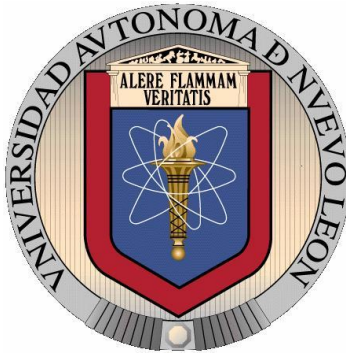


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS



**GENERACIÓN DE PULSOS LÁSER Q-SWITCH UTILIZANDO MICROESFERAS
DE FIBRA ÓPTICA RECUBIERTAS DE TiN COMO ABSORBEDOR
SATURABLE**

TESIS PRESENTADA POR:
OMAR GASPAR RAMÍREZ

COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTORADO EN INGENIERÍA FÍSICA

San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México. Julio de 2023

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO
MATEMÁTICAS

Los miembros del comité recomendamos que la tesis titulada “GENERACIÓN DE PULSOS LÁSER Q-SWITCH UTILIZANDO MICROESFERAS DE FIBRA ÓPTICA RECUBIERTAS DE TiN COMO ABSORBEDOR SATURABLE” realizada por el alumno Omar Gaspar Ramírez con número de matrícula 01887286, sea aceptado para su defensa como opción al grado de Doctor en Ingeniería Física.

El comité de tesis

Presidente/Asesor

Dr. Manuel García Méndez

Secretario/Co-asesor

Dr. Ricardo Iván Álvarez Tamayo

Vocal

Dr. Daniel Toral Acosta

Vocal

Dr. Francisco Vicente Flores Baéz

Vocal

Dr. Claudio Davet Gutiérrez Lazos

Índice

Índice de figuras	1
Índice de tablas	5
Agradecimientos	6
CAPÍTULO I	7
I. 1. Resumen	7
I. 2. Introducción.....	7
I. 3. Hipótesis y Objetivos	9
I. 4. Justificación.....	10
CAPÍTULO II	11
Marco Teórico	11
II.1. Clasificación de los materiales	11
II.2. Propiedades ópticas de los materiales	12
II.3. Coeficientes ópticos.....	12
II.4. Niveles electrónicos.....	14
II.4.1. Teoría de Bandas	15
II.4.2. Energía de Urbach.....	17
CAPÍTULO III	18
Técnicas de caracterización	18
III. 1. Espectroscopia ultravioleta visible	18
III.1.1. Modelo del oscilador de Drude-Lorentz	20
III.1.2. Propiedades y aplicaciones de los nitruros metálicos de transición.....	23
III.1.2.1. Nitruro de titanio (TiN).....	24
III. 2. Espectroscopia fotoelectrónica de rayos X	25
CAPÍTULO IV	28
Técnicas de síntesis de películas delgadas	28

IV. 1. Erosión iónica	28
-----------------------------	----

CAPÍTULO V..... 30

Fibras ópticas	30
----------------------	----

V. 1. Modos de propagación	31
----------------------------------	----

V. 2. Tipos de fibras	34
-----------------------------	----

V. 3. Parámetros geométricos y estructurales en fibras ópticas	36
--	----

CAPÍTULO VI..... 39

Láseres de fibra.....	39
-----------------------	----

VI. 1. Medio activo	41
---------------------------	----

VI. 2. Amplificador de fibra dopada con erbio	41
---	----

VI. 3. Amplificador de fibra dopada con Erblio-Iterbio	44
--	----

VI. 4. Lente micro esférica de fibra óptica.....	47
--	----

VI. 5. Óptica no lineal	49
-------------------------------	----

VI.5.1. Absorción no lineal	50
-----------------------------------	----

VI. 6. Láser pulsado mediante Q-switched	52
--	----

VI.6.1. Clasificación de los láseres Q-switched	53
---	----

VI.6.2. Técnica Q switched pasiva.....	53
--	----

VI.6.3. Absorbedor saturable.....	55
-----------------------------------	----

VI. 7. Descripción analítica del funcionamiento de un láser pulsado	58
---	----

CAPÍTULO VII..... 61

Arreglo experimental.....	61
---------------------------	----

VII. 1. Síntesis de películas delgadas de TiN	61
---	----

VII. 2. Fabricación de MBL como AS a distintos diámetros.	66
--	----

VII. 3. Montaje experimental del láser de fibra óptica en cavidad lineal.....	67
---	----

CAPÍTULO VIII..... 69

Resultados y discusión	69
------------------------------	----

VIII. 1.	Resultados de UV-Vis	69
VIII. 2.	Resultados de XPS	84
VIII. 3.	Resultados de los pulsos PQS	96
 CAPÍTULO IX		101
Conclusiones.....		101
IX. 1.	Trabajo a futuro	101
IX. 2.	Artículos y divulgación científica.....	102
 Referencias		103

Índice de figuras

Figura 1. Esquema de los niveles de energía de un átomo que se representan con una notación que incluye las letras que corresponden a cada nivel y subnivel, así como el número de electrones presentes en cada uno de ellos. Tomado de https://es.wikipedia.org/wiki/Nivel_energ%C3%A9tico	15
Figura 2. (a) Si un haz de luz interacciona con una superficie lisa y es reflejado con el mismo ángulo de incidencia se le llama reflexión especular. (b) Si un haz de luz interacciona con una superficie rugosa y es reflejado a diferentes direcciones se le llama reflexión difusa.	19
Figura 3. Estructura cristalina de tipo FCC del TiN.....	25
Figura 4. Proceso de XPS en una muestra. Tomado de https://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_photoelectron_spectroscopy#/media/File:System2.gif y traducido al español para esta tesis.	26
Figura 5. Esquema de un proceso de erosión iónica para sintetizar películas delgadas aplicando un campo magnético por magnetrón. Tomado de Aname instrumentación científica https://microscopiaelectronica.com/equipos-preparacion/equipos-de-recubrimiento-sem-tem.html y traducido al español para esta tesis.	29
Figura 6. (a) Fibra óptica monomodo. (b) Fibra óptica multimodo de índice escalonado. (c) Fibra óptica multimodo de índice gradual.	34
Figura 7. Geometrías comunes utilizadas en las cavidades láser: (a) cavidad lineal o de Fabry-Perot. (b) Cavidad de anillo.	40
Figura 8. Diagrama de los niveles de energía del Er^{3+} y el proceso de absorción y decaimiento de electrones excitados por una radiación externa de bombeo.	42
Figura 9. Espectro ASE de una fibra de 1 m de longitud con erbio-80. Tomado de Harun, S. W., & Arof, H. (Eds.). (2013). Current developments in optical fiber technology. BoD–Books on Demand.	43
Figura 10. Diagrama de niveles de energía del medio activo de Er/Yb en un láser de fibra óptica.	45
Figura 11. Estructura de la MBL frente al espejo, donde la distancia d se ajusta desplazando uno de los dos objetos mientras se mantiene el otro fijo.	47
Figura 12. Configuración en la que la MBL se desplaza de manera transversal.....	48
Figura 13. Esquema energético general de tres niveles para un absorbedor saturable, que ilustra las tasas de excitación y decaimiento espontáneo.	56

Figura 14. (a) equipo de erosión iónica RF utilizado para los depósitos de TiN, (b) Detalle esquemático de la cámara de depósito: I-Sustrato, II-Soporte del blanco, III-Magnetron, IV-Conexión de la fuente de RF, V-Soporte del sustrato y fuente de calentamiento, VI-Sensor de cuarzo, VII-Conexión USB al ordenador para medir la velocidad de depósito, VIII-Sistema de bombas de vacío mecánicas-turbomoleculares, IX-Entrada de gas de alta pureza.....	61
Figura 15. Blancos utilizados en el proceso de depósito de las películas delgadas mediante la técnica de erosión iónica. En la imagen (a), se presenta el blanco de TiN, mientras que en la imagen (b) se muestra el blanco de Ti. El tamaño de ambos es de 2.54 cm de diámetro.	62
Figura 16. Depósitos realizados sobre los sustratos del primer lote. La imagen (a) corresponde a la muestra 01, la cual fue depositada con una potencia de 250 W, mientras que la imagen (b) corresponde a la muestra 03, depositada con una potencia de 300 W. A simple vista, se puede observar la presencia de una película delgada de TiN debido a su característico color y también se puede apreciar una diferencia en intensidad a causa de las potencias utilizadas.....	63
Figura 17. Depósitos del segundo lote. La imagen (a) corresponde a la muestra F01, la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 minutos. La imagen (b) corresponde a la muestra F03, con un tiempo de depósito de 25 minutos. Se puede observar una diferencia en las intensidades de color en ambas imágenes, lo cual se atribuye a la variación en los tiempos de depósito.	64
Figura 18. Depósitos del tercer lote. En la imagen (a) se presenta la muestra F0405 la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 min, utilizando el blanco de TiN. En la imagen (b) exhibe el depósito de la muestra F0607 la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 min, utilizando el blanco de Ti.	65
Figura 19. Configuración de laser de fibra óptica en cavidad lineal.	68
Figura 20. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.	69
Figura 21. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.	70
Figura 22. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras (a) F0405 y (b) F0607.....	71
Figura 23. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.....	73
Figura 24. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.	74

Figura 25. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) F0405 y (b) F0607.	75
Figura 26. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.	77
Figura 27. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.	78
Figura 28. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras (a) F0405 y (b) F0607.	79
Figura 29. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.	80
Figura 30. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.	81
Figura 31. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) F0405 y (b) F0607.	81
Figura 32. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.	82
Figura 33. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.	83
Figura 34. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) F0405 y (b) F0607.	83
Figura 35. Barridos XPS en modo survey antes y después del proceso de limpieza por bombardeo de iones de argón para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, y (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura está dividida en dos secciones: la parte izquierda corresponde a los barridos XPS antes de la limpieza, mientras que la parte derecha muestra los barridos XPS después del proceso de limpieza.	86
Figura 36. Barridos XPS de la ventana de O1s para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, así como las muestras (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza.	88
Figura 37. Barridos XPS de la ventana de C1s para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, así como las muestras (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura se	

divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza..... 90

Figura 38. Barridos XPS de la ventana de Ti2p para las muestras **(a)** F01, **(b)** F02 y **(c)** F03 del segundo lote, así como las muestras **(d)** F0405 y **(e)** F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza. 92

Figura 39. Barridos XPS de la ventana de N1s para las muestras **(a)** F01, **(b)** F02 y **(c)** F03 del segundo lote, así como las muestras **(d)** F0405 y **(e)** F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza..... 94

Figura 40. Trenes de pulsos láser PQS generados por diferentes muestras de MBL a diferentes potencias de bombeo. Se aprecian las siguientes muestras: **(a)** F01, **(b)** F02, **(c)** F03, **(d)** F04, **(e)** F05, **(f)** F06 y **(g)** F07. 97

Figura 41. Ancho de pulso y frecuencia de repetición de los pulsos PQS en función de la potencia de bombeo para las muestras MBL. Se presentan los resultados para las siguientes muestras: **(a)** F01, **(b)** F02, **(c)** F04, **(d)** F05, **(e)** F06 y **(f)** F07. 98

Figura 42. Energía del pulso y potencia pico de los pulsos PQS en función de la potencia de bombeo para las muestras MBL. Se presentan los resultados para las siguientes muestras: **(a)** F01, **(b)** F02, **(c)** F04, **(d)** F05, **(e)** F06 y **(f)** F07. 99

Índice de tablas

Tabla 1. Elementos comúnmente utilizados como amplificadores en láseres de fibra óptica, indicando la longitud de onda a la que deben ser bombeados para emitir en una longitud de onda específica.	41
Tabla 2. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica reactiva con magnetron por RF en las muestras 01, 02 y 03, utilizando el blanco de Ti.....	63
Tabla 3. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica con magnetron por RF en las muestras F01, F02 y F03, utilizando el blanco de TiN.....	64
Tabla 4. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica reactiva con magnetron por RF. Se detallan los parámetros para la muestra F0405 utilizando el blanco de TiN, así como para la muestra F0607 utilizando el blanco de Ti.	65
Tabla 5. Diámetros de las MBL utilizados en las diferentes muestras de depósito de películas delgadas de TiN.	67
Tabla 6. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del primer lote.	84
Tabla 7. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del segundo lote.	84
Tabla 8. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del tercer lote.	84
Tabla 9. Resumen de los datos obtenidos del análisis XPS para los sustratos utilizados como plantilla en el montaje de fibras ópticas. La segunda columna muestra el valor del BE de cada estado químico en eV. La tercera columna indica el porcentaje de cada estado químico. La última columna presenta la fórmula empírica obtenida a partir del análisis.	95
Tabla 10. Características de los pulsos láser PQS en cada una de las muestras, a medida que la potencia de bombeo varía en un rango de 0.57 a 0.98 W.....	100

Agradecimientos

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento al Dr. Manuel García Méndez, mi asesor de tesis, por su guía invaluable, paciencia y apoyo constante a lo largo de todo el proceso de investigación. Su experiencia y dedicación desempeñaron un papel fundamental en el éxito de este trabajo.

Además, me gustaría extender mi agradecimiento al doctor Ricardo Iván Álvarez Tamayo, mi co-asesor, por abrirme las puertas de su laboratorio y brindarme la oportunidad de formar parte de su equipo. Su generosidad y compromiso con mi crecimiento académico me permitieron viajar hasta su laboratorio y trabajar en un entorno enriquecedor.

Agradezco a mis sinodales los doctores Daniel Toral Acosta, Francisco Vicente Flores Baéz y Claudio Davet Gutiérrez Lazos por brindarme la oportunidad de presentar mi tesis y por dedicar su valioso tiempo a revisar y evaluar mi trabajo. Su contribución y correcciones han sido fundamentales para mejorar la calidad de esta investigación.

Agradezco a mis profesores, quienes han brindado generosamente su conocimiento y experiencia, permitiéndome alcanzar los niveles académicos que ahora poseo.

Agradezco a la Universidad Autónoma de Nuevo León por aceptarme como estudiante y proporcionarme una educación de calidad. La confianza depositada en mí ha sido un honor y un privilegio que valoro profundamente.

Agradezco a las instituciones CIMAV, FIME, FCFM, UPAEP y a sus investigadores que generosamente me brindaron su apoyo y abrieron las puertas para completar mi trabajo de tesis.

Deseo expresar mi más profunda gratitud a mis padres y familia por su amor incondicional, comprensión y apoyo a lo largo de todos estos años de estudio. Su dedicación, sacrificio y esfuerzo han sido una motivación constante en mi camino hacia el logro académico. Gracias a su aliento y confianza en mí, he podido superar obstáculos y alcanzar metas que parecían inalcanzables.

Agradezco a mis compañeros y amigos por hacer más amena mi estancia durante el doctorado y por brindarme su apoyo incondicional cuando más lo necesité.

No puedo dejar de mencionar agradecidamente a todas las personas que, de una u otra manera, contribuyeron a la finalización de esta tesis. Sus palabras de aliento, consejos y críticas constructivas fueron esenciales en cada etapa del proceso.

Finalmente agradezco al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT) por el apoyo económico brindado durante mi estancia en el doctorado a través de la beca 817293.

CAPÍTULO I

I. 1. Resumen

En este trabajo se sintetizaron películas delgadas de nitruro de titanio (TiN) usando la técnica de erosión iónica reactiva (sputtering) con magnetrón por radiofrecuencia (RF). El depósito se realizó sobre sustratos de vidrio, encima de estos se montaron lentes micro esféricas (MBL) hechas de fibra óptica a diferentes tamaños y variando los parámetros de depósito como son el tiempo y la potencia suministrada. Después del depósito las muestras se caracterizaron mediante espectroscopias Uv-Vis y XPS respectivamente con el fin de medir sus propiedades ópticas y químicas y que hayan sido las adecuadas para su posterior aplicación como absorbedor saturable (SA). Las muestras presentaron fases coexistentes de nitruro y óxido de titanio, donde la fase de nitruro era rica en metales no estequiométricos, presentando el band gap en el rango de $E_g = 3.5 - 3.8 \text{ eV}$.

En adición, se desarrolló un láser de fibra óptica en cavidad lineal donde fue incorporada la MBL ya recubierta con TiN, de esta manera fue capaz de generar pulsos Q switched pasivos (PQS) y así demostró la eficiencia y versatilidad del material como SA. Como medio de ganancia se usó una fibra de doble revestimiento dopada de erbio e iterbio (EYDCF). La emisión del láser operó en una región de 1500 nm de longitud de onda y las características de las pulsaciones generadas en un rango de potencia de bombeo de 0.457 W a 0.98 W fueron: una tasa de repetición desde los 26.12 a 66.69 kHz , un ancho de pulso mínimo de $2.52 \mu\text{s}$ y máximo de $8.58 \mu\text{s}$, una potencia pico mínima de 0.005 W y máxima de 0.361 W y una energía de pulso mínima de $0.046 \mu\text{J}$ y máxima de $0.091 \mu\text{J}$.

I. 2. Introducción

En los últimos años, ha habido un creciente interés en la investigación de películas delgadas debido a su amplia gama de aplicaciones y a las mejoras que pueden ofrecer en la producción de dispositivos electrónicos, el fortalecimiento de herramientas y la optimización de las propiedades superficiales de diversos materiales. Estas películas delgadas se obtienen mediante técnicas físicas o químicas de tratamiento superficial, que permiten depositar capas finas de material en la superficie de un objeto, mejorando así sus propiedades superficiales y posibilitando el desarrollo de aplicaciones específicas, como sensores, celdas solares y dispositivos ópticos, entre otros.

Es fundamental contar con técnicas eficientes que garanticen la calidad y la reproducibilidad en el crecimiento de las películas delgadas. Algunas de las técnicas más utilizadas incluyen la deposición de vapor químico (CVD), el método sol-gel, la deposición en baño químico y la erosión iónica [1-3]. Estas técnicas ofrecen diferentes ventajas y características que las hacen adecuadas para distintos tipos de materiales y aplicaciones.

Una opción ideal y mínimamente invasiva es mediante el método de erosión iónica (sputtering) para el depósito de películas delgadas. Este proceso se realiza en una cámara de vacío, donde se coloca el sustrato y uno o más cátodos que corresponden a los materiales de la película delgada que se desea sintetizar.

En este proceso, los cátodos se conectan a un generador de corriente eléctrica y se someten a un campo eléctrico, lo que resulta en la liberación de átomos o iones del material. Estos átomos o iones son acelerados hacia el sustrato mediante dicho campo eléctrico, donde se depositan y se van acumulando capa por capa, formando así una película delgada.

Las películas delgadas pueden ser creadas utilizando una amplia variedad de materiales, dependiendo de las características y propiedades deseadas. Un ejemplo destacado son los nitruros metálicos de transición (NMT), los cuales han demostrado ser altamente prometedores debido a sus propiedades y características sobresalientes. Estos nitruros presentan una alta dureza, una estructura molecular compacta, excelente conductividad eléctrica y calórica, entre otras cualidades. Estas propiedades hacen de los nitruros metálicos de transición una opción atractiva para diversas aplicaciones en campos como la industria, la investigación científica y la tecnología. [4, 5]

Dentro de los nitruros metálicos de transición, se encuentran elementos químicos ampliamente reconocidos y valorados como el Zirconio (*Zr*) Vanadio (*V*), Cromo (*Cr*), Niobio (*Nb*) y Titanio (*Ti*). El Titanio, en particular, destaca por ser un metal ligero que puede ser sometido a un proceso de nitruración para producir nitruro de Titanio (*TiN*). Esta película delgada de TiN presenta propiedades deseables, tales como mayor resistencia en entornos adversos, excelente resistencia química, alto punto de fusión y efectos no lineales ideales para aplicaciones ópticas. [6]

Una aplicación específica de las películas delgadas de TiN es su depósito sobre fibras ópticas, donde actúan como absorbentes saturables (SA) en láseres de fibra, permitiendo la generación de pulsos láser mediante la explotación de sus propiedades ópticas no lineales.

Un láser de fibra óptica es un dispositivo que emite un haz de luz coherente y amplificado, utilizando como medio amplificador una fibra dopada con tierras raras como erbio (*Er*), iterbio (*Yb*), holmio (*Ho*), disprosio (*Dy*) o tulio (*Tm*). Se puede generar emisión pulsada en un láser por diferentes técnicas. Particularmente, se explora la técnica llamada Q-switched, que ofrece la capacidad de generar pulsos láser de alta energía y corta duración mediante el uso de un modulador que controla las pérdidas de energía dentro del láser.

Existen dos formas de obtener pulsos Q-switched. La primera es mediante un enfoque denominado Q-switched activo (AQS), que requiere de un modulador externo capaz de regular las pérdidas y controlar el factor de calidad en la cavidad del láser. La segunda opción es el Q-switched pasivo (PQS), que incorpora un absorbente saturable (SA) dentro de la cavidad. Este absorbente saturable tiene la capacidad de modular las pérdidas del láser.

Ambos enfoques permiten obtener pulsos de alta potencia y corta duración en un láser de fibra óptica. La elección entre el AQS y el PQS depende de las necesidades específicas de la aplicación y las características deseadas del pulso láser.

En el caso del PQS, el proceso ocurre cuando la absorción no lineal del SA incrementa las pérdidas dentro de la cavidad del láser. Esta acumulación de energía proveniente de la fuente de bombeo se mantiene hasta que alcanza un punto de saturación, lo que provoca la liberación repentina de toda la energía almacenada, generando un pulso de alta potencia en el rango de micro-Joules. Este ciclo se repite cuando el AS se restaura a su estado inicial [7].

Para mejorar la eficiencia y aprovechar al máximo las propiedades ópticas de un láser de fibra, es importante considerar la geometría de la fibra. Una opción interesante es utilizar una lente micro esférica (MBL), una estructura especial que presenta características adecuadas para sistemas ópticos basados en fibra.

Varios estudios han explorado el uso y las aplicaciones de las MBL en diferentes campos. Por ejemplo, se ha investigado su implementación en sensores de fibra, como un sensor basado en una matriz de microesferas de sílice para detectar diversas sustancias [8], o un sensor de glucosa que utiliza una combinación de una MBL y un espejo reflector [9]. También se ha explorado su uso en sensores de desplazamiento [10]. Sin embargo, hasta el momento, el potencial completo de las MBL no ha sido completamente explotado.

Una interesante área de investigación es depositar películas delgadas de TiN en la superficie de las MBL. Esto podría representar una opción confiable para estudiar las propiedades de las MBL en láseres de fibra óptica. La combinación de las propiedades de absorción no lineal del TiN y las características de las MBL abre la posibilidad de lograr avances significativos en el campo de los láseres de fibra.

I. 3. Hipótesis y Objetivos

Hipótesis: Al recubrir las fibras ópticas con una película delgada de TiN, es posible obtener fibras con propiedades sintonizables. Se espera que el recubrimiento de TiN presente una respuesta de absorción no lineal favorable en el rango del IR.

Objetivos generales

- Comprender la técnica de erosión iónica para el depósito de películas delgadas.
- Integrar los conocimientos de las ramas de la ciencia de materiales y fotónica para el desarrollo de nuevos dispositivos láser.

Objetivos particulares

- Realizar depósitos de películas delgadas de TiN mediante erosión iónica reactiva por RF y adherirlas posteriormente a fibras ópticas.
- Desarrollar condiciones experimentales que permitan la síntesis reproducible de las películas delgadas.

- Caracterizar las películas delgadas mediante espectroscopia UV-Vis para evaluar sus propiedades ópticas.
- Analizar la composición y determinar el estado químico del compuesto mediante la técnica de XPS.
- Desarrollar un láser pulsado Q-switched de fibra óptica de alta potencia utilizando películas delgadas de TiN como absorbedor saturable.
- Evaluar la efectividad del TiN como absorbedor saturable para la generación de pulsos PQS.

I. 4. Justificación

La integración de materiales en película delgada (2D) sobre fibras ópticas, ha dado paso a un avance significativo en diversas áreas de la óptica aplicada (fotónica, plasmónica, optoelectrónica). Al optimizar o mejorar el proceso de interacción luz-materia a través de estos materiales, se fortalece la funcionalidad de las fibras ópticas tradicionales, abriendo así una nueva vía en el desarrollo de sistemas ópticos.

Dentro de las numerosas opciones de materiales en 2D que se pueden integrar en fibras ópticas, se encuentra el TiN que destaca como un absorbedor saturable óptimo gracias a sus propiedades no lineales.

CAPÍTULO II

Marco Teórico

II.1. Clasificación de los materiales

Los materiales son una parte esencial de nuestra vida diaria y desempeñan un papel crítico en el desarrollo de la tecnología moderna. Desde los materiales naturales como la madera y el algodón, hasta los materiales sintéticos más avanzados como los polímeros y las aleaciones de metales, los materiales se utilizan en una amplia gama de aplicaciones. Desde la construcción de edificios y puentes, hasta la fabricación de dispositivos electrónicos y equipos médicos, por lo tanto, son la base sobre la que se construyen muchas de las cosas que damos por sentado en nuestra vida cotidiana.

Los hay de diferentes tipos, dependiendo de sus propiedades y características. Los más comunes son:

- **Metales:** Son materiales que tienen propiedades como conductividad eléctrica y térmica, maleabilidad y ductilidad. Algunos ejemplos de metales comunes son el hierro, el cobre, el aluminio y el oro.
- **Polímeros:** Son materiales compuestos de largas cadenas moleculares y se caracterizan por tener una alta flexibilidad y resistencia a la tracción. Los plásticos son un ejemplo común de polímeros.
- **Cerámicas:** Son materiales inorgánicos, generalmente compuestos de metales y no metales, y se caracterizan por su alta dureza y fragilidad. Los materiales cerámicos se utilizan comúnmente en la fabricación de vajillas, azulejos y materiales refractarios.
- **Composites:** Son materiales compuestos por dos o más tipos de materiales, como fibras de vidrio o carbono combinadas con resinas. Los composites se utilizan comúnmente en la fabricación de aviones, automóviles y otros productos que requieren alta resistencia y rigidez.
- **Materiales semiconductores:** Son materiales que tienen propiedades intermedias entre los conductores y los aislantes eléctricos. Los materiales semiconductores se utilizan comúnmente en la fabricación de dispositivos electrónicos, como transistores y chips de computadora.
- **Materiales magnéticos:** Son materiales que pueden magnetizarse y producir campos magnéticos. Los materiales magnéticos se utilizan comúnmente en la fabricación de motores eléctricos y generadores.

Además, también existen los materiales compuestos, que son combinaciones de dos o más materiales diferentes. Entre estos están los materiales ópticos que son aquellos que interactúan con la luz y la manipulan en una variedad de maneras dependiendo de sus propiedades físicas y químicas, se utilizan comúnmente en la fabricación de dispositivos ópticos, como lentes, prismas, filtros, espejos y fibra óptica. Algunos materiales, como el

vidrio y el plástico, son transparentes y permiten que la luz pase a través de ellos sin cambiar significativamente su dirección o intensidad. Otros materiales, como los espejos y los metales, reflejan la luz y la dirigen en una dirección específica. También hay materiales que dispersan la luz, como los materiales de las pantallas de proyección, y materiales que cambian la polarización de la luz, como los cristales líquidos [11, 12].

II.2. Propiedades ópticas de los materiales

Cuando un haz de luz interactúa con un medio material producirá una variedad de propiedades ópticas, esto debido a las características que posee dicho material, después de la interacción podrán ocurrir fenómenos como reflexión, transmisión o absorción en base a los cuales se podrán obtener las propiedades buscadas.

La *reflexión* es cuando la luz rebota en la superficie al momento de interactuar con el medio provocando un cambio de dirección.

La *transmisión o refracción* es descrita por la ley de Snell e indica que cuando un haz de luz atraviesa la separación entre dos medios de propagación diferentes conducirá a un cambio en la velocidad y curvatura de esta.

La *absorción* ocurre cuando la materia es capaz de captar parte del haz de luz con el que interactúa y además provoca una atenuación a medida que avanza. Este fenómeno es responsable de la coloración de los materiales.

Los fenómenos anteriormente descritos se pueden medir mediante técnicas de espectroscopia que serán mostradas en el capítulo III, una vez medidos se pueden determinar las propiedades del medio a través de una serie de parámetros [13] que serán mencionados en la siguiente sección. Para fines prácticos es posible describir la propagación de la luz mediante la teoría clásica tratándola como una onda electromagnética y a los átomos y moléculas modelándolos como osciladores.

II.3. Coeficientes ópticos

Existen parámetros que determinan las propiedades de un material a nivel macroscópico y están relacionados con las radiaciones electromagnéticas que interactúan con este. Entre los métodos para poder calcularlos, están aquellos que hacen uso de gráficas espectrales de transmitancia y reflectancia que se obtienen por algún tipo de técnica de análisis espectroscópico (ver capítulo III). Los coeficientes que se logran son los siguientes: el índice de refracción (n), el coeficiente de absorción (α), el coeficiente de extinción (k) y la constante dieléctrica (ϵ_r).

El índice de refracción n indica la relación de la velocidad de la luz en espacio libre c con la velocidad de la luz en un medio v , como a continuación se indica:

$$n = \frac{c}{v}, \quad (1)$$

el índice de refracción no es un parámetro constante, sino que va variando en relación con la longitud de onda y frecuencia del haz de luz y su dependencia resulta principalmente de la interacción de la luz con los electrones del medio [14,15], esto significa que una parte de la luz siempre será absorbida, para tomar en cuenta este inconveniente, se define como un índice complejo:

$$\tilde{n} = n + ik, \quad (2)$$

la parte real n es igual al índice de refracción normal e indica la velocidad de fase, la parte imaginaria k se denomina coeficiente de extinción y mide la tasa de disminución de la luz transmitida a través de la dispersión y la absorción de un medio.

El coeficiente de absorción α define la longitud en la que puede incidir un haz de luz dentro de un medio a una longitud de onda determinada. Por lo tanto α dependerá tanto del grosor del material a medir como de la intensidad (potencia óptica por unidad de área) del haz incidente, descrita a continuación:

$$\alpha = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}, \quad (3)$$

esta ecuación se puede integrar y así obtener la ley de Beer:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (4)$$

donde I_0 es la intensidad óptica en incidente.

El coeficiente de absorción también está relacionado con el coeficiente de extinción por la siguiente formula:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (5)$$

con λ como la longitud de onda del haz de luz. Esto demuestra que k es directamente proporcional a α .

La constante dieléctrica describe cómo es que un campo eléctrico afecta y es afectado por un medio dieléctrico, en otras palabras, es la habilidad que tiene un material para transmitir o permitir un campo eléctrico. Se da generalmente en relación con el vacío, como una constante dieléctrica relativa ϵ_r compleja:

$$\epsilon_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2. \quad (6)$$

Por las ecuaciones de Maxwell se puede relacionar el índice de refracción con la constante ϵ_r como:

$$\tilde{n}^2 = \epsilon_r, \quad (7)$$

siendo:

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad (8)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk, \quad (9)$$

para un medio débilmente absorbente se puede suponer a k muy pequeño de modo que al despejar n y k de las ecuaciones (8) y (9) en términos de ε_1 y ε_2 se obtiene:

$$n = \sqrt{\varepsilon_1}, \quad (10)$$

$$k = \frac{\varepsilon_2}{2n}, \quad (11)$$

demostrando así que el índice de refracción está determinado básicamente por la parte real de la constante dieléctrica, mientras que la absorción por la parte imaginaria [15,16].

II.4. Niveles electrónicos

Los niveles electrónicos son los niveles de energía permitidos para los electrones en un átomo, que determinan la ubicación y la probabilidad de encontrar un electrón en una determinada región alrededor del núcleo atómico.

En el modelo atómico de Bohr representado como:

$$E = hv, \quad (12)$$

donde h es la constante de Planck ($6.62 \times 10^{-34} Js$) y v es la frecuencia.

Se propuso que los electrones giran en órbitas circulares alrededor del núcleo atómico en niveles discretos de energía. Según su nivel de energía y su movimiento en el átomo se organizan en capas, subcapas y orbitales atómicos como se muestra en la figura 1.

Cada nivel de energía se describe por un número cuántico principal (n), que indica su energía relativa, siendo la capa más interna la capa K ($n = 1$) donde los electrones se encuentran en el nivel de energía más cercano al núcleo, seguida por la capa L ($n = 2$), la capa M ($n = 3$), y así sucesivamente. Cada capa puede contener un número máximo de electrones, dado por la fórmula $2n^2$.

Dentro de cada capa, los electrones se distribuyen en subcapas o subniveles de energía. Cada subcapa se identifica por un número cuántico del momento angular (l) que describe la forma del orbital atómico. Hay un máximo de n subcapas por capa, y se nombran con las letras s, p, d, f, g, etc., correspondientes a $l = 0$, $l = 1$, $l = 2$, $l = 3$, $l = 4$, etc. Las subcapas s y p son las más comunes.

Los electrones en una subcapa se distribuyen en orbitales atómicos, que son regiones del espacio alrededor del núcleo donde hay una alta probabilidad de encontrar un electrón. Cada orbital se identifica por un número cuántico magnético (m) que indica su orientación en el espacio. El número máximo de orbitales por subcapa está dado por $2l + 1$.

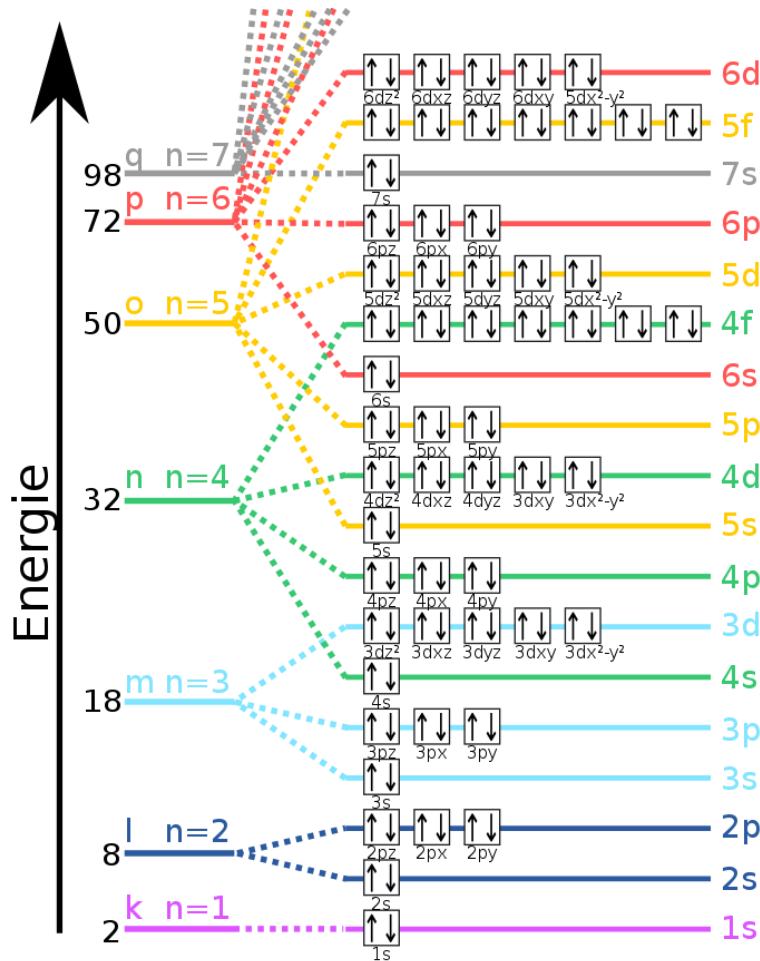


Figura 1. Esquema de los niveles de energía de un átomo que se representan con una notación que incluye las letras que corresponden a cada nivel y subnivel, así como el número de electrones presentes en cada uno de ellos. Tomado de https://es.wikipedia.org/wiki/Nivel_energ%C3%A9tico.

En teoría, los niveles de energía de un átomo son infinitos y su número depende tanto de la cantidad de electrones como de la energía que éstos posean. Sin embargo, en la práctica, sólo los primeros siete niveles de energía son relevantes. Los electrones tienden a distribuirse en los primeros cuatro o cinco niveles de energía en los átomos estables. Es importante mencionar que la notación de siete niveles de energía se utiliza comúnmente, pero en realidad no hay un límite en el número de niveles que un átomo puede tener [17].

II.4.1. Teoría de Bandas

Mientras que en un átomo los electrones solamente toman valores de energía discretos, en un sólido cada nivel atómico de sus átomos correspondientes se unirá juntando muchos niveles de energía cercanos formando bandas de energía.

Por el principio de exclusión de Pauli cada orbital de un átomo solo puede tener dos electrones. Si existe un total de N átomos en el material, entonces hay N estados cuánticos dentro de cada banda y por lo tanto $2N$ electrones. El llenado de los niveles de energía será de los más bajos a los más altos, siendo que en muchos casos los niveles de energía más altos quedan vacíos.

A pesar de que todos los electrones tienen la misma carga y masa, cada uno de ellos tiene una diferente cantidad de energía y esto está relacionado con la distancia que hay del electrón al núcleo del átomo (entre más próximo este al núcleo, menos energético será), por lo que, desde la estructura de un sólido, las bandas de energía se pueden representar como:

- banda de valencia (E_v): aquellas bandas que se ocupan completamente por los electrones que se encuentran en el último nivel energético de los átomos, es el nivel principal de energía. A estos electrones se les llama como electrones de valencia y son los responsables de formar enlaces atómicos.
- Banda de conducción (E_c): son bandas ocupadas por los electrones libres, que también se les llama portadores de carga, suelen estar vacías o parcialmente llenas. Los electrones dentro de estas bandas se pueden mover fácilmente y son los responsables de conducir la corriente eléctrica.
- Banda prohibida (E_g): también se le llama brecha energética o bandgap; se trata de la diferencia de energía entre la banda de valencia y la banda de conducción.

Cuando una banda de valencia está completamente llena o casi completa significa que el material es un aislante o un semiconductor, esto dependiendo de otros factores como el campo eléctrico o magnético, la presión o temperatura, los cuales modificarán el ancho de su banda prohibida. Si no hay banda prohibida, es decir que existe una superposición de las bandas de valencia y la de conducción significa que el material es un conductor, ejemplo de esto son los metales. En un material conductor, los electrones al ser excitados pueden libremente saltar a estados cuánticos vacíos cercanos en su banda de energía. Si en la banda de valencia hay ausencia de electrones se formarían huecos que también se consideran portadores de carga teniendo las mismas características del electrón excepto que su carga será positiva [18].

Existen dos tipos de bandas prohibidas en los materiales: directa e indirecta. En una banda prohibida directa, el electrón puede moverse de la banda de valencia a la banda de conducción mediante la emisión de un fotón de energía igual al ancho de banda prohibida o al borde de absorción fundamental, que es la energía mínima necesaria para que ocurra la transición electrónica. Este proceso de excitación es eficiente y ocurre rápidamente [19].

Por otro lado, en una banda prohibida indirecta, el proceso de excitación requiere la interacción con otro electrón o con un fonón (una vibración en el cristal). Esto hace que el proceso sea menos eficiente y más lento. En este caso, el borde de absorción fundamental y el ancho de la banda prohibida tienen valores de energía distintos.

II.4.2. Energía de Urbach

La energía de Urbach es un parámetro que se utiliza para describir la absorción de luz en materiales semiconductores y aislantes. Se relaciona con la opacidad de los sólidos y explica por qué los bordes de absorción fundamentales no son abruptos, sino exponenciales, lo que se conoce como colas de banda. Esta relación se describe mediante la siguiente ecuación que explica la relación entre la absorción óptica y la energía de los fotones en la región del borde de absorción de un material [20]:

$$\alpha = \alpha_0 e^{\frac{E-E_g}{E_U}}, \quad (13)$$

donde α es el coeficiente de absorción óptica, E es la energía del fotón, α_0 es una constante que representa la amplitud de la absorción, E_g es la energía de la banda prohibida, y E_U es el parámetro de pendiente de Urbach.

Esto se puede entender como una medida de la anchura de la cola de absorción de un material. Si la energía de Urbach es baja, la cola de absorción es estrecha y la transmisión del material disminuye rápidamente a medida que la longitud de onda de la luz se desplaza hacia el borde del espectro visible. Si la energía de Urbach es alta, la cola de absorción es ancha y la transmisión del material disminuye lentamente a medida que la longitud de onda de la luz se desplaza hacia el borde del espectro visible.

Además, la energía de Urbach tiene un efecto directo en las propiedades eléctricas y ópticas del material.

