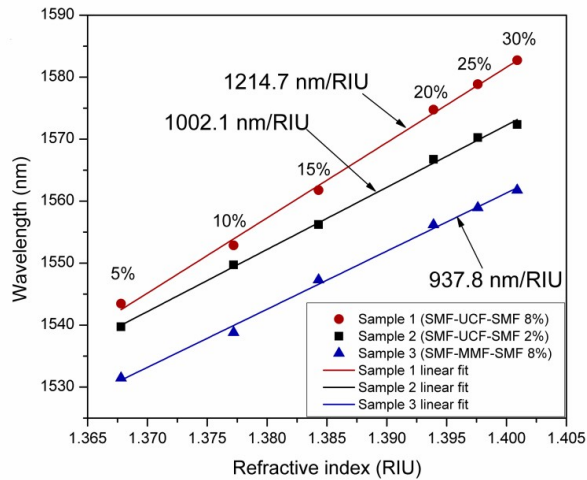


Figura 3.15: Espectro de salida transmitido de la fibra recubierta por AZO y la respuesta de las variaciones de la concentración de IPA/ Glicerina para: (a) muestra 1, (b) muestra 2 y (c) muestra 3.

en la curva de resonancia de segundo orden del LMR para variaciones de concentración de una solución de alcohol isopropílico (IPA) con glicerina. Las sensibilidades del sensor para las diferentes estructuras son óptimas para poder crear un sensor totalmente óptico de nueva generación de cualquier tipo según el interés del parámetro a medir ya sea biológico, químico, médico, etc.

Capítulo 4

Conclusiones y recomendaciones.

4.1. APLICACIÓN 1. Desarrollo de láseres Q-switched pasivos.

En el capítulo precedente en el desarrollo de la primera aplicación para el material de AZO, se reporta la operación de un láser PQS basado en una fibra EYDCF, la película delgada de AZO ha sido utilizada como absorbedor saturable, utilizando la técnica de depósito; sputtering RF (pulverización catódica).

La caracterización óptica no lineal del AZO-SA fue necesaria para poder obtener la saturación del material en particular, las características no lineales de absorción fueron las siguientes: una profundidad de modulación del 11.3%, una intensidad de saturación de 5.74 MW cm^{-2} y un coeficiente de absorción no lineal de $-48 \times 10^{-6} \text{ m W}^{-1}$.

En el momento de insertar el portaobjetos en el u-bench con la película delgada de AZO-SA en el láser tipo cavidad de anillo basado en EYDCF, los pulsos PQS tuvieron una potencia media máxima de 220 mW se obtuvo una emisión láser a 1551,81 nm. Con una potencia máxima de bombeo de 1,356 W, los pulsos resultantes fueron energéticos de un valor de $1,32 \mu\text{J}$, con un ancho de pulso de $1,12 \mu\text{s}$ y una alta tasa de repetición de 161,3 kHz. Se concluye que el uso de AZO como película delgada como un absorbedor saturable es prometedora para aplicaciones de láser de fibra en la región de longitud de onda de $1,55 \mu\text{m}$.

4.2. APLICACIÓN 2. Sensores LMR de fibra óptica.

En la segunda aplicación del AZO la generación de LMR en estructuras de fibra óptica, con un recubrimiento de una película delgada de AZO que fue depositada con la técnica de sputtering RF fueron posibles y se demostró experimentalmente en el rango de longitud de onda de $1,55 \mu\text{m}$. Las estructuras de fibra recubiertas con películas de AZO se construyeron con diferentes espesores y concentraciones de aluminio generando LMR. Los

desplazamientos de longitud de onda del sensor se dieron en las resonancias de segundo orden de LMR variando en RI de cada estructura de fibra, y sumergiéndolo en diferentes soluciones de alcohol isopropílico con glicerina (IPA).

Por lo tanto, la longitud de onda se desplaza a diferentes sensibilidades de variación de RI de 1214,7, 1002,1 y 937,8 nm/RIU, para las muestras 1, 2 y 3, respectivamente.

4.3. Recomendaciones.

En las recomendaciones se podría optimizar el proceso de depósito para las películas delgadas por la técnica de sputtering; para obtener películas mas homogéneas así como controlar de manera más eficiente el tiempo de deposito para conocer los espesores según el material utilizado. Al mezclar los blancos del material de manera pura se podrían obtener diferentes dopajes y concentraciones del material y hacer la diferencia con el método actual, para la mejora de las propiedades ópticas para una aplicación específica.