En materiales semiconductores, una energía de Urbach alta puede limitar la eficiencia de la conversión de energía, lo que significa que menos energía de la luz absorbida se convierte en energía eléctrica. Por otro lado, en materiales aislantes, una energía de Urbach alta puede limitar la transmisión de luz, lo que puede tener un impacto en las propiedades ópticas del material [21].

CAPÍTULO III

Técnicas de caracterización

Cuando un haz de luz golpea una superficie, este puede interactuar con la materia de diferentes maneras: por transmisión, reflexión o absorción. Si la frecuencia de la radiación incidente corresponde a la diferencia de energía de una transición entre dos niveles de energía, esa frecuencia específica es absorbida por el material provocando una variación en la distribución de la densidad electrónica en los orbitales más externos de un átomo individual o, en los orbitales moleculares, una transición electrónica de los niveles ocupados a los niveles desocupados. Este efecto se representa con el modelo de Bohr (12) que conecta los niveles de energía electrónica atómica o molecular con la frecuencia de la radiación incidente.

Para detectar esta interacción con la materia, se utiliza una técnica analítica experimental llamada espectroscopia. Cada elemento químico es capaz de absorber la luz en diferentes longitudes de onda, según los niveles de energía presentes durante una transición electrónica, lo que representa una especie de "huella dactilar" única para cada elemento, facilitando su detección.

Existen diversas formas de analizar mediante espectroscopia, dependiendo de la frecuencia de la luz incidente, algunas de las principales son UV-Vis, IR, Raman o XPS.

III. 1. Espectroscopia ultravioleta visible

También conocida como espectroscopia UV-Vis, esta técnica trabaja en la región del ultravioleta (UV) y el visible (Vis) que comprende un rango aproximado de longitud de onda de los 200 nm – 400 nm (UV) y de los 400 nm – 800 nm (Vis), y últimamente gracias a las nuevas tecnologías también trabaja en el infrarrojo cercano (NIR) en un rango aproximado de 800 nm – 2500 nm de longitud de onda. Usualmente la región UV-Vis se relaciona con las transiciones electrónicas, para los electrones más externos al átomo, mientras que en la región NIR se encuentran armónicos y bandas combinadas de las transiciones vibratorias fundamentales.

En una medición UV-Vis, la absorción de la luz en función de la longitud de onda proporciona información sobre las transiciones electrónicas que ocurren en el material. El haz de luz que se transmite después de interactuar con el medio está descrito por la ley de Beer-Lambert, que relaciona la intensidad de la luz incidente con la intensidad de la luz saliente después de que se produzca la absorción del material.

Matemáticamente, la ley de Beer-Lambert se describe así:

$$A = \log\left(\frac{I_0}{I}\right) = k \cdot d \cdot c, \quad (14)$$

donde A es la absorbancia, k es el coeficiente de extinción, d es el espesor del medio y c es la concentración molar. La constante k también se conoce con el nombre de “coeficiente de absorción molar”, “índice de absorbancia” o “coeficiente de atenuación”. El coeficiente de extinción se utiliza para unidades logarítmicas decimales y coeficiente de atenuación, para unidades de logaritmo natural [13,22-24]. En términos de la transmitancia, la ley de Beer-Lambert se escribe como:

$$A = k \cdot d \cdot c = -\log T = \log\left(\frac{1}{T}\right), \quad (15)$$

donde T es la transmitancia.

La información obtenida después de la medición puede presentarse como un gráfico de absorbancia o transmitancia en función de la longitud de onda.

También es posible obtener el coeficiente de absorción en términos de la absorbancia, haciendo una combinación de las ecuaciones (4) y (14), recordando que x es el grosor del material se puede sustituir por d en la ecuación para mayor comodidad:

$$\alpha = \ln 10 \frac{A}{d}, \quad (16)$$

de igual manera se puede escribir en términos de la transmitancia, tomando en cuenta el nivel de porcentaje transmitido [25]:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{100}{T}, \quad (17)$$

un equipo de UV-Vis también es capaz de caracterizar por reflectancia. Si el haz de luz se refleja en el mismo ángulo, pero opuesto, como si de un espejo se tratara se le llama reflexión especular y sigue las leyes de Fresnel; en cambio, si la reflexión dispersa la luz en varias direcciones, se le denomina reflexión difusa, como lo muestra la figura 2.

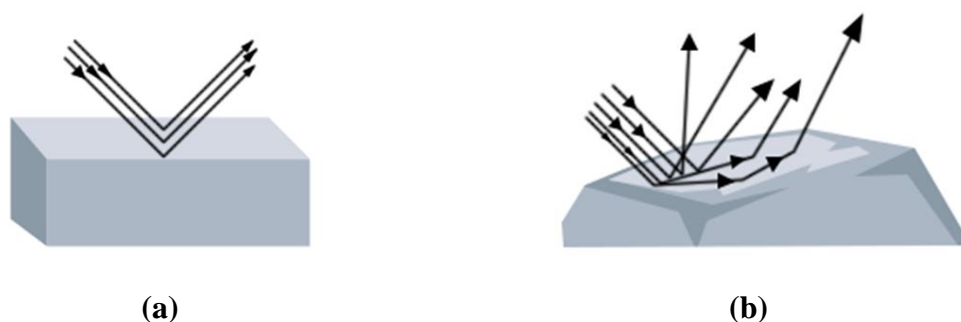


Figura 2. (a) Si un haz de luz interacciona con una superficie lisa y es reflejado con el mismo ángulo de incidencia se le llama reflexión especular. (b) Si un haz de luz interacciona con una superficie rugosa y es reflejado a diferentes direcciones se le llama reflexión difusa.

Generalmente las mediciones de reflectancia contienen ambos tipos de reflexión. La reflexión especular brinda poca información de la muestra mientras que la reflexión difusa se basa en las medidas cuantitativas y corresponde a aquella que es absorbida temporalmente por la muestra antes de ser reemitida.

El análisis cuantitativo es posible gracias a la teoría de Kubelka-Munk, que trata sobre cómo la intensidad de la radiación incidente disminuye a causa de la dispersión y absorción del medio material con el que interactúa. Si consideramos que el medio material es completamente opaco o bien infinitamente grueso, podemos utilizar la siguiente ecuación:

$$f(R_{\infty}) = \frac{(1 - R_{\infty})^2}{2R_{\infty}} = \frac{K}{s}, \quad (18)$$

donde $f(R_{\infty})$ es la función de Kubelka-Munk (o función de reemisión), R_{∞} es la reflectancia de una capa infinitamente gruesa, K y s son los coeficientes de absorción y de difusión (dispersión) de Kubelka-Munk respectivamente, que son proporcionales a la fracción de luz difundida [26, 27]. Para fines prácticos el coeficiente K es expresado *a priori* como 2α sin embargo su valor cambia de acuerdo con la estructura del material, para más detalle William E. Vargas hace un estudio de difusión y absorción de luz en materiales no homogéneos usando el modelo de Kubelka-Munk [28].

A partir de la reflectancia también es posible hallar la dependencia espectral del índice de refracción n utilizando la siguiente relación [29]:

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}, \quad (19)$$

donde R es la reflectancia.

III.1.1. Modelo del oscilador de Drude-Lorentz

En las secciones anteriores se ha dado a entender que es más factible representar a las moléculas como osciladores y así poder describirlas mediante modelos clásicos permitiéndonos calcular propiedades ópticas indispensables para conocer el tipo de material con el que se está trabajando.

El modelo clásico supone que existen varios tipos diferentes de osciladores dentro de un medio, cada uno con su propia frecuencia de resonancia característica correspondiente a la energía de transición de los electrones. La idea de considerar los átomos como dipolos oscilantes fue propuesta originalmente por Lorentz en 1878 y es descrita con la siguiente ecuación:

$$\vec{\rho} = q\Delta\vec{r}, \quad (20)$$

siendo q la carga y $\Delta\vec{r}$ la distancia que separa ambas cargas.

Un dipolo se comporta como una pequeña antena que irradia ondas electromagnéticas a una frecuencia angular determinada por su masa y la magnitud de la fuerza restauradora experimentada para pequeños desplazamientos. La ecuación se describe como:

$$\omega_0 = \frac{k_s}{\mu}, \quad (21)$$

donde k_s es la fuerza restauradora y se cuantifica en términos de una constante de resorte, que se elige de forma que ω_0 coincida con una de las frecuencias naturales de los átomos; μ es la masa reducida que es la adecuada tomando en cuenta que se trata de un dipolo y está dada por:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_N}, \quad (22)$$

donde m_0 y m_N son las masas del electrón y el núcleo respectivamente.

De ahí que se espere que el átomo irradie luz a su frecuencia de resonancia siempre que se imparta energía suficiente para excitar las oscilaciones.

Para el caso de los electrones libres en semiconductores o metales, estos no van a experimentar ninguna fuerza restauradora del medio cuando son conducidos por el campo eléctrico de la onda de luz, por lo que podrán moverse aleatoriamente, de forma similar a un gas ideal, hasta que se aplique un campo eléctrico. Por lo tanto, se pueden considerar como un plasma, es decir, un gas neutral cargado de partículas. A esta teoría se le denomina modelo clásico de electrones libres o modelo de Drude-Lorentz.

Si consideramos que las oscilaciones son inducidas por un campo eléctrico $\mathcal{E}(t)$, entonces la ecuación de movimiento está dada por [13]:

$$m_0 \frac{d^2y}{dx^2} + m_0 \gamma \frac{dy}{dx} = -e\mathcal{E}(t) = -e\mathcal{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (23)$$

donde ω es la frecuencia angular de la luz, y \mathcal{E}_0 es su amplitud. El primer término representa la aceleración del electrón, mientras que el segundo es la resistencia del medio hacia el electrón, siendo γ el factor de amortiguamiento que depende de la velocidad del electrón, esto tomando en cuenta que a medida que los electrones se mueven también experimentan colisiones con las impurezas que pueda tener el material o las imperfecciones de la propia estructura cristalina. El término de la derecha es la fuerza impulsora ejercida por la luz.

Al resolver la ecuación diferencial se obtiene el desplazamiento del electrón:

$$x = \frac{e\mathcal{E}}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (24)$$

el desplazamiento del electrón a partir de su posición de equilibrio produce un momento dipolar que depende del tiempo. Esta proporciona una contribución resonante de la polarización macroscópica (por unidad de volumen) del medio.

Por lo tanto, se tiene que la polarizabilidad es:

$$P' = -ex(t), \quad (25)$$

y considerando un conjunto de electrones afectados por la onda electromagnética se tiene:

$$P = NP' = -Nex(t), \quad (26)$$

donde N es el conjunto de electrones por unidad de volumen.

Combinando (24) y (26) se tiene que:

$$P = -\frac{Ne^2\mathcal{E}}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (27)$$

Con la ecuación (27), utilizando la densidad de flujo eléctrico y asumiendo que se trata de un material isotrópico, se puede obtener la constante dieléctrica relativa ϵ_r compleja.

Sea la definición de la densidad de flujo eléctrico como:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0\mathcal{E} + P, \\ D &= \epsilon_0\left(1 - \frac{Ne^2}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)}\right)\mathcal{E}, \end{aligned} \quad (28)$$

por otro lado, sea la definición de densidad de flujo eléctrico para un material isotrópico:

$$D = \epsilon_0\epsilon_r\mathcal{E}, \quad (29)$$

entonces al comparar ambas ecuaciones (28) y (29), se concluye que:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{Ne^2}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (30)$$

de forma más concisa la ecuación (30) se puede reescribir como:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (31)$$

donde

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (32)$$

ω_p es llamado frecuencia del plasma, es decir la frecuencia que se necesita para que ocurra una transición de metal a dieléctrico.

Para el caso de los semiconductores ϵ_r tomará la siguiente forma:

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right), \quad (33)$$

donde $\varepsilon_\infty = n^2$ es la parte real de la constante dieléctrica para valores de altas frecuencias en las transiciones electrónicas. Siendo la frecuencia del plasma igual a:

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_\infty \varepsilon_0 m^*} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (34)$$

con m^* como la masa efectiva para la estructura de bandas del semiconductor. Para los semiconductores ω_p se produce a frecuencias que están en el rango del IR.

Por el contrario, nuevamente relacionándose a las vibraciones de la red, para campos eléctricos estáticos (es decir de baja frecuencia) $\varepsilon_r(0) = \varepsilon_L$, donde ε_L es la constante dieléctrica. Su valor se obtiene por la siguiente formula:

$$\varepsilon_L = \varepsilon_\infty + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_0 \omega_0^2}, \quad (35)$$

siendo ω_0 la frecuencia de resonancia de los electrones ligados.

La constante dieléctrica en la frecuencia del plasma aparece debido a que las oscilaciones del gas de electrones libres se producen en el seno del conjunto de los electrones de valencia. Si el factor de amortiguamiento tiende a cero, la parte imaginaria se anula. En cuanto a la parte real, esta se hace negativa, debido a las frecuencias inferiores a la del plasma, lo que indica que el índice de refracción es imaginario y que, por tanto, dichas ondas no pueden propagarse en el semiconductor, que pasa a tener comportamiento metálico para esas frecuencias. Por el contrario, a frecuencias superiores a la del plasma, el semiconductor vuelve a ser transparente, siempre que la energía correspondiente a la frecuencia del plasma sea inferior a la banda prohibida. Esto significa que el dominio de transparencia de un semiconductor viene limitado por la concentración de electrones libres [13,14,30].

III.1.2. Propiedades y aplicaciones de los nitruros metálicos de transición

La investigación de las relaciones que existen entre las estructuras y las propiedades de los diversos tipos de materiales es fundamental para determinar sus posibles aplicaciones. Comprender estas relaciones nos permite identificar las propiedades deseables de los materiales y diseñar estructuras que las optimicen. Como se mencionó en la sección II.1, cada material tiene propiedades y características únicas que los hacen aptos para diversas aplicaciones. Por ejemplo, la dureza y resistencia de los metales los hacen ideales para la fabricación de herramientas y maquinarias, mientras que la elasticidad de los polímeros los hace aptos para la fabricación de productos de caucho y plástico.

Existen varias formas de aplicar materiales dependiendo de su naturaleza y de la superficie o sustrato en la que se van a depositar. Algunas de las formas más comunes de aplicarlos son en pinturas [31], como revestimiento [32], como adhesivos [33], en películas delgadas [34], etc.

Enfocándonos en los materiales ópticos sintetizados mediante películas delgadas, es posible depositar capas uniformes con espesores que van desde unos pocos nanómetros hasta varios micrómetros. Estas películas son ampliamente utilizadas en aplicaciones como fibras ópticas y dispositivos optoelectrónicos, ya que permiten obtener propiedades ópticas y eléctricas altamente controladas y reproducibles sobre sustratos.

En la investigación de materiales ópticos, un tipo de material que ha despertado mucho interés son los nitruros metálicos de transición (NMT), entre los que destacan el nitruro de titanio (TiN), nitruro de tántalo (TaN), nitruro de cromo (CrN), nitruro de circonio (ZrN), nitruro de niobio (NbN), entre otros [35]. Estos materiales tienen una estructura cristalina y una composición química que les confiere propiedades únicas tales como: una elevada dureza, biocompatibilidad, resistencia al desgaste y a la corrosión, conductividad eléctrica y estabilidad térmica; además últimamente se han empleado NMT por adaptar la constante de red y las propiedades eléctricas, mecánicas y ópticas [36].

Algunos de estos nitruros poseen propiedades metálicas en longitudes de onda visibles debido a las grandes concentraciones de portadores libres ($\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Las elevadas pérdidas interbanda hacen que muchos de estos compuestos resulten poco atractivos para aplicaciones plasmónicas. Sin embargo, TiN presenta menores pérdidas interbanda en el espectro visible y una permitividad real negativa pequeña. Por tanto, es un material de gran interés para aplicaciones plasmónicas en los rangos visible e infrarrojo cercano, que se denominan materiales de doble épsilon-cero [37].

III.1.2.1. Nitruro de titanio (TiN)

El nitruro de titanio (TiN) es un compuesto cerámico altamente atractivo que se forma a partir de la combinación de titanio (Ti) y nitrógeno (N). Se utiliza ampliamente en la fabricación de sensores ópticos y dispositivos de almacenamiento de información gracias a sus propiedades, que incluyen elevada dureza y resistencia al desgaste y a la corrosión, excelente conductividad térmica y eléctrica, y su asequibilidad en comparación con otros materiales.

Se emplea comúnmente en forma de película delgada como una capa superficial de gran dureza para aumentar la rigidez y la vida útil de herramientas, especialmente para el mecanizado de metales. Las capas de nitruro de titanio se caracterizan por su color dorado similar al oro, lo que se debe a su capacidad de reflejar las longitudes de onda en la región del amarillo.

Su estructura cristalina es de tipo cúbica centrada en las caras (FCC), lo que significa que los átomos de titanio y nitrógeno están ubicados en los puntos de la red de una estructura cúbica, mientras hay átomos adicionales en los centros de cada cara del cubo, así como se muestra en la figura 3. Esta estructura cristalina es común en muchos materiales metálicos y cerámicos y se caracteriza por una alta densidad atómica y una buena resistencia mecánica [38].

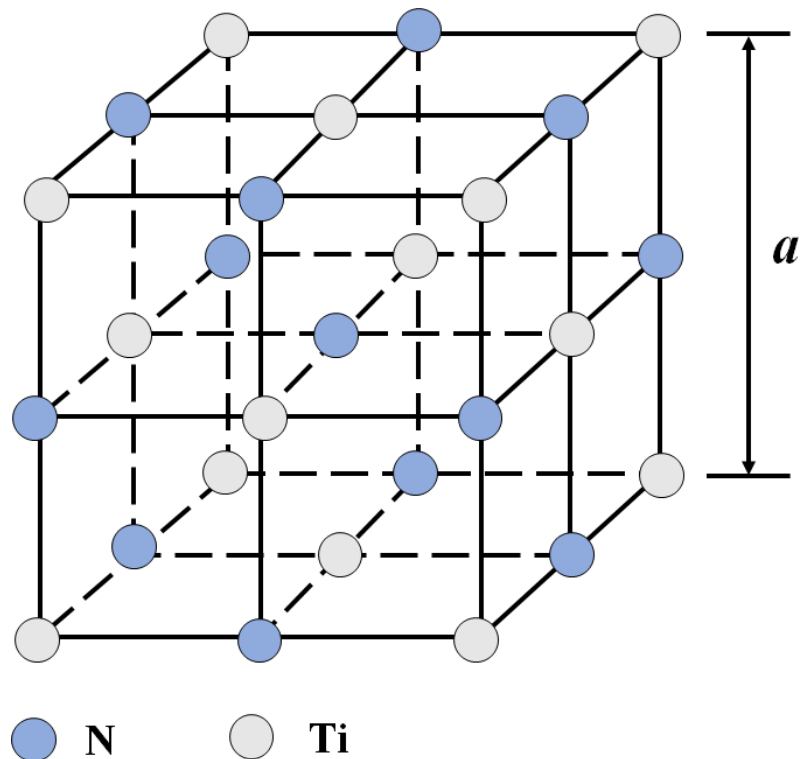


Figura 3. Estructura cristalina de tipo FCC del TiN.

El enlace químico en el TiN es resultado de la interacción entre los iones Ti^{2+} y N^{3-} (el titanio pierde dos electrones de su configuración electrónica de $[Ar]3d^24s^2$ para formar un ion Ti^{2+} , mientras que el nitrógeno gana tres electrones de su configuración electrónica de $[He]2s^22p^3$ para formar un ion N^{3-}). Gracias a esto se forma un orbital híbrido sp^3d^2 haciendo que su atracción electrostática forme un enlace iónico fuerte y estable en el TiN.

Sin embargo, a causa de la hibridación de los orbitales d y p de Ti y N, respectivamente, la contribución covalente en el enlace también es significativa. En general, el enlace en el TiN puede considerarse como una combinación de enlaces iónicos y covalentes. Aunque, debido a que la diferencia de electronegatividad no es tan grande, la naturaleza del enlace en TiN es predominantemente covalente [39].

III. 2. Espectroscopia fotoelectrónica de rayos X

También llamada XPS por sus siglas en inglés (*X-Ray photoelectron spectrometry*) es un método que determina con precisión la composición y el estado químico de los elementos en la superficie de un material.

Similar a los métodos espectroscópicos anteriores, así como lo ilustra la figura 4 un haz de rayos X debe incidir en la muestra para posteriormente ser absorbido por esta (únicamente se realiza en los primeros 10 nm de la muestra). Si la energía del fotón es mayor que la

energía de enlace del electrón en el átomo, el electrón es expulsado del átomo con una energía cinética aproximadamente igual a la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace. El proceso es descrito con la siguiente ecuación:

$$E_b = h\nu - E_k, \quad (37)$$

donde E_b es la energía de enlace del electrón, E_k es la energía cinética del electrón la cual es medida por el espectrómetro y $h\nu$ es la energía del fotón de la fuente de rayos X. Con esto y sabiendo la energía de enlace, es posible identificar el átomo.

La energía de enlace se puede considerar como la diferencia de energía entre los estados inicial y final después de que el electrón haya abandonado el átomo. Para los electrones de valencia, su energía de enlace no solo depende de la composición elemental sino también de las características del material, como por ejemplo la fase cristalina, mientras que, en el caso de los electrones internos, su energía de enlace es una característica de la fuente de los átomos y del nivel electrónico.

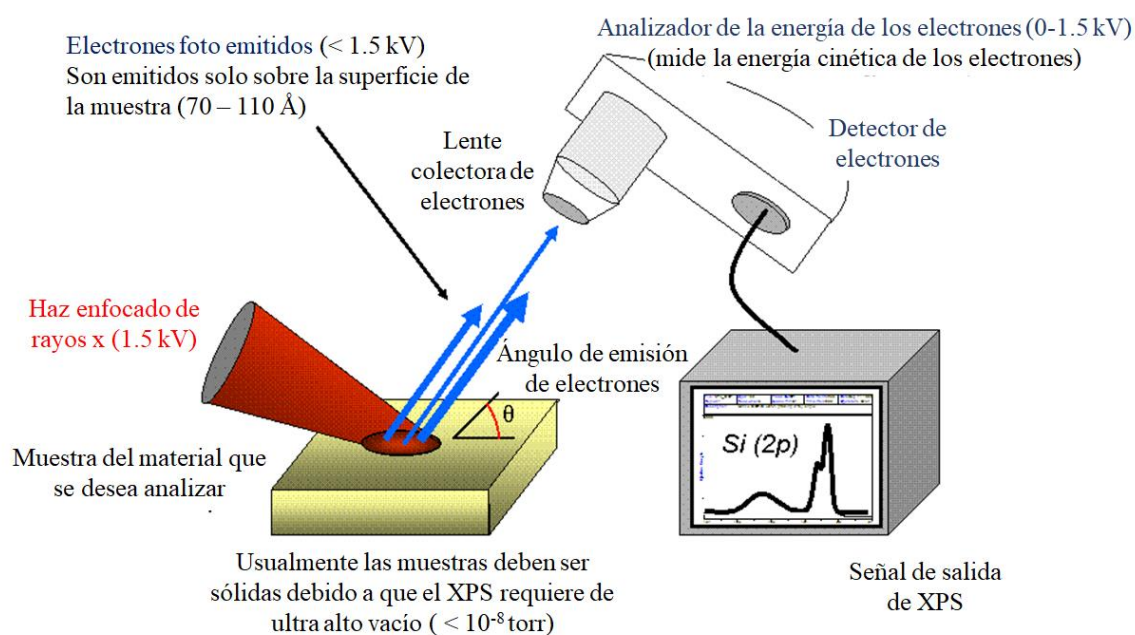


Figura 4. Proceso de XPS en una muestra. Tomado de https://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_photoelectron_spectroscopy#/media/File:System2.gif y traducido al español para esta tesis.

Entre el contenido de la información que proporciona un espectro de XPS está: 1) identificación de todos elementos presentes (excepto H y He) en concentraciones mayores al 0.1%, 2) determinación semicuantitativa de la composición elemental de la superficie (error $\leq \pm 10\%$), 3) información acerca del entorno molecular: estado de oxidación, átomos enlazantes, orbitales moleculares, etc. 4) Perfiles de profundidad de 10 nm no destructivos y 5) variaciones laterales en la composición de la superficie.

Debido a la baja energía cinética en que los electrones son expulsados, estos no pueden viajar distancias muy grandes en la materia, por lo que la profundidad de muestreo en XPS suele ser entre los 2 y 20 *nm*, dependiendo de la geometría del equipo y del tipo de muestra. Sólo los electrones que emergen de la muestra sin pérdida de energía constituyen los principales picos de fotoelectrones dentro del espectro.

Para una investigación XPS típica en la que se desconoce la composición de la superficie, debe obtenerse primero un espectro de barrido amplio para identificar los elementos presentes. Una vez que se ha determinado la composición elemental, pueden utilizarse exploraciones más detalladas de picos seleccionados para obtener una imagen más completa de la composición química.

Al espectro amplio de barrido se le denomina como Survey y suele hacerse por debajo de los 1100 *eV*. El espectro se muestra como un gráfico del número de electrones frente a la energía de enlace del electrón.

También el espectro suele presentar pérdidas de energía que corresponden a estados finales excitados durante la fotoemisión. En metales simples las excitaciones electrónicas pueden deberse a transiciones de una partícula o a oscilaciones colectivas de los electrones de valencia (plasmones). La creación de plasmones en XPS da lugar a familias de picos denominados satélites con una pérdida de energía bien definida.

Para fines de identificación del estado químico, para el análisis cuantitativo de componentes menores y para la deconvolución de picos u otras manipulaciones matemáticas de los datos, deben obtenerse escaneos detallados para la localización precisa de los picos y para el registro exacto de las formas de las líneas. Por lo general al momento de la interpretación de cada una de las líneas, ya sea por medio de un algoritmo o manualmente, es necesario contar con una base de datos [40-44].

CAPÍTULO IV

Técnicas de síntesis de películas delgadas

La síntesis de películas delgadas es un proceso en el que se depositan materiales en capas delgadas sobre un sustrato, generalmente para crear una película uniforme y controlada en términos de espesor, composición química y estructura cristalina.

Existen varios métodos para la síntesis de películas delgadas, algunos de los más comunes son: deposición química de vapor (CVD), epitaxia de haz molecular (MBE), método sol-gel, deposición en baño químico y erosión iónica (sputtering) [45-49].

La elección del método de síntesis dependerá de las propiedades del material y de la aplicación para la que se va a utilizar. Es importante tener en cuenta las ventajas y desventajas de cada método, para así seleccionar el más adecuado y optimizar el proceso de fabricación.

Además de los métodos de síntesis, también es importante considerar el control de los parámetros de procesamiento, como la temperatura, la presión y el tiempo de depósito. Estos parámetros pueden influir significativamente en la estructura y propiedades de la película delgada, y su control cuidadoso es esencial para garantizar la calidad y uniformidad de la película.

IV. 1. Erosión iónica

De las técnicas mencionadas anteriormente, la erosión iónica se considera una opción adecuada para la síntesis de películas delgadas de TiN debido a su eficacia, versatilidad y el hecho de que se puede realizar a temperatura ambiente, lo que significa que no es necesario utilizar altas temperaturas para sintetizar películas delgadas. Esto es especialmente útil para aplicaciones en las que se deben depositar materiales en sustratos sensibles al calor. Además, la técnica de erosión iónica ofrece varias ventajas adicionales como son: control preciso del espesor de la película, alta pureza de los materiales depositados, alta tasa de depósito, bajo costo y flexibilidad en la elección de los materiales, ya que se puede realizar con una amplia variedad de estos, incluyendo metales, semiconductores, óxidos y nitruros.

El proceso de erosión iónica consiste en bombardear con partículas altamente energéticas un blanco fabricado con el material a depositar, como se muestra en la figura 5. Las partículas suelen ser de un gas inerte como el argón (Ar), capaces de romper los enlaces atómicos en la superficie del blanco, después, los átomos que se desprenden serán atraídos hacia el objeto donde se desea hacer el depósito como un sustrato plano, fibra óptica, etc. Todo el proceso se hace dentro de una cámara de alto vacío, gracias a esto la contaminación de la película por impurezas externas se reduce significativamente. Además, los materiales utilizados como fuente de depósito pueden ser purificados previamente para garantizar su calidad. En el interior de la cámara se genera un plasma mediante una diferencia de potencial entre un ánodo y un cátodo suministrada por una fuente de corriente continua (DC) o una fuente de

radiofrecuencia (RF). En adición, para incrementar la tasa de depósito y aumentar la calidad del depósito, se hace uso de un magnetrón el cual tiene la función de confinar los iones del plasma dentro de un área gracias a su campo magnético.

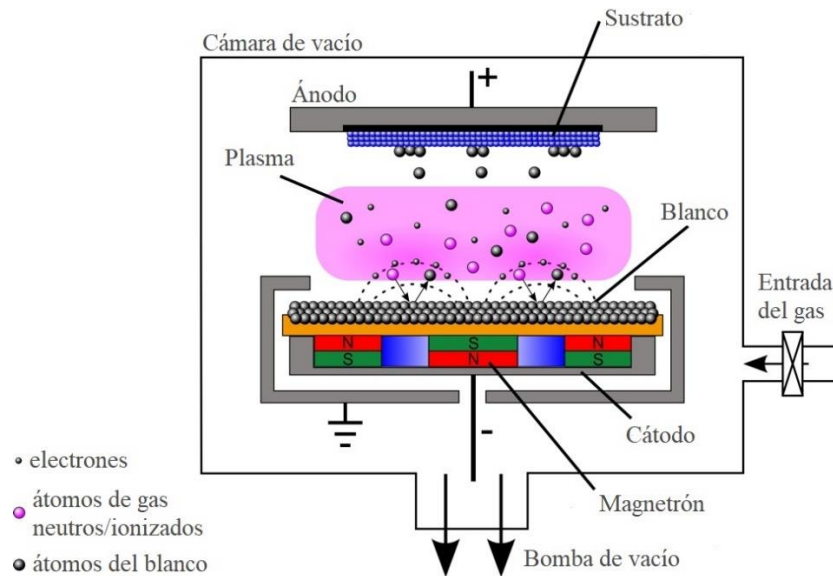


Figura 5. Esquema de un proceso de erosión iónica para sintetizar películas delgadas aplicando un campo magnético por magnetrón. Tomado de Aname instrumentación científica <https://microscopiaelectronica.com/equipos-preparacion/equipos-de-recubrimiento-sem-tem.html> y traducido al español para esta tesis.

Cuando se utiliza un gas reactivo, junto con el Ar, por ejemplo, oxígeno o nitrógeno, la técnica se denomina erosión iónica reactiva por magnetrón. [37].

Se recomienda utilizar una fuente RF para la síntesis de películas delgadas de TiN debido a su capacidad para generar campos eléctricos oscilantes de alta frecuencia que pueden ionizar los gases en el vacío permitiendo un control preciso de la energía y flujo de iones durante el proceso de depósito. Esto da como resultado una mayor densidad de plasma, lo que mejora la adhesión y uniformidad de la película. Además, las fuentes RF son capaces de limitar la cantidad de calor generado en el sustrato durante el proceso, lo que resulta especialmente útil cuando se utilizan materiales sensibles a las altas temperaturas [50].

CAPÍTULO V

Fibras ópticas

Las fibras ópticas son un medio de transmisión de información que utilizan la luz para enviar señales a través de un cable de vidrio o plástico. A diferencia de los cables de cobre que se utilizan en las redes telefónicas y de internet tradicionales, que transmiten señales eléctricas, las fibras ópticas transmiten señales de luz.

Las ventajas de las fibras ópticas son diversas. Entre estas, tienen una capacidad de ancho de banda muy alta lo que significa que pueden transportar grandes cantidades de datos a través de una sola fibra y, además, a una velocidad extremadamente rápida.

Otra ventaja importante es que son inmunes a las interferencias electromagnéticas y a las perturbaciones de señal, lo que significa que son muy confiables y ofrecen una calidad de señal alta y constante. También, las señales de luz pueden viajar distancias mucho mayores que las señales eléctricas sin necesidad de tener que amplificarlas.

La fibra óptica consta de dos partes principales: el núcleo y el revestimiento. El núcleo, hecho de vidrio o plástico de alta pureza, es el material interno donde se transmite la luz. Tiene un diámetro muy pequeño, generalmente del orden de los micrómetros. El revestimiento rodea al núcleo y está hecho de un material similar a este, pero con un índice de refracción ligeramente menor y es el que ayuda a que la luz se mantenga confinada al núcleo.

Para enviar información a través de la fibra, se utiliza un dispositivo llamado fuente de luz, que convierte la información en señales de luz. La señal luminosa ingresa a un extremo de la fibra y se propaga a través del núcleo mediante reflexiones totales internas, siguiendo la ley de Snell:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (38)$$

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de dos medios diferentes a través de los cuales un haz de luz atraviesa, θ_1 es el ángulo formado por la dirección de la luz que entra en la superficie de separación entre los dos medios y la normal (una línea perpendicular a la superficie en el punto de incidencia), y θ_2 es el ángulo formado por la dirección de la luz que se transmite en el segundo medio y la normal.

Debido a que el núcleo es más denso que el revestimiento, la luz tiende a reflejarse. Para que este fenómeno ocurra, el ángulo de incidencia debe ser menor al ángulo crítico (θ_c), determinado por la siguiente ecuación:

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right), \quad (39)$$

es importante evitar la curvatura excesiva de la fibra óptica debido a sus potenciales impactos negativos. La curvatura puede alterar el ángulo crítico y afectar la propagación de la luz, lo

que conlleva a debilitar la señal óptica, deteriorar la calidad de la transmisión y acortar la distancia máxima de transmisión. Además, existe el riesgo de sufrir daños mecánicos, como fracturas en el revestimiento o en el núcleo de la fibra.

V. 1. Modos de propagación

Una vez que la luz ingresa a la fibra óptica, puede seguir diversas trayectorias y distribuciones espaciales en su núcleo, lo que se conoce como modos de propagación. Cada modo de propagación se caracteriza por campos eléctricos y magnéticos específicos, los cuales determinan la forma en que la luz se propaga y distribuye a lo largo de la fibra. Cada modo puede presentar distintas características, tales como velocidades y ángulos de propagación, así como patrones de intensidad.

Los modos de propagación en una fibra óptica están regidos por la ecuación de onda aplicada al campo eléctrico o al campo magnético de la luz que se propaga a lo largo del núcleo de la fibra. Se puede expresar matemáticamente como [51]:

$$\begin{aligned}\nabla^2 E &= n^2 k_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \\ \nabla^2 H &= n^2 k_0^2 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2},\end{aligned}\tag{40}$$

donde ∇^2 es el operador Laplaciano, E es el campo eléctrico, H es el campo magnético, n es el índice de refracción del medio de propagación de la luz y k_0 es el número de onda en el vacío. El término $n^2 k_0^2$ representa el cuadrado del número de onda efectivo (k_{eff}) y se utiliza para tener en cuenta el efecto del índice de refracción del medio en la propagación de la onda. Este término indica la variación espacial de la onda y su forma de propagarse a través del medio en cuestión. Un valor más alto de este término implica una variación espacial más rápida de la onda.

Dada la simetría cilíndrica de una fibra óptica, el Laplaciano se escribe en coordenadas cilíndricas:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},\tag{41}$$

en el contexto de las fibras ópticas, la propagación de la luz se produce principalmente a lo largo del eje z de la fibra, que es la dirección de propagación. Debido a su geometría cilíndrica el campo electromagnético y los índices de refracción son invariantes en las direcciones radiales (x, y) y solo varían en la dirección axial (z). Debido a esto, se asume que las componentes del campo electromagnético y del índice de refracción en (x, y) son aproximadamente constantes a lo largo de la fibra. Por lo tanto, se pueden considerar despreciables.

Tomando en cuenta lo mencionado previamente, las ecuaciones (40) se resuelven utilizando el método de separación de variables:

$$E_z(r, \varphi, z) = F(r)\Phi(\varphi)Z(z), \quad (42)$$

dado que el procedimiento es análogo tanto para H como para E , resulta igualmente válido expresar la solución exclusivamente en términos de E , sin que esto afecte la validez del análisis.

Mediante el método de separación de variables se obtienen tres ecuaciones diferenciales:

$$\frac{d^2Z}{dz^2} + \beta^2Z = 0, \quad (43)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m^2\Phi = 0, \quad (44)$$

$$\frac{d^2F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + \left(n^2k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F = 0, \quad (45)$$

la ecuación (43) tiene como solución $Z = e^{(i\beta z)}$ donde β tiene el significado físico de la constante de propagación. De forma similar, la ecuación (44) tiene como solución $\Phi = e^{(im\varphi)}$, pero la constante m está restringida a tomar sólo valores enteros ya que el campo debe ser periódico en φ con un periodo de 2π .

La ecuación (45) corresponde a la conocida ecuación diferencial que satisface las funciones de Bessel. La solución general en las regiones del núcleo y del revestimiento puede ser expresada de la siguiente manera [51]:

$$F(r) = \begin{cases} AJ_m(pr) + A'Y_m(pr), & r \leq a \\ CK_m(qr) + C'I_m(qr), & r \geq a' \end{cases} \quad (46)$$

donde a es el radio del núcleo de la fibra, A, A', C y C' son constantes, y J_m, Y_m, K_m e I_m son los diferentes tipos de funciones de Bessel. Los parámetros p y q se definen como:

$$p^2 = n_1^2k_0^2 - \beta^2, \quad (47)$$

$$q^2 = \beta^2 - n_2^2k_0^2, \quad (48)$$

siendo n_1 el índice de refracción del núcleo y n_2 el índice de refracción del revestimiento.

al considerar la condición de contorno que establece que el campo óptico para un modo guiado debe ser finito en $r = 0$ y debe decaer a cero en $r = \infty$, se simplifica el análisis. Dado que $Y_m(pr)$ presenta una singularidad en $r = 0$, el valor de $F(0)$ solo puede ser finito si $A' = 0$. Del mismo modo, para que $F(r)$ tienda a cero en el infinito, es necesario que $C' = 0$. Por lo tanto, la solución general de la ecuación (40) para el campo eléctrico adopta la siguiente forma [51]:

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(pr)e^{im\varphi}e^{i\beta z}, & r \leq a \\ CK_m(qr)e^{im\varphi}e^{i\beta z}, & r \geq a' \end{cases} \quad (49)$$

dado que el procedimiento es análogo para H , su solución es la siguiente:

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(pr)e^{im\varphi}e^{i\beta z}, & r \leq a \\ DK_m(qr)e^{im\varphi}e^{i\beta z}, & r \geq a' \end{cases} \quad (50)$$

en la región del núcleo, las otras cuatro componentes E_r , E_φ , H_r y H_φ pueden expresarse en términos de E_z y H_z utilizando las ecuaciones de Maxwell:

$$E_r = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \mu_0 \frac{\omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right), \quad (51)$$

$$E_\varphi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (52)$$

$$H_r = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \varepsilon_0 n^2 \frac{\omega}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right), \quad (53)$$

$$H_\varphi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + \varepsilon_0 n^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial r} \right), \quad (54)$$

en la región del revestimiento, las mismas ecuaciones también pueden aplicarse al reemplazar p^2 con $-q^2$.

Las ecuaciones anteriores (49) - (54) permiten expresar el campo electromagnético en las regiones del núcleo y del revestimiento de una fibra óptica en términos de cuatro constantes: A , B , C y D . Estas constantes se determinan aplicando la condición de contorno que establece que las componentes tangenciales E_z , H_z , E_φ y H_φ deben ser continuas a lo largo de la interfaz núcleo-revestimiento e igualarse en $r = a$. Como resultado, se obtiene un sistema de cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas. La solución de este sistema existe solo si el determinante de estos coeficientes es igual a cero. Al considerar esta condición, se obtiene la siguiente ecuación [51]:

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_2^2 K'_m(qa)}{n_1^2 qK_m(qa)} \right] = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \left(\frac{1}{p^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{q^2} \right), \quad (55)$$

donde el apóstrofe (') indica la derivada de la función con respecto al argumento.

La ecuación (55) puede resolverse numéricamente para determinar la constante de propagación β , considerando un conjunto dado de parámetros k_0 , a , n_1 y n_2 . En general, pueden existir múltiples soluciones para cada valor entero de m , las cuales se denotan como β_{mn} enumerándose en orden descendente. Cada valor β_{mn} corresponde a un modo posible de propagación del campo óptico.

En general, si E_z y H_z son distintos de cero (excepto para $m = 0$), los modos de fibra se denominan modos híbridos y se denotan por:

$$\begin{aligned} HE_{mn}, & \quad H_z > E_z \\ EH_{mn}, & \quad H_z < E_z' \end{aligned} \quad (56)$$

Como caso especial, cuando $m = 0$, tanto E_z como H_z son iguales a cero, lo que corresponde a los modos transversales eléctricos y magnéticos respectivamente:

$$\begin{aligned} HE_{0n} & \rightarrow TE_{0n}, & E_z & = 0 \\ EH_{0n} & \rightarrow TM_{0n}, & H_z & = 0' \end{aligned} \quad (57)$$

por lo tanto, al conocer el valor de β para un modo dado, se puede determinar de manera unívoca cómo se propaga ese modo específico en la fibra óptica [51].

V. 2. Tipos de fibras

Las fibras ópticas se pueden clasificar de diferentes maneras, dependiendo de su estructura y características, lo que determina los diversos modos de propagación posibles. A continuación, se presentan las clasificaciones más utilizadas de las fibras ópticas según su método de fabricación, junto con una representación visual en la figura 6.

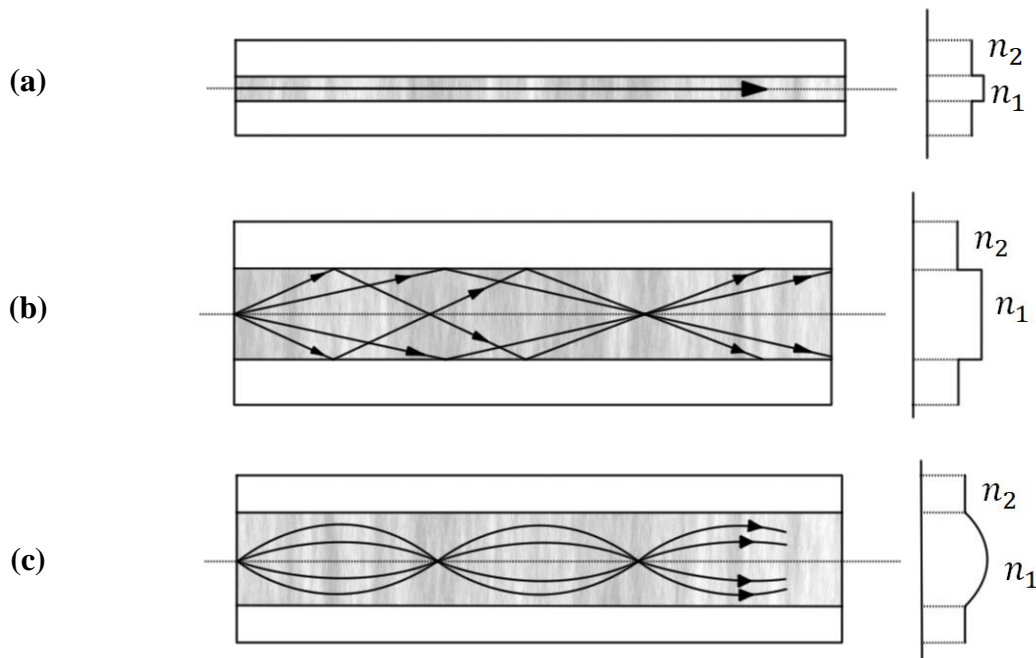


Figura 6. (a) Fibra óptica monomodo. (b) Fibra óptica multimodo de índice escalonado. (c) Fibra óptica multimodo de índice gradual.

Fibras monomodo (single-mode fiber, SMF): Tienen un diámetro de núcleo pequeño (generalmente alrededor de 9 a 10 μm) y un revestimiento de mayor diámetro. Proporcionan baja dispersión y atenuación, lo que las hace adecuadas para transmisiones de larga distancia y alta velocidad. Solamente tienen un único modo de propagación que se le denomina modo fundamental HE_{11} .

Fibras multimodo (multi-mode fiber, MMF): Tienen un diámetro de núcleo más grande (generalmente entre 50 y 62.5 μm) por lo que admiten diferentes trayectorias de propagación, lo que puede generar dispersión y atenuación de señal más altas en comparación con las fibras monomodo. Dentro de las fibras multimodo, existen dos tipos principales: las fibras de índice escalonado y las fibras de índice gradual.

Las fibras de índice escalonado (Step-Index) tienen un núcleo con un índice de refracción uniforme en su interior y un revestimiento con un índice de refracción más bajo. Esto crea una diferencia abrupta en los índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento, lo que provoca dispersión modal y limita el rendimiento en términos de ancho de banda y distancia de transmisión.

Las fibras de índice gradual (Graded-Index) tienen un núcleo cuyo índice de refracción varía gradualmente desde el centro hacia la periferia. Este cambio gradual en el índice de refracción ayuda a reducir la dispersión modal y mejora el rendimiento de la fibra al acercar las velocidades de propagación de los diferentes modos de luz. Como resultado, se obtiene un mayor ancho de banda y menor atenuación en comparación con las fibras de índice escalonado [52].

Fibras ópticas especiales: Además de las fibras ópticas convencionales, existen variantes diseñadas y fabricadas con características específicas para satisfacer necesidades particulares en diferentes aplicaciones. Estas se diferencian de las fibras estándar en términos de su estructura, composición o propiedades ópticas.

Una de las fibras especiales más utilizadas es la fibra dopada, en la cual se introduce un material dopante en el núcleo de la fibra para modificar sus propiedades ópticas y mejorar su rendimiento en aplicaciones específicas. El dopante, generalmente un elemento químico de las conocidas como "tierras raras", se añade durante el proceso de fabricación de la fibra. Esto permite aprovechar fenómenos como la amplificación óptica, la generación de luz láser, la modulación de señales y la detección de luz.

Otra fibra especial es la fibra de doble revestimiento (Double-clad fiber, DCF), que además del núcleo y el revestimiento exterior, cuenta con una segunda capa de revestimiento alrededor del núcleo, conocida como revestimiento secundario o revestimiento de doble capa. El revestimiento secundario tiene la función de proporcionar una mayor protección mecánica, reducir la fragilidad de la fibra y aumentar su resistencia a la tensión y otros tipos de estrés mecánico. Además de su función protectora, el revestimiento secundario puede tener propiedades ópticas especiales, como un índice de refracción ligeramente menor que el revestimiento principal, para confinar la luz dentro del núcleo y reducir las pérdidas ópticas. También se utiliza en combinación con fibras dopadas para actuar como una barrera protectora y mejorar el control de la temperatura en la región del núcleo [53].

Por otro lado, las fibras sin núcleo (no-core fiber, NCF), también conocidas como fibras huecas o fibras de aire, son fibras ópticas que no tienen un núcleo sólido en su estructura. En

su lugar, utilizan un medio dieléctrico o un espacio vacío. Estas fibras son capaces de admitir una amplia gama de longitudes de onda y modos de luz, lo que resulta en un potencialmente mayor ancho de banda. Sin embargo, también presentan alta dispersión debido a las reflexiones múltiples que experimenta la luz en las paredes del revestimiento. Pueden tener baja atenuación en ciertos rangos de longitud de onda y permiten la modificación de los índices de refracción según sea necesario [54].

Es importante tener en cuenta que la elección de qué tipo de fibra utilizar en una investigación depende del contexto y las necesidades específicas del estudio. Se debe optar por aquellas que se ajusten mejor a los objetivos y requerimientos particulares de la investigación.

V. 3. Parámetros geométricos y estructurales en fibras ópticas

Para comprender mejor la importancia de la geometría y estructura de las fibras ópticas, es necesario analizar en detalle los parámetros clave que influyen en su rendimiento y son fundamentales para lograr una transmisión eficiente y confiable de la luz.

Además de los diámetros del núcleo y del revestimiento, otros parámetros como la relación de índice de refracción, la apertura numérica, el exponente de perfil, la frecuencia normalizada, la atenuación y la dispersión también juegan un papel crucial en la capacidad de transmisión de datos, la calidad de la señal y las limitaciones asociadas. Sin embargo, no solo basta considerar estos parámetros, sino también las variaciones en el proceso de fabricación de la fibra y las tensiones mecánicas que pueden afectar su desempeño. A continuación, se presentan los principales parámetros a considerar [56]:

Diferencia de índices de refracción

La relación de los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, conocida como Δ , que está dada por:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}, \quad (58)$$

es fundamental para garantizar una propagación interna eficiente de la luz a lo largo de la fibra, minimizando las pérdidas significativas.

Apertura numérica

La apertura numérica (AN), describe la capacidad de la fibra para recolectar y transmitir luz desde diferentes ángulos de incidencia. Se define como el seno del ángulo máximo con respecto al eje óptico de la fibra bajo el cual la luz puede entrar y propagarse en su interior:

$$A. N. = \sin \theta_{m\acute{a}x} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (59)$$

la apertura numérica y el ángulo crítico están inversamente relacionados. Una alta apertura numérica permite un amplio rango de ángulos de incidencia, mientras que una baja apertura numérica restringe dicho rango.

Exponente de perfil

En el caso de las MMF, se utiliza el exponente de perfil (g) como parámetro para determinar el tipo de perfil de índice de refracción de la fibra, ya sea gradual o escalonado.

Considerando el índice de refracción n en función de la variación radial r que va desde el eje del núcleo, se tiene el perfil del índice de refracción [55]:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^g}, & r \leq a, \\ n_1 \sqrt{1 - 2\Delta}, & r \geq a \end{cases}, \quad (60)$$

donde a es el radio del núcleo y Δ es la relación de los índices de refracción.

Cuando $g \rightarrow \infty$ el índice de refracción se mantiene constante a lo largo de la fibra, lo que indica que la fibra tiene un perfil de índice escalonado. Por otro lado, en todos los demás perfiles, el índice de refracción experimenta un aumento gradual. Debido a esta variación gradual, también se les denomina "perfiles graduales".

Frecuencia normalizada V

También conocido como parámetro estructural V , es un parámetro adimensional y un indicador clave que define si una fibra óptica es monomodo o multimodo, es decir, proporciona información acerca del número de modos que pueden ser guiados a través de una fibra óptica. Matemáticamente, se define como [56]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a(A.N.), \quad (61)$$

donde a es el radio del núcleo de la fibra, λ es la longitud de onda del haz de luz propagado y $A.N.$ es la apertura numérica.

Cuando $V \leq 2.405$, la fibra se considera monomodo, en cambio, si $V > 2.405$, la fibra es clasificada como multimodo. Cuanto mayor sea el valor de V , mayor será el número de modos que la fibra es capaz de guiar.

Igualmente se puede determinar el número aproximado de modos (M) que se pueden propagar en el núcleo de la siguiente forma:

$$M \approx \frac{V^2}{2} \left(\frac{g}{g+2} \right), \quad (62)$$

si la fibra es de índice escalonado, entonces $g \rightarrow \infty$ y el número de modos aproximados es:

$$M \approx \frac{V^2}{2}. \quad (63)$$

Atenuación

La atenuación o pérdidas de transmisión, es la disminución de la intensidad de la señal de luz a medida que se propaga a lo largo de la fibra. Existen varias causas, entre las cuales están: atenuación por curvatura, que es causada cuando la fibra se dobla demasiado, atenuación intrínseca que es cuando ocurre absorción no deseada de la luz por parte del material de la fibra, atenuación extrínseca que es cuando la fibra se contamina de materiales no deseados y atenuación debido a malas uniones por empalmes o conexiones.

La atenuación se mide en decibeles por kilómetro (dB/km) y se expresa de la siguiente forma:

$$\alpha(\lambda) = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \quad (64)$$

donde $\alpha(\lambda)$ es el coeficiente de atenuación que depende de la longitud de onda, L es la longitud de la fibra generalmente dada en Km P_{in} es la potencia de entrada de la señal y P_{out} es la potencia de salida de la señal.

Dispersión

Este fenómeno ocurre cuando diferentes componentes de la señal óptica se propagan a velocidades ligeramente diferentes a lo largo de la fibra, estableciendo un límite en la cantidad de información que se puede transmitir. A medida que aumenta la distancia recorrida por la fibra, el retraso también aumenta y la frecuencia máxima disminuye.

En los cables de fibra óptica, existen principalmente dos tipos de dispersión, la dispersión cromática y la dispersión modal. La dispersión cromática se origina debido a la dependencia de la velocidad de propagación con la longitud de onda, que a su vez se ve afectada por el índice de refracción del núcleo de la fibra. Esta dispersión ocurre cuando la señal de entrada no es completamente monocromática, lo que resulta en diferentes longitudes de onda que interfieren entre sí y generan un retardo entre ellas en el extremo opuesto de la fibra.

El otro tipo de dispersión es la dispersión modal, que ocurre en fibras multimodo cuando varios modos de propagación de la luz coexisten, pero con velocidades diferentes. Cuando los rayos de luz ingresan a la fibra con diferentes ángulos de incidencia, siguen trayectorias distintas. Algunos rayos de luz viajan directamente a través del centro de la fibra (modo axial), mientras que otros rebotan repetidamente en el límite entre el revestimiento y el núcleo, siguiendo un camino en zigzag. Cada rebote provoca dispersión modal y, por lo tanto, cuanto más largo sea el recorrido, mayor será la dispersión modal total.

Es importante tener en cuenta que estos parámetros están estrechamente relacionados entre sí y pueden ser afectados por diversos factores externos. Por lo tanto, un análisis detallado de los parámetros geométricos y estructurales de las fibras ópticas nos permitirá comprender mejor su comportamiento y optimizar su rendimiento en una amplia gama de aplicaciones [55-57].

CAPÍTULO VI

Láseres de fibra

La tecnología ha revolucionado numerosos campos de la industria, la medicina y la investigación científica gracias al uso de las fibras ópticas. En el centro de esta revolución se encuentran los láseres de fibra óptica también llamados resonadores ópticos. Estos dispositivos utilizan las fibras como medio de transmisión para generar y amplificar la luz, aprovechando los principios de la física cuántica y la óptica para producir un haz de luz coherente, potente y de alta calidad.

La estructura básica de un láser de fibra óptica consta de tres componentes principales: una fuente de bombeo, un medio activo que suele ser una fibra óptica dopada y un reflector óptico. La fuente de bombeo, comúnmente un láser de estado sólido o un diodo láser, suministra la energía necesaria para excitar los iones del medio activo. Esto provoca y estimula la emisión de fotones que se propagan a lo largo de la fibra óptica.

Para amplificar aún más la luz generada, se coloca un reflector óptico en los extremos de la fibra, el cual puede ser un espejo o un dispositivo capaz de hacer que la luz viaje por el mismo camino óptico. Este reflector crea una cavidad resonante que permite que el haz de luz se retroalimente y refuerce, generando una ganancia que compensa las pérdidas inevitables que ocurren dentro de la cavidad. Como resultado, la intensidad del haz de luz se incrementa significativamente.

Existen dos geometrías comunes para la cavidad de resonancia, tal como se muestra en la figura 7. La primera es la cavidad lineal, también conocida como cavidad Fabry-Perot, la cual mantiene un perfil de onda estacionaria entre dos espejos que delimitan la cavidad. La segunda es la cavidad de anillo, en la cual una onda progresiva unidireccional se propaga de manera indefinida. En esta configuración, se incorpora un aislador óptico para evitar la contra propagación de la onda y asegurar que la luz láser solo se propague en una dirección específica [51].

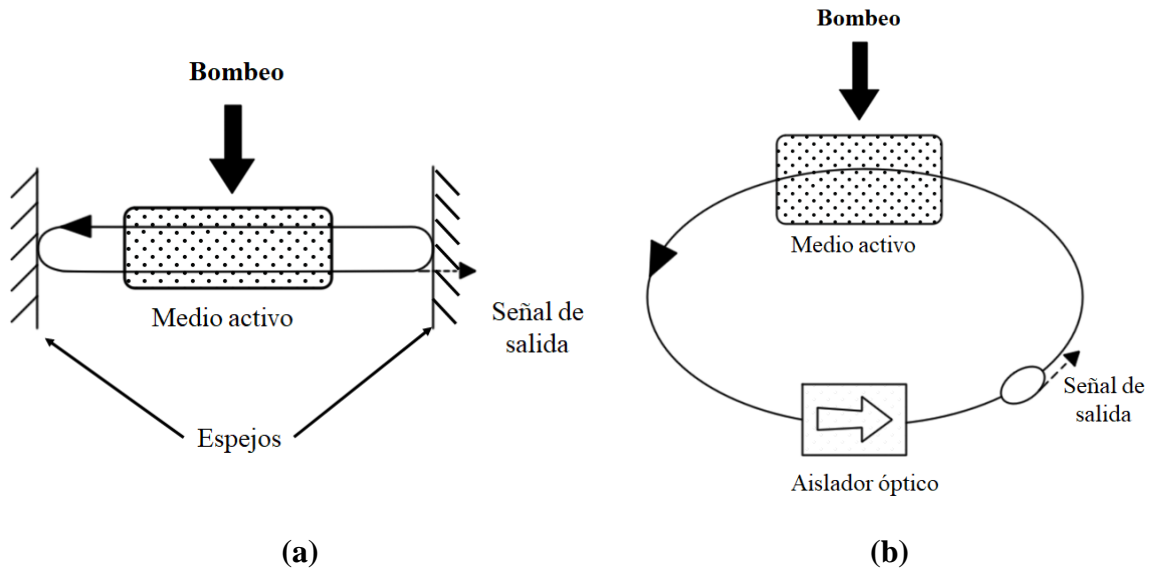


Figura 7. Geometrías comunes utilizadas en las cavidades láser: **(a)** cavidad lineal o de Fabry-Perot. **(b)** Cavidad de anillo.

Los láseres ofrecen numerosos beneficios. En primer lugar, se distinguen por su alta coherencia y direccionalidad, lo que les permite la capacidad de concentrar los haces de luz en un punto extremadamente reducido. Esta característica los convierte en herramientas idóneas para llevar a cabo labores de corte, grabado y marcado que exigen una precisión excepcional. Además, ofrecen ventajas en términos de eficiencia energética y son capaces de operar en diferentes modos, como el continuo o el pulsado, lo que amplía su utilidad en diversas aplicaciones. Por ejemplo, en el campo de la medicina, los láseres pulsados se utilizan para eliminar tatuajes [58], mientras que los láseres de modo continuo se emplean en el rejuvenecimiento de la piel [59].

Otro beneficio clave de los láseres radica en su capacidad para controlar con precisión la potencia y la duración del pulso. Esto permite adaptar su funcionamiento a las necesidades específicas de cada situación. Además, los láseres también encuentran aplicación como sensores, aprovechando su alta coherencia y dirección para detectar y medir diversas variables físicas y químicas. Un ejemplo de ello es el uso de los láseres en la generación de resonancia en modo de pérdida (LMR) para medir cambios en índice de refracción [60].

Por otro lado, los láseres de alta potencia son ampliamente utilizados en diversas aplicaciones, como la espectroscopia, las fuentes de bombeo y el estudio de fenómenos no lineales. Estos láseres se caracterizan por requerir longitudes de interacción más largas, lo que favorece la aparición de efectos no lineales cuando se alcanzan niveles elevados de potencia. Esta capacidad de generar efectos no lineales los hace especialmente deseables en aplicaciones como la conmutación óptica, la conversión de frecuencia no lineal, la generación de solitones y la generación super continua, entre otras [61].

VI. 1. Medio activo

Un medio activo o un amplificador es un componente utilizado en los láseres de fibra óptica que tiene la capacidad de amplificar las señales de luz sin necesidad de convertirlas en señales eléctricas. Se suelen usar para extender el alcance de la señal óptica cuando esta recorre largas distancias. Además de esto, también desempeñan un papel importante al compensar las pérdidas inevitables que ocurren dentro del láser.

Es común utilizar fibras dopadas con elementos que forman parte de las llamadas "tierras raras" como medio activo. Estos elementos reciben este nombre debido a que su producción y obtención pueden ser costosas y requieren de procesos de extracción y purificación específicos. Además, suelen encontrarse en yacimientos de difícil acceso.

El grupo de las tierras raras incluye los siguientes lantánidos: lantano (La), cerio (Ce), praseodimio (Pr), neodimio (Nd), prometio (Pm), samario (Sm), europio (Eu), gadolinio (Gd), terbio (Tb), disprosio (Dy), holmio (Ho), erbio (Er), tulio (Tm), iterbio (Yb) y lutecio (Lu). Cada uno de estos elementos posee propiedades químicas y físicas únicas.

Dentro de este grupo, los elementos más comúnmente utilizados en la fabricación de láseres son el Nd, el Ho, el Dy, el Er, el Yb y el Tm. Esto debido a sus propiedades de emisión láser en longitudes de onda específicas, eficiencia de conversión de energía, estabilidad y capacidad de generar pulsos de alta potencia ópticas.

Elemento	Bombeo	Emisión
Erbio	980 nm	1550 nm
Holmio	806 nm	2000 nm
Neodimio	1050 nm	514.5 nm
Disprosio	1100 nm	2900 nm
Tulio	1064 nm	1480 nm
Iterbio	915 nm	1000 nm

Tabla 1. Elementos comúnmente utilizados como amplificadores en láseres de fibra óptica, indicando la longitud de onda a la que deben ser bombeados para emitir en una longitud de onda específica.

La Tabla 1 proporciona información detallada sobre las longitudes de onda específicas de emisión asociadas a cada elemento, lo que resulta fundamental para seleccionar el elemento más adecuado en función de las necesidades de la aplicación en cuestión.

VI. 2. Amplificador de fibra dopada con erbio

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA), son ampliamente utilizados en la fabricación de láseres de fibra debido a que tienen la capacidad de amplificar eficientemente señales en la región de los 1550 nm, que coincide con la región de mínima pérdida de la fibra óptica de sílice, el material con el que en su mayoría suelen estar hechas las fibras. Gracias a

esto las EDFA permiten una amplificación eficiente de señales en esta banda. Además, proporcionan una alta ganancia, lo que significa que pueden amplificar de manera significativa la señal óptica con apenas 0.2 dB/km de pérdidas.

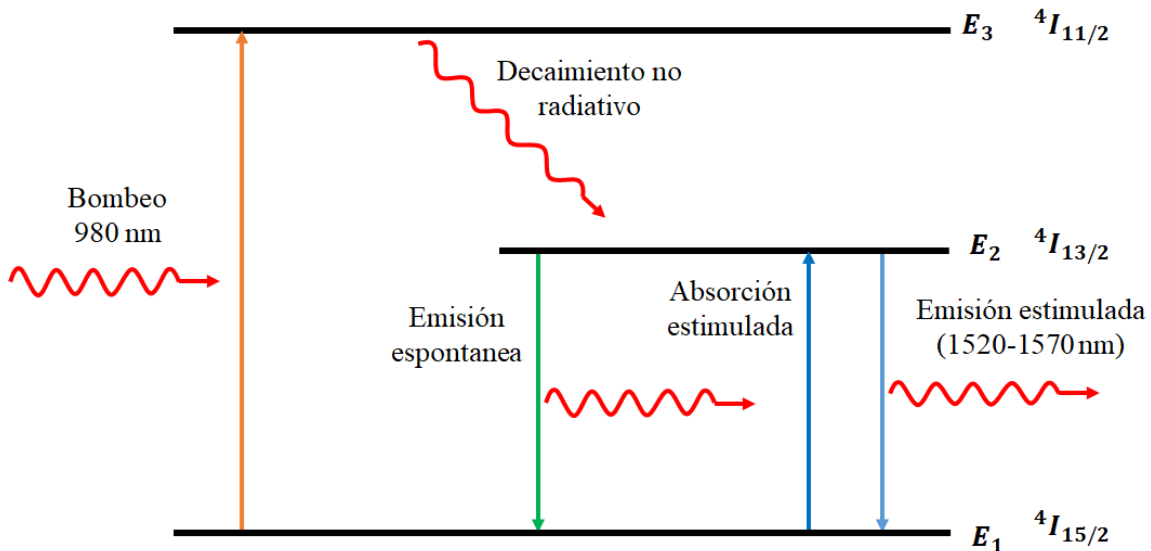


Figura 8. Diagrama de los niveles de energía del Er^{3+} y el proceso de absorción y decaimiento de electrones excitados por una radiación externa de bombeo.

En una fibra dopada con iones de erbio (Er^{3+}) existen tres niveles de energía $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ que representan el estado fundamental (E_1), estado metaestable (E_2) y estado excitado (E_3) respectivamente, así como se muestra en la figura 8. En condiciones normales, cuando no hay radiación presente, los electrones se encuentran en su estado fundamental E_1 .

Al incidir un haz de luz en el sistema, los electrones absorben los fotones haciendo que la energía del fotón se transfiera al electrón y este eleve su nivel energético. Este proceso ocurre al utilizar una radiación de bombeo con una longitud de onda específica, como en el caso especial de un EDFA, donde se emplea una longitud de onda de 980 nm. La radiación de bombeo estimula la excitación de los electrones del Er^{3+} , provocando que se transicionen al nivel E_3 . El tiempo de vida de los electrones en este nivel es de aproximadamente 1 μs . Posteriormente, los electrones decaen al nivel E_2 mediante una transición no radiativa, liberando calor en el proceso. La constante de tiempo en el nivel E_2 es de $\sim 10 ms$, lo que implica una mayor retención de electrones en este nivel. Este fenómeno se conoce como inversión de la población, y ocurre incluso con potencias de bombeo moderadas.

Los electrones excitados tratarán de volver a su estado de equilibrio mediante un proceso de decaimiento conocido como emisión espontánea. Durante este decaimiento, se emiten fotones incoherentes aleatoriamente en diferentes longitudes de onda, en un rango de 1520 a 1570 nm. Estos fotones no poseen las propiedades necesarias para contribuir a la amplificación de la señal, es decir, no reproducen la información contenida en ella. En cambio, generan un ruido conocido como emisión espontánea amplificada (ASE), similar a

lo que se muestra en la figura 9. El espectro de este ruido es único para cada elemento y proporciona información sobre los niveles de energía y las transiciones electrónicas del material dopado. Además, permite ajustar y optimizar la longitud de onda del láser, así como determinar la banda de amplificación óptica y los picos de emisión.

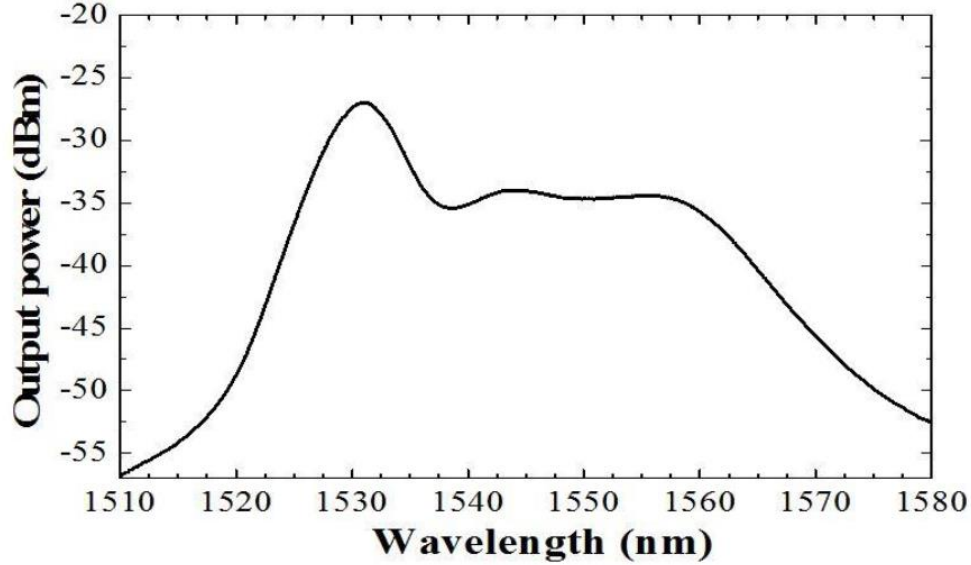


Figura 9. Espectro ASE de una fibra de 1 m de longitud con erbio-80. Tomado de Harun, S. W., & Arof, H. (Eds.). (2013). Current developments in optical fiber technology. BoD–Books on Demand.

Cuando un electrón excitado es estimulado por un fotón cuya energía coincide con la diferencia entre los niveles E_1 y E_2 , se denomina absorción estimulada. En este caso, el electrón decae hacia el estado fundamental y, simultáneamente, emite un fotón adicional con las mismas características que el fotón estimulante. A este fenómeno se le conoce como emisión estimulada. Es importante destacar que, para lograr la emisión estimulada y la generación del láser, se debe alcanzar un umbral específico de inversión de población. Este umbral corresponde al nivel mínimo de inversión necesario para que el proceso de emisión estimulada domine sobre la emisión espontánea y se logre una amplificación significativa de la luz, siendo necesario que el medio activo se retroalimente a través de una cavidad resonante. Una vez superado este umbral, el láser comienza a operar de manera estable y produce una salida de luz láser coherente y amplificada.

Para describir la dinámica de las densidades de población de los electrones en los estados excitado, metaestable y fundamental, utilizamos las variables N_3 , N_2 y N_1 , también considerando W_p como la tasa de bombeo, W_s como la tasa de absorción de fotones provenientes de la señal, τ_{ij} el tiempo de vida medio de la emisión espontánea del estado E_i al estado E_j , se usa el siguiente sistema de ecuaciones [63]:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} + W_s(N_2 - N_1) - W_p(N_1 - N_3), \quad (65)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - W_s(N_2 - N_1), \quad (66)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{32}} W_p(N_1 - N_3), \quad (67)$$

la inversión de población implica que $N_3 > N_1$. En un estado estacionario, las derivadas temporales se anulan y, dado que el tiempo de vida del estado E_3 es considerablemente más corto que el tiempo de vida del estado E_2 , la población del estado excitado se describe principalmente mediante la distribución de Boltzmann:

$$N_3 = N_2 e^{-(E_{E3}-E_{E2})/kT} = \beta \cdot N_2, \quad (68)$$

donde $\beta = e^{-(E_{E3}-E_{E2})/kT}$ es el factor de Boltzmann. A partir de (65) se tiene para las condiciones de un estado estacionario:

$$\frac{N_2}{\tau_{21}} + W_s(N_2 - N_1) - W_p(N_1 - N_3) = 0, \quad (69)$$

que se puede simplificar con (68) para obtener el nivel de inversión como:

$$\zeta = \frac{N_2}{N_2 - N_1} = \frac{(W_p + W_s)\tau}{W_p\tau(1 - \beta) - 1}, \quad (70)$$

el nivel de inversión, por lo tanto, está relacionado tanto con la potencia de bombeo como con la potencia de la señal de salida, así como también con la longitud de onda de bombeo a través del factor de Boltzmann, β . Este factor es crucial para determinar la cantidad de electrones excitados disponibles para participar en el proceso de emisión estimulada y la amplificación de la luz láser [61-63].

VI. 3. Amplificador de fibra dopada con Erblio-Iterbio

Cuando se busca una mayor ganancia de amplificación en un láser, es común aumentar la potencia de bombeo. Sin embargo, este enfoque conlleva ciertos riesgos y desventajas. Uno de los principales problemas es el riesgo de dañar los componentes del láser debido al aumento de la potencia. Además, este incremento puede dar lugar a efectos no deseados dentro del amplificador.

Uno de estos efectos indeseables es el aumento de la amplificación espontánea, que provoca distorsiones y reduce la calidad de la señal amplificada. Otro efecto perjudicial es la emisión estimulada cruzada, que ocurre cuando la señal ya amplificada interactúa con otras longitudes de onda cercanas en la fibra. Esto puede generar una amplificación no deseada de las señales vecinas y causar interferencias en el sistema [64].

Para evitar estos problemas y mejorar la eficiencia de la amplificación, es necesario contar con una mayor inversión de población en el medio activo. Una forma de lograrlo es codopando la fibra con otros iones de tierras raras. En este sentido, el iterbio es un elemento

particularmente útil para trabajar en temperatura ambiente y lograr una inversión de población más grande, lo que a su vez mejora la eficiencia del amplificador.

El iterbio (Yb^{3+}) desempeña un papel crucial al facilitar la transferencia de energía desde sus iones excitados hacia los iones de Er^{3+} . Esta transferencia eficiente de energía resulta en un aumento de la concentración de iones de erbio en el medio activo. A continuación, se presenta la descripción de la dinámica de las densidades de población en un sistema que genera láser.

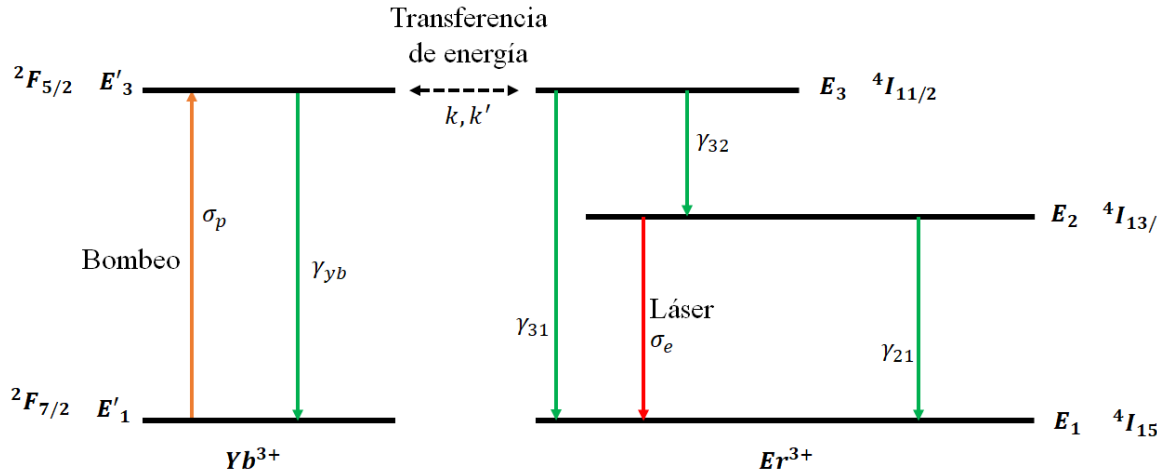


Figura 10. Diagrama de niveles de energía del medio activo de Er/Yb en un láser de fibra óptica.

El modelo se basa en un análisis de ecuaciones diferenciales que tienen en cuenta las variaciones espaciales tanto del haz de bombeo como del haz láser. En la figura 10 se muestra el diagrama de niveles de energía correspondiente al medio activo de Er/Yb. El Yb^{3+} presenta dos niveles energéticos importantes: el nivel fundamental ${}^2F_{7/2}$ y el nivel excitado ${}^2F_{5/2}$.

Los iones de Yb^{3+} tienen un rango de absorción que abarca desde $900\text{ nm} - 1\ \mu\text{m}$. Por lo tanto, cuando incide radiación de bombeo en este rango, los iones de iterbio también absorberán la energía. Debido a que los niveles de energía de ambos elementos son similares, la energía del nivel ${}^2F_{5/2}$ del Yb^{3+} será transferida de manera no radiativa al nivel ${}^4I_{11/2}$ del Er^{3+} . A partir de ahí, el proceso de amplificación del erbio se llevará a cabo de manera similar. Es importante destacar que también es posible que ocurra una transferencia inversa de energía del Er^{3+} al Yb^{3+} .

Las variables utilizadas en el sistema de ecuaciones son las siguientes:

- N_1, N_2 y N_3 las densidades de población de los estados fundamental, metaestable y excitado del Er^{3+} , respectivamente
- N'_1 y N'_3 las densidades de población de los estados fundamental y excitado del Yb^{3+} , respectivamente.
- γ_{ij} es la tasa de decaimiento del nivel i al nivel j del Er^{3+} .

- γ_{yb} es la tasa de decaimiento del estado excitado al estado fundamental del Yb^{3+} .
- σ_p es la sección transversal de absorción de la longitud de onda de bombeo en el ion Yb^{3+} .
- σ_e es la sección transversal de emisión del láser del Er^{3+} .
- σ_{abs} es la sección transversal de absorción de la longitud de onda de bombeo en el ion Er^{3+} .
- ϕ_p es el flujo de fotones del bombeo.
- ϕ_l es el flujo de fotones del láser.
- N_{er} es la densidad atómica del Er^{3+} .
- N_{yb} es la densidad atómica del Yb^{3+} .
- k es el coeficiente de transferencia de energía del nivel $^2F_{5/2}$ del Yb^{3+} al nivel $^4I_{11/2}$ del Er^{3+} .
- k' es el coeficiente de transferencia de energía del nivel $^4I_{11/2}$ del Er^{3+} al nivel $^2F_{5/2}$ del Yb^{3+} .

A continuación, se presenta el sistema de ecuaciones correspondientes a estas variables [65]:

$$\frac{dN'_3}{dt} = \sigma_p(N'_1 - N'_3)\phi_p - kN'_3N_1 + k'N'_1N_3 - \gamma_{yb}N'_3, \quad (71)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = kN'_3N_1 - k'N'_1N_3 - \gamma_{31}N_3 - \gamma_{32}N_3 + \sigma_{abs}N_1\phi_p, \quad (72)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{32}N_3 - \gamma_{21}N_2 - (N_2 - N_1)\sigma_e\phi_l, \quad (73)$$

$$N'_1 + N'_3 = N_{yb}, \quad (74)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_{er}, \quad (75)$$

además, se puede simplificar bajo las siguientes condiciones:

- La energía proporcionada por el bombeo no disminuye la cantidad de electrones en el nivel fundamental por lo que se puede representar como $N'_1 \gg N'_3$ por tanto $N'_1 \approx N_{yb}$
- Es más probable que ocurra un decaimiento del nivel $^4I_{11/2}$ al nivel $^4I_{13/2}$ del Er^{3+} que del nivel $^4I_{11/2}$ al nivel $^4I_{15/2}$ del Er^{3+} ($\gamma_{31} \ll \gamma_{32}$). Por lo tanto, se asume que $\gamma_{31} \approx 0$.
- El decaimiento del nivel $^4I_{11/2}$ al nivel $^4I_{13/2}$ del Er^{3+} es lo suficientemente rápido como para considerar que la población del nivel $^4I_{11/2}$ en todos los casos es casi estacionaria, es decir no cambia en el tiempo, por lo que $dN_3/dt \approx 0$ lo que conduce a $N_3 = kN'_3N_1/\gamma_{32}$.

- Por la misma razón, el proceso de transferencia inversa del nivel ${}^4I_{11/2}$ del Er^{3+} al nivel ${}^2F_{5/2}$ del Yb^{3+} también será despreciable ($k'N'_1 \ll \gamma_{32}$).
- Se desprecia la absorción de bombeo del estado fundamental del Er^{3+} : $k'N'_3N_1 \ll \sigma_{abs}N_1\phi_p$. Se puede justificar ese punto como sigue: en un modo estacionario $N'_3 = \sigma_p N'_1 \phi_p / (kN_1 + \gamma_{yb})$, (de la ecuación (75)) lo que lleva a la condición que $N_{er}/N_{yb} + \gamma_{yb}/kN_{yb} \ll 1 \Rightarrow N_{er}/N_{yb} \ll 1$ y $\gamma_{yb}/kN_{yb} \ll 1$.
- $N_2 - N_1 \approx 2N_2 - N_{er}$.

Con estas simplificaciones, la evolución atómica se describe mediante las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dN'_3}{dt} = \sigma_p N_{yb} \phi_p - kN'_3(N_{er} - N_2) - \gamma_{yb}N'_3, \quad (76)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = kN'_3(N_{er} - N_2) - \gamma_{21}N_2 - (2N_2 - N_{er})\sigma_e\phi_l, \quad (77)$$

es común utilizar fibras de doble revestimiento en los amplificadores de fibra dopada con Er/Yb , ya que esto permite un aumento significativo en la potencia de bombeo y garantiza una correlación cruzada entre los iones de Er^{3+} y de Yb^{3+} , lo cual facilita la transferencia de energía. Además, las fibras de doble revestimiento proporcionan un medio simple y eficiente para absorber la luz de una fuente de bombeo multimodo [61,65].

VI. 4. Lente micro esférica de fibra óptica

Una lente micro esférica de fibra óptica (MBL, micro ball lens) es un dispositivo óptico que consiste en una pequeña esfera de vidrio o plástico (generalmente hecha del mismo material que la fibra óptica) colocada en uno de los extremos de la fibra. Esta esfera actúa como una lente, permitiendo la focalización y la manipulación de la luz que cruza por esta.