Utilizar el modelo teórico e incluir simulaciones para predecir los fenómenos obtenidos y ajustar la experimentación para una aplicación más optimizada.

El trabajo a futuro se podría optimizar la cavidad láser para tener una emisión eficiente así como desarrollar y optimizar un sensor funcional de láser pulsado como refractómetro y realizar un prototipo para una aplicación en particular. Utilizar diferentes óxidos metálicos y hacer una comparación de sus propiedades ópticas.

Capítulo 5

Productos derivados de la investigación.

Los primeros seis artículos reportados fueron formativos en el aprendizaje de fibras ópticas; especialmente relacionado con desarrollo y caracterización de láseres en fibra óptica en onda continua y régimen pulsado por la técnica Q-switch, así como en sensores de fibra óptica interferométricos y en la preparación con respecto a la publicación de resultados en artículos arbitrados. La idea principal para desarrollar el primer trabajo contemplado en este proyecto de tesis está basado en el artículo número 3 titulado «Passively Q-switched thulium-doped fiber laser using alcohol», este artículo fue precedente de la publicación correspondiente a la primera parte del proyecto de tesis, titulado: «Magnetron sputtered Al-doped ZnO thin film as saturable absorber for passively Q-switched Er/Yb double clad fiber laser», que es de mi autoría, como primer autor. La siguiente publicación donde también soy primer autor, constituye la segunda parte del proyecto de tesis desarrollado. Para esta publicación se hizo un análisis del estado del arte obteniendo la idea de caracterizar las resonancias magnéticas del AZO como un sensor óptico de índice de refracción en el infrarrojo cercano; titulado: «Lossy Mode Resonance Generation on Sputtered Aluminum-Doped Zinc Oxide Thin Films Deposited on Multimode Optical Fiber Structures for Sensing Applications in the 1.55 μm Wavelength Range». Ésta tesis se basa en los resultados de estos dos artículos principalmente.

Los siguientes artículos mostrados en los productos obtenidos son parte de una colaboración activa para seguir investigando sobre las líneas de investigación que surgieron a partir de los trabajos de tesis. Estas líneas abarcan la investigación de las propiedades ópticas y caracterización de metamateriales depositados para su aplicación en el desarrollo de sensores ópticos y láseres de fibra óptica pulsados por técnicas pasivas.

En este sentido agradezco a los investigadores que han formado parte de mi proyecto de tesis para tomarme en cuenta como parte del grupo de investigación dentro de los trabajos posteriores que se han realizado y que han dado como resultado cuatro publicaciones más.

5.1. Artículos indexados.

1. Álvarez Tamayo, Ricardo I; Durán-Sánchez, Manuel; Prieto Cortés, Patricia; Salceda Delgado, Guillermo; Castillo Guzmán, Arturo A; Selvas Aguilar, Romeo; Ibarra Escamilla, Baldemar; Kuzin, Evgeny A; «All-fiber laser curvature sensor using an in-fiber modal interferometer based on a double clad fiber and a multimode fiber structure», *Sensors* **17**(12), 2744 (2017).
2. Ibarra Escamilla, Baldemar; Durán Sanchez, Manuel; Posada Ramírez, Berenice; Prieto Cortés, Patricia; Álvarez-Tamayo, Ricardo I; Kuzin, Evgeny A; «Self-Q-switch and CW operation of a tunable dual-wavelength Er/Yb double-clad fiber laser», *Applied Sciences* **8**(2), 171 (2018).
3. Ibarra Escamilla, Baldemar; Durán Sánchez, Manuel; Posada Ramírez, Berenice; Álvarez Tamayo, Ricardo I; Alaniz Baylón, Jared; Bello Jiménez, Miguel; Prieto Cortés, Patricia; Kuzin, Evgeny A; «Passively Q-switched thulium-doped fiber laser using alcohol», *IEEE Photonics Technology Letters* **30**(20), 1768-1771 (2018).
4. Ibarra Escamilla, B; Durán Sánchez, M; Álvarez Tamayo, RI; Posada Ramírez, B; Prieto Cortés, P; Kuzin, E A; Cruz, José L; Andrés, Miguel V; «Tunable dual-wavelength operation of an all-fiber thulium-doped fiber laser based on tunable fiber Bragg gratings», *Journal of Optics* **20**(8), 85702 (2018).
5. Ibarra Escamilla, Baldemar; Durán Sánchez, Manuel; Álvarez Tamayo, Ricardo I; Posada Ramírez, Berenice; Prieto Cortés, Patricia; Alaniz Baylón, Jared; Santiago Hernández, Héctor; Bello Jiménez, Miguel; Kuzin, Evgeny A; «All-fiber laser with simultaneous Tm 3+ passive Q-switched and Ho 3+ gain-switched operation», *Optics Letters* **43**(14), 3377-3380 (2018).
6. Ibarra Escamilla, B; Bravo Huerta, E; Durán Sánchez, M; Álvarez Tamayo, RI; Posada Ramírez, B; Prieto Cortés, P; Antonio López, JE; Santiago Hernández, H; Aguilar Soto, JG; Kuzin, EA; «Dual-wavelength thulium-doped fiber laser with separate wavelengths selection based on a two mmi filters configuration», *Laser Physics* **8**(9), 95107 (2018).
7. Prieto Cortés, Patricia; Álvarez Tamayo, Ricardo I; García Méndez, Manuel; Durán Sánchez, Manuel; «Lossy Mode Resonance Generation on Sputtered Aluminum-Doped Zinc Oxide Thin Films Deposited on Multimode Optical Fiber Structures for Sensing Applications in the 1.55 μm Wavelength Range», *Sensors* **19**(19), 4189 (2019).
8. Prieto Cortés, P; Álvarez Tamayo, RI; García Méndez, M; Durán Sánchez, M; Barcelata Pinzón, A; Ibarra Escamilla, B; «Magneton sputtered Al-doped ZnO thin film as saturable absorber for passively Q-switched Er/Yb double clad fiber laser», *Laser Physics Letters* **16**(4), 45101 (2019)
9. Álvarez Tamayo, Ricardo I; Prieto Cortés, Patricia; Durán Sánchez, Manuel; Ibarra Escamilla, Baldemar; Barcelata Pinzón, Antonio; Kuzin, Evgeny A; « Laser Wavelength