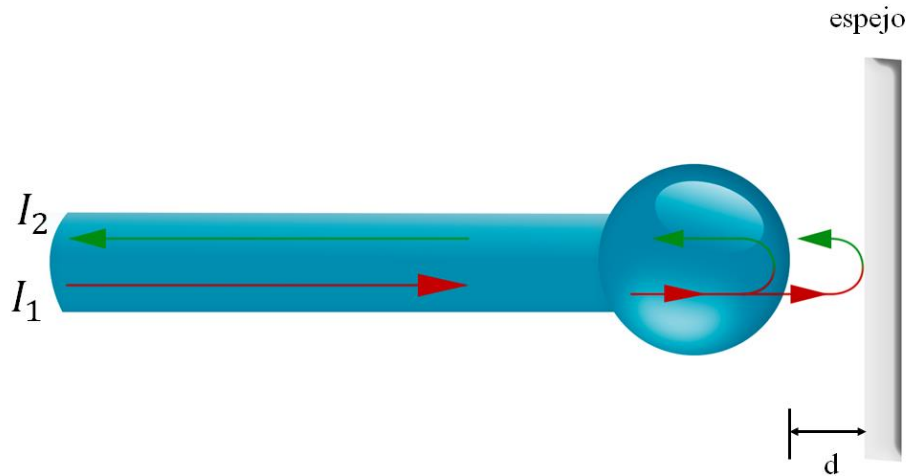


Figura 11. Estructura de la MBL frente al espejo, donde la distancia d se ajusta desplazando uno de los dos objetos mientras se mantiene el otro fijo.

En una cavidad láser lineal, la MBL desempeña la función de un interferómetro y se basa en la configuración ilustrada en la figura 11. Esta se coloca en el extremo de la cavidad, frente a un espejo situado a una distancia ajustable d . La MBL es semirreflectante, lo que significa que la luz que entra desde la cavidad con una intensidad I_1 se divide, parte de ella es reflejada y parte es transmitida. La parte transmitida recorre la distancia d y luego se refleja en el espejo, lo que produce un cambio en la dirección opuesta y vuelve a ingresar a la MBL con una intensidad I_2 . Su ingreso genera un desfase debido a la diferencia de caminos entre ambos haces de luz, lo que provoca una interferencia según la siguiente fórmula:

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} n_d d + \Phi_0, \quad (78)$$

donde $\Delta\Phi$ es la diferencia de fase entre los dos haces de luz, Φ_0 es la fase inicial del haz incidente, λ es la longitud de onda del haz de luz y n_d corresponde al índice de refracción del medio que rodea el espacio libre a lo largo del cual se propaga el haz reflejado entre la MBL y el espejo.

Por tanto, la intensidad reflejada I se determina a partir de la diferencia de fase $\Delta\Phi$ y se manifiesta como una modulación periódica de interferencia. Esta modulación puede ser expresada utilizando el modelo de interferencia de dos haces:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \Delta\Phi, \quad (79)$$

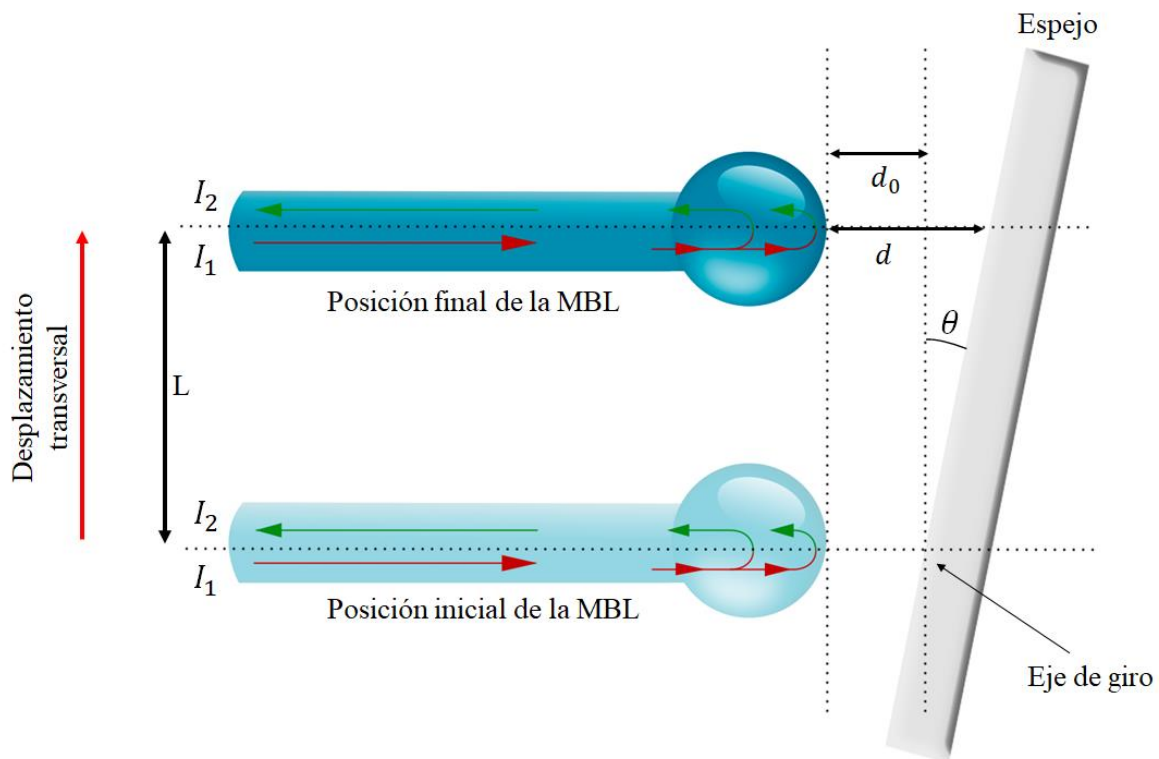


Figura 12. Configuración en la que la MBL se desplaza de manera transversal.

Para evitar el riesgo de fracturar la MBL debido a la proximidad del espejo, se realiza una pequeña modificación en la estructura, como se ilustra en la figura 12. En esta configuración, se mantiene el espejo en una posición fija y se inclina ligeramente un ángulo θ respecto a su eje óptico, mientras que la MBL se mueve de forma transversal una distancia L . A medida que la MBL se desplaza hacia arriba, la distancia original que existía entre la MBL y el espejo, denominada d_0 , se ve alterada debido a la inclinación del espejo, y ahora se denota como d . Esta nueva distancia d se calcula utilizando la siguiente ecuación:

$$d = d_0 + L \tan \theta, \quad (80)$$

una vez obtenida la d , es posible calcular la ecuación (78) de manera habitual.

El espaciado entre las franjas, también conocido como FSR (Free Spectral Range) o rango espectral libre, se refiere a la diferencia de frecuencia entre dos picos adyacentes en el espectro. Esta medida se calcula mediante la siguiente expresión:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2d}, \quad (81)$$

el FSR se destaca por su utilidad en la calibración de instrumentos ópticos, ya que permite establecer referencias de frecuencia o longitud de onda conocidas y precisas. Además, se utiliza para evaluar la estabilidad de la frecuencia de un láser, lo que ayuda a determinar si el láser está operando en una sola longitud de onda o si presenta desviaciones o fluctuaciones indeseadas. Por último, también es un parámetro clave para evaluar la resolución espectral de un sistema óptico [7,66,67].

VI. 5. Óptica no lineal

Cuando un haz de luz interactúa con un material, las características fundamentales de sus propiedades ondulatorias, como la longitud de onda o frecuencia, no se ven alteradas. Este fenómeno se conoce como óptica lineal y se observa en numerosos fenómenos ópticos descritos en la sección II.2.

En la óptica lineal, la onda electromagnética induce una separación de las cargas en el material, lo que se conoce como polarización. Esta polarización es directamente proporcional al campo eléctrico y se puede describir mediante la ecuación [68]:

$$P = \chi E, \quad (82)$$

donde χ es la constante de susceptibilidad, la cual se utiliza para describir la respuesta del material a la polarización inducida por un campo eléctrico externo.

Sin embargo, cuando el haz de luz es extremadamente intenso, como en el caso de un láser, se producirán cambios no proporcionales en las propiedades ópticas del material. Esto significa que las características ondulatorias del haz de luz se verán afectadas y se produce lo que se conoce como efecto no lineal.

En la óptica no lineal, la respuesta óptica se puede describir generalmente mediante una expansión de la ecuación (82), expresando la polarización P como una serie de potencias de la intensidad del campo eléctrico E como [68]:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots, \quad (83)$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal del material, $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad no lineal de segundo orden, $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad no lineal de tercer orden y así sucesivamente mientras continúa la serie. Estos coeficientes son tensores que tienen 9, 27 y 71 componentes, respectivamente, y son responsables de describir los efectos ópticos no lineales de segundo y tercer orden. Aunque bajo ciertas condiciones es posible simplificar los tensores, haciéndolos invariantes frente a cualquier permutación de los subíndices. Además, bajo condiciones geométricas específicas, es posible reducir aún más el número de componentes de los tensores.

Los procesos físicos que resultan de la polarización de segundo orden difieren de aquellos que resultan de la polarización de tercer orden. Las interacciones ópticas no lineales de segundo orden solo pueden ocurrir en cristales que carecen de simetría de inversión, es decir, cristales no centrosimétricos. En contraste, los líquidos, gases, sólidos amorfos (como el vidrio) e incluso muchos cristales muestran simetría de inversión, lo que provoca que la susceptibilidad de segundo orden, $\chi^{(2)}$, se anule por completo en dichos medios, impidiendo así la generación de interacciones ópticas no lineales de segundo orden. Sin embargo, las interacciones ópticas no lineales de tercer orden (descritas por la susceptibilidad $\chi^{(3)}$) pueden ocurrir tanto en medios centrosimétricos como no centrosimétricos.

La principal diferencia entre la susceptibilidad de segundo orden ($\chi^{(2)}$) y la susceptibilidad de tercer orden ($\chi^{(3)}$) radica en los efectos ópticos no lineales que producen en un material.

La susceptibilidad de segundo orden está asociada con la generación de segundos armónicos (SHG) y otros procesos de mezcla de frecuencias.

Por otro lado, la susceptibilidad de tercer orden describe la respuesta del material a campos eléctricos intensos y puede generar fenómenos como modulación de fase y amplitud autoenfoque y formación de solitones, mezcla de cuatro ondas (FWM), modulación de fase cruzada (XPM), generación de ondas con polarización cruzada (XPW) y efectos de saturación óptica [68-70].

VI.5.1. Absorción no lineal

En ciertas situaciones, los procesos de absorción de la luz no siguen una relación lineal con la intensidad de la luz. Esto significa que el coeficiente de absorción no depende de manera proporcional de la intensidad óptica. Puede haber casos en los que no haya absorción para intensidades muy bajas y solo se presente absorción cuando la intensidad aumenta por encima de cierto umbral. A esto se le llama absorción saturable.

Un ejemplo común de absorción no lineal es la absorción de dos o más fotones. En este caso, la energía de los fotones se combina para excitar un electrón y llevarlo a un estado energético más alto, incluso si la energía de un solo fotón no es suficiente para lograrlo. La cantidad de luz absorbida en este proceso depende de la intensidad óptica.

En este caso, se considera una representación simplificada de un medio que posee dos niveles de energía (estado fundamental y excitado), de modo que $\chi = n_g\chi_g + n_e\chi_e$, donde χ_g y χ_e representan las susceptibilidades eléctricas del estado fundamental y del estado excitado, respectivamente.

La susceptibilidad eléctrica lineal de las moléculas excitadas es diferente a la del estado fundamental y puede expresarse como $\chi = \chi_g + n_e(\chi_e - \chi_g)$, donde $n_g + n_e = 1$. El término n_e describe la fracción de población en el estado excitado (N_e/N_0), donde $N_0 = N_g + N_e$, siendo N_0 la cantidad total de moléculas del sistema y N_e y N_g las poblaciones del estado excitado y del estado fundamental, respectivamente. Esta descripción de la polarización ya no es lineal con respecto al campo eléctrico, porque la fracción de población en el estado excitado depende de la intensidad de la luz, que es equivalente al cuadrado del campo eléctrico [71]:

$$P = \chi_g^{(1)} \cdot E + \frac{N_e}{N_0} (\chi_e^{(1)} - \chi_g^{(1)}) \cdot E, \quad (84)$$

el segundo término de la ecuación (84) presenta una relación no lineal con el campo eléctrico y depende de la susceptibilidad lineal de los estados fundamentales y excitados. Por lo tanto, la susceptibilidad no lineal en la ecuación (83) presenta términos resonantes que dependen de la fracción de población de las moléculas.

Considerando un caso de un material centro-simétrico (todas las susceptibilidades pares son nulas), la polarización no lineal puede reescribirse como [71]:

$$P = \chi_g^{(1)} \cdot E + \chi_g^{(3)} \cdot E^3 + \frac{N_e}{N_0} (\chi_e^{(1)} - \chi_g^{(1)}) \cdot E + \dots, \quad (85)$$

esta nueva polarización contiene efectos resonantes y no resonantes inducidos por el campo eléctrico de un haz láser. La evolución del efecto no lineal relacionado con la población de los estados excitados puede ser monitoreada mediante ecuaciones de tasas que describen cada transición electrónica involucrada en la absorción. La evolución temporal de la población de un estado excitado dado puede ser descrita por [71]:

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = -\frac{n_e(t)}{\tau} + (1 - n_e(t)) \frac{\sigma(\nu)I}{h\nu}, \quad (86)$$

donde $\sigma(\nu)$ es la sección eficaz de absorción de un fotón, $h\nu$ es la energía del fotón y τ es el tiempo de relajación del estado excitado. La expresión $\sigma(\nu)I/h\nu$ describe la transición de los electrones del estado fundamental al estado excitado. La solución a esta ecuación se obtiene mediante la integral [71]:

$$n_e(t) = \frac{\sigma(\nu)}{h\nu} e^{-t/\tau} \int_{-\infty}^t I(t') e^{-t'/\tau'} dt', \quad (87)$$

esta integral contiene la intensidad de la luz I y τ' , definida como $\tau' = \tau/(1 + I/I_{sat})$, donde $I_{sat} = h\nu/\sigma\tau$ es la intensidad de saturación del medio, que ocurre cuando el estado de energía más bajo se despoja de población. La evolución temporal de la población de cada estado proporciona un coeficiente de absorción dinámico para el material. Por ejemplo, para un material que posee dos estados excitados, el coeficiente de absorción se puede definir como $\alpha(t) = N_0(n_0(t)\sigma_{01} + n_1(t)\sigma_{12})$, donde σ_{01} y σ_{12} son las secciones transversales de absorción de un fotón relacionadas con la absorción desde el estado fundamental al primer estado excitado, y desde el primer estado excitado al segundo estado, respectivamente [71, 72].

VI. 6. Láser pulsado mediante Q-switched

Por lo general un láser convencional suele emitir en modo de onda continua (CW, continuous wave), es decir emite la luz sin interrupciones durante todo el tiempo que esté encendido, pero en base a los propósitos por los que se planea utilizar, también es posible cambiarlo a modo pulsado mediante una técnica denominada Q-switched con la cual el láser podrá generar pulsos extremadamente cortos y de alta energía.

La técnica radica en la acumulación de una gran cantidad de energía dentro de la cavidad del láser, gracias a la fuente de bombeo utilizada. Durante un breve período de tiempo, los iones se excitan y se elevan a niveles de energía más altos sin poder relajarse. Esto permite la generación de pulsos láser de una duración comparable al tiempo de decaimiento de los fotones, generalmente en el rango de unos pocos nanosegundos a unas pocas decenas de nanosegundos. Además, estos pulsos tienen un nivel energético mucho mayor que los láseres de onda continua, alcanzando potencias del orden de los megavatios.

El termino Q-switched se deriva del factor Q, también conocido como factor de calidad y es un parámetro utilizado para describir la eficiencia de un resonador en la retención de energía en un sistema oscilante, como un láser.

En términos generales, el factor Q se define como la relación entre la energía almacenada en el resonador y la tasa de pérdida de energía por ciclo:

$$Q = 2\pi \frac{\text{energía almacenada}}{\text{tasa de pérdidas de energía por ciclo}}, \quad (88)$$

un factor Q alto significa que las pérdidas en un láser son bajas, lo que permite que la energía almacenada se mantenga durante un período de tiempo más prolongado antes de ser liberada en forma de pulso. Esto implica una menor tasa de pérdida de energía y una mayor eficiencia del láser en términos de almacenamiento y liberación de energía [73].

VI.6.1. Clasificación de los láseres Q-switched

Los láseres Q-switched se pueden clasificar en dos categorías principales: activos y pasivos. Los láseres Q-switched activos (AQS, active Q-Switched) son aquellos que utilizan un dispositivo externo, como un modulador electro-óptico, mecánico, o un conmutador acústico-óptico [74-76]. Estos dispositivos se utilizan para cambiar la transmisión del láser de forma rápida, permitiendo la liberación de un pulso de alta energía y corta duración.

Los láseres Q-switched pasivos (PQS, passive Q-Switched) utilizan propiedades intrínsecas del medio amplificador láser, sin la necesidad de dispositivos externos. Un ejemplo común de PQS es el uso de un absorbedor saturable (AS) que consiste en un material óptico que cambia su transmitancia o absorbancia en respuesta a la intensidad de la luz incidente. Cuando la intensidad de la luz alcanza un umbral determinado, el AS se vuelve transparente, permitiendo la liberación de un pulso láser. Este comportamiento de cambio en la transmitancia se basa en el fenómeno de saturación óptica, que implica que la respuesta del AS depende de la intensidad de la luz y de la velocidad a la que los electrones en el material pueden saltar entre diferentes estados energéticos.

Los PQS ofrecen simplicidad y menor costo en comparación con los AQS, pero tienen una limitación importante en términos de un control menos preciso de los pulsos láser.

Además, en ciertos casos, una fibra dopada puede actuar simultáneamente como un medio amplificador láser y como un PQS a bajas potencias de bombeo. Esto se debe a que la tasa de absorción de la fibra no es uniforme a lo largo de su longitud. Como resultado, la cavidad láser tiene intrínsecamente la capacidad de generar pulsos de forma autónoma, lo que se conoce como auto-Q switched (SQS, self Q-switched).

El SQS se utiliza en diversas aplicaciones y puede considerarse como una opción viable para evitar la incorporación de nuevos materiales a la cavidad láser. Sin embargo, en algunos casos puede resultar indeseable. Afortunadamente, existen varias estrategias para prevenir o suprimir el SQS como son: el aumento de la potencia de bombeo que ayuda a superar los umbrales que desencadenan el SQS, la modificación de la longitud de la fibra dopada, un control preciso de la geometría del láser o la utilización de elementos pasivos como atenuadores o filtros ópticos.

Cabe destacar que la selección de la estrategia más adecuada dependerá de las características específicas del láser y de los requisitos de su aplicación [77, 78].

VI.6.2. Técnica Q switched pasiva

La técnica Q-switched pasiva (PQS) se refiere a una configuración de operación de un láser en la cual se utiliza un elemento pasivo para generar pulsos láser de alta energía y corta duración como se mencionó anteriormente. El absorbedor saturable (AS) es un material que exhibe una respuesta óptica no lineal, lo que significa que su capacidad de absorción varía en función de la intensidad de la luz incidente.

En el estado no saturado del AS, permite la transmisión de la luz láser a través de él. Sin embargo, a medida que la intensidad de la luz aumenta, el AS se satura y su capacidad de absorción aumenta significativamente, bloqueando la transmisión de la luz. Esta acumulación de energía en la cavidad del láser conduce a la generación de un pulso de alta energía y corta duración, típicamente en el orden de los microsegundos, una vez que el absorbedor se satura y recupera su transmisión normal. El tiempo de recuperación de un AS es idealmente más largo que la duración del pulso, de modo que se evitan pérdidas de energía innecesarias adicionales. Sin embargo, el AS debe ser lo suficientemente rápido como para evitar el láser prematuro cuando la ganancia se recupera.

En principio, un AS puede absorber solo una fracción menor de la energía de los pulsos generados, es decir, el absorbedor no necesariamente reduce sustancialmente la eficiencia energética del láser. Para lograr una alta eficiencia, es necesario cumplir con ciertas condiciones:

- La energía de saturación del absorbedor debe ser considerablemente inferior a la del medio de ganancia láser.
- El absorbedor debe tener pérdidas no saturables insignificantes.
- No deben intervenir canales de pérdida adicionales, como el ASE.

Sin embargo, en la práctica, es común encontrar pérdidas no saturables significativas en los absorbedores reales, como el daño inducido por el láser, pérdidas intrínsecas del material, pérdidas por dispersión y reflexión o pérdidas por absorción no deseada. Como resultado, la eficiencia energética a menudo se ve notablemente reducida en aplicaciones prácticas.

La duración del pulso está determinada por dos factores principales: el tiempo de ida y vuelta del resonador y la intensidad de la modulación temporal de la ganancia neta. Esta última está determinada por la profundidad de modulación del AS utilizado, que representa la diferencia entre la transmisión óptica máxima y mínima del AS. En otras palabras, la profundidad de modulación es la amplitud de la variación de la transmisión óptica del absorbedor entre su estado no saturado y saturado.

Cuando se utiliza un AS con una mayor profundidad de modulación, se obtienen pulsos con una duración más corta y mayor energía. Esto se debe a que el absorbedor puede bloquear eficientemente la transmisión de la luz láser cuando se satura, lo que resulta en una mayor extracción de energía y una generación de pulsos más intensa. Sin embargo, esta extracción de energía más fuerte también implica que el tiempo necesario para reponer la energía y generar el siguiente pulso se verá incrementado [79].

Existen diversos candidatos para funcionar como AS. Entre ellos se encuentran las fibras dopadas con tierras raras [80, 81], los metales de transición [82, 83], los espejos semiconductores de absorción saturable (SESAM) [84, 85], la rotación de polarización no lineal [86, 87] y los nanotubos de carbono de pared única (SWNT) [88]. Sin embargo, estos

materiales presentan algunas desventajas, como altos costos, limitaciones en su tiempo de respuesta, una región de longitud de onda operativa estrecha y un umbral de daño bajo.

La selección y control de los AS en un láser pulsado es crucial para lograr un rendimiento óptimo. Entre los AS prometedores, se han propuesto los metales de transición, como el TiN [89, 90]. El TiN presenta cualidades ventajosas que lo hacen atractivo para esta aplicación. Por un lado, su variación estequiométrica permite adaptar de forma flexible las propiedades ópticas del material. Por otro lado, el TiN exhibe una alta conductividad eléctrica, superando el obstáculo de pérdida asociado comúnmente con los materiales plasmónicos. Esto se traduce en un mejor rendimiento en términos de no linealidad óptica.

Además, el TiN es refractario, lo que implica que puede soportar altas temperaturas sin comprometer sus propiedades. Con un punto de fusión alto ($> 2900\text{ }^{\circ}\text{C}$) y una estabilidad térmica sobresaliente, el TiN se muestra resistente a condiciones extremas. Estas características resultan esenciales en aplicaciones que involucran altas potencias ópticas, ya que el TiN mantiene su integridad estructural y funcionalidad bajo situaciones exigentes sin degradarse [91].

VI.6.3. Absorbedor saturable

La absorción saturable es un fenómeno causado por el efecto de bloqueo de Pauli. En este fenómeno, un estado de transición se encuentra completamente ocupado y ya no puede aceptar electrones entrantes. Cuando un rayo de luz interactúa con un material no lineal, los electrones en la banda de valencia absorben los fotones incidentes y se excitan hacia la banda de conducción.

A baja intensidad incidente, la mayoría de los fotones son absorbidos, lo que resulta en una baja transmisión. En contraste, cuando la intensidad del haz láser incidente es relativamente alta, un gran número de electrones se excitan y llenan la banda de conducción de una muestra de absorción saturable. En este caso, la sección transversal del estado fundamental es más pequeña que la de los estados excitados, lo que impide que la banda de conducción acepte más electrones entrantes. Como resultado, la mayoría de los fotones incidentes no se absorben y atraviesan el material, lo que se traduce en una alta transmisión.

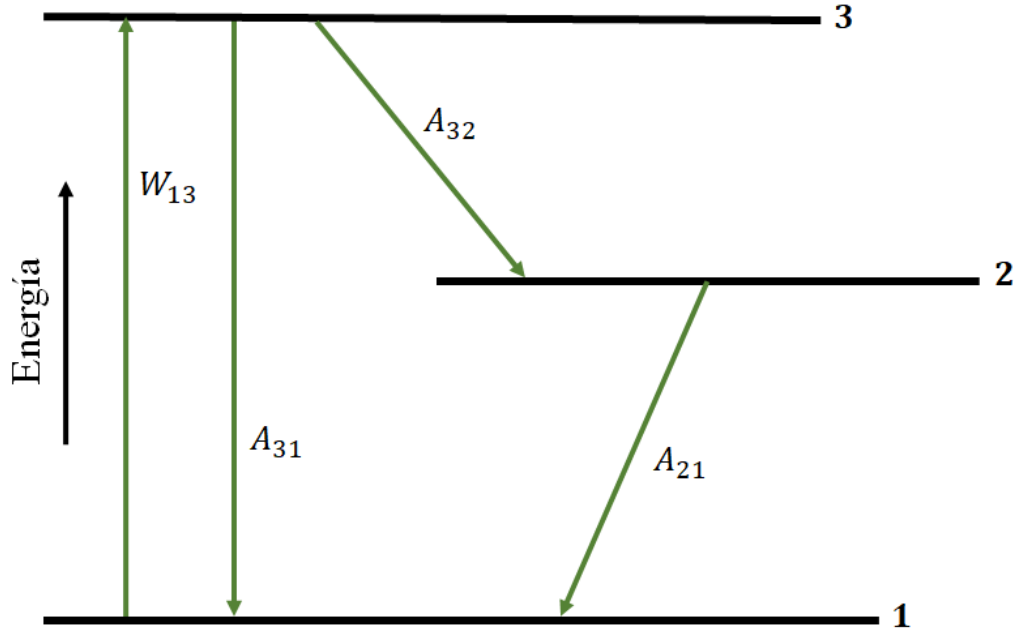


Figura 13. Esquema energético general de tres niveles para un absorbedor saturable, que ilustra las tasas de excitación y decaimiento espontáneo.

Para una mejor descripción del efecto, se utiliza un esquema de tres niveles de energía como se muestra en la figura 13. La transición de absorción de interés tiene lugar entre los niveles 1 (el nivel fundamental) y 3, y por el momento se asume que tienen igual degeneración. Las probabilidades de transición A_{ji} representan las probabilidades de transiciones espontáneas, tanto radiativas como no radiativas, y la tasa de absorción W_{13} está dada por:

$$W_{13} = I(\nu_{13})\sigma_{13}, \quad (89)$$

donde se asume que la radiación excitante se presenta como un haz cuasi-colimado con una intensidad de fotones $I(\nu_{13})$ fotones/cm² · seg en la frecuencia ν_{13} . La sección transversal de absorción para las moléculas absorbentes es de σ_{13} cm² en la frecuencia ν_{13} . Las ecuaciones para las tasas de población de los niveles de energía mostrados en la figura 13 se escriben como [92]:

$$\begin{aligned} \dot{\eta}_1 &= -W_{13}(\eta_1 - \eta_3) + \eta_3 A_{31} + \eta_2 A_{21}, \\ \dot{\eta}_2 &= \eta_3 A_{32} - \eta_2 A_{21}, \\ \dot{\eta}_3 &= W_{13}(\eta_1 - \eta_3) - \eta_3(A_{32} + A_{31}), \end{aligned} \quad (90)$$

definiendo $\eta = (\eta_1 - \eta_3)$ y asumiendo que los tres niveles mostrados son los únicos poblados. La solución para las ecuaciones (90) en estado estacionario tiene la forma:

$$\eta_s = \left(1 + W_{13} \left[\frac{2 + \frac{A_{32}}{A_{21}}}{A_{31} + A_{32}} \right] \right)^{-1}, \quad (91)$$

donde η_s es el valor estacionario de η . Si ahora las probabilidades de transición A_{ji} se expresan en términos de sus tiempos de vida asociados, $\tau_{ji} = A_{ji}^{-1}$, y definiendo un tiempo de vida efectivo τ mediante la fórmula:

$$\tau = \frac{2\tau_{31}\tau_{32} + \tau_{31}\tau_{21}}{\tau_{32} + \tau_{31}}, \quad (92)$$

entonces la ecuación (91) se puede escribir como:

$$\eta_s = (1 + I\sigma_{13}\tau)^{-1}, \quad (93)$$

o, si se define una cantidad I_s por:

$$I_s = (\sigma_{13}\tau)^{-1}, \quad (94)$$

entonces se tiene:

$$n_s = \frac{1}{1 + I/I_s}, \quad (95)$$

el significado del parámetro I_s es la intensidad de fotones para la cual el coeficiente de absorción en estado estacionario $\alpha_s(v_{13})$ se reduce a la mitad en comparación con el coeficiente de absorción lineal $\alpha_0(v_{13})$. Más explícitamente,

$$\alpha_s(I) = \alpha_0\eta_s = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s}, \quad (96)$$

aquí I_s es la intensidad de la absorción saturable. Para el caso en el que las degeneraciones de los niveles 1 y 3 sean g_1 y g_3 , no necesariamente iguales, el tiempo de vida efectivo τ se redefine como:

$$\tau = \frac{\tau_{31}\tau_{32}(1 + g_1/g_3) + \tau_{21}\tau_{31}}{\tau_{31} + \tau_{32}}, \quad (97)$$

dos casos especiales de sistemas de tres niveles son: sistema de dos niveles, donde $\tau_{32} \rightarrow \infty$ y sistema de tres niveles rápido, donde $\tau_{32} \rightarrow 0$. En estas instancias particulares, la intensidad de saturación I_s se puede escribir como:

$$I_s = \begin{cases} (2\sigma_{13}\tau_{31})^{-1}, & \tau_{32} \rightarrow \infty \\ (\sigma_{13}\tau_{21})^{-1}, & \tau_{32} \rightarrow 0 \end{cases} \quad (98)$$

para estudiar el comportamiento de un AS se utiliza una técnica denominada Z-scan a través de la medición de la luz transmitida en función de la luz incidente. La técnica de Z-scan se descompone en apertura abierta y apertura cerrada, que se pueden utilizar para medir la susceptibilidad no lineal de tercer orden y el índice de refracción no lineal, respectivamente. En una medición de Z-scan, se utiliza una lente para enfocar el haz y lograr una intensidad láser continuamente variable. Luego, la muestra se coloca después de la lente, en la dirección

de propagación del láser, y se mueve en la dirección Z. Para las mediciones de Z-scan de apertura abierta, toda la señal transmitida se recoge mediante una lente en un detector. Mientras que, para la configuración de apertura cerrada, se coloca una apertura en el centro del haz láser antes del detector. Esto asegura que solo una pequeña porción de la luz del centro del haz transmitido llegue al detector. Para ambos métodos, la transmisión en función de la intensidad láser incidente se puede obtener registrando la posición de la muestra en el eje Z.

A medida que la muestra se mueve hacia el punto focal, es decir, aumentando la intensidad, se excitan más electrones desde el estado fundamental hacia los estados excitados. Una vez que la intensidad incidente alcanza un umbral saturable, la transmitancia aumenta con la intensidad láser incidente, es decir, el movimiento de la muestra hacia el punto focal.

Cuando la luz se propaga a lo largo de la dirección z dentro del medio no lineal, la ecuación correspondiente se puede escribir como [93]:

$$\frac{dI}{dz} = - \left[\frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} + \beta I \right] \cdot I, \quad (99)$$

donde el primer término se utiliza para describir el comportamiento de absorción saturable, mientras que el segundo término (βI) está relacionado con la absorción saturable reversible, como la absorción de dos fotones (TPA). Esta ecuación se puede utilizar para modelar los resultados generales de Z-scan de apertura abierta para analizar el comportamiento no lineal de los materiales. Si el coeficiente de absorción de TPA, β , se ajusta a cero, la absorción total en la ecuación (99) volverá a ser el modelo estándar de la ecuación (96) [92, 93].

VI. 7. Descripción analítica del funcionamiento de un láser pulsado

El funcionamiento de un láser pulsado se rige por dos variables principales. La primera es el número de fotones por unidad de volumen del resonador, representado por $\eta(t)$ y calculado mediante la siguiente fórmula:

$$\eta(t) = \frac{\phi}{c}, \quad (100)$$

donde, ϕ representa el flujo de fotones y c es la velocidad de la luz. La segunda variable es la inversión de población de los niveles energéticos por unidad de volumen, $N(t)$.

Para cada variable, existe una ecuación que regula su proceso. En el caso de la densidad del número de fotones, la ecuación correspondiente es la siguiente:

$$\frac{d\eta}{dt} = - \frac{\eta}{\tau_p} + \frac{N}{N_t} \frac{\eta}{\tau_p}, \quad (101)$$

el término inicial de la ecuación representa la pérdida de fotones dentro del resonador a una velocidad determinada por la inversa del tiempo de vida media del fotón $\left(\frac{1}{\tau_p}\right)$. El segundo

término, por otro lado, describe la ganancia neta de fotones, que surge de la emisión y absorción estimulada. En esta expresión, N_t representa la inversión de población en el umbral del láser.

Cuando la inversión de población $N > N_t$, la derivada $d\eta/dt$ es positiva, lo que implica un aumento en el número de fotones (η). Sin embargo, cuando $N = N_t$, la derivada $\frac{d\eta}{dt} = 0$, lo que indica un estado de equilibrio.

En el caso de la inversión de población dentro de un medio activo, la ecuación correspondiente es:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{t_{sp}} - \frac{N}{t_{sp}} - 2 \frac{N}{N_t} \frac{\eta}{\tau_p}, \quad (102)$$

donde t_{sp} es el tiempo de vida media espontaneo, es decir, el tiempo que tarda un electrón excitado en decaer espontáneamente. En la ecuación, el primer término a la derecha refleja la absorción desde el nivel fundamental hasta el nivel de bombeo. El tercer término, por su parte, es el doble del segundo término, pero de signo opuesto. Esto se debe a que la generación de un fotón a través de una transición inducida reduce la población del nivel 2 en un ion, mientras que aumenta la población del nivel 1 en otro ion, lo que disminuye la diferencia de población entre los dos iones. Esto representa la emisión estimulada.

Tanto la ecuación (101) como la ecuación (102) son ecuaciones diferenciales no lineales acopladas. Estas ecuaciones están interrelacionadas y su solución determina el comportamiento transitorio de la densidad del número de fotones(η) y la diferencia de población $N(t)$ en función del tiempo.

Por otro lado, al analizar los pulsos láser, es fundamental tener en cuenta las características de su salida y para ello se puede utilizar un osciloscopio para capturar los parámetros relevantes que proporcionarán información necesaria. Los parámetros clave a considerar son los siguientes:

Potencia promedio (W): Indica la potencia media del pulso láser a lo largo del tiempo. Es importante para evaluar la cantidad de energía entregada por el láser en un período determinado.

Frecuencia de repetición (Hz): Se refiere a la cantidad de pulsos generados por segundo. Esta medida es esencial para determinar la velocidad a la que se emiten los pulsos y su capacidad de repetición.

Energía del pulso (J): Representa la cantidad total de energía entregada en cada pulso individual. Es un factor crítico para aplicaciones donde se requiere una cantidad específica de energía por pulso.

Duración del pulso (s): Indica la longitud temporal de cada pulso láser. Es un factor determinante para aplicaciones que requieren una alta resolución temporal o una acción rápida y precisa.

Potencia pico (W): Mide el valor máximo de potencia alcanzado durante un pulso individual. Este parámetro es relevante para aplicaciones donde se necesita una alta intensidad luminosa puntualmente.

Estos parámetros están relacionados mediante las siguientes ecuaciones:

$$Energía\ del\ pulso = \frac{Potencia\ promedio}{Frecuencia\ de\ repetición} \quad (103)$$

$$Potencia\ pico = \frac{Energía\ del\ pulso}{Duración\ del\ pulso} \quad (104)$$

al utilizar estas ecuaciones, se pueden obtener estimaciones y cálculos precisos de la energía, la potencia y la duración de los pulsos láser. Esto desempeña un papel fundamental en la caracterización y evaluación del rendimiento del láser [94, 95].

CAPÍTULO VII

Arreglo experimental

VII. 1. Síntesis de películas delgadas de TiN

En el estudio se realizaron múltiples depósitos de TiN utilizando la técnica de erosión iónica reactiva con magnetrón por RF. Se utilizó el equipo mostrado en la figura 14(a), donde se aprecian todos los componentes necesarios, como se muestra en la figura 14(b). El objetivo principal fue identificar las condiciones más adecuadas para este proceso. Para ello, se realizaron variaciones en los parámetros de depósito.

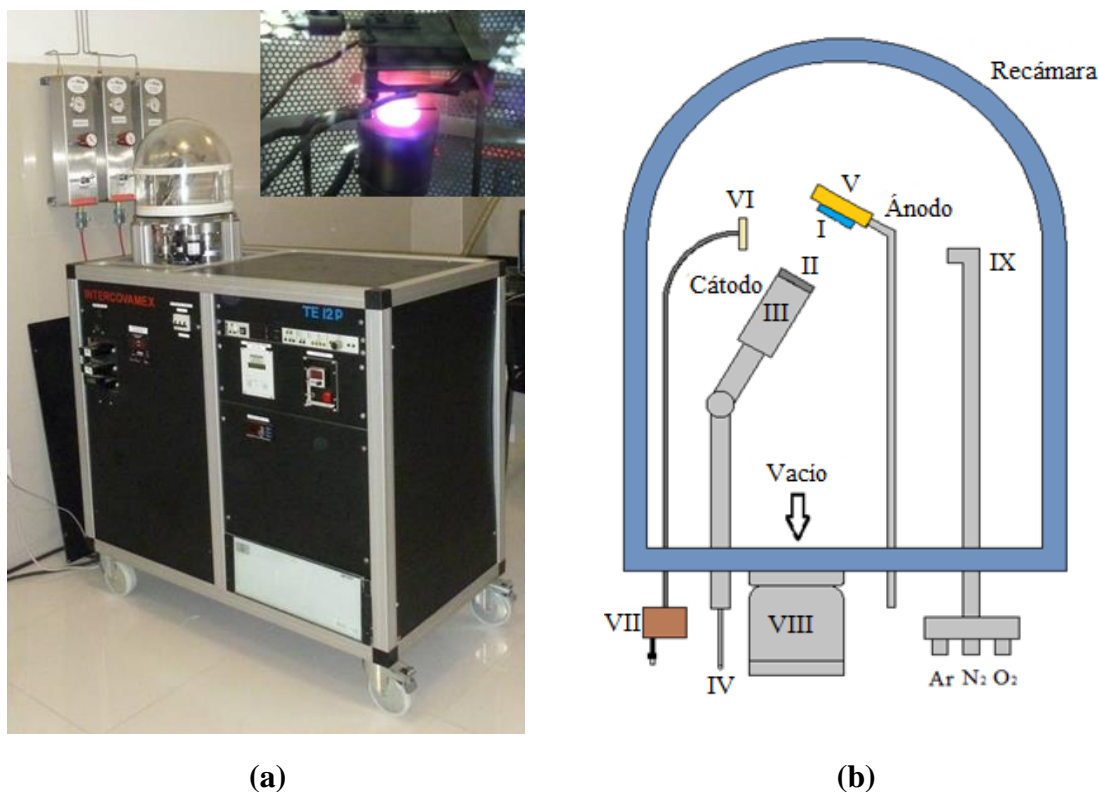


Figura 14. (a) equipo de erosión iónica RF utilizado para los depósitos de TiN, (b) Detalle esquemático de la cámara de depósito: I-Sustrato, II-Soporte del blanco, III-Magnetron, IV-Conexión de la fuente de RF, V-Soporte del sustrato y fuente de calentamiento, VI-Sensor de cuarzo, VII-Conexión USB al ordenador para medir la velocidad de depósito, VIII-Sistema de bombas de vacío mecánicas-turbomoleculares, IX-Entrada de gas de alta pureza.

El experimento se organizó en tres lotes de muestras para analizar diferentes variables. En el primer lote, se varió la potencia de la fuente RF y se empleó un blanco de Ti puro. En el segundo lote, se modificó el tiempo de depósito y se utilizó un blanco de TiN. Por último, en el tercer lote se utilizaron ambos blancos bajo las mismas condiciones de depósito. Para visualizar los blancos utilizados, se muestra una fotografía en la figura 15. Al observar la

imagen, se puede apreciar a simple vista la diferencia en el color amarillento característico del TiN, proporcionando una distinción visual entre los dos tipos de blancos.