Estimation Method Based on a High-Birefringence Fiber Loop Mirror», *Photonic Sensors* **9**(1), 89-96 (2019).

10. Álvarez Tamayo, Ricardo I; Gaspar Ramírez, Omar; Prieto Cortés, Patricia; García Méndez, Manuel; Barcelata Pinzón, Antonio; «TiOxNy Thin Film Sputtered on a Fiber Ball Lens as Saturable Absorber for Passive Q-Switched Generation of a Single-Tunable/Dual-Wavelength Er-Yb Double Clad Fiber Laser», *Nanomaterials* **10**(5), 923 (2020).
11. Durán Sánchez, Manuel; Álvarez Tamayo, Ricardo I; Posada Ramirez, Berenice; Ibarra Escamilla Baldemar; Bello Jimenez, Miguel; Armas Rivera, Iván; Prieto Cortés, Patricia; Kuzin Evgeny A; «Generation of dissipative soliton resonance in a fiber laser based on a nonlinear optical loop mirror», *2*, 1,(2021).
12. Gaspar Ramirez, Omar; Álvarez Tamayo Ricardo I; Prieto Cortés, Patricia; Durán Sánchez Manuel; «Fiber laser refractometer operating in the 2 μm spectral region based on the MMI effect», *2*, 1,(2021)

5.2. Proceedings indexados

1. Durán Sánchez, M; Posada Ramírez, B; Álvarez Tamayo, RI; Ibarra Escamilla, B; Alaniz Baylón, J; Bello Jiménez, M; Prieto Cortés, P; Kuzin, EA; «Passive Q-switching Tm-Doped Fiber Laser by Using an Alcohol-Based Saturable Absorber», *Optics InfoBase Conference Papers, OSA Frontier in Optics*,(2018).
2. Prieto Cortés, P; Álvarez Tamayo, RI; Durán Sánchez, M; Castillo Guzmán, A; Salceda Delgado, G; Ibarra Escamilla, B; Kuzin, EA; Barcelata Pinzón, A; Selvas Aguilar, R; «In-fiber modal interferometer based on multimode and double cladding fiber segments for tunable fiber laser applications», *Proceedings of SPIE, SPIE Photonics West 2018 - Fiber Lasers XV: Technology and Systems*, 10512, 105122R (2018).
3. Álvarez Tamayo, RI; Durán Sánchez, M; Barcelata Pinzón, A; Prieto Cortés, P; Rodríguez Berlanga, AF; Castillo Guzmán, AA; Salceda Delgado, G; Selvas Aguilar, R; «Intracavity absorption gas sensor in the near-infrared region by using a tunable erbium-doped fiber laser based on a Hi-Bi FOLM», *Proceedings of SPIE, SPIE Commercial Scientific Sensing and Imaging 2018 - Fiber Optic Sensors and Applications XV*, 10654, 1065413 (2018).
4. Prieto Cortés P, Álvarez Tamayo, I; García Méndez, M; Barcelata Pinzón, A; «Near-infrared high sensitivity solute concentration sensor based on lossy-mode resonance of multimode fiber structures coated with aluminum-doped zinc oxide», *SPIE Nanoscience + Engineering*, 11462, 114622A (2020)