Figura 15. Blancos utilizados en el proceso de depósito de las películas delgadas mediante la técnica de erosión iónica. En la imagen (a), se presenta el blanco de TiN, mientras que en la imagen (b) se muestra el blanco de Ti. El tamaño de ambos es de 2.54 cm de diámetro.

Inicialmente, en el primer lote se realizaron los depósitos en sustratos de vidrio para evitar desperdiciar MBL debido a su limitada disponibilidad. Esto se hizo con el fin de asegurar que las condiciones experimentales fueran las correctas. Posteriormente, en los dos lotes siguientes, se aplicaron las películas delgadas sobre los segmentos de fibra óptica que contenían la MBL en su extremo.

En esta tesis, se presentarán los resultados obtenidos a partir de estos tres lotes de muestras. A continuación, se proporcionará una descripción más detallada del proceso.

El equipo de síntesis utilizado consta de una cámara de alto vacío fabricada con vidrio reforzado, la cual está compuesta por una bomba mecánica JEOL75 G (Agilent, Santa Clara, CA, USA) y una turbomolecular (RP-250 Turbo Macrotorr V Agilent, Santa Clara, CA, USA). la presión base en todas las muestras se mantuvo en 7.5×10^{-5} Torr. Para el suministro de gases, la cámara está conectada a tanques de alta pureza del 99.99% de Ar, N₂ y O₂, los cuales son controlados mediante caudalímetros máxicos electrónicos.

Dentro de la cámara, se encuentra un magnetrón conectado a una fuente de alimentación de RF. Este magnetrón está diseñado para colocar blancos de 2.54 cm de diámetro y 0.32 cm de espesor. El sustrato, por su parte, se coloca en un soporte situado a una distancia de 5 cm frente al magnetrón.

Para controlar el proceso de depósito, se utiliza un obturador mecánico que se coloca entre el blanco y el sustrato. Esta medida es esencial para evitar el depósito del material cuando no es deseado. En todos los lotes, se llevó a cabo un bombardeo inicial con iones de Ar previo al proceso de depósito. Este bombardeo tenía como objetivo eliminar cualquier contaminación presente tanto en el sustrato como en la fibra. Esta fase inicial resulta crucial para garantizar la calidad y pureza de los depósitos realizados. Además, se utilizó un sensor de cristal de cuarzo conectado a una computadora externa para controlar y monitorear la tasa de depósito durante todo el proceso.

Primer lote

Los depósitos se realizaron utilizando un blanco circular de titanio puro (Ti target de Kurt-Lesker). Para la reacción, se utilizó una mezcla de gases de Ar con un flujo de 20 *sccm* y de N₂ con un flujo de 5 *sccm*.

Se llevaron a cabo tres muestras de depósito sobre sustratos de vidrio, donde se varió la potencia aplicada con la fuente RF. Las potencias utilizadas fueron 250 W, 280 W y 300 W para cada muestra, generando un plasma y una presión de trabajo de 70 *mTorr*.

El tiempo de depósito para cada muestra se estableció en 15 minutos. Las muestras se etiquetaron como 01, 02 y 03. Además, en la figura 16 se presenta una fotografía que ilustra el resultado de los depósitos, y debajo de ella, en la tabla 2, se presenta un resumen de los parámetros utilizados.

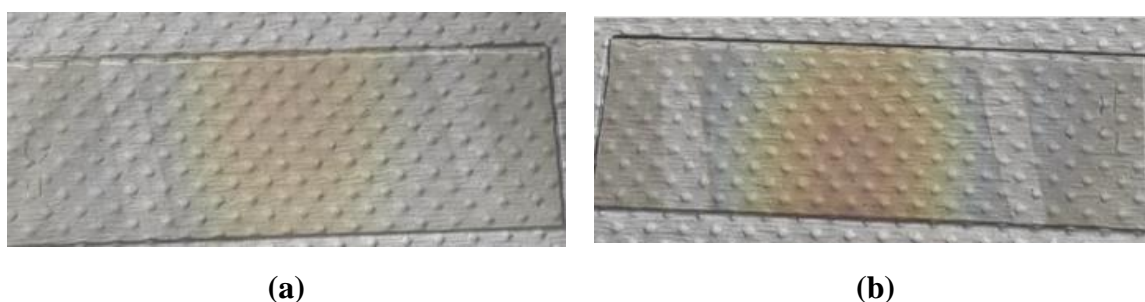


Figura 16. Depósitos realizados sobre los sustratos del primer lote. La imagen (a) corresponde a la muestra 01, la cual fue depositada con una potencia de 250 W, mientras que la imagen (b) corresponde a la muestra 03, depositada con una potencia de 300 W. A simple vista, se puede observar la presencia de una película delgada de TiN debido a su característico color y también se puede apreciar una diferencia en intensidad a causa de las potencias utilizadas.

Muestra	Tiempo de depósito (min)	Flujo de Ar (sccm)	Flujo de N ₂ (sccm)	Potencia (W)	Presión de trabajo (mTorr)
01	15	20	5	250	70
02	15	20	5	280	70
03	15	20	5	300	70

Tabla 2. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica reactiva con magnetrón por RF en las muestras 01, 02 y 03, utilizando el blanco de Ti.

Segundo lote

Los depósitos se realizaron utilizando un blanco circular de TiN (TiN target de Plasmaterials). En la reacción, se utilizó un suministro de Ar con un flujo constante de 20 *sccm*.

Se llevaron a cabo tres muestras de depósito sobre una fibra óptica de sílice con una MBL incorporada en su extremo, la cual estaba montada sobre un sustrato de vidrio y fijada con una cinta de vacío. El plasma se generó mediante la aplicación de una potencia fija de 200 W de la fuente RF, con una presión de trabajo de 70 mTorr.

El tiempo de depósito se varió en 15, 20 y 25 minutos para cada muestra. Las muestras se etiquetaron como F01, F02 y F03, respectivamente. La figura 17 presenta dos fotografías relacionadas con las muestras F01 y F03. En la primera imagen, se presenta la muestra F01 con la fibra óptica montada. En la segunda imagen, se observa la película delgada depositada sobre el sustrato de vidrio sin la presencia de la fibra, pero utilizando los mismos parámetros y características que se aplicaron en la muestra F03 con la fibra montada. Debajo de la figura 17 se presenta la tabla 3 mostrando el resumen de los parámetros utilizados.

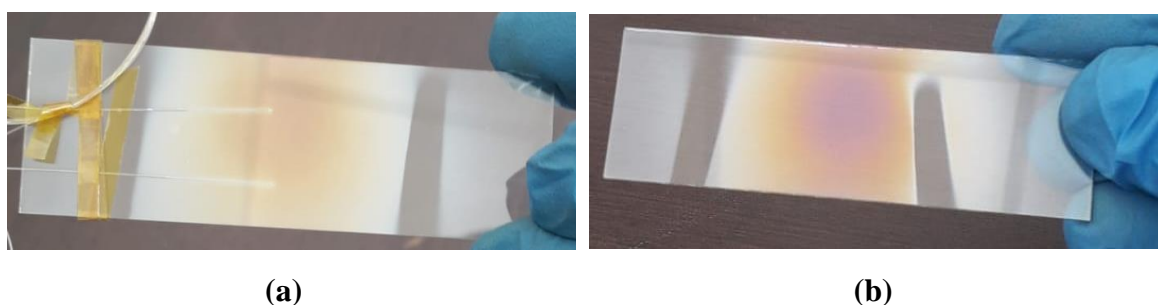


Figura 17. Depósitos del segundo lote. La imagen (a) corresponde a la muestra F01, la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 minutos. La imagen (b) corresponde a la muestra F03, con un tiempo de depósito de 25 minutos. Se puede observar una diferencia en las intensidades de color en ambas imágenes, lo cual se atribuye a la variación en los tiempos de depósito.

Muestra	Tiempo de depósito (min)	Flujo de Ar (sccm)	Potencia (W)	Presión de trabajo (mTorr)
F01	15	20	200	70
F02	20	20	200	70
F03	25	20	200	70

Tabla 3. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica con magnetrón por RF en las muestras F01, F02 y F03, utilizando el blanco de TiN.

Tercer lote

Se llevaron a cabo dos depósitos en este lote. En el primer depósito, se utilizó un blanco de TiN, y se suministró un flujo constante de Ar de 20 sccm. En un sustrato de vidrio, se colocaron dos fibras ópticas con MBL de diferentes tamaños y se fijaron con cinta de vacío. El tiempo de depósito de la muestra fue de 15 minutos. Para generar el plasma, se aplicó la máxima potencia de la fuente RF, que fue de 300 W, y se mantuvo una presión de trabajo de

70 mTorr. El sustrato de vidrio fue etiquetado como F0405, mientras que las fibras fueron etiquetadas como F04 y F05 respectivamente, para realizar sus respectivas caracterizaciones de forma individual.

En el segundo depósito, se empleó un blanco de Ti. Se utilizó una mezcla de gases de Ar y N₂ con un flujo constante de 20 *sccm* y 5 *sccm*, respectivamente, para la reacción. Todas las demás especificaciones y condiciones fueron las mismas que en el primer depósito. Al igual que en el depósito anterior, el sustrato y las fibras se etiquetaron de forma individual, siendo el sustrato denominado como F0607 y las fibras como F06 y F07, respectivamente.

En la figura 18 se presenta una fotografía de los resultados del depósito. A diferencia de las fotografías mostradas anteriormente, esta se realizó después de hacer cortes a los sustratos con el propósito de facilitar su posterior caracterización espectroscópica. Debajo de la figura 18 se presenta la tabla 4 mostrando el resumen de los parámetros utilizados.



Figura 18. Depósitos del tercer lote. En la imagen (a) se presenta la muestra F0405 la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 min, utilizando el blanco de TiN. En la imagen (b) exhibe el depósito de la muestra F0607 la cual fue sometida a un tiempo de depósito de 15 min, utilizando el blanco de Ti.

Depósito utilizando el blanco de TiN					
Muestra	Tiempo de Depósito (min)	Flujo de Ar (sccm)	Flujo de N ₂ (sccm)	Potencia (W)	Presión de trabajo (mTorr)
F0405	15	20	N/A	300	70
Depósito utilizando el blanco de Ti					
Muestra	Tiempo de Depósito (min)	Flujo de Ar (sccm)	Flujo de N ₂ (sccm)	Potencia (W)	Presión de trabajo (mTorr)
F0607	15	20	5	300	70

Tabla 4. Parámetros utilizados para realizar los depósitos mediante erosión iónica reactiva con magnetrón por RF. Se detallan los parámetros para la muestra F0405 utilizando el blanco de TiN, así como para la muestra F0607 utilizando el blanco de Ti.

Después del proceso de depósito, se llevaron a cabo diversas técnicas de caracterización para analizar las propiedades de las películas delgadas. Las áreas circundantes a las fibras en los sustratos fueron sometidas a análisis mediante espectroscopía XPS y UV-Vis. Además, se utilizó un perfilómetro óptico Filmetrics F-20 para medir el espesor de las películas.

En cuanto al análisis de propiedades ópticas, se empleó un espectrofotómetro Vis-NIR (V-770, Jasco, Easton, MD, USA) en un rango de longitud de onda de 300 a 2000 nm. Se obtuvieron curvas de transmitancia y reflectancia para su posterior análisis.

Para realizar el análisis de composición de las películas, se empleó el método de XPS (K-ALPHA, Thermo Fisher Scientific, Waltham, MA, USA) utilizando una fuente monocromática de $AlK\alpha$ con una energía de 1486.68 eV. El procedimiento de análisis consistió en adquirir un espectro de barrido amplio en modo "survey" (desde 1486.68 hasta 0 eV, con un paso de 1 eV) seguido de espectros de alta resolución para las ventanas de energía correspondientes a C1s, O1s, N1s y Ti2p (con un paso de 0.2 eV). Se llevó a cabo un breve bombardeo con iones de argón en las muestras con el fin de eliminar cualquier contaminación adsorbida en su superficie. Se tomaron espectros antes y después de este procedimiento de bombardeo con el objetivo de realizar una comparación y un análisis posterior.

VII. 2. Fabricación de MBL como AS a distintos diámetros.

La fabricación de las lentes micro esféricas (MBL) se realizó mediante la técnica de arco, achatando la punta de segmentos de fibra monomodo SMF-28 de sílice. Para este proceso, se utilizó una empalmadora de fusión con características especiales de procesamiento de fibras (Fujikura ArcMaster FSM-100M, Tokio, Japón), junto con el programa de fusión de lentes esféricas de su software (AFL Fiber Processing Software FPS, ver. 1.2b, Tokio, Japón).

El objetivo principal de la creación de las MBL fue utilizarlas como AS, mediante el depósito de películas delgadas de TiN sobre ellas. Para este propósito, se consideraron diferentes tamaños y se crearon MBL con diámetros de 300, 350 y 400 μm . Estos tamaños fueron seleccionados con el fin de investigar si el tamaño de las MBL tenía algún efecto en su desempeño como absorbentes saturables. Durante el proceso de creación, se utilizaron las opciones proporcionadas por el programa FPS para garantizar la precisión y consistencia en la fabricación de las MBL.

En la Tabla 5 se detallan los tamaños de las MBL utilizadas para cada tipo de muestra en los depósitos mencionados anteriormente.

Muestras	Diámetros de MBL (μm)
F01	300
F02	350
F03	400
F04	300
F05	350
F06	300
F07	350

Tabla 5. Diámetros de las MBL utilizados en las diferentes muestras de depósito de películas delgadas de TiN.

VII. 3. Montaje experimental del láser de fibra óptica en cavidad lineal

El montaje experimental, el cual se ilustra en la Figura 19, es un láser de cavidad lineal que utiliza una fibra de doble revestimiento dopada con Er/Yb (EYDCF) de aproximadamente 1.2 m de longitud (DCF-EY- 10/128, CorActive, Québec, Canadá, con una absorción en el núcleo de 85 dB m^{-1} a 1535 nm y una absorción en el revestimiento interior de 2 dB m^{-1} a 915 nm), que funciona como medio de ganancia. La fuente de bombeo consiste en un láser de alta potencia de 25 W con una longitud de onda de 976 nm (Focuslight Technologies Inc., Xi'an, China), el cual está acoplado a una fibra multimodo (MM-105/125) con una apertura numérica $AN = 0.22$, y está conectada a una entrada de un combinador $(2 + 1) \times 1$. Este combinador cuenta con dos entradas de fibra multimodo (MM-105/125) y $AN = 0.22$, y una salida de fibra de doble revestimiento (DCF-UN-6/125), que permite el paso de longitudes de onda a 976 y 1550 nm al mismo tiempo. La EYDCF está empalmada en esta salida.

En un extremo de la cavidad se encuentra un espejo de anillo de fibra (FLM, fiber loop mirror), que consta de un acoplador 50/50. Este acoplador divide la señal de entrada en dos salidas con la misma intensidad, y sus puertos de salida están conectados, lo que permite que funcione como un espejo que refleja el 100% de la luz incidente. En el otro extremo de la cavidad, hay un acoplador 90/10, donde el 10% de la intensidad de la luz se emite por un puerto de salida, y el 90% restante se emite por el otro puerto de salida. El puerto de salida con el 10% de intensidad está empalmado a una fibra con la MBL incorporada, la cual está fijada horizontalmente a una base y tiene un espejo plano situado a aproximadamente 2 mm de distancia. El puerto de salida con el 90% de intensidad es la salida del láser y es donde se detectan los datos que miden las pulsaciones. Los puertos no utilizados de los acopladores

fueron sumergidos en glicerina. Esta medida se tomó debido a que la glicerina tiene un índice de refracción menor que el núcleo de la fibra, lo cual evita que se produzcan reflexiones de Fresnel.

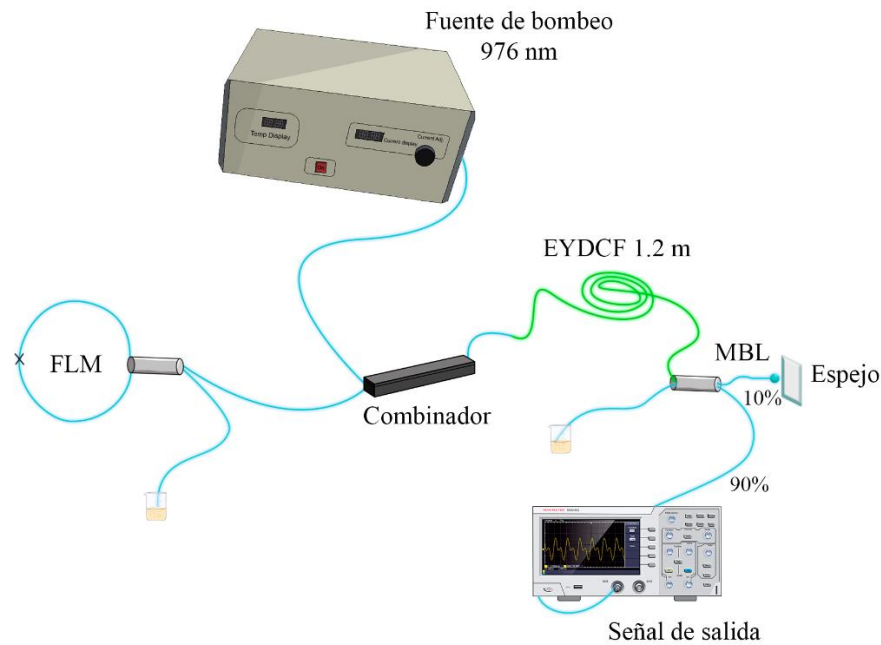


Figura 19. Configuración de láser de fibra óptica en cavidad lineal.

En el montaje experimental, se utilizó un sensor de potencia (Thorlabs S146C) para medir con precisión la potencia óptica de salida del sistema.

Por otro lado, para capturar y analizar los pulsos de señal de salida del láser, se empleó un osciloscopio (Tektronix TBS1052B-EDU) y para realizar la detección óptica, se utilizó un fotodetector (Thorlabs DET01CFC, 800 – 1700 nm). Este dispositivo tiene la capacidad de convertir la luz en señales eléctricas proporcionales a la intensidad luminosa incidente.

La combinación del osciloscopio y el fotodetector permitió registrar y analizar los pulsos de señal generados por el láser.

CAPÍTULO VIII

Resultados y discusión

Los resultados de las caracterizaciones por UV-Vis y XPS se presentarán de manera separada para cada lote en el que se realizó el depósito. Posteriormente, se mostrarán los resultados de los pulsos PQS correspondientes a cada una de las MBL.

VIII. 1. Resultados de UV-Vis

Se realizó la caracterización por UV-Vis de los sustratos con los depósitos de TiN. En las figuras 20, 21 y 22 se aprecian los espectros de transmitancia y reflectancia obtenidos para las muestras analizadas en el primer, segundo y tercer lote, respectivamente:

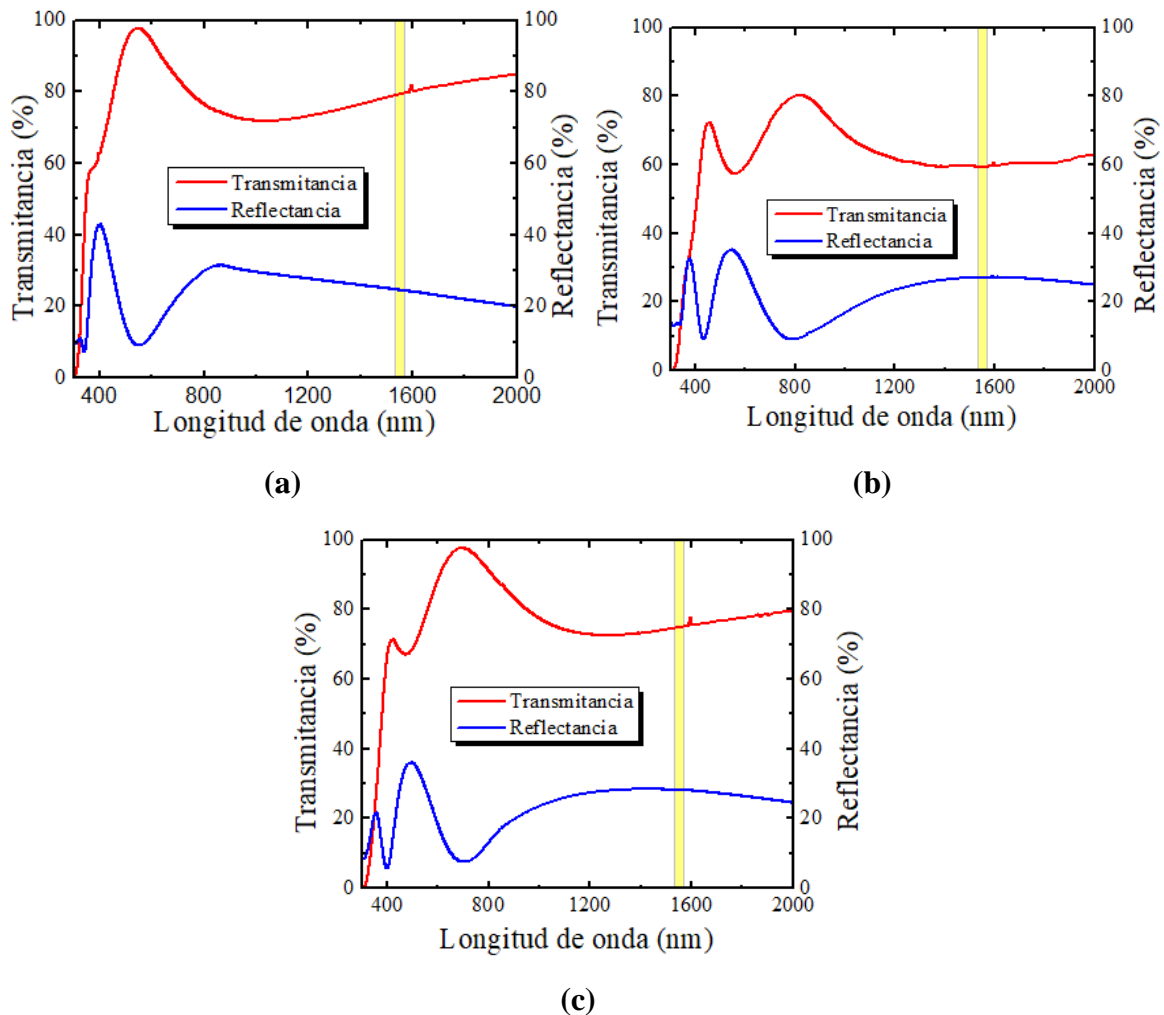


Figura 20. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.

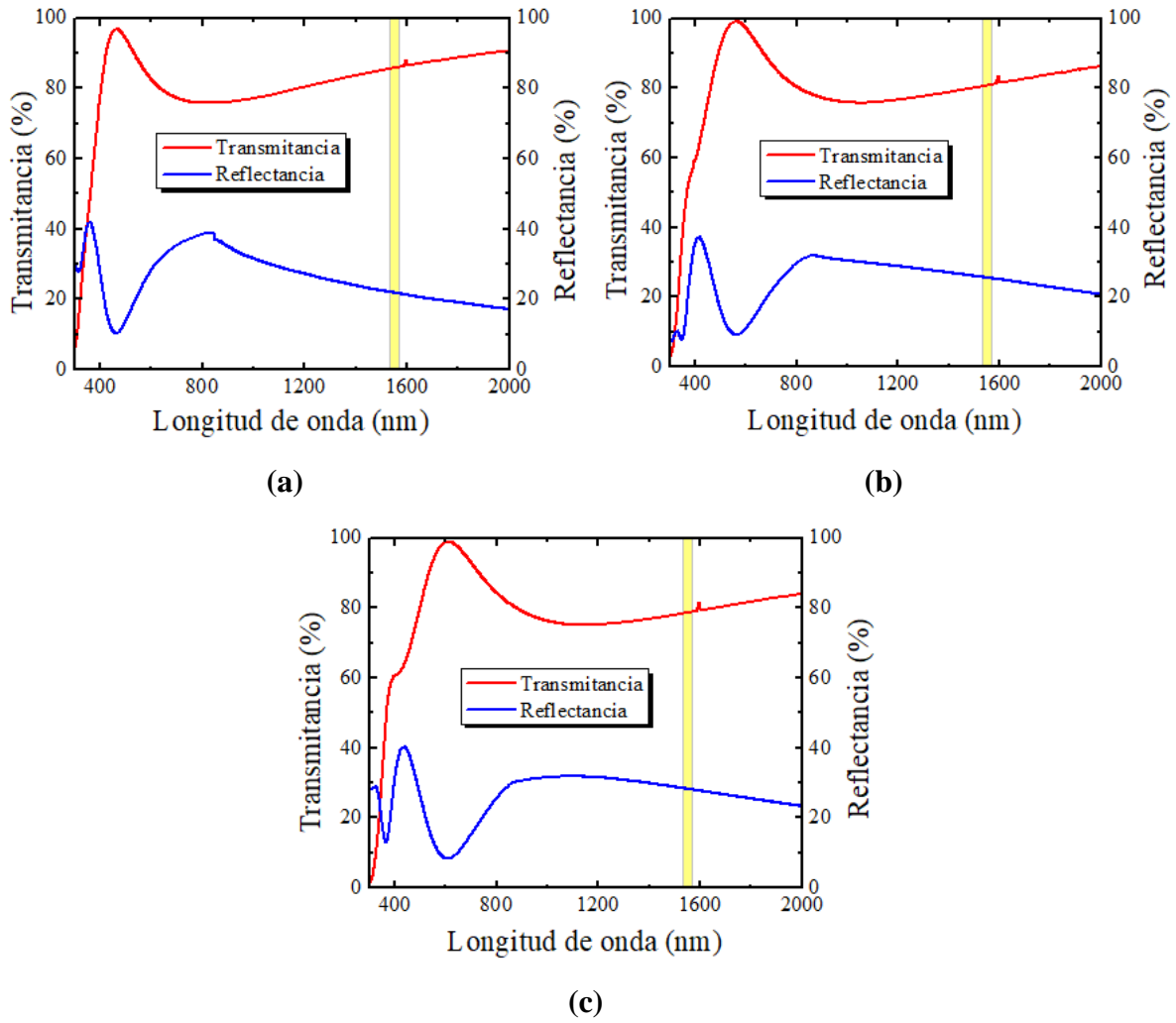


Figura 21. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.

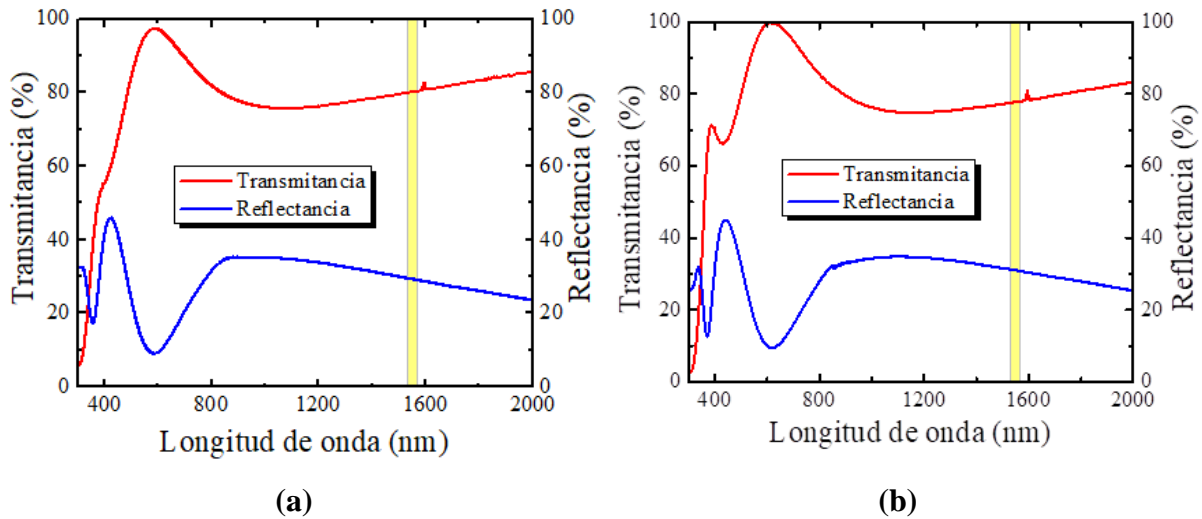


Figura 22. Espectros de transmitancia y reflectancia correspondientes a las muestras **(a)** F0405 y **(b)** F00607.

En todas las muestras se exhibe una alta absorción en el rango de $\lambda < 600 \text{ nm}$. En este rango a la longitud de onda se le define como longitud de onda del plasmón (λ_{ps}) y la región correspondiente en términos de energía se conoce como la energía de plasma efectiva, y nos indica la energía requerida para excitar los plasmones del material. La excitación de los plasmones en estos materiales requiere de una energía específica que se encuentra en la región del espectro visible, lo cual se traduce en una apreciación visual de color amarillento.

Para longitudes de onda mayores a λ_{ps} se observa una tendencia a la estabilidad en transmitancia, mostrando una ventana de transparencia. En la muestra 01, se observa un máximo de transmitancia del 97% en una longitud de onda de 544 nm. Posteriormente, se observa una tendencia a estabilizarse en la transmitancia, alcanzando un valor del 84% a medida que aumenta la longitud de onda.

En la muestra 02, se encuentra un pico mínimo de transmitancia de 57% en los 560 nm, mientras que se registra un máximo de transmitancia del 80% en 819 nm. Al igual que en la muestra anterior, se aprecia una estabilidad en la transmitancia, alcanzando un valor del 62% a medida que la longitud de onda aumenta.

En cuanto a la muestra 03, se identifica un pico mínimo de transmitancia del 68% en 474 nm, seguido de una transmitancia máxima del 97% en 695 nm. Además, se observa una tendencia a estabilizarse con una transmitancia del 80% a medida que la longitud de onda aumenta.

En la muestra F01, se ve un máximo de transmitancia del 97% en una longitud de onda de 463 nm, seguido de una tendencia a estabilizarse en transmitancia, alcanzando un valor del 90% a medida que aumenta la longitud de onda.

En la muestra F02, se encuentra un máximo de transmitancia del 99% en 567 *nm* y le sigue una tendencia a la estabilidad en la transmitancia, alcanzando un valor del 86% a medida que la longitud de onda aumenta.

En la muestra F03, se da un máximo de transmitancia del 98% en 610 *nm*, seguido de una tendencia a estabilizarse en transmitancia a un 83% a medida que la longitud de onda aumenta.

En la muestra F0405, se da un máximo de transmitancia del 97% en 589 *nm*, con tendencia a estabilizarse en transmitancia a un 85% a medida que la longitud de onda aumenta.

Finalmente, en la muestra F0607, se da un máximo de transmitancia del 99% en 616 *nm*, con tendencia a estabilizarse en transmitancia a un 83% a medida que la longitud de onda aumenta.

Se añadió una banda amarilla en cada uno de los espectros, que abarca el rango de longitud de onda correspondiente a la banda C, aproximadamente de 1530 a 1565 *nm*. Esta banda representa el rango de longitud de onda en el cual el material actuará como un absorbedor saturable en el láser.

En ese rango de longitud de onda, se observa que el nivel de transmitancia en la muestra 01 es de 79%, la muestra 02 de 59%, la muestra 03 de 74% para el primer lote, para el segundo lote se observa un nivel de transmitancia en la muestra F01 de 85%, la muestra F02 de 81%, la muestra F03 de 78% y para el tercer lote, se ve un nivel de transmitancia para la muestra F0405 de 80% y la muestra F0607 de 77%.

Esta información destaca la capacidad de las muestras para permitir el paso de la luz en el rango de longitud de onda de la aplicación que se le estará dando posteriormente.

Los grosores que se obtuvieron para todas las muestras mediante el equipo de Filmetrics fueron de 19.75 *nm*, 19.66 *nm* y 21.37 *nm* para las muestras 01, 02 y 03 respectivamente del primer lote. Del segundo lote fueron 20.14 *nm*, 22.98 *nm* y 19.78 *nm* para las muestras F01, F02 y F03 respectivamente. Para el tercer lote fueron de 20.54 *nm* y 20.23 *nm* para las muestras F0405 y F0607 respectivamente.

Con excepción de la muestra 02 del primer lote, no se observaron cambios significativos en los espectros de las demás muestras. Para longitudes de onda mayores a λ_{ps} los niveles de transmitancia se mantienen similares sin cambios bruscos. Además, se aprecia una tendencia a la estabilidad sin cambios abruptos en la región de transparencia.

En todos los lotes, se observó un desplazamiento en la longitud de onda debido a las variaciones en los parámetros de depósito. En el primer lote, se notó una diferencia significativa en la muestra 02 en comparación con las demás. Esta muestra exhibió una menor transmitancia y un desplazamiento en la longitud de onda que no coincidía con los patrones observados en las otras muestras.

Estas diferencias se debieron a una mala centralización durante el proceso de depósito, lo que resultó en una caracterización limitada a zonas no homogéneas. Esto significa que la muestra 02 pudo haber experimentado condiciones diferentes de depósito o una distribución no uniforme del material depositado.

A partir de las curvas de transmitancia y reflectancia, es posible obtener parámetros ópticos utilizando los modelos matemáticos mencionados anteriormente. En las figuras 23, 24 y 25 se ilustran las curvas correspondientes al índice de refracción (n) y al coeficiente de extinción (k) calculados utilizando las ecuaciones (5), (17) y (19) para los depósitos de cada lote:

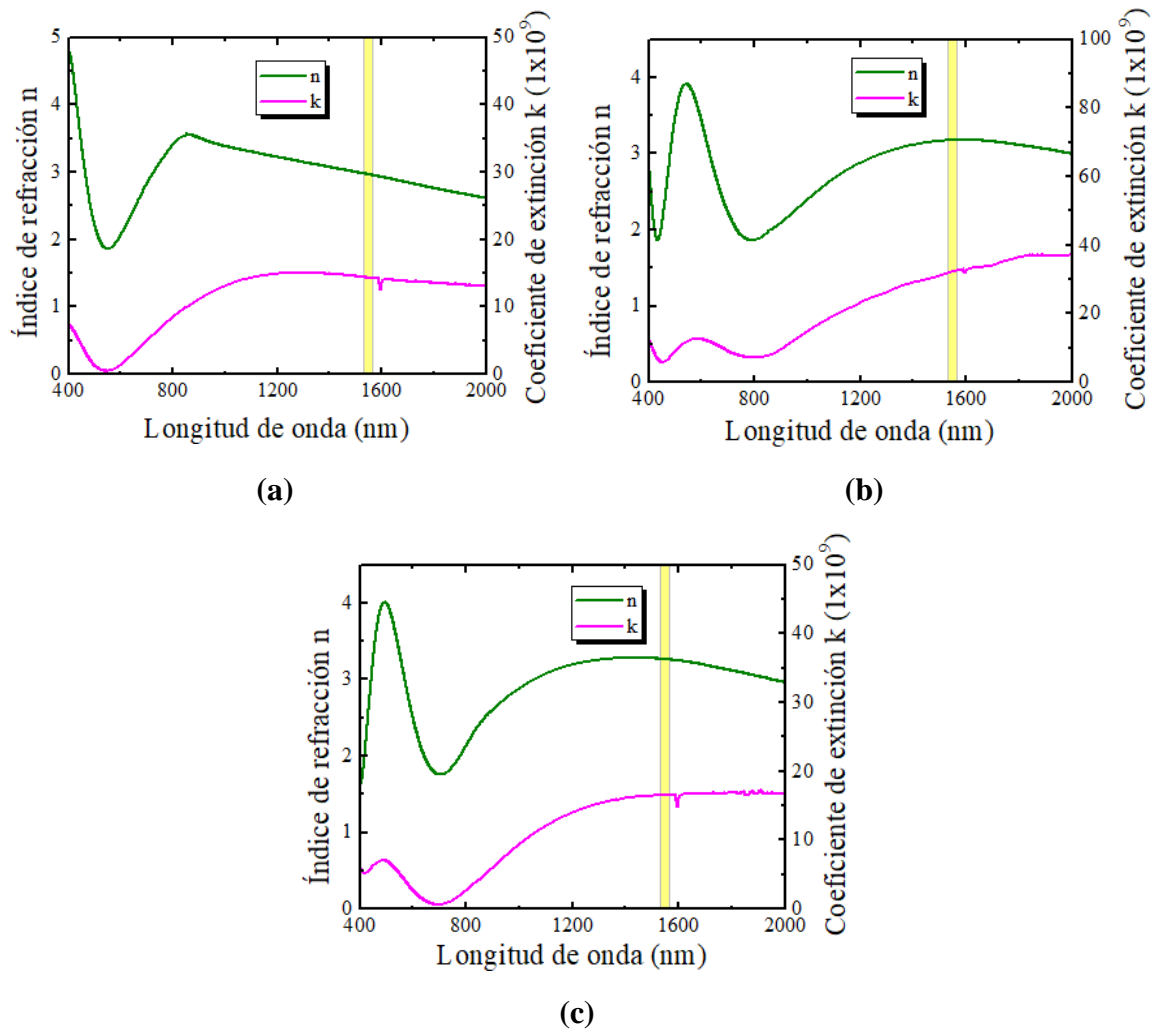


Figura 23. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.

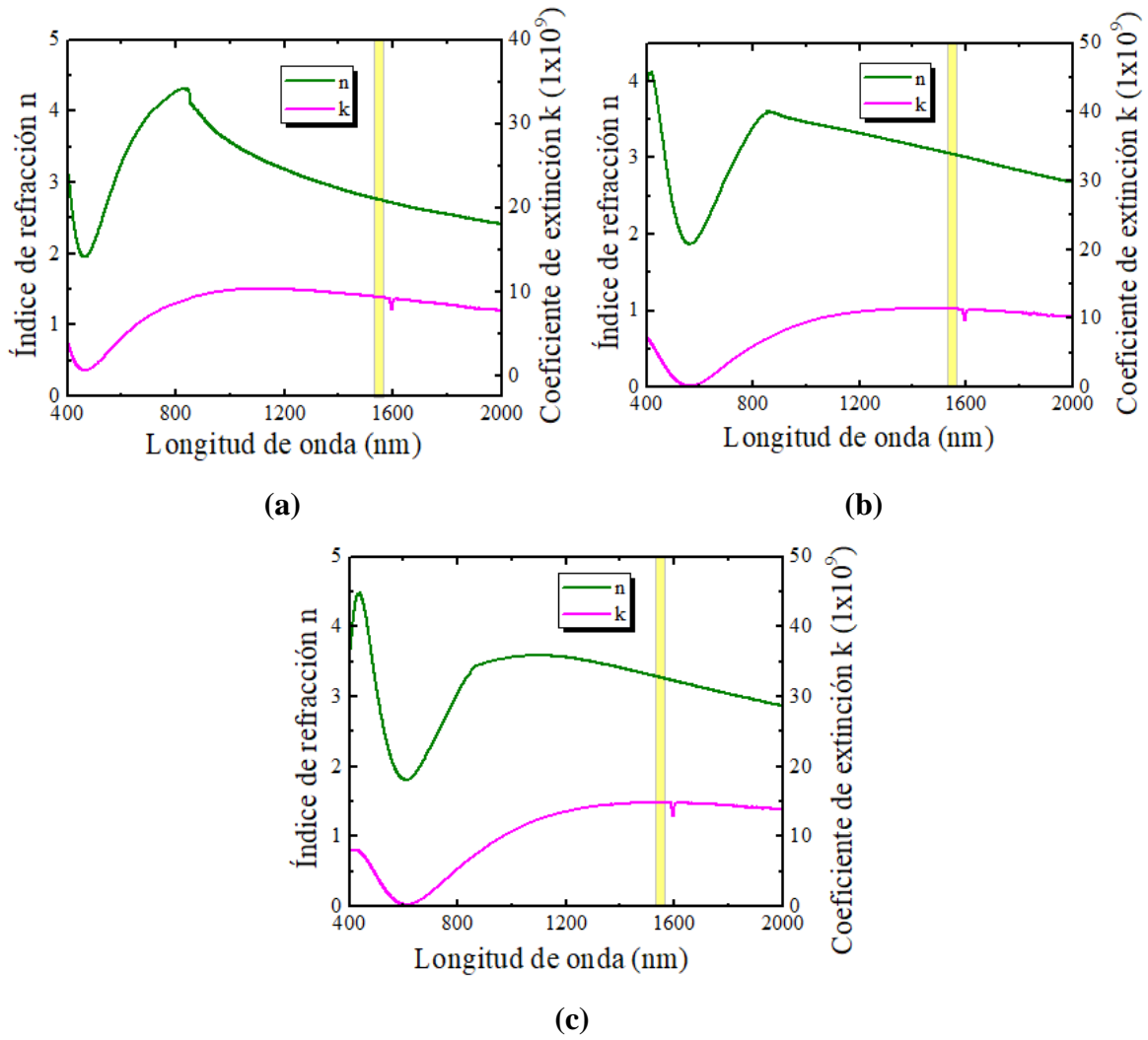


Figura 24. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.