5.3. Participación presencial en congresos

1. Congreso: SPIE Photonics West 2018 - Fiber Lasers XV: Technology and Systems.
Trabajo: In-fiber modal interferometer based on multimode and double cladding fiber segments for tunable fiber laser applications
Presentación: Poster
2. Congreso: LXI Congreso Nacional de Física 2018
Trabajo: Sensor láser de micro-curvatura todo-fibra basado en un interferómetro modal en fibra
Presentación: Poster
3. Congreso: RIAO/OPTILAS/MOPM 2019
Trabajo: Passively Q-Switched Er/Yb Double Clad Fiber Laser Using RF Magnetron Sputtered Al-Doped ZnO Thin Film as Saturable Absorber
Presentación: Oral
4. XXVII International Materials Research Congress 2019 Trabajo: AZO Thin Film as Saturable Absorber for Passive Q-Switched Laser Generation
Presentación: Poster
5. SPIE Nanoscience + Engineering 2020
Trabajo: Near-infrared high sensitivity solute concentration sensor based on lossy-mode resonance of multimode fiber structures coated with aluminum-doped zinc oxide
Presentación: Poster

5.4. Links de Researchgate y goggle scholar.

<https://www.researchgate.net/profile/Patricia.Prieto-Cortes/publications>

https://scholar.google.com/citations?hl=es&user=FtQ5xWgAAAAJ&view_op=list_works&authuser=1&sortby=pubdate

Bibliografía

- [1] M. Ohring, *Materials science of thin films*. Elsevier, 2001.
- [2] R. Shevgaonkar, "Fiber optics," *IIT Bombay*, 2005.
- [3] M. Marciniak, J. Grzegorzewski, and M. Szustakowski, "Analysis of lossy mode cut-off conditions in planar waveguides with semiconductor guiding layer," *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, vol. 140, no. 4, pp. 247–252, 1993.
- [4] I. Del Villar, C. R. Zamarreño, M. Hernaez, F. J. Arregui, and I. R. Matias, "Lossy mode resonance generation with indium-tin-oxide-coated optical fibers for sensing applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 1, pp. 111–117, 2010.
- [5] T. Minami, "Present status of transparent conducting oxide thin-film development for indium-tin-oxide (ito) substitutes," *Thin Solid Films*, vol. 516, no. 17, pp. 5822–5828, 2008.
- [6] C. G. Granqvist, "Transparent conductors as solar energy materials: A panoramic review," *Solar energy materials and solar cells*, vol. 91, no. 17, pp. 1529–1598, 2007.
- [7] R. Shaharuddin, S. Azzuhri, M. Ismail, F. Rashid, M. Samion, M. Razak, and H. Ahmad, "Tunable q-switched ytterbium-doped fibre laser by using zinc oxide as saturable absorber," *Opto-Electronics Review*, vol. 25, no. 1, pp. 10–14, 2017.
- [8] H. Ahmad, C. Lee, M. Ismail, Z. Ali, S. Reduan, N. Ruslan, M. F. Ismail, and S. W. Harun, "Zinc oxide (zno) nanoparticles as saturable absorber in passively q-switched fiber laser," *Optics Communications*, vol. 381, pp. 72–76, 2016.
- [9] H. Ahmad, C. Lee, M. A. Ismail, Z. Ali, S. Reduan, N. Ruslan, and S. W. Harun, "Tunable q-switched fiber laser using zinc oxide nanoparticles as a saturable absorber," *Applied optics*, vol. 55, no. 16, pp. 4277–4281, 2016.
- [10] H. Rotella, Y. Mazel, S. Brochen, A. Valla, A. Pautrat, C. Licitra, N. Rochat, C. Sabbione, G. Rodriguez, and E. Nolot, "Role of vacancy defects in al doped zno thin films for optoelectronic devices," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 50, no. 48, p. 485106, 2017.