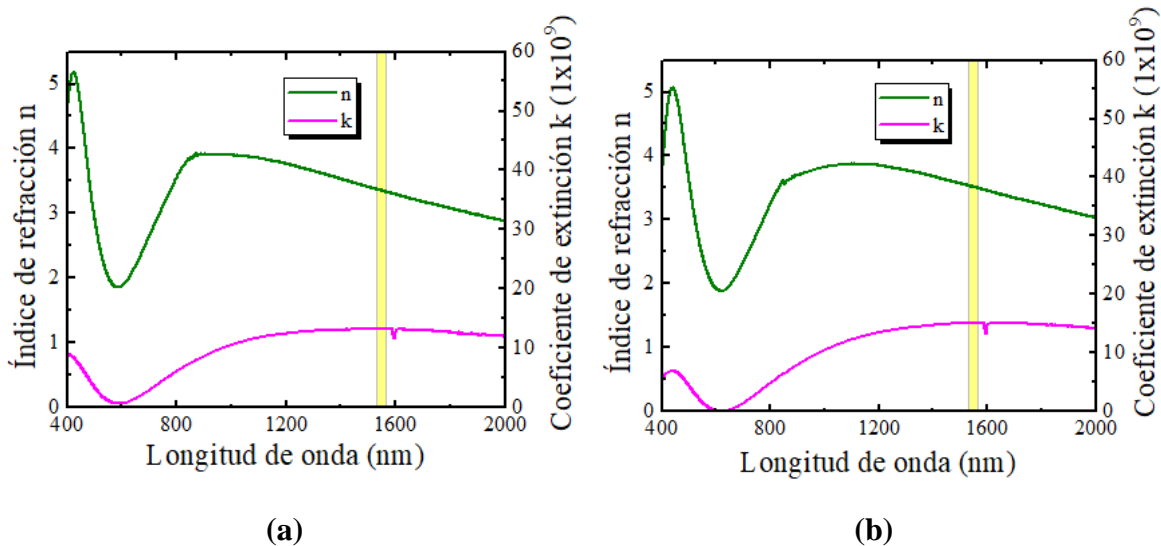


Figura 25. Índice de refracción n y coeficiente de extinción k correspondientes a las muestras (a) F0405 y (b) F0607.

En todas las gráficas, se observa un valor elevado del índice de refracción en la región de λ_{ps} , lo que indica que la luz se ralentiza al atravesar una zona de alta absorción. A medida que la longitud de onda aumenta, el índice de refracción disminuye, y esto significa que la luz se propaga más rápidamente en esas regiones del espectro. El pico en el índice de refracción en la región de absorción sugiere una mayor densidad de estados electrónicos. Además, el coeficiente de extinción confirma la capacidad del material para absorber la luz en dichas regiones del espectro.

En las gráficas también se ha incluido una banda de color amarillo para indicar el rango de longitud de onda en el que opera el láser PQS. Los valores del índice de refracción y del coeficiente de extinción se combinan para formar el índice complejo, que se expresa como una parte real y una parte imaginaria según la ecuación (2). Los valores del índice complejo para el primer lote son aproximadamente $2.9 + 14.3i$, $3.1 + 32i$ y $3.2 + 16i$ para las muestras 01, 02 y 03 respectivamente, para el segundo lote son aproximadamente $2.7 + 9.2i$, $3.0 + 11.2i$ y $3.2 + 14.9i$ para las muestras F01, F02 y F03 respectivamente y para el tercer lote son aproximadamente $3.3 + 13.2i$ y $3.5 + 15i$ para las muestras F0405 y F0607 respectivamente.

También, mediante la caracterización UV-Vis, es posible determinar el parámetro de la constante dieléctrica y comprender cómo responde el TiN a un campo eléctrico en diferentes frecuencias. Utilizando el modelo de Domenico para un único oscilador, se puede extraer la parte real de la constante dieléctrica en altas frecuencias (ϵ_{∞}), la cual está relacionada con las transiciones electrónicas y refleja la capacidad del material para responder a cambios rápidos en el campo eléctrico. Asimismo, se puede obtener la parte real de la constante dieléctrica en bajas frecuencias (ϵ_L), que está relacionada con la contribución de la red.

El modelo de Domenico representa la respuesta dieléctrica para transiciones por debajo de la banda prohibida. En este modelo, los valores de E_d y E_0 están relacionados con el índice de refracción mediante la ecuación:

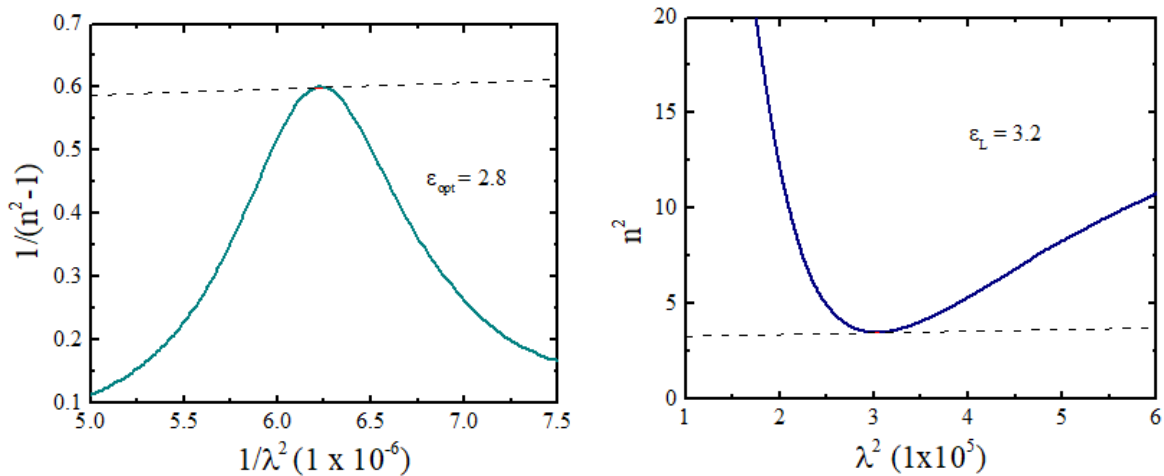
$$\frac{1}{n^2 - 1} = \frac{E_0}{E_d} - \frac{1}{E_0 E_d} (h\nu)^2, \quad (103)$$

donde E_0 es la energía promedio de excitación para las transiciones electrónicas y E_d es la energía de dispersión, que es una medida de la fuerza promedio del oscilador.

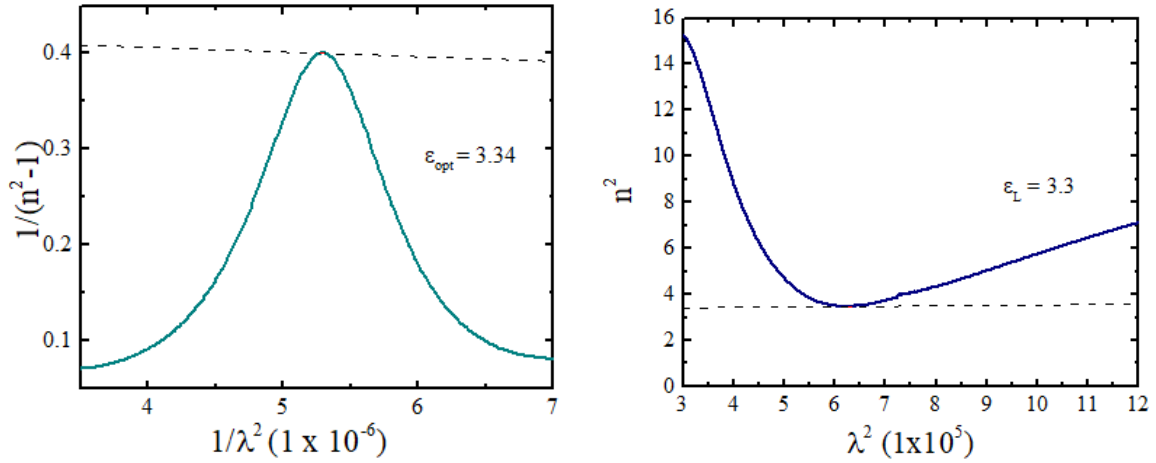
Al graficar $1/(n^2 - 1)$ vs $1/\lambda^2$ y ajustar una línea recta, se puede obtener el valor de E_0 y E_d . Finalmente, considerando la parte real de la dispersión, se puede obtener la constante dieléctrica en alta frecuencia mediante la relación $n^2 = \epsilon_\infty$ [14].

Teniendo en cuenta esta relación, también es posible calcular ϵ_L utilizando la ecuación (35) al graficar n^2 vs λ^2 y realizar un ajuste lineal. De manera similar, se obtiene el valor de $\frac{N}{m^*}$. Con estos valores, podemos determinar la frecuencia del plasma ω_p utilizando la ecuación (34). Un valor más alto de ω_p puede indicar una mayor capacidad del material para transportar corriente y responder a la luz.

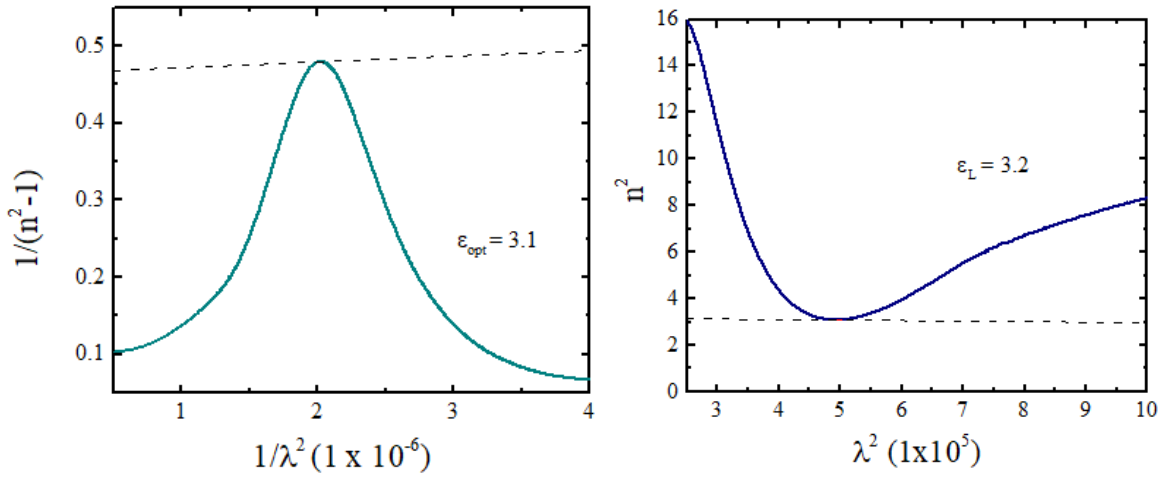
A continuación, se presentan las gráficas en las figuras 26, 27 y 28 que muestran los valores de las constantes dieléctricas obtenidos para todos los lotes:



(a)

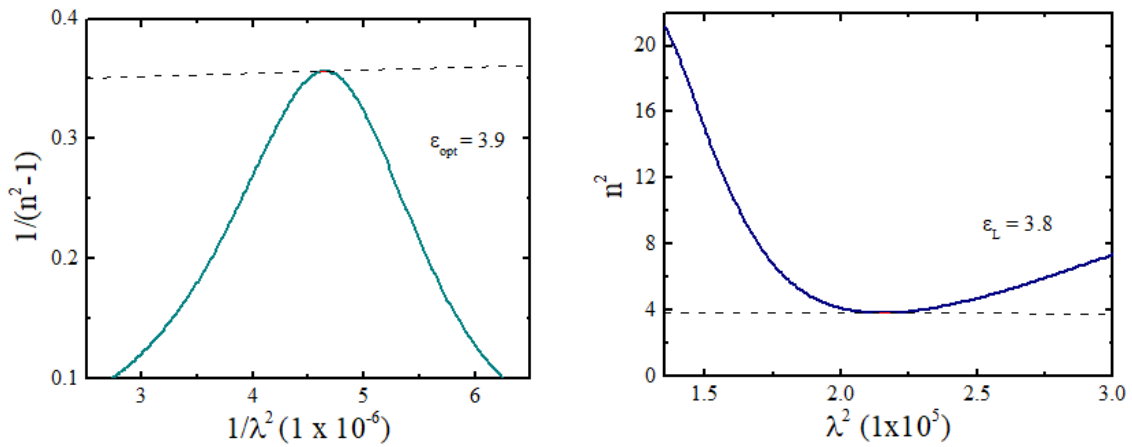


(b)

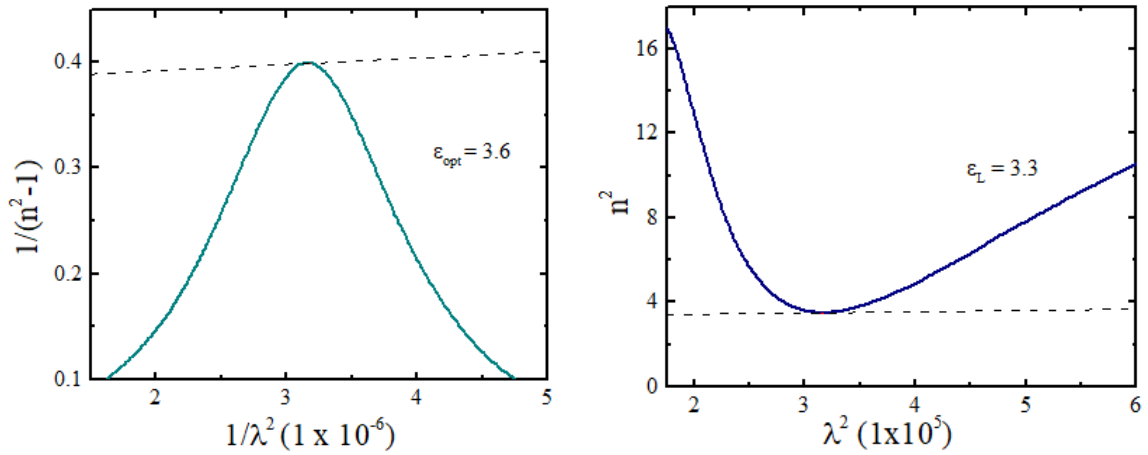


(c)

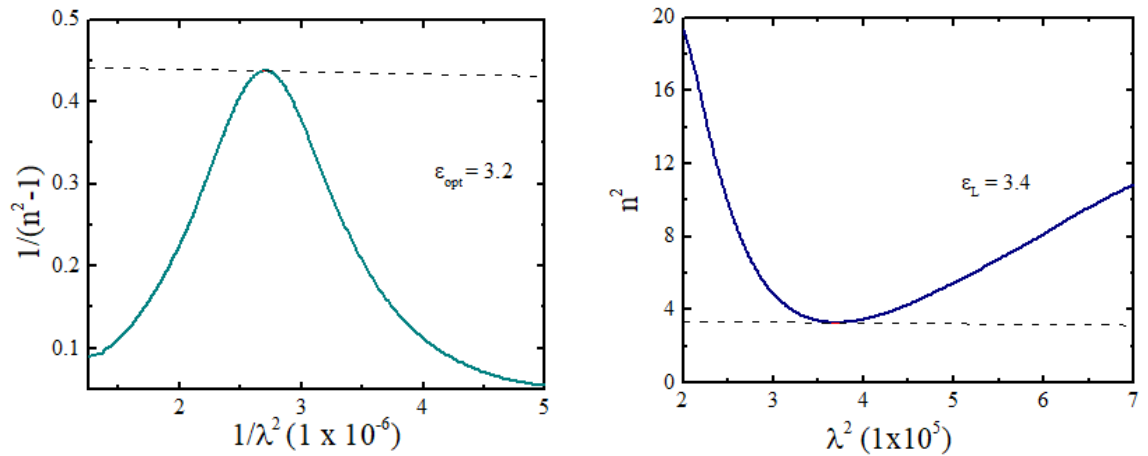
Figura 26. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.



(a)

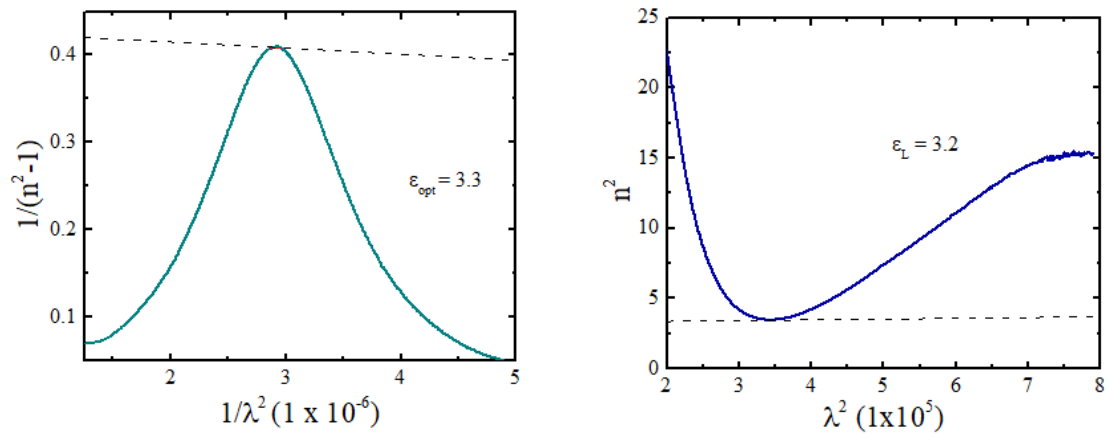


(b)



(c)

Figura 27. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.



(a)

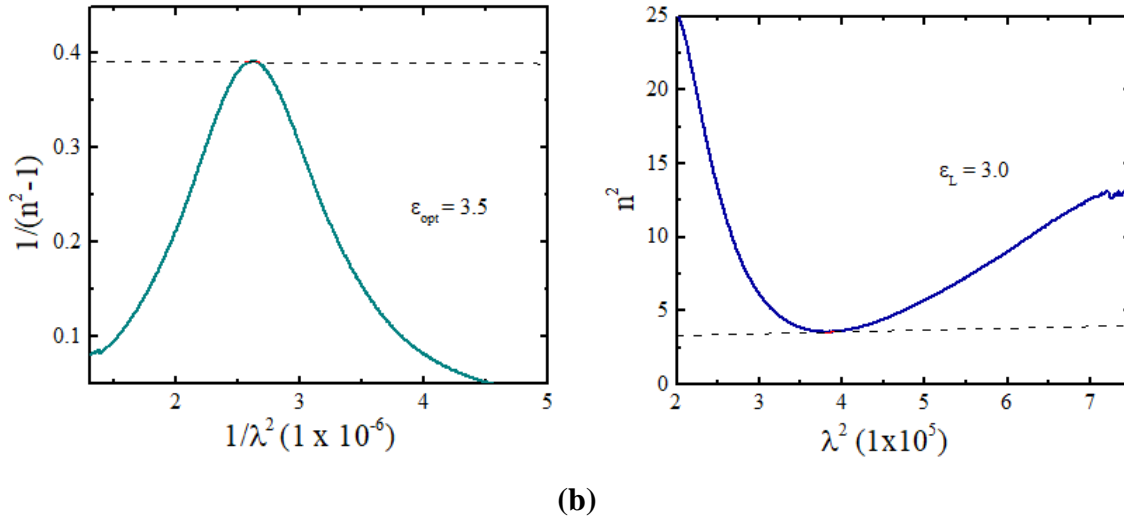


Figura 28. Gráficas que ilustran el ajuste lineal para determinar la parte real de la constante dieléctrica ϵ_{∞} en el lado izquierdo y ϵ_L en el lado derecho para las muestras **(a)** F0405 y **(b)** F0607.

En las figuras 29, 30 y 31 se presentan los resultados obtenidos al calcular la energía de la banda prohibida (E_g) utilizando las curvas de Tauc. Estas curvas son herramientas gráficas que nos permiten determinar el tipo de transiciones electrónicas presentes en el espectro de absorbancia. La ecuación utilizada para obtener estas curvas es la siguiente [14]:

$$\alpha(h\nu)^r = A(h\nu - E_g), \quad (104)$$

donde α representa el coeficiente de absorción, h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del fotón, A es una constante y E_g es la energía de la banda prohibida del material. El valor de r en esta ecuación puede tomar dos opciones: $1/2$ si la transición es indirecta y 2 si la transición es directa. Para nuestro caso, se ha considerado un valor de $r = 2$, así como se indica en la sección II.4.1.

Para determinar el valor de E_g , se realiza un análisis de las curvas de $(\alpha h\nu)^2$ vs $(h\nu)$ mediante el ajuste de una línea recta. El punto de intersección de esta línea con el eje x nos proporciona el valor de la energía de la banda prohibida. Este valor es importante, ya que nos indica la cantidad de energía necesaria para que ocurran las transiciones electrónicas en el material.

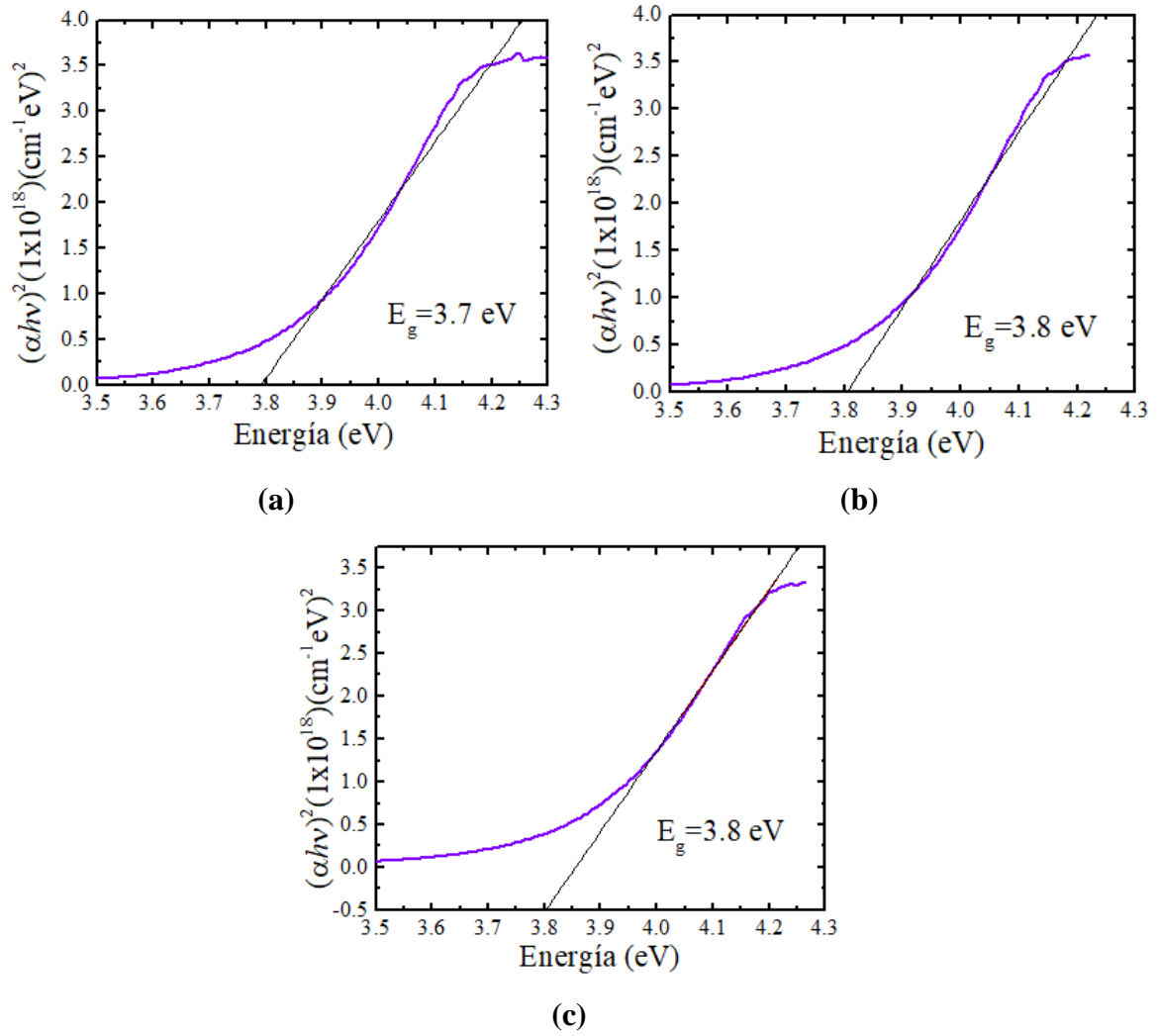
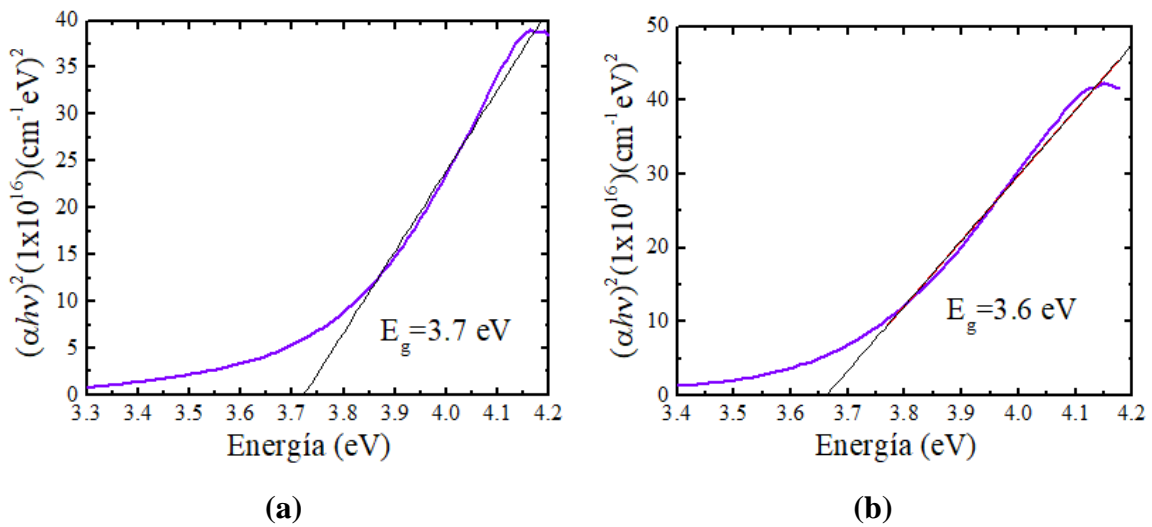
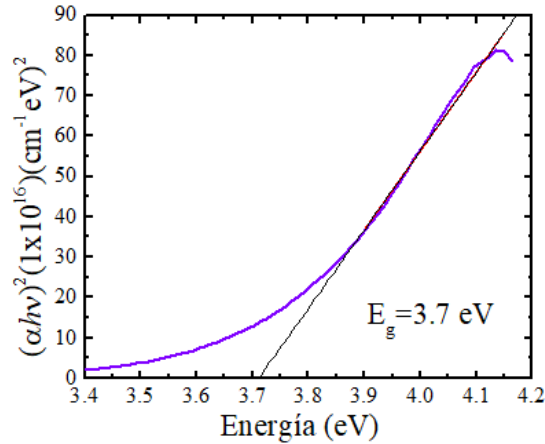


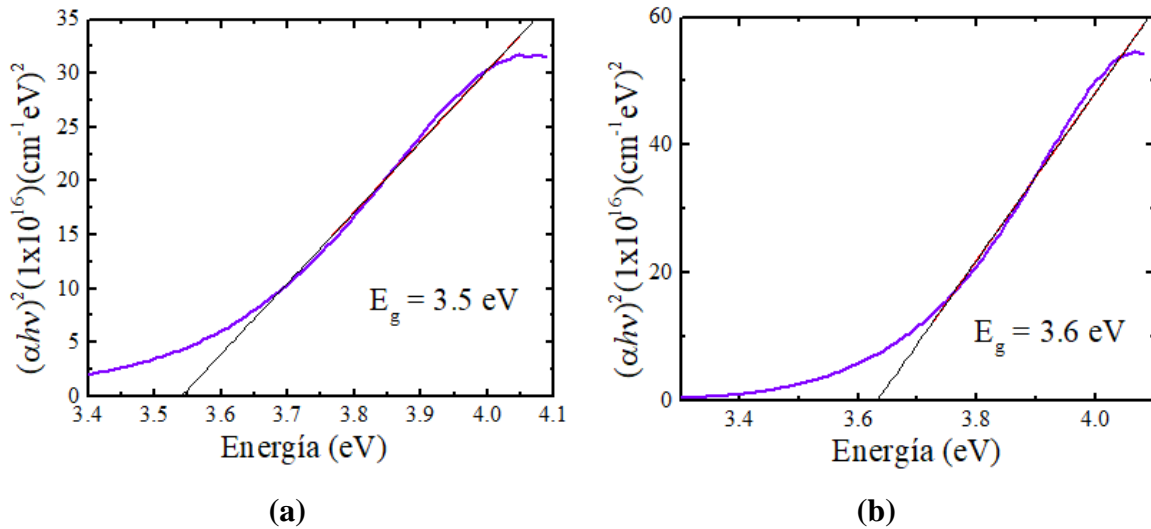
Figura 29. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.





(c)

Figura 30. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.



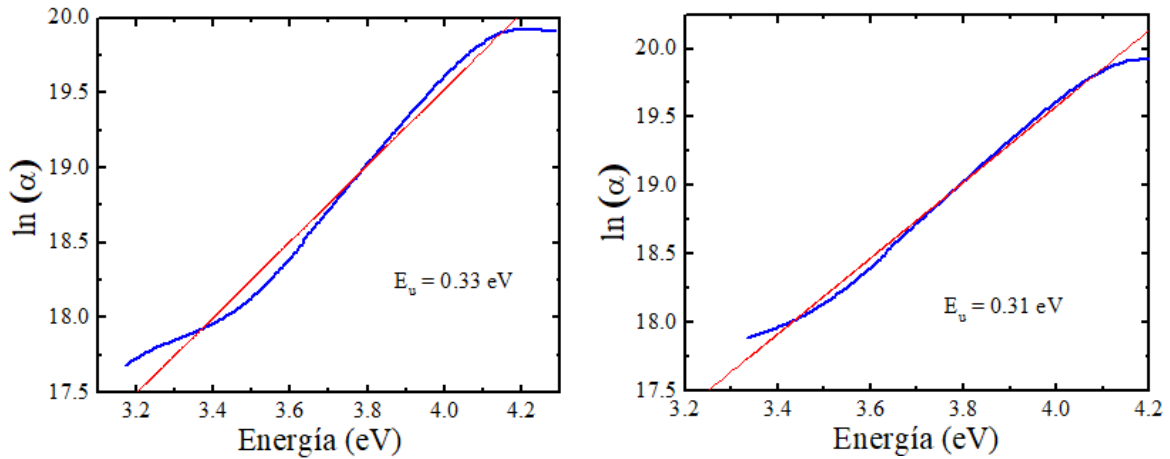
(a)

(b)

Figura 31. Cálculo de los valores de la energía de la banda prohibida E_g mediante el uso de las curvas de Tauc para las muestras (a) F0405 y (b) F0607.

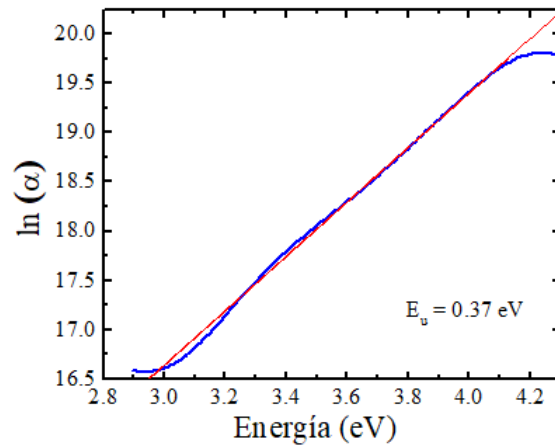
En las figuras 32, 33 y 34 se presentan los espectros utilizados para determinar la energía de Urbach. Como se mencionó en la sección II.4.2, la energía de Urbach representa la anchura de la banda de estados localizados o niveles defectuosos en el material. En otras palabras, indica la energía a la cual los electrones pueden ser excitados desde el nivel fundamental hacia estados localizados dentro de la banda prohibida.

Para calcular la energía de Urbach se utiliza la ecuación (13), donde se grafica el logaritmo natural del coeficiente de absorción $\ln(\alpha)$ en función de la energía del fotón $h\nu$. A partir de esta gráfica, se realiza un ajuste lineal para obtener la pendiente, que corresponde a la energía de Urbach.



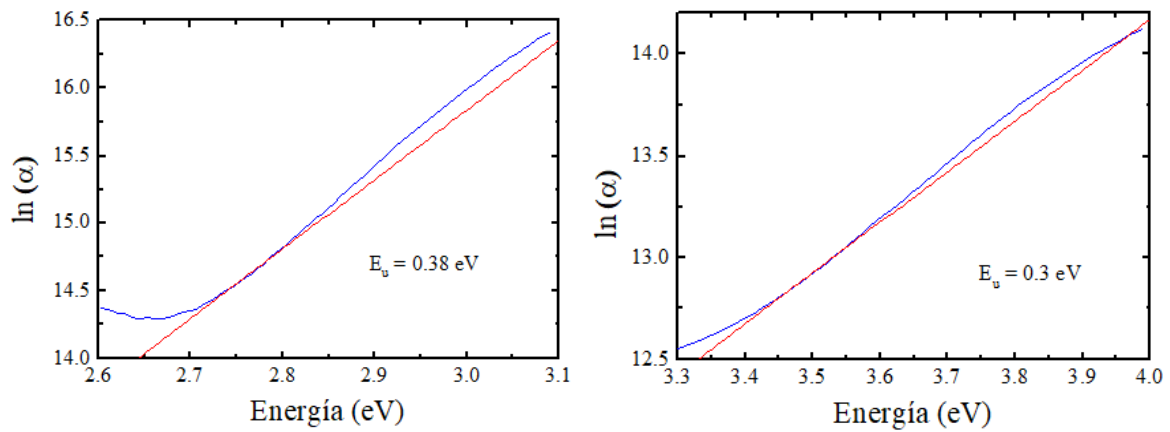
(a)

(b)



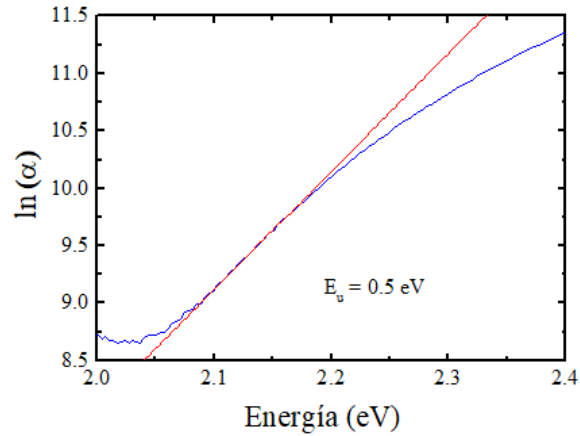
(c)

Figura 32. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) 01, (b) 02 y (c) 03.



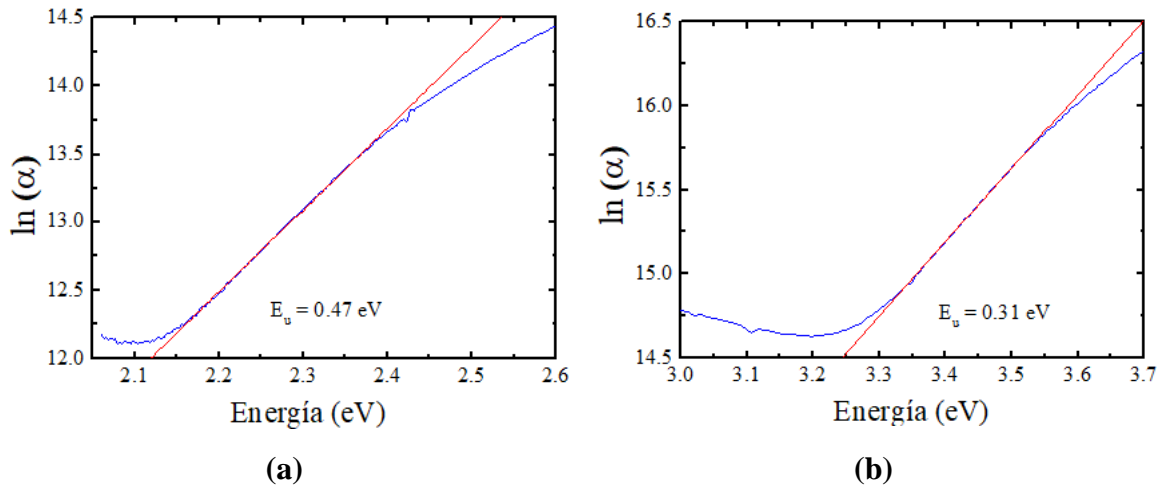
(a)

(b)



(c)

Figura 33. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03.



(a)

(b)

Figura 34. Espectros para la obtención de la energía de Urbach para las muestras (a) F0405 y (b) F0607.

En las tablas 6, 7 y 8 se presentan los parámetros obtenidos a partir de las curvas de transmitancia y reflectancia para cada una de las muestras. Los parámetros incluyen las constantes dieléctricas de alta y baja frecuencia (ϵ_∞ , ϵ_L), el valor de la energía de la banda prohibida (E_g) y la energía de Urbach (E_u).

Muestra	Grosor (nm)	ϵ_{∞}	ϵ_L	ω_p (rad/s)	E_g (eV)	E_u (eV)
01	19.75	2.8	3.2	9.8×10^{10}	3.7	0.33
02	19.66	3.3	3.3	4.1×10^{10}	3.8	0.31
03	21.37	3.1	3.2	4.8×10^{10}	3.8	0.37

Tabla 6. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del primer lote.

Muestra	Grosor (nm)	ϵ_{∞}	ϵ_L	ω_p (rad/s)	E_g (eV)	E_u (eV)
F01	20.14	3.9	3.8	4.8×10^{10}	3.7	0.38
F02	22.98	3.6	3.3	7.3×10^{10}	3.6	0.30
F03	19.78	3.2	3.4	6.5×10^{10}	3.7	0.50

Tabla 7. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del segundo lote.

Muestra	Grosor (nm)	ϵ_{∞}	ϵ_L	ω_p (rad/s)	E_g (eV)	E_u (eV)
F0405	20.54	3.3	3.2	7.32×10^{10}	3.5	0.47
F0607	20.23	3.5	3.0	1.06×10^{11}	3.6	0.31

Tabla 8. Parámetros obtenidos de las curvas de transmitancia y reflectancia del tercer lote.

En el contexto experimental de este estudio, la variación de todos los parámetros ópticos obtenidos de todas las muestras de películas de TiN tiene sentido. Estos parámetros, como las constantes dieléctricas, la energía de la banda prohibida y la energía de Urbach, son medidas comunes utilizadas para caracterizar materiales en este campo de investigación.

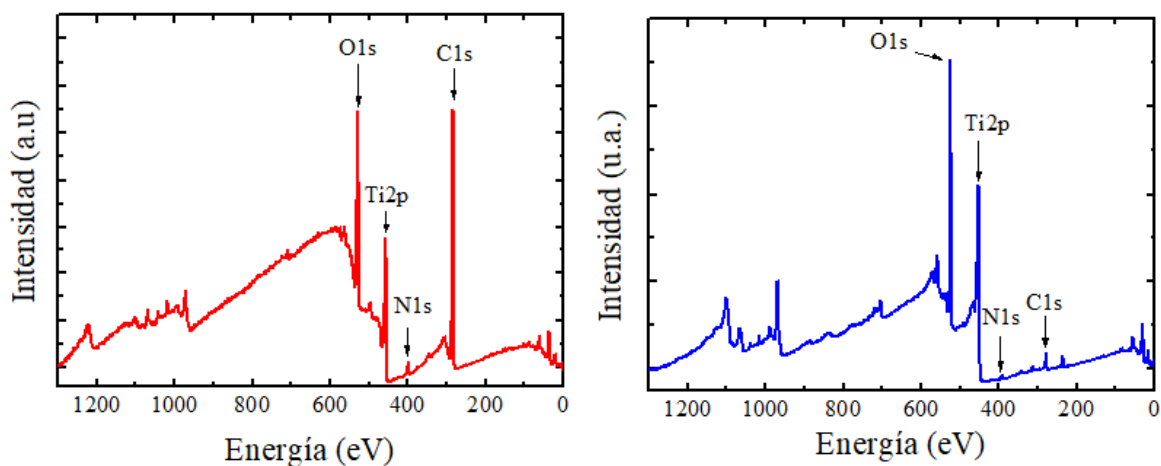
VIII. 2. Resultados de XPS

En el primer lote de muestras, no se llevaron a cabo análisis de XPS debido a que el enfoque principal estaba centrado en obtener los parámetros adecuados para la formación de películas delgadas de TiN con las propiedades ópticas óptimas para funcionar como absorbentes saturables. En consecuencia, los análisis se limitaron a la obtención de los parámetros ópticos necesarios para evaluar el desempeño de las películas en relación con su capacidad de absorción de luz en un régimen saturable en lugar de realizar un análisis exhaustivo mediante la técnica de XPS.

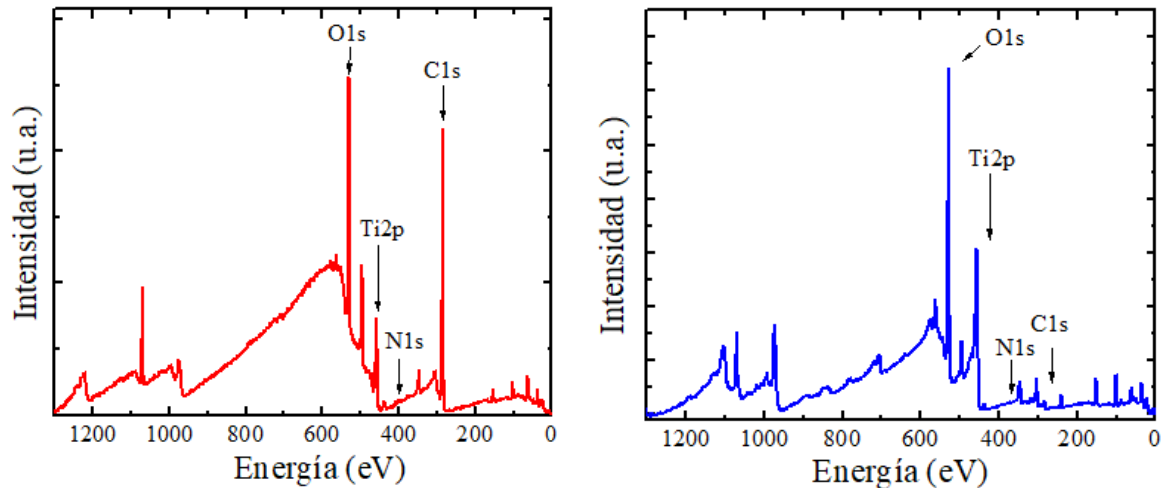
En la figura 35 se presentan las gráficas en modo survey de las cinco muestras de los lotes 2 y 3. Esta figura se divide en dos partes: la izquierda ilustra las curvas en rojo, que representan

las características generales de las muestras antes del proceso de limpieza mediante el bombardeo con iones de argón. El objetivo de este proceso es eliminar las impurezas presentes en las superficies de las muestras.

Por otro lado, la parte derecha de la figura (curvas en azul) ilustra las gráficas que representan el estado de las muestras después de haber sido sometidas al bombardeo con iones de argón. Estas gráficas permiten observar y analizar la diferencia entre el estado de las muestras antes y después de la limpieza.



(a)



(b)

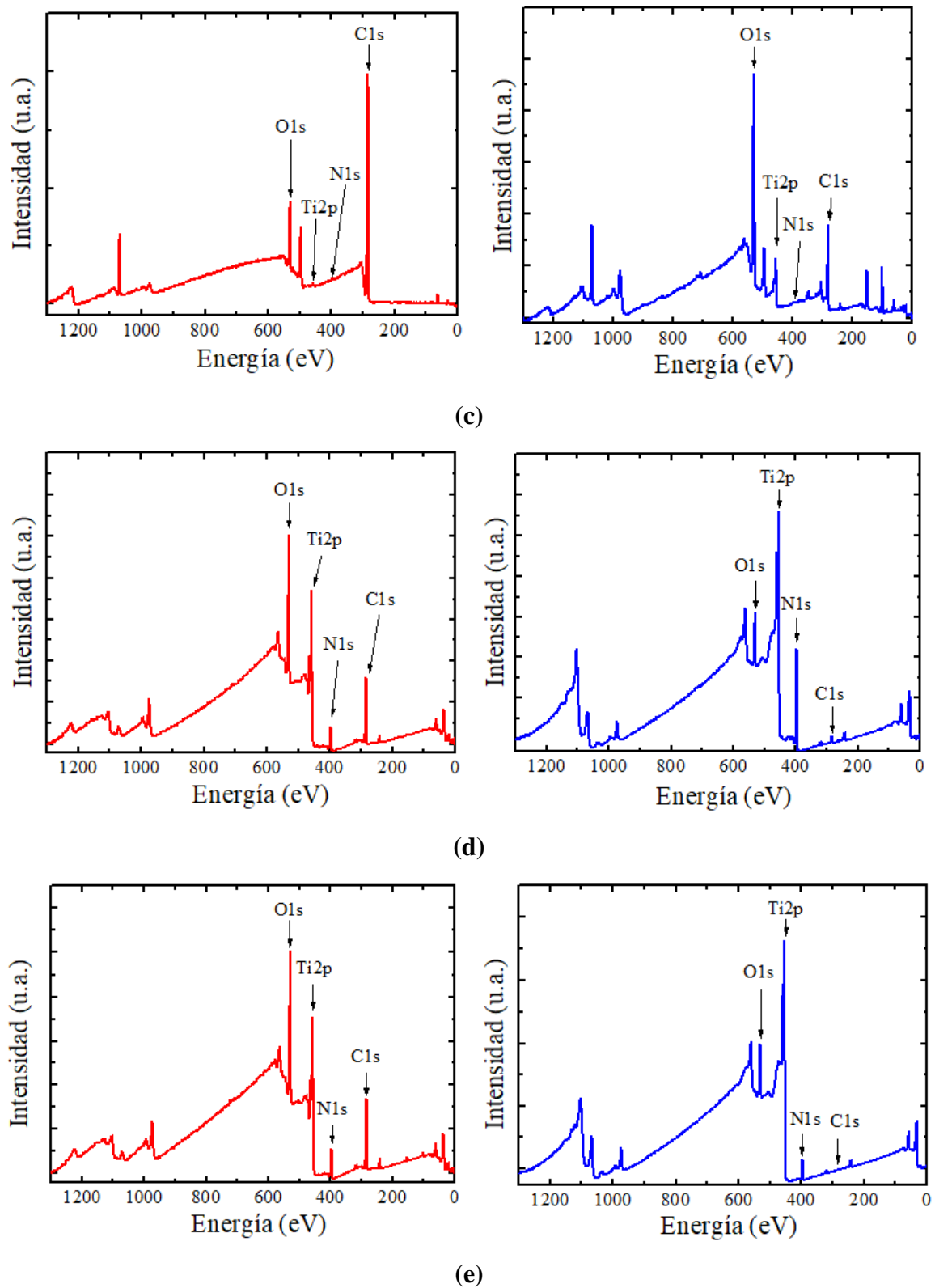


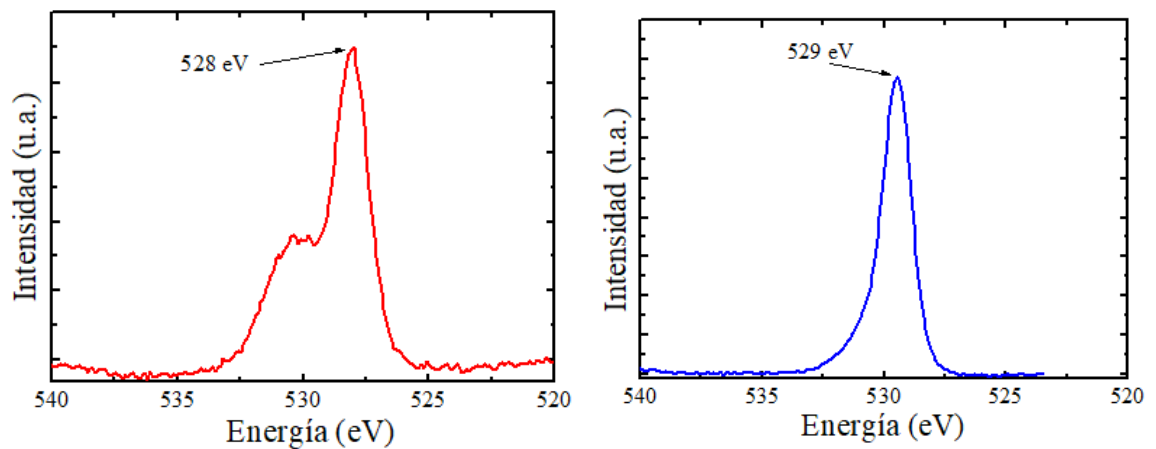
Figura 35. Barridos XPS en modo survey antes y después del proceso de limpieza por bombardeo de iones de argón para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, y (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura está dividida en dos secciones: la parte izquierda corresponde a los

barridos XPS antes de la limpieza, mientras que la parte derecha muestra los barridos XPS después del proceso de limpieza.

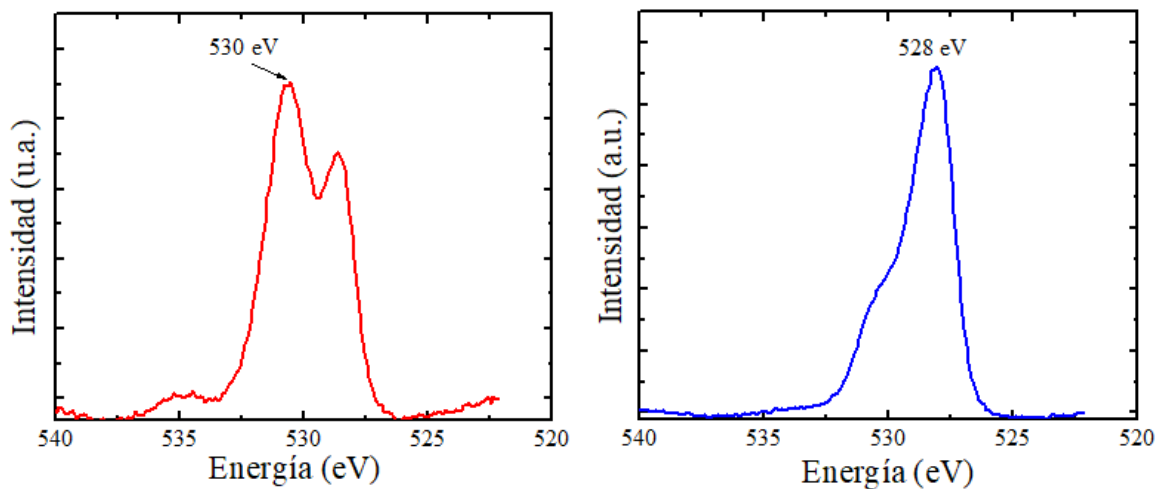
Al comparar las curvas en rojo (antes del bombardeo) con las curvas en azul (después del bombardeo), se puede evaluar el impacto del proceso de limpieza en la eliminación de impurezas y en la mejora de las propiedades de las muestras. Esta comparación visual proporciona información importante sobre la eficacia de dicho proceso.

A continuación, en las figuras 36, 37, 38 y 39 se presentan con mayor detalle las ventanas correspondientes a los elementos O1s, C1s, Ti2p y N1s presentes de forma significativa en los espectros. En cada ventana, la parte izquierda muestra los resultados antes de la limpieza, mientras que la parte derecha muestra los resultados después de la limpieza.

Analizando las ventanas de cada elemento, se pueden observar cambios en la intensidad de los picos y en la forma de los espectros. Estos cambios indican la modificación de la composición y la remoción de impurezas durante el proceso de limpieza.



(a)



(b)

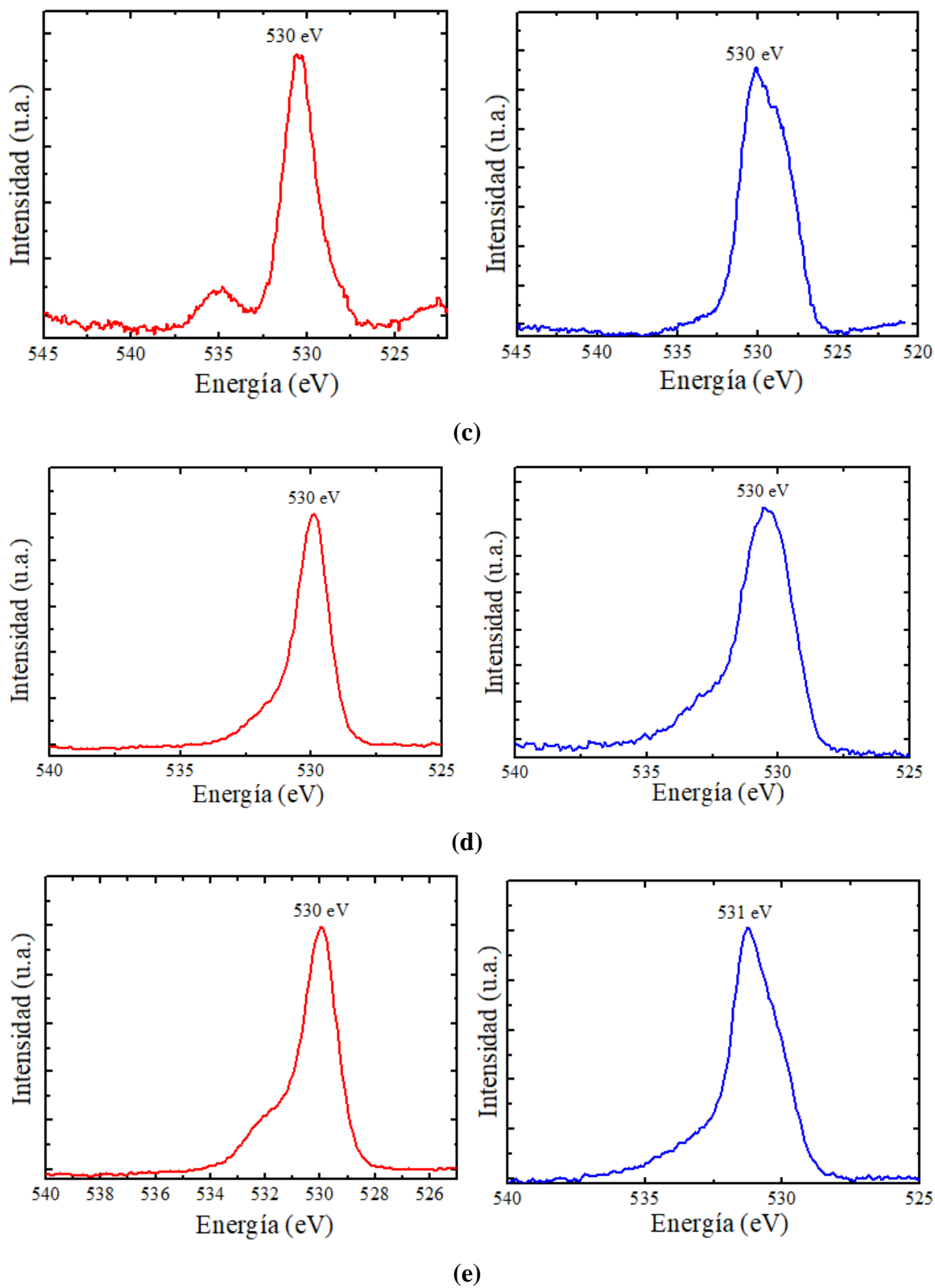
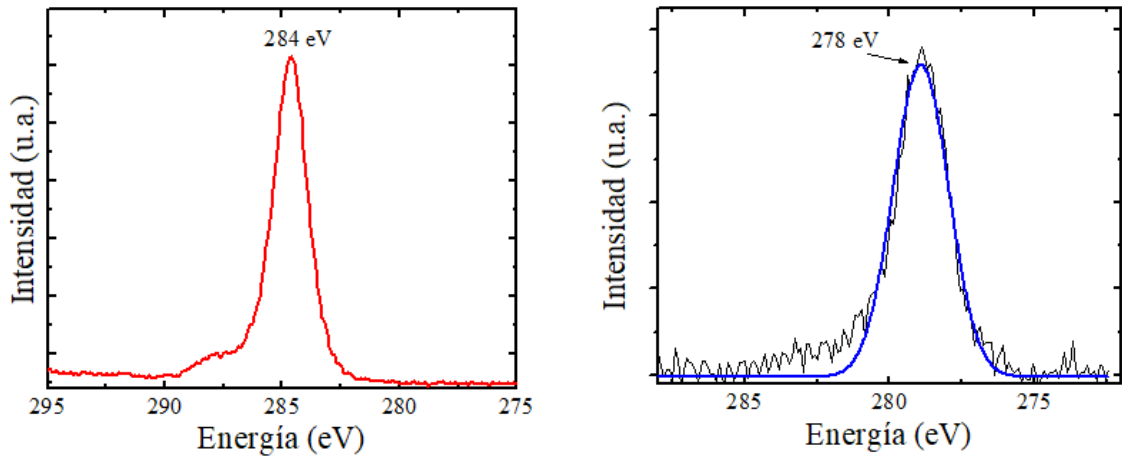
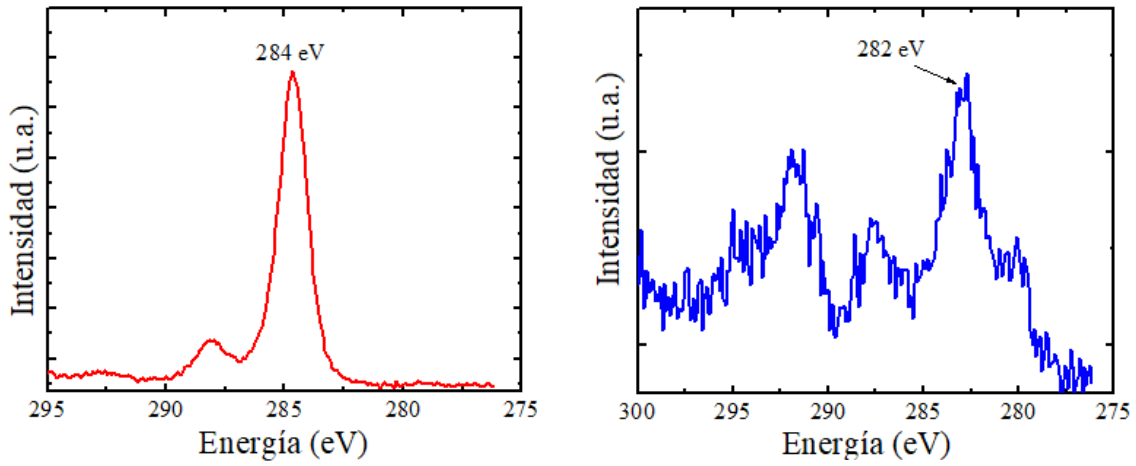


Figura 36. Barridos XPS de la ventana de O1s para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, así como las muestras (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos

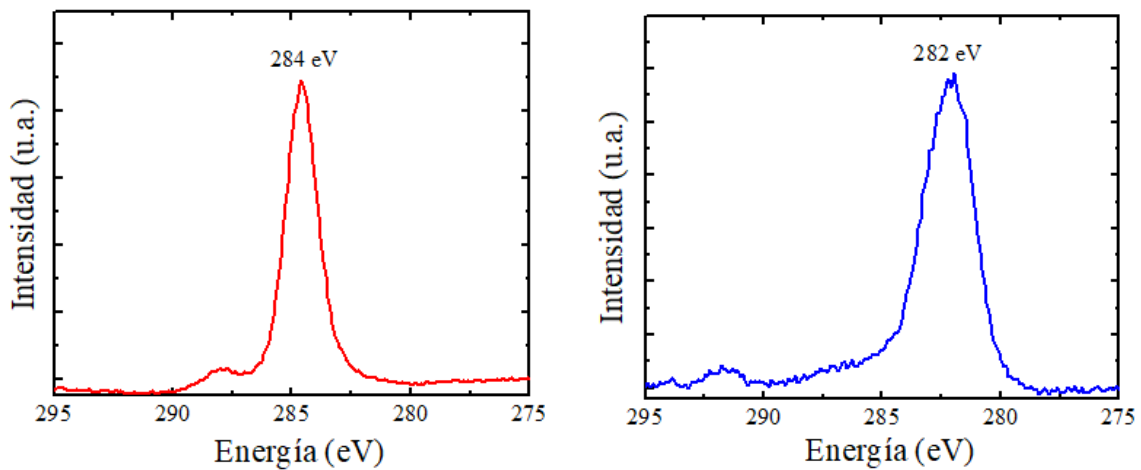
secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza.



(a)



(b)



(c)

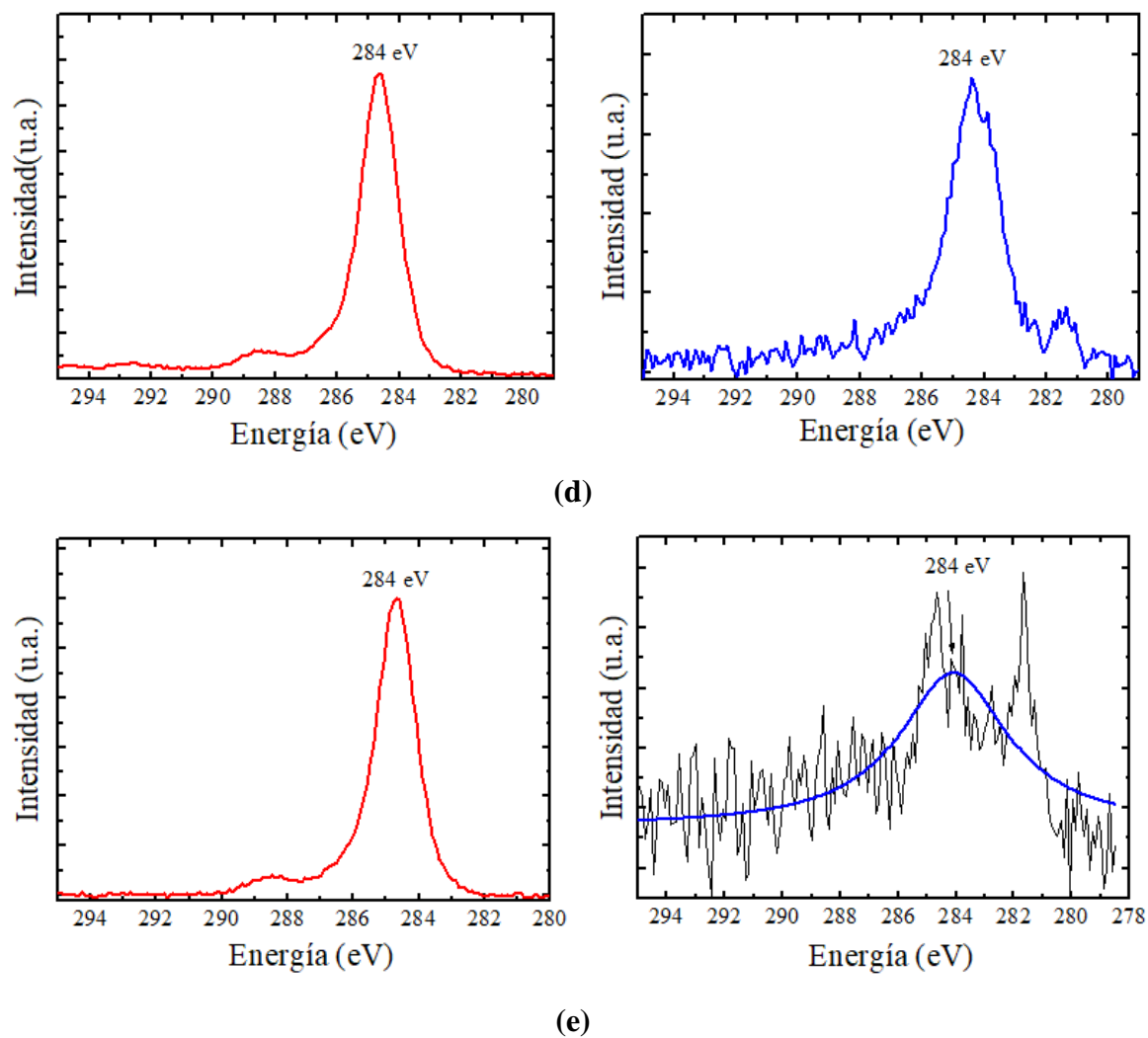
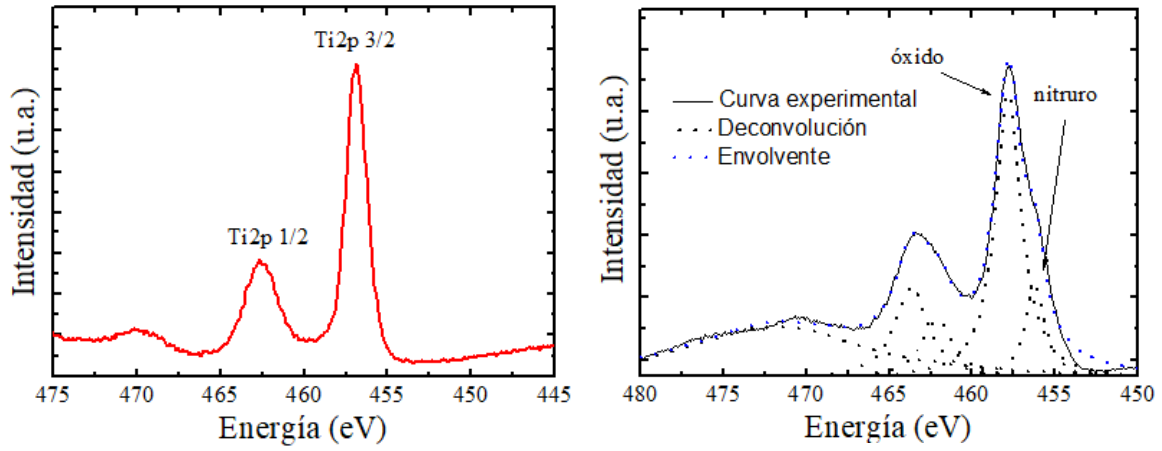
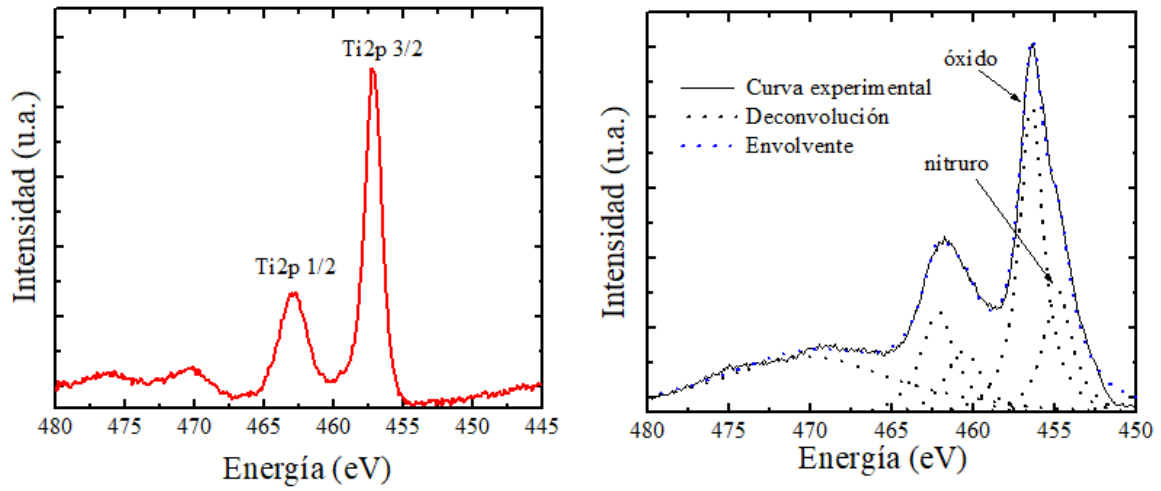


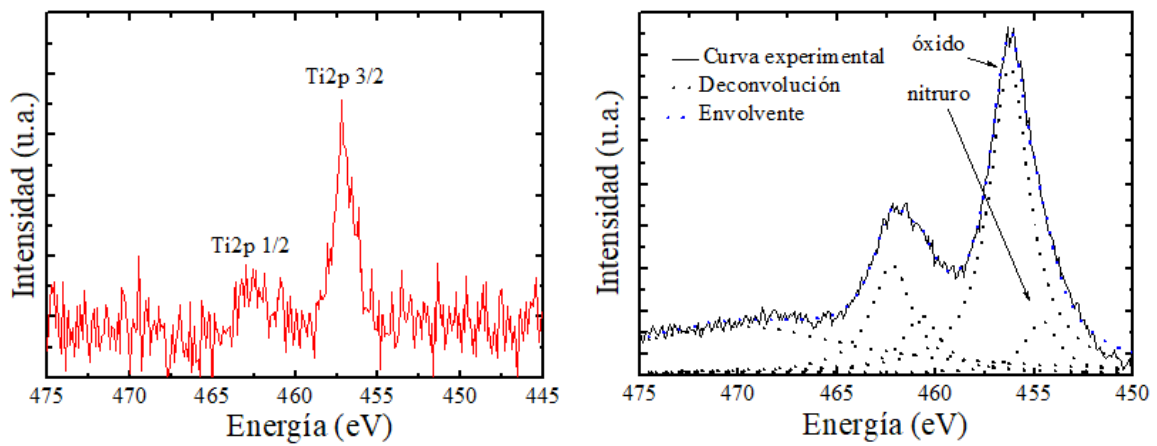
Figura 37. Barridos XPS de la ventana de C1s para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, así como las muestras (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza.



(a)



(b)



(c)

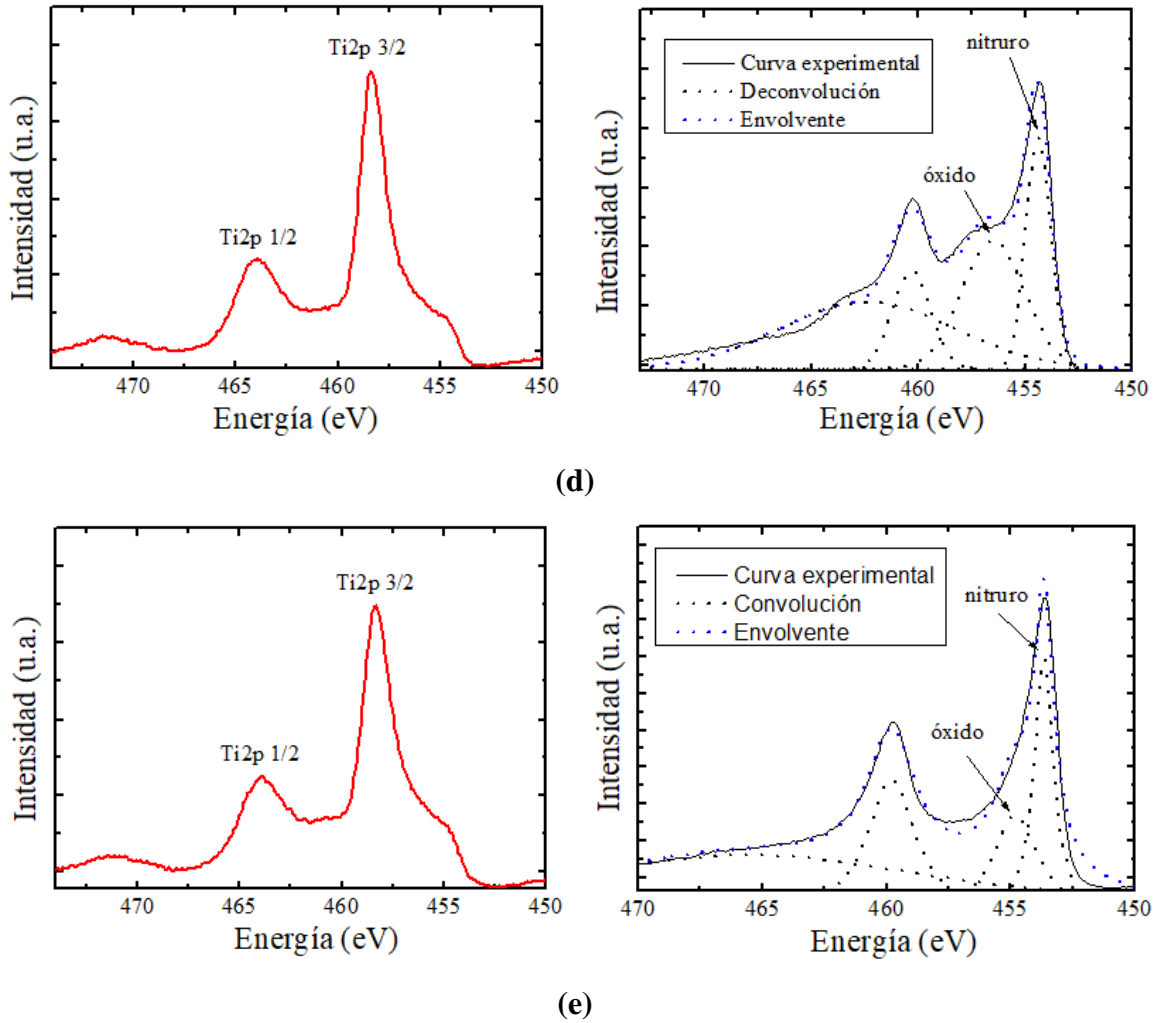
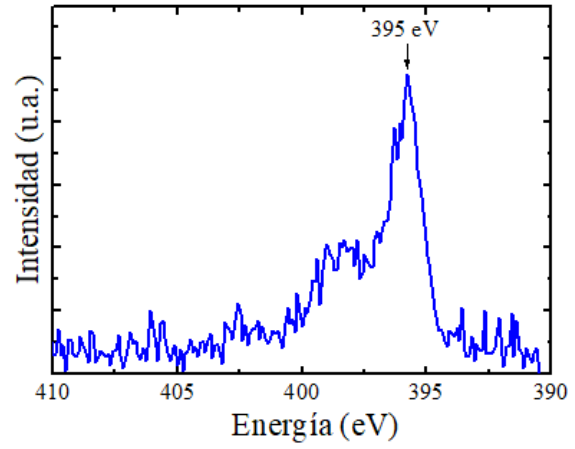
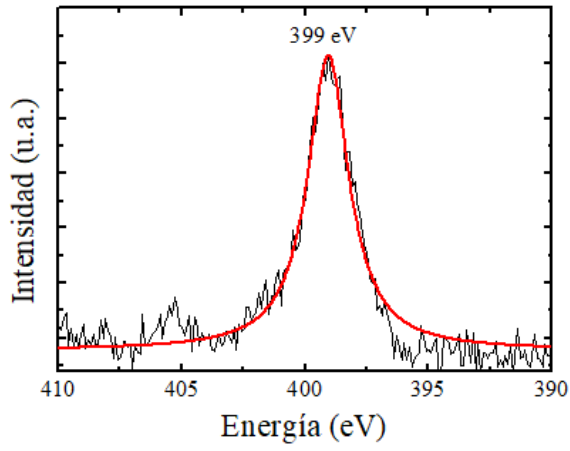
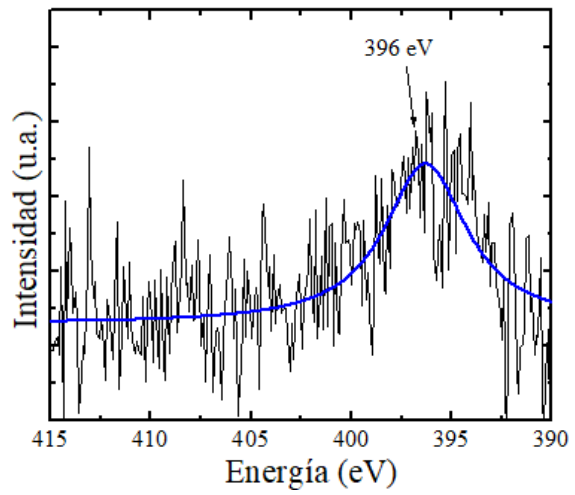
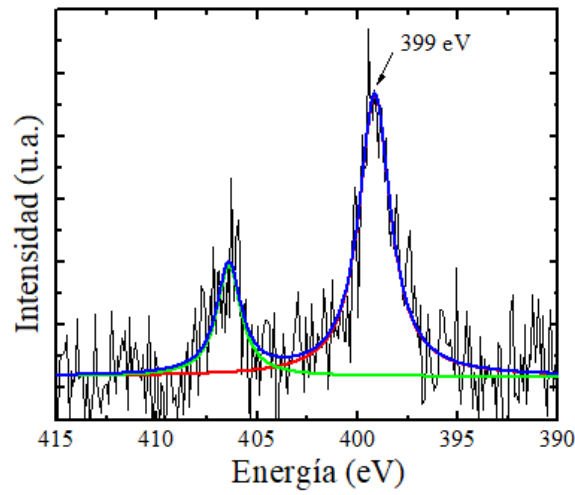


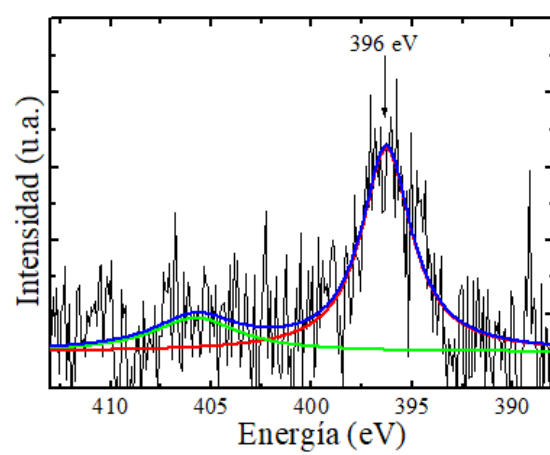
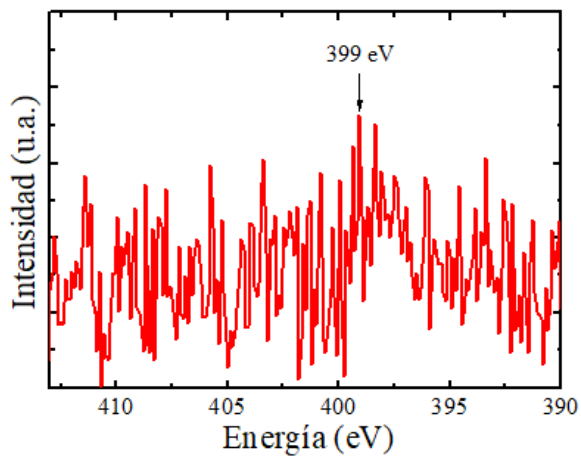
Figura 38. Barridos XPS de la ventana de Ti2p para las muestras (a) F01, (b) F02 y (c) F03 del segundo lote, así como las muestras (d) F0405 y (e) F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza.