- [11] M. Al-Kuhaili, S. Durrani, I. Bakhtiari, and M. Saleem, "Optical constants of vacuum annealed radio frequency (rf) magnetron sputtered zinc oxide thin films," *Optics Communications*, vol. 285, no. 21-22, pp. 4405–4412, 2012.
- [12] J. C. Johnson, K. P. Knutsen, H. Yan, M. Law, Y. Zhang, P. Yang, and R. J. Saykally, "Ultrafast carrier dynamics in single zno nanowire and nanoribbon lasers," *Nano Letters*, vol. 4, no. 2, pp. 197–204, 2004.
- [13] X. Yi, C. Ma, F. Yuan, N. Wang, F. Qin, B. Hu, and Q. Zhang, "Structural, morphological, photoluminescence and photocatalytic properties of gd-doped zno films," *Thin Solid Films*, vol. 636, pp. 339–345, 2017.
- [14] Y. Ammaih, A. Lfakir, B. Hartiti, A. Ridah, P. Thevenin, and M. Siadat, "Structural, optical and electrical properties of zno: Al thin films for optoelectronic applications," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 46, no. 1, pp. 229–234, 2014.
- [15] N. Kinsey, C. DeVault, J. Kim, M. Ferrera, V. Shalaev, and A. Boltasseva, "Epsilon-near-zero al-doped zno for ultrafast switching at telecom wavelengths," *Optica*, vol. 2, no. 7, pp. 616–622, 2015.
- [16] Q. Xie, Y. Chen, X. Li, Z. Yin, L. Wang, Y. Geng, and X. Hong, "Characteristics of d-shaped photonic crystal fiber surface plasmon resonance sensors with different side-polished lengths," *Applied Optics*, vol. 56, no. 5, pp. 1550–1555, 2017.
- [17] M. Hasan, S. Akter, A. A. Rifat, S. Rana, S. Ali, *et al.*, "A highly sensitive gold-coated photonic crystal fiber biosensor based on surface plasmon resonance," in *Photonics*, vol. 4, p. 18, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2017.
- [18] J. Zhao, S. Cao, C. Liao, Y. Wang, G. Wang, X. Xu, C. Fu, G. Xu, J. Lian, and Y. Wang, "Surface plasmon resonance refractive sensor based on silver-coated side-polished fiber," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 230, pp. 206–211, 2016.
- [19] Y. Xia, P. Wang, S. Shi, M. Zhang, G. He, J. Lv, and Z. Sun, "Deposition and characterization of azo thin films on flexible glass substrates using dc magnetron sputtering technique," *Ceramics International*, vol. 43, no. 5, pp. 4536–4544, 2017.
- [20] D. B. Fullager, G. D. Boreman, C. D. Ellinger, and T. Hofmann, "Broadband optical properties of aluminium zinc oxide thin films prepared by spatial atomic layer deposition," *Thin Solid Films*, vol. 653, pp. 267–273, 2018.
- [21] E. Vinoth, S. Gowrishankar, and N. Gopalakrishnan, "Effect of mg doping in the gas-sensing performance of rf-sputtered zno thin films," *Applied Physics A*, vol. 124, no. 6, pp. 1–8, 2018.
- [22] MAK, "Owner's operation and maintenance manual of the mak sputtering sources," 2006.

- [23] P. Williams, "The sputtering process and sputtered ion emission," *Surface Science*, vol. 90, no. 2, pp. 588–634, 1979.
- [24] P. Kelly and J. Bradley, "Pulsed magnetron sputtering-process overview and applications," *Journal of optoelectronics and advanced materials*, vol. 11, no. 9, pp. 1101–1107, 2009.
- [25] S. Berg, H.-O. Blom, T. Larsson, and C. Nender, "Modeling of reactive sputtering of compound materials," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 5, no. 2, pp. 202–207, 1987.
- [26] M. Mizuhashi, "Electrical properties of vacuum-deposited indium oxide and indium tin oxide films," *Thin solid films*, vol. 70, no. 1, pp. 91–100, 1980.
- [27] C. Besleaga, G. Stan, A. Galca, L. Ion, and S. Antohe, "Double layer structure of zno thin films deposited by rf-magnetron sputtering on glass substrate," *Applied surface science*, vol. 258, no. 22, pp. 8819–8824, 2012.
- [28] G. J. Exarhos and X.-D. Zhou, "Discovery-based design of transparent conducting oxide films," *Thin solid films*, vol. 515, no. 18, pp. 7025–7052, 2007.
- [29] M. Suche, S. Christoulakis, N. Katsarakis, T. Kitsopoulos, and G. Kiriakidis, "Comparative study of zinc oxide and aluminum doped zinc oxide transparent thin films grown by direct current magnetron sputtering," *Thin Solid Films*, vol. 515, no. 16, pp. 6562–6566, 2007.
- [30] C. Köble, D. Greiner, J. Klaer, R. Klenk, A. Meeder, and F. Ruske, "Dc reactive sputtering of aluminium doped zinc oxide films for solar modules controlled by target voltage," *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 4, pp. 1204–1207, 2009.
- [31] J. Hüpkes, H. Zhu, J. Owen, G. Jost, and E. Bunte, "Instabilities in reactive sputtering of zno: Al and reliable texture-etching solution for light trapping in silicon thin film solar cells," *Thin Solid Films*, vol. 520, no. 6, pp. 1913–1917, 2012.
- [32] T. Minami, J.-i. Oda, J.-i. Nomoto, and T. Miyata, "Effect of target properties on transparent conducting impurity-doped zno thin films deposited by dc magnetron sputtering," *Thin Solid Films*, vol. 519, no. 1, pp. 385–390, 2010.
- [33] W. Yang, S. Rosnagel, and J. Joo, "The effects of impurity and temperature for transparent conducting oxide properties of al: ZnO deposited by dc magnetron sputtering," *Vacuum*, vol. 86, no. 10, pp. 1452–1457, 2012.
- [34] H. Cheng, X. Xu, H. Hng, and J. Ma, "Characterization of al-doped zno thermoelectric materials prepared by rf plasma powder processing and hot press sintering," *Ceramics International*, vol. 35, no. 8, pp. 3067–3072, 2009.
- [35] W. D. Callister, *Ciencia e ingeniería de los materiales*. Reverté, 2019.

- [36] J. M. Senior and M. Y. Jamro, "Optical fiber communications: principles and practice," 2009.
- [37] B. Lee, "Review of the present status of optical fiber sensors," *Optical fiber technology*, vol. 9, no. 2, pp. 57–79, 2003.
- [38] B. E. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of photonics," 2019.
- [39] D. K. Mynbaev and L. L. Scheiner, "Fiber-optic communication technology—fiber fabrication," 2005.
- [40] G. Chen and F. Yin, "High-speed long-wavelength apds for optical communication," vol. 4919, pp. 389–392, 2002.
- [41] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, vol. 222. John Wiley & Sons, 2012.
- [42] G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*. Elsevier, 2001.
- [43] C. B. Hitz, J. J. Ewing, and J. Hecht, *Introduction to laser technology*. John Wiley & Sons, 2012.
- [44] M. Bello-Jiménez, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and R. Tellez-García, "Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales," *Revista mexicana de física*, vol. 53, no. 4, pp. 289–295, 2007.
- [45] P. M. Becker, A. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology*. Elsevier, 1999.
- [46] G. Canat, J.-C. Mollier, J.-P. Bouzinac, G. M. Williams, B. Cole, L. Goldberg, Y. Jaouën, and G. Kulcsar, "Dynamics of high-power erbium–ytterbium fiber amplifiers," *JOSA B*, vol. 22, no. 11, pp. 2308–2318, 2005.
- [47] M. Bogdanovich, "Amplified luminescence and generation dynamics of the diode pumped erbium-ytterbium laser," *Lithuanian Journal of Physics and Technical Sciences*, vol. 47, no. 4, pp. 421–428, 2007.
- [48] E. Tanguy, C. Larat, and J.-P. Pocholle, "Modelling of the erbium–ytterbium laser," *Optics communications*, vol. 153, no. 1-3, pp. 172–183, 1998.
- [49] B. O. Rasheed, "Amplifier performance of erbium/ytterbium co-doped double-clad fiber at different pump configurations,"
- [50] W. Koechner, "Optical pump systems," in *Solid-State Laser Engineering*, pp. 300–422, Springer, 2006.
- [51] A. A. GHATAK, A. Ghatak, K. Thyagarajan, and K. Thyagarajan, *An introduction to fiber optics*. Cambridge university press, 1998.