(a)



(b)



(c)

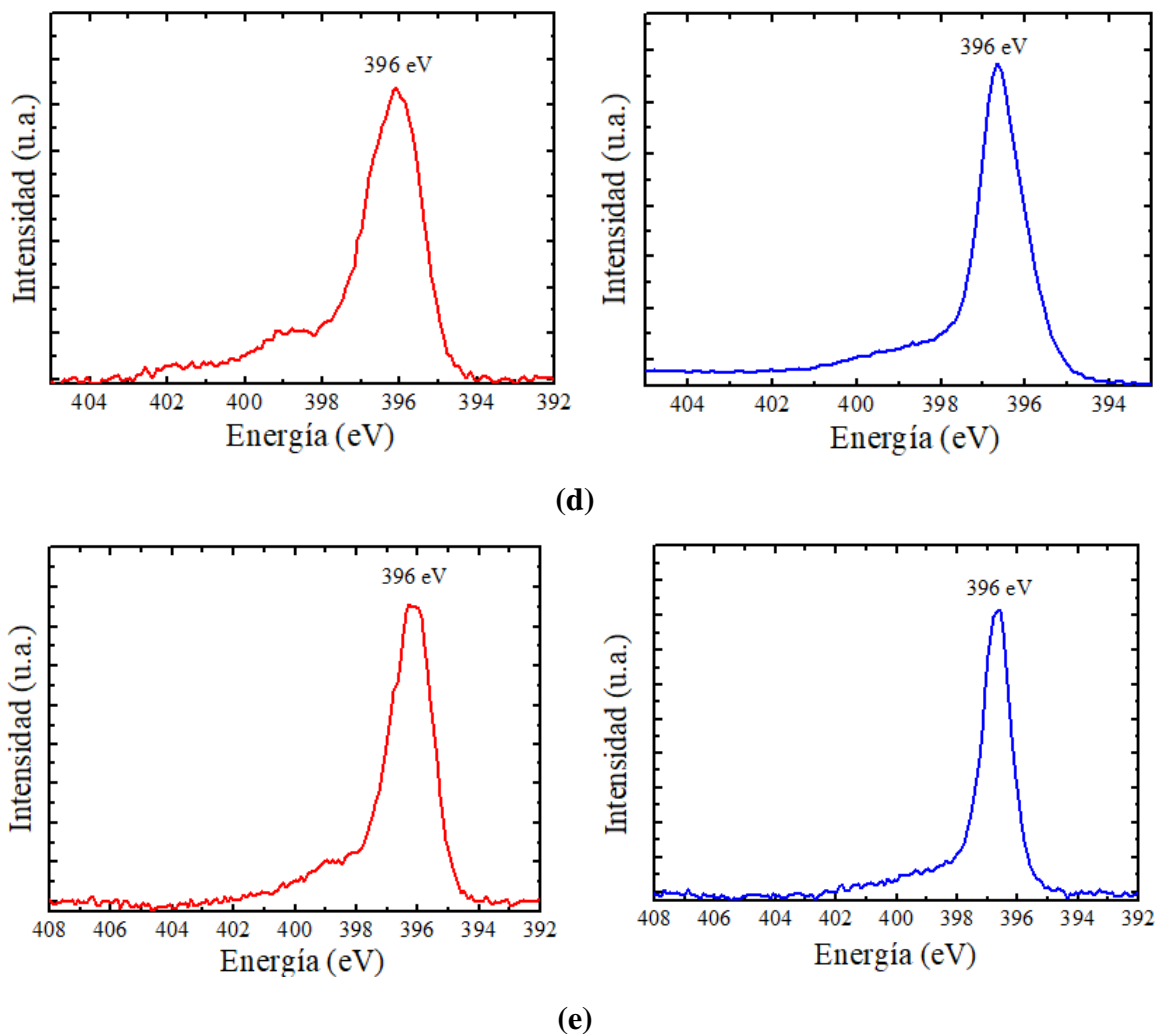


Figura 39. Barridos XPS de la ventana de N1s para las muestras **(a)** F01, **(b)** F02 y **(c)** F03 del segundo lote, así como las muestras **(d)** F0405 y **(e)** F0607 del tercer lote. La figura se divide en dos secciones, donde el lado izquierdo representa los resultados antes del proceso de limpieza y el lado derecho muestra los resultados después de la limpieza.

Al analizar las ventanas de cada elemento y compararlas con los barridos en modo survey, se pueden observar cambios en la intensidad de los picos y en la forma de los espectros. Estos cambios indicarían la modificación de la composición y la remoción de impurezas durante el proceso de limpieza con iones de argón. Uno de los cambios más notables se observa en la reducción de los picos de C1s en todas las muestras, lo cual sugiere una disminución en la presencia de carbono en la superficie de las muestras después del proceso de limpieza.

Por otro lado, no se observaron cambios significativos en niveles de energía, los cuales se mantuvieron en los mismos valores antes y después del proceso de limpieza.

Las ventanas de Ti2p revelan una convolución de los estados de óxido/nitruro, lo cual es esperado en este nivel de análisis. Se puede observar la presencia de estados de óxido en la

superficie, lo cual es consistente con las muestras estudiadas. También se pueden detectar trazas de nitrógeno en las muestras.

Dado que todas las muestras son delgadas, se espera que incluso en el análisis a nivel de superficie sea posible detectar señales que representen todo el espesor de la muestra.

Los estados de óxido y nitruro son claramente distinguibles tanto en la energía de enlace como en la forma de las transiciones. La forma del titanio en el estado de nitruro se ve afectada debido a la generación de satélites a la izquierda de cada transición, causados por los electrones de conducción adicionales. Esto resulta en una asimetría en los espectros. La energía de enlace del óxido en el titanio aparece alrededor de 456-458 eV, mientras que la del nitruro en el titanio es aproximadamente 1 eV más baja, alrededor de 454-456 eV. Esto concuerda con la mayor estabilidad del estado oxidado en comparación con el nitruro.

Utilizando el área bajo la curva de la transición Ti2p3/2-nitruro y N1s, junto con los respectivos factores de sensibilidad, se obtuvo la fórmula empírica para la fase nitruro. La tabla 9 resume los datos obtenidos a partir del análisis XPS.

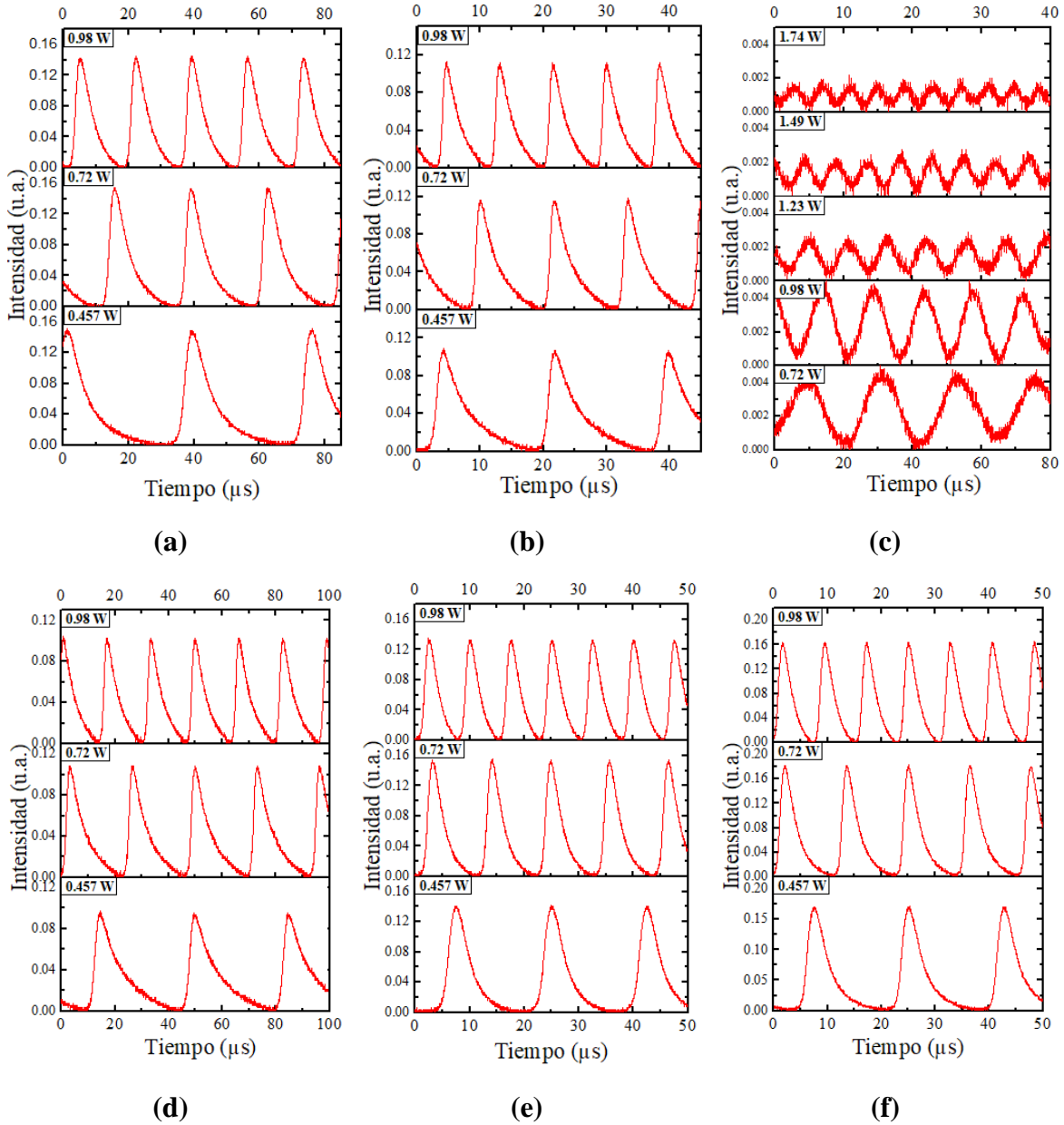
Muestra	Energía de enlace (eV)		Porcentaje de Ti (%)		Fórmula empírica
	Ti-N	Ti-O	TiN	Ti-O	
F01	456.19	457.7	20	80	$Ti_{0.6}N_{0.4}$
F02	454.8	456.3	33	67	$Ti_{0.8}N_{0.2}$
F03	454.52	456.19	12	88	$Ti_{0.4}N_{0.6}$
F0405	453.64	454.80	52	48	$Ti_{0.2}N_{0.8}$
F0607	454.36	456.48	42	58	$Ti_{0.3}N_{0.7}$

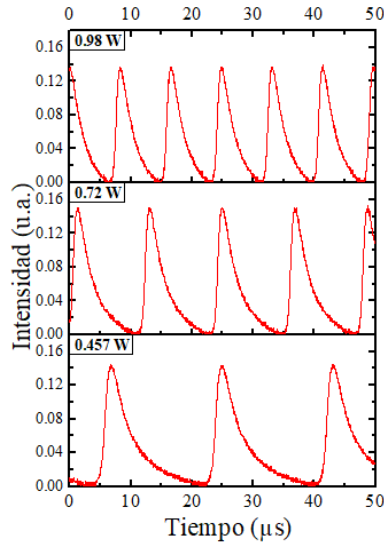
Tabla 9. Resumen de los datos obtenidos del análisis XPS para los sustratos utilizados como plantilla en el montaje de fibras ópticas. La segunda columna muestra el valor del BE de cada estado químico en eV. La tercera columna indica el porcentaje de cada estado químico. La última columna presenta la fórmula empírica obtenida a partir del análisis.

Se observa que, en todas las muestras analizadas, el porcentaje de cada estado químico varía ligeramente, pero se mantiene una proporción similar en todas ellas. Estos resultados indican la composición química de los sustratos utilizados y son consistentes con la formación de una capa de TiN sobre la superficie de las fibras ópticas.

VIII. 3. Resultados de los pulsos PQS

La figura 40 muestra la caracterización de los pulsos láser PQS generados. Se observa que todas las muestras mantienen estabilidad en el rango de potencia de bombeo de 0.457 W – 0.98 W , excepto la muestra F03. En esta muestra, se observaron pulsos inestables, los cuales se atribuyen a la falta de electrones de conducción disponibles debido a una menor cantidad de Ti presente (ver Tabla 9). Es probable que este factor, y no el diámetro de la fibra óptica, explique este comportamiento.

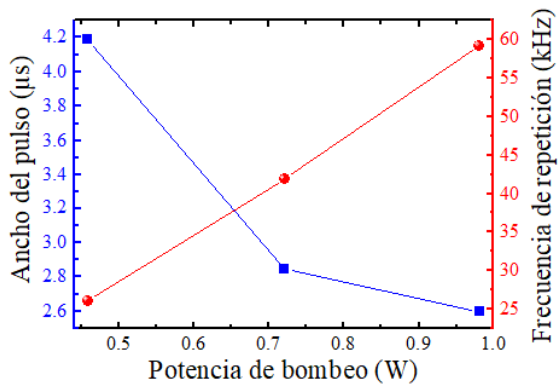




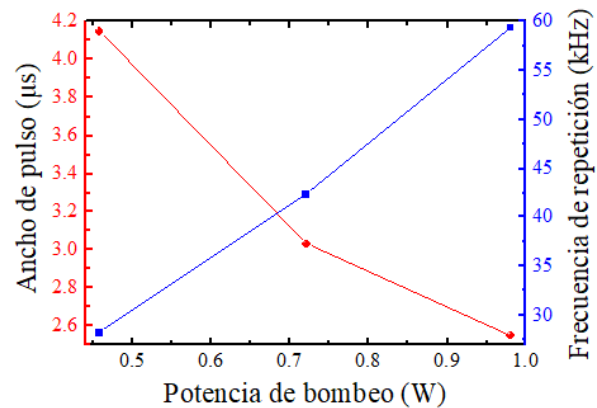
(g)

Figura 40. Trenes de pulsos láser PQS generados por diferentes muestras de MBL a diferentes potencias de bombeo. Se aprecian las siguientes muestras: (a) F01, (b) F02, (c) F03, (d) F04, (e) F05, (f) F06 y (g) F07.

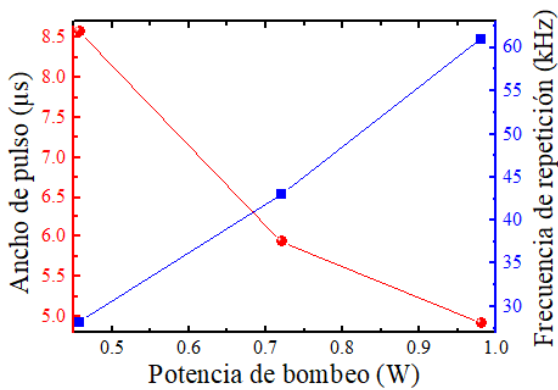
En la Tabla 10 se resumen las características obtenidas a partir de los trenes de pulsos. Además, se presentan los resultados visuales para cada muestra en las figuras 41 y 42. Es importante destacar que se excluyeron los parámetros de los pulsos de la muestra F03 debido a su inestabilidad, los cuales no proporcionarían información útil para el estudio.



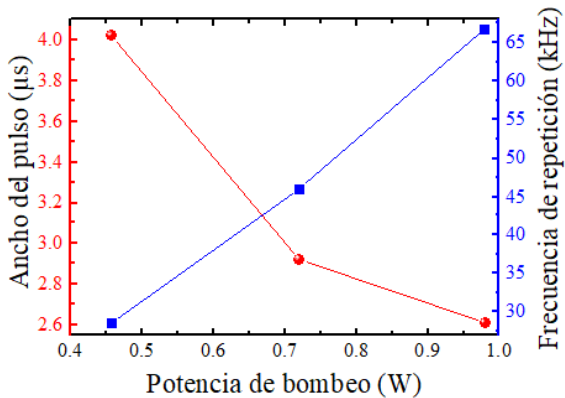
(a)



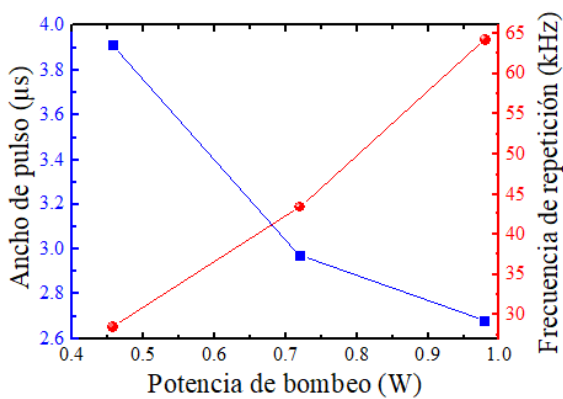
(b)



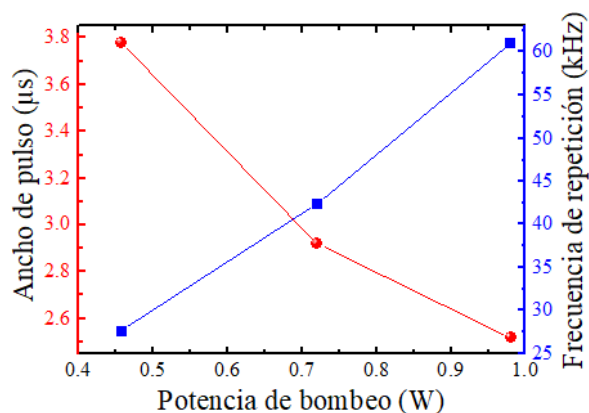
(c)



(d)

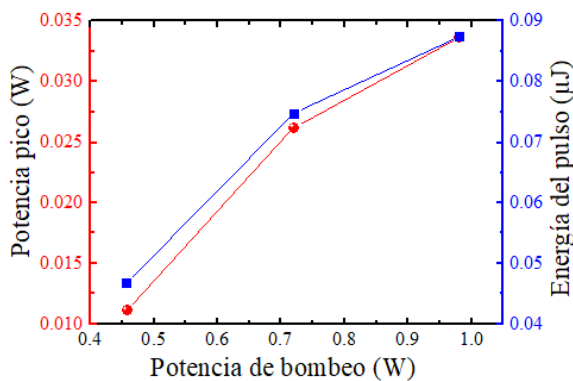


(e)

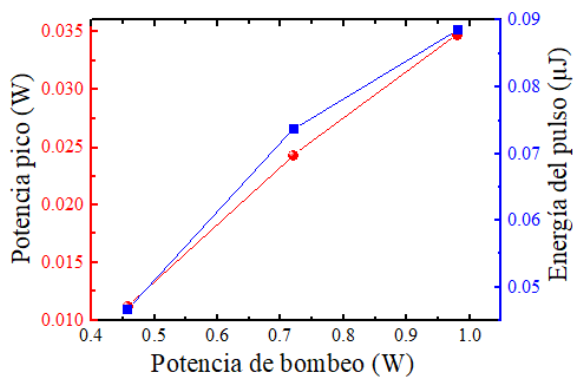


(f)

Figura 41. Ancho de pulso y frecuencia de repetición de los pulsos PQS en función de la potencia de bombeo para las muestras MBL. Se presentan los resultados para las siguientes muestras: (a) F01, (b) F02, (c) F04, (d) F05, (e) F06 y (f) F07.



(a)



(b)

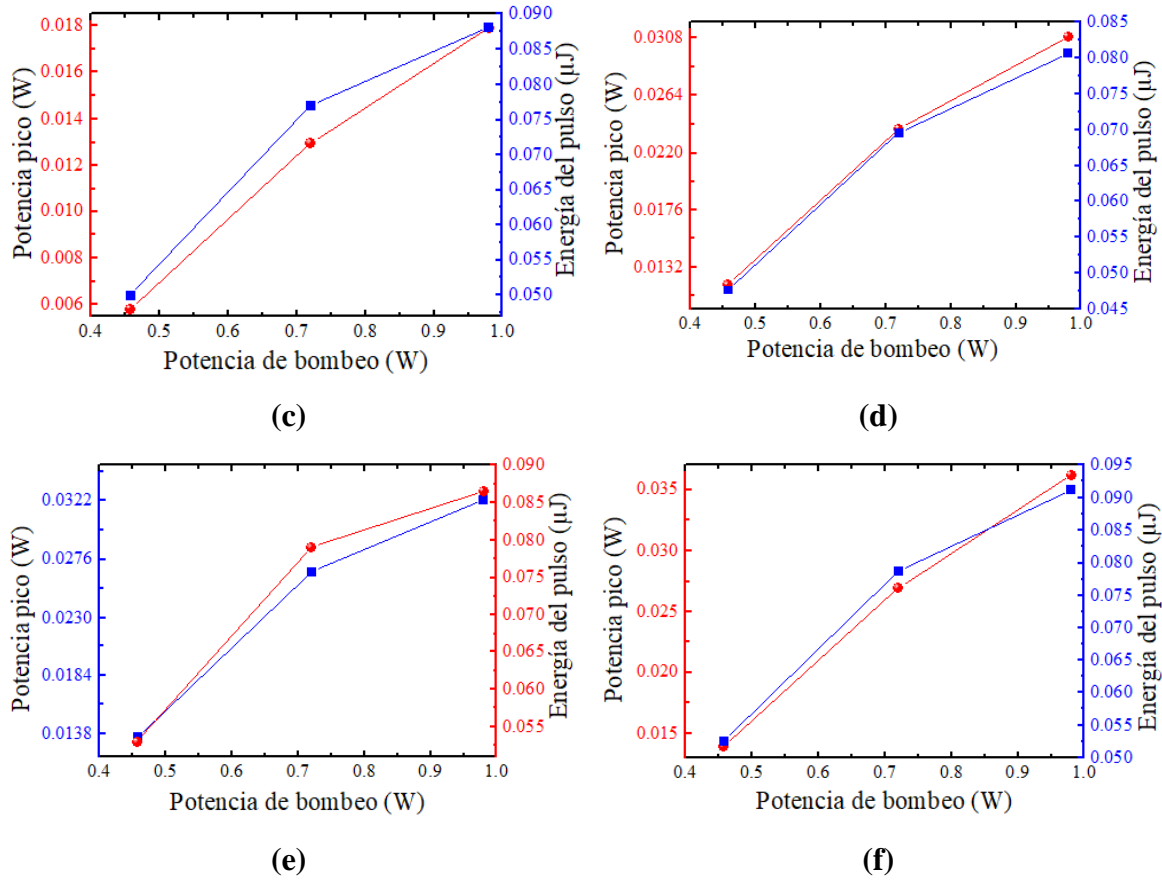


Figura 42. Energía del pulso y potencia pico de los pulsos PQS en función de la potencia de bombeo para las muestras MBL. Se presentan los resultados para las siguientes muestras: (a) F01, (b) F02, (c) F04, (d) F05, (e) F06 y (f) F07.

Muestra	Potencia de bombeo (W)	Frecuencia de repetición (kHz)	Ancho del pulso (μs)	Potencia Pico (W)	Energía del pulso (μJ)
F01	0.457	26.12	4.19	0.01115	0.04671
	0.72	41.98	2.85	0.02624	0.0748
	0.98	59.24	2.6	0.03363	0.08744
F02	0.457	28.24	4.15	0.01126	0.04674
	0.72	42.45	3.03	0.02433	0.07373
	0.98	59.38	2.55	0.03474	0.08858
F04	0.457	28.24	8.58	0.00582	0.04993
	0.72	43.1	5.94	0.01297	0.07703
	0.98	60.97	4.92	0.0179	0.08808
F05	0.457	28.53	4.02	0.01186	0.04767

	0.72	46.06	2.92	0.02387	0.06969
	0.98	66.69	2.61	0.03091	0.08067
	0.457	28.49	3.91	0.01356	0.053
F06	0.72	43.4	2.97	0.02661	0.07903
	0.98	64.24	2.68	0.03229	0.08655
	0.457	27.58	3.78	0.01391	0.05257
F07	0.72	42.43	2.92	0.02696	0.07872
	0.98	60.97	2.52	0.03619	0.09119

Tabla 10. Características de los pulsos láser PQS en cada una de las muestras, a medida que la potencia de bombeo varía en un rango de 0.57 a 0.98 W.

La generación de los pulsos láser exhibe un comportamiento típico de PQS, donde se observa que, al aumentar la potencia de bombeo, la frecuencia de repetición de los pulsos PQS aumenta, mientras que la anchura del pulso disminuye. Todas las muestras generan pulsos en un rango de potencia de 0.457 W, 0.72 W y 0.98 W, pulsaciones que se atribuyen al material que recubre cada fibra.

Sin embargo, la muestra F03 presenta alteraciones o modificaciones que no se detectan en las demás. El análisis XPS de la muestra F03 visto en la tabla 9, revela una reducción en la cantidad de Ti en comparación con las otras muestras. Esta reducción de metal puede disminuir la cantidad de portadores que favorecen la interacción del láser con los electrones de conducción del material depositado. De esta forma, se ha reportado que una mayor presencia de la fase TiN es favorable para sostener una operación láser pulsada mediante la técnica de PQS.

A pesar de estas diferencias, en general, todas las muestras exhiben una respuesta similar y favorable en términos de la generación de pulsos, independientemente del tamaño y las condiciones experimentales utilizadas en los depósitos por RF.

CAPÍTULO IX

Conclusiones

Se sintetizaron películas delgadas de nitruro de titanio utilizando la técnica de erosión iónica reactiva con magnetrón por RF. Estas películas se depositaron sobre sustratos de vidrio que contenían fibras ópticas. Después del proceso de deposición, se llevaron a cabo análisis utilizando técnicas como XPS y espectroscopia UV-Vis para caracterizar los sustratos. Los resultados revelaron la presencia de fases de óxido y nitruro. A partir de los datos obtenidos por XPS y la caracterización de los diferentes lotes, se llegó a la conclusión de que las películas delgadas de TiN eran no estequiométricas pero ricas en metal, coexistiendo con una fase de óxido de titanio.

Se observó que incluso una pequeña diferencia en el grosor de las películas tenía un impacto significativo en sus propiedades ópticas. En el espectro, se observó una banda de absorción en longitudes de onda menores a 600 nm , seguida de un pico máximo de transmitancia cercano al 100%. A medida que la longitud de onda aumentaba, se observó una estabilidad en términos de transmitancia y absorbancia, lo que indicó la presencia de una ventana de transparencia en la cual el material exhibía una baja absorción, permitiendo el paso de la luz con poca o ninguna alteración.

Después, las fibras recubiertas fueron colocadas en un sistema láser PQS, con el fin de detectar y caracterizar los pulsos generados, en una región en longitud de onda de alrededor de $1.55\ \mu\text{m}$. Se detectaron pulsos regulares en un rango de potencia de $0.457 - 0.98\ \text{W}$ generados por la interacción de la luz con los modos plasmónicos de la película delgada, exceptuando la fibra F03, esto debido a la baja concentración de Ti.

En términos generales, se obtuvieron resultados favorables y no se observaron diferencias significativas al utilizar un blanco de Ti o un blanco de TiN. Ambos blancos demostraron comportamientos similares en las características y propiedades de las películas delgadas sintetizadas. Esto indica que tanto el blanco de Ti como el blanco de TiN pueden ser utilizados de manera efectiva en la producción de estas películas, sin afectar de manera significativa las propiedades deseadas.

IX. 1. Trabajo a futuro

Aunque se realizaron diversas técnicas de caracterización en este estudio de las películas delgadas de TiN, es importante destacar que algunas técnicas espectroscópicas como Raman y rayos X no se llevaron a cabo debido a limitaciones de tiempo y disponibilidad de equipos. Estas técnicas habrían permitido una investigación más detallada de las vibraciones moleculares y la estructura cristalina de las películas de TiN, lo que habría permitido identificar los modos vibracionales característicos del material.

Además, se mencionó en este trabajo que las películas de MBL también tienen la capacidad de actuar como interferómetro y permitir la sintonización del láser. Por lo tanto, un trabajo futuro interesante sería investigar los rangos de sintonización del láser utilizando estas películas. Asimismo, sería relevante realizar mediciones de absorción no lineal del material para evaluar su desempeño como absorbedor saturable.

Sería interesante explorar si el material TiN puede funcionar como AS independientemente del tipo de fibra utilizado en la fabricación de las MBL. En este sentido, sería beneficioso considerar la posibilidad de crear MBL utilizando una estructura de fibras diferente como base.

Al utilizar diferentes estructuras de fibras como base para las MBL, se podría evaluar si el TiN mantiene su capacidad de actuar como un AS en distintos contextos. Esto permitiría ampliar las aplicaciones potenciales del material y proporcionaría una mayor comprensión de su comportamiento en diferentes configuraciones.

Por último, es importante no limitarse únicamente al uso de TiN y explorar otros tipos de materiales que también puedan desempeñarse como absorbedores saturables.

Existen numerosos materiales con propiedades ópticas interesantes que podrían ser prometedores para su aplicación como AS en sistemas láser. Investigar y evaluar alternativas a TiN permitiría ampliar las opciones disponibles y potencialmente descubrir materiales con características superiores en términos de respuesta óptica, capacidad de modulación y eficiencia. Además, considerar diferentes procesos de fabricación y técnicas de modificación de materiales también podría ampliar las posibilidades de encontrar AS con propiedades mejoradas.

IX. 2. Artículos y divulgación científica

1. Ramírez, O. G., Méndez, M. G., Tamayo, R. I. Á., & Cortés, P. P. (2023). Synthesis of Magnetron-Sputtered TiN Thin-Films on Fiber Structures for Pulsed-Laser Emission and Refractive-Index Sensing Applications at 1550 nm. *Coatings*, 13(1), 95.
2. Álvarez-Tamayo, R. I., Gaspar-Ramírez, O., Prieto-Cortés, P., García-Méndez, M., & Barcelata-Pinzón, A. (2020). TiO_xN_y 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.
3. Gaspar-Ramírez, O., Álvarez-Tamayo, R. I., Prieto-Cortés, P., & Durán-Sánchez, M. (2021). Fiber laser refractometer operating in the 2 μm spectral region based on the MMI effect. *Suplemento de la Revista Mexicana de Física*, 2(1 Jan-Mar), 66-71.
4. Gaspar Ramírez, O. (29 de abril de 2022). Depósito de TiN en películas delgadas por la técnica de erosión iónica reactiva con magnetron por RF [Conferencia]. 1er Coloquio Interdisciplinario de Posgrado de la FCFM, San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.

Referencias

1. Ponja, S. D., Williamson, B. A., Sathasivam, S., Scanlon, D. O., Parkin, I. P., & Carmalt, C. J. (2018). Enhanced electrical properties of antimony doped tin oxide thin films deposited via aerosol assisted chemical vapour deposition. *Journal of Materials Chemistry C*, *6*(27), 7257-7266.
2. Mohammed, M. A., Salman, S. R., & Wasna'a, M. A. (2020). Structural, optical, electrical and gas sensor properties of zro2 thin films prepared by sol-gel technique. *NeuroQuantology*, *18*(3), 22.
3. Ashok, A., Regmi, G., Romero-Núñez, A., Solis-López, M., Velumani, S., & Castaneda, H. (2020). Comparative studies of CdS thin films by chemical bath deposition techniques as a buffer layer for solar cell applications. *Journal of Materials Science: materials in Electronics*, *31*, 7499-7518.
4. Guler, U., Shalaev, V. M., & Boltasseva, A. (2015). Nanoparticle plasmonics: going practical with transition metal nitrides. *Materials Today*, *18*(4), 227-237.
5. Xie, J., & Xie, Y. (2016). Transition metal nitrides for electrocatalytic energy conversion: opportunities and challenges. *Chemistry—A European Journal*, *22*(11), 3588-3598.
6. Youn, D. H., Bae, G., Han, S., Kim, J. Y., Jang, J. W., Park, H., ... & Lee, J. S. (2013). A highly efficient transition metal nitride-based electrocatalyst for oxygen reduction reaction: TiN on a CNT-graphene hybrid support. *Journal of materials chemistry A*, *1*(27), 8007-8015.
7. Álvarez-Tamayo, R. I., Gaspar-Ramírez, O., Prieto-Cortés, P., García-Méndez, M., & Barcelata-Pinzón, A. (2020). 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.
8. Ferreira, M. S., Santos, J. L., & Frazão, O. (2014). Silica microspheres array strain sensor. *Optics letters*, *39*(20), 5937-5940.
9. Harun, S. W., Jasim, A. A., Rahman, H. A., Muhammad, M. Z., & Ahmad, H. (2012). Micro-ball lensed fiber-based glucose sensor. *IEEE Sensors Journal*, *13*(1), 348-350.
10. Jasim, A. A., Zulkifli, A. Z., Muhammad, M. Z., Harun, S. W., & Ahmad, H. (2013). A new compact micro-ball lens structure at the cleaved tip of microfiber coupler for displacement sensing. *Sensors and Actuators A: Physical*, *189*, 177-181.
11. Callister, W. D. (2000). *Fundamentals of materials science and engineering* (Vol. 471660817). London: Wiley.
12. Ashby, M. F., & Jones, D. R. (2012). *Engineering materials 1: an introduction to properties, applications and design* (Vol. 1). Elsevier.
13. Fox, M. (2002). *Optical properties of solids*.
14. García-Méndez, M., Bedoya-Calle, A., Segura, R. R., & Coello, V. (2015). Investigation of the annealing effects on the structural and optoelectronic properties

- of RF-sputtered ZnO films studied by the Drude–Lorentz model. *Applied Physics A*, 120, 1375-1382.
15. Oshina, I., & Spigulis, J. (2021). Beer–Lambert law for optical tissue diagnostics: current state of the art and the main limitations. *Journal of biomedical optics*, 26(10), 100901-100901.
 16. Visekruna, J. (2015). *DRIFT and DRUV spectroscopy methods for studying the interaction of metal compounds with native cellulose*. [Thesis for the degree of European Master in Quality in Analytical Laboratories]. Universidade do Algarve.
 17. De la Garza O, F., García de Garza, G. (1991) Química II. UANL (pp. 21-35). <http://cd.dgb.uanl.mx/handle/201504211/6782>
 18. Tomé López, C. (21 de abril de 2020). *La teoría de bandas explica la conducción eléctrica*. Cuaderno de cultura científica. <https://culturacientifica.com/2020/04/21/la-teoria-de-bandas-explica-la-conduccion-electrica/>
 19. Gu, L., Srot, V., Sigle, W., Koch, C., van Aken, P., Scholz, F., ... & Rühle, M. (2007). Band-gap measurements of direct and indirect semiconductors using monochromated electrons. *Physical Review B*, 75(19), 195214.
 20. Rambadey, O. V., Kumar, A., Sati, A., & Sagdeo, P. R. (2021). Exploring the interrelation between Urbach energy and dielectric constant in Hf-substituted BaTiO₃. *ACS omega*, 6(47), 32231-32238.
 21. Bendow, B. (2012). Optical properties of highly transparent solids. *Springer Science & Business Media*.
 22. Paschotta, R. *Chromatic Dispersion*. https://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html.
 23. Ponce Mendoza, K. T. (2010). *Determinación de propiedades electromagnéticas de materiales sólidos utilizando guías de ondas rectangulares en el rango de frecuencias de 8-12 GHz*. [Tesis para el grado de maestro en ciencias]. CISESE.
 24. Schoonheydt, R. A. (2010). UV-VIS-NIR spectroscopy and microscopy of heterogeneous catalysts. *Chemical Society Reviews*, 39(12), 5051-5066.
 25. Holguin Ruiz, R. (11 de julio de 2018). *Espectroscopía de reflectancia difusa*. Steemit. <https://steemit.com/stem-espanol/@rossyholg/espectroscopia-de-reflectancia-difusa>.
 26. Picollo, M., Aceto, M., & Vitorino, T. (2018). UV-Vis spectroscopy. *Physical sciences reviews*, 4(4), 20180008.
 27. Chen, Z., Dinh, H. N., & Miller, E. (2013). *Photoelectrochemical water splitting* (Vol. 344). New York: Springer.
 28. Vargas, W. E. (2011). Difusión y absorción de luz en materiales no homogéneos: Modelo de Kubelka-Munk. *Light scattering and absorption by non homogeneous materials: The KM model*, 44, 163-183.
 29. Solovan, M. N., Brus, V. V., Maistruk, E. V., & Maryanchuk, P. D. (2014). Electrical and optical properties of TiN thin films. *Inorganic materials*, 50, 40-45.

30. Tomé López, C. (7 de abril de 2020). *El modelo clásico de electrones libres de Drude-Lorentz*. Cuaderno de cultura científica. <https://culturacientifica.com/2020/04/07/el-modelo-clasico-de-electrones-libres-de-drude-lorentz/#:~:text=Lorentz%20en%201909%20desarrollaron%20el,crucial%20para%20comprender%20la%20conductividad>.
31. Sward, G. G., & Jacobsen, A. E. (1972). *Paint testing manual*. American Society for Testing & Materials.
32. Koleske, J. V. (1995). *Paint and coating testing manual: of the Gardner-Sward handbook*. Philadelphia, PA: Astm.
33. Ebnesajjad, S., & Landrock, A. H. (2014). *Adhesives technology handbook*. William Andrew.
34. Yang, M., & Dai, J. (2012). Review on optical fiber sensors with sensitive thin films. *Photonic Sensors*, 2, 14-28.
35. Olaya Florez, J. J., Chipatecua Godoy, Y. L., & Rodil Posada, S. E. (2012). Resistencia a la corrosión de recubrimientos de nitruros metálicos depositados sobre acero AISI M2. *Ingeniería y Desarrollo*, 30(1), 1-22.
36. Koutsokeras, L. E., Hastas, N., Kassavetis, S., Valassiades, O., Charitidis, C., Logothetidis, S., & Patsalas, P. (2010). Electronic properties of binary and ternary, hard and refractory transition metal nitrides. *Surface and Coatings Technology*, 204(12-13), 2038-2041.
37. Ramírez, O. G., Méndez, M. G., Tamayo, R. I. Á., & Cortés, P. P. (2023). Synthesis of Magnetron-Sputtered TiN Thin-Films on Fiber Structures for Pulsed-Laser Emission and Refractive-Index Sensing Applications at 1550 nm. *Coatings*, 13(1), 95.
38. Igasaki, Y., Mitsuhashi, H., Azuma, K., & Muto, T. (1978). Structure and electrical properties of titanium nitride films. *Japanese Journal of Applied Physics*, 17(1), 85.
39. Parra, E. R., ARANGO, P. J. A., & Trujillo, S. C. (2009). Algunos conceptos sobre nitruro de titanio y el carburo de titanio. *Dyna*, 76(157), 213-224.
40. Andrade, J. D. (1985). Surface and Interfacial Aspect of Biomedical Polymers. *Surface chemistry and physics*, 1.
41. Abbate, M. I. G. U. E. L. Electronic excitation in XPS spectra of argon and potassium implanted in aluminium.
42. Sánchez Granados, L. (25 de febrero de 2008). *Tema 8: Espectroscopía fotoelectrónica de rayos X (XPS)*. Universidad de Córdoba. <http://www.uco.es/~iq2sagr/TranspTema8.pdf>.
43. Aparicio Rebollo, F. J. (2019). *XPS: Espectroscopia de Fotoemisión de Rayos X / EEE Parts*. Alter Technology. <https://wpo-altertechnology.com/es/xps-espectroscopia-de-fotoemision-de-rayos-x/>.
44. Chastain, J., & King Jr, R. C. (1992). Handbook of X-ray photoelectron spectroscopy. *Perkin-Elmer Corporation*, 40, 221.

45. Uchida, H., Yamashita, M., Hanaki, S., & Fujimoto, T. (2006). Structural and chemical characteristics of (Ti, Al) N films prepared by ion mixing and vapor deposition. *Vacuum*, 80(11-12), 1356-1361.
46. Brown, P. D., Fay, M., Bock, N., Marlafeka, S., Cheng, T. S., Novikov, S. V., ... & Foxon, C. T. (2002). Structural characterisation of Al grown on group III-nitride layers and sapphire by molecular beam epitaxy. *Journal of crystal growth*, 234(2-3), 384-390.
47. Kamalasanan, M. N., & Chandra, S. (1996). Sol-gel synthesis of ZnO thin films. *Thin solid films*, 288(1-2), 112-115.
48. Cheng, J., Fan, D., Wang, H., Liu, B., Zhang, Y., & Yan, H. (2003). Chemical bath deposition of crystalline ZnS thin films. *Semiconductor science and technology*, 18(7), 676.
49. Davidse, P. D., & Maissel, L. I. (1966). Dielectric thin films through rf sputtering. *Journal of Applied Physics*, 37(2), 574-579.
50. Hughes, M. (27 de octubre de 2016). *What is RF Sputtering?* Semicore Equipment, Inc. <https://www.semicore.com/news/92-what-is-rf-sputtering>.
51. Agrawal, G. P. (2012). Fiber-optic communication systems. *John Wiley & Sons*.
52. Hecht, E. (2017). Optics. *Pearson Education, Incorporated*.
53. Álvarez-Tamayo, R. I., Gaspar-Ramírez, O., Prieto-Cortés, P., García-Méndez, M., & Barcelata-Pinzón, A. (2020). TiO_xN_y 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.
54. Prieto-Cortés, P., Álvarez-Tamayo, R. I., García-Méndez, M., & Durán-Sánchez, M. (2019). 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.
55. Love, J. D., & Winkler, C. (1978). The step index limit of power law refractive index profiles for optical waveguides. *JOSA*, 68(9), 1188-1191.
56. Gómez Cardona, N. D