- [52] H. Abramczyk, *Introduction to laser spectroscopy*. Elsevier, 2005.
- [53] O. Svelto and D. C. Hanna, *Principles of lasers*, vol. 1. Springer, 2010.
- [54] B. E. Saleh, “Mc teich fundamentals of photonics,” *Ch*, vol. 2, p. 832, 1991.
- [55] M. J. Weber, *Handbook of lasers*, vol. 18. CRC press, 2000.
- [56] S. F. Barrett and D. J. Pack, “Timing subsystem,” *Microcontrollers Fundamentals for Engineers and Scientists*, pp. 51–64, 2006.
- [57] M. Delgado-Pinar, D. Zalvidea, A. Diez, P. Pérez-Millán, and M. Andrés, “Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber bragg grating,” *Optics express*, vol. 14, no. 3, pp. 1106–1112, 2006.
- [58] F. He, L. Huang, M. Gong, Q. Liu, and X. Yan, “Stable acousto-optics q-switched nd: Yvo₄ laser at 500 khz,” *Laser Physics Letters*, vol. 4, no. 7, p. 511, 2007.
- [59] A. F. El-Sherif and T. A. King, “High-energy, high-brightness q-switched tm₃₊-doped fiber laser using an electro-optic modulator,” *Optics communications*, vol. 218, no. 4–6, pp. 337–344, 2003.
- [60] G. Friel, R. Conroy, A. Kemp, B. Sinclair, and J. Ley, “Q switching of a diode-pumped nd: Yvo/sub 4/laser using a quadrupole electro-optic deflector,” in *Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Conference Edition. 1998 Technical Digest Series, Vol. 6 (IEEE Cat. No. 98CH36178)*, p. 483, IEEE, 1998.
- [61] G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A. M. Stolyarov, S. Danto, J. V. Badding, Y. Fink, J. Ballato, and A. F. Abouraddy, “Infrared fibers,” *Advances in Optics and Photonics*, vol. 7, no. 2, pp. 379–458, 2015.
- [62] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. A. Der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 2, no. 3, pp. 435–453, 1996.
- [63] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Ultrafast fiber pulsed lasers incorporating carbon nanotubes,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 10, no. 1, pp. 137–146, 2004.
- [64] H. Liu, K. Chow, S. Yamashita, and S. Set, “Carbon-nanotube-based passively q-switched fiber laser for high energy pulse generation,” *Optics & Laser Technology*, vol. 45, pp. 713–716, 2013.
- [65] D. Popa, Z. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, F. Wang, and A. Ferrari, “Graphene q-switched, tunable fiber laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 7, p. 073106, 2011.

- [66] Z. Luo, M. Zhou, J. Weng, G. Huang, H. Xu, C. Ye, and Z. Cai, "Graphene-based passively q-switched dual-wavelength erbium-doped fiber laser," *Optics letters*, vol. 35, no. 21, pp. 3709–3711, 2010.
- [67] W. Shi, M. Leigh, J. Zong, and S. Jiang, "Single-frequency terahertz source pumped by q-switched fiber lasers based on difference-frequency generation in gas crystal," *Optics letters*, vol. 32, no. 8, pp. 949–951, 2007.
- [68] L. Michaille, D. M. Taylor, C. R. Bennett, T. J. Shepherd, and B. G. Ward, "Characteristics of a q-switched multicore photonic crystal fiber laser with a very large mode field area," *Optics letters*, vol. 33, no. 1, pp. 71–73, 2008.
- [69] L. Pan, I. Utkin, and R. Fedosejevs, "High-repetition-rate passively q-switched ytterbium doped fiber laser with cr⁴⁺: Yag saturable absorber," in *2007 Quantum Electronics and Laser Science Conference*, pp. 1–2, IEEE, 2007.
- [70] Y. Chen, C. Zhao, S. Chen, J. Du, P. Tang, G. Jiang, H. Zhang, S. Wen, and D. Tang, "Large energy, wavelength widely tunable, topological insulator q-switched erbium-doped fiber laser," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 315–322, 2013.
- [71] L. Luo and P. Chu, "Passive q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber," *Optics communications*, vol. 161, no. 4-6, pp. 257–263, 1999.
- [72] T.-Y. Tsai, Y.-C. Fang, and S.-H. Hung, "Passively q-switched erbium all-fiber lasers by use of thulium-doped saturable-absorber fibers," *Optics express*, vol. 18, no. 10, pp. 10049–10054, 2010.
- [73] E. Wolf and H. Neugebauer, "Progress in optics, volume 4," *Physics Today*, vol. 18, no. 10, p. 70, 1965.
- [74] B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez, B. Posada-Ramírez, P. Prieto-Cortés, R. I. Álvarez-Tamayo, and E. A. Kuzin, "Self-q-switch and cw operation of a tunable dual-wavelength er/yb double-clad fiber laser," *Applied Sciences*, vol. 8, no. 2, p. 171, 2018.
- [75] F. Yang and J. Sambles, "Determination of the optical permittivity and thickness of absorbing films using long range modes," *Journal of Modern Optics*, vol. 44, no. 6, pp. 1155–1163, 1997.
- [76] R. C. Jorgenson and S. S. Yee, "A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 12, no. 3, pp. 213–220, 1993.
- [77] R. Slavík, J. Homola, and E. Brynda, "A miniature fiber optic surface plasmon resonance sensor for fast detection of staphylococcal enterotoxin b," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 17, no. 6-7, pp. 591–595, 2002.

- [78] D. Razansky, P. Einziger, and D. Adam, "Broadband absorption spectroscopy via excitation of lossy resonance modes in thin films," *Physical review letters*, vol. 95, no. 1, p. 018101, 2005.
- [79] T. Batchman and G. M. McWright, "Mode coupling between dielectric and semiconductor planar waveguides," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 4, pp. 628–634, 1982.
- [80] R. F. Carson and T. E. Batchman, "Multimode phenomena in semiconductor-clad dielectric optical waveguide structures," *Applied optics*, vol. 29, no. 18, pp. 2769–2780, 1990.
- [81] I. Del Villar, I. R. Matías, F. J. Arregui, and P. Lalanne, "Optimization of sensitivity in long period fiber gratings with overlay deposition," *Optics Express*, vol. 13, no. 1, pp. 56–69, 2005.
- [82] M. Al-Kuhaili, I. Alade, and S. Durrani, "Optical constants of hydrogenated zinc oxide thin films," *Optical Materials Express*, vol. 4, no. 11, pp. 2323–2331, 2014.
- [83] Y. Kim, W. Lee, D.-R. Jung, J. Kim, S. Nam, H. Kim, and B. Park, "Optical and electronic properties of post-annealed zno: Al thin films," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 17, p. 171902, 2010.
- [84] S. I. Han and H. B. Kim, "A study on properties of rf-sputtered al-doped zno thin films prepared with different ar gas flow rates," *Applied Science and Convergence Technology*, vol. 25, no. 6, pp. 145–148, 2016.
- [85] C. D. Wagner, "Nist x-ray photoelectron spectroscopy database," *NIST Standard Reference Database 20*, 2000.
- [86] D. Look and K. Leedy, "Zno plasmonics for telecommunications," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 18, p. 182107, 2013.
- [87] P. Zaca-Morán, E. Kuzin, J. Torres-Turiján, J. Ortega-Mendoza, F. Chávez, G. Pérez-Sánchez, and L. Gómez-Pavón, "High gain pulsed erbium-doped fiber amplifier for the nonlinear characterization of swcnts photodeposited on optical fibers," *Optics & Laser Technology*, vol. 52, pp. 15–20, 2013.
- [88] P. Zaca-Morán, J. Ortega-Mendoza, G. Lozano-Perera, L. Gómez-Pavón, G. Pérez-Sánchez, J. Padilla-Martínez, and C. Felipe, "Passively q-switched erbium-doped fiber laser based on zn nanoparticles as a saturable absorber," *Laser Physics*, vol. 27, no. 10, p. 105101, 2017.
- [89] Y. Kim, J. Ahn, B. G. Kim, and D.-S. Yee, "Terahertz birefringence in zinc oxide," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 3R, p. 030203, 2011.

- [90] M. El-Sherif, L. Bansal, and J. Yuan, "Fiber optic sensors for detection of toxic and biological threats," *Sensors*, vol. 7, no. 12, pp. 3100–3118, 2007.
- [91] R. I. Álvarez-Tamayo, J. G. Aguilar-Soto, M. Durán-Sánchez, J. E. Antonio-López, B. Ibarra-Escamilla, and E. A. Kuzin, "Mmi filters configuration for dual-wavelength generation in a ring cavity erbium-doped fibre laser," *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, vol. 12, no. 1, pp. 1–5, 2016.
- [92] I. Del Villar, A. B. Socorro, J. M. Corres, F. J. Arregui, and I. R. Matias, "Optimization of sensors based on multimode interference in single-mode–multimode–single-mode structure," *Journal of lightwave technology*, vol. 31, no. 22, pp. 3460–3468, 2013.
- [93] F. J. Arregui, I. Del Villar, J. M. Corres, J. Goicoechea, C. R. Zamarreño, C. Elosua, M. Hernaez, P. J. Rivero, A. B. Socorro, A. Urrutia, *et al.*, "Fiber-optic lossy mode resonance sensors," *Procedia Engineering*, vol. 87, pp. 3–8, 2014.
- [94] I. Del Villar, C. Zamarreño, P. Sanchez, M. Hernaez, C. F. Valdivielso, F. Arregui, and I. Matias, "Generation of lossy mode resonances by deposition of high-refractive-index coatings on uncladded multimode optical fibers," *Journal of Optics*, vol. 12, no. 9, p. 095503, 2010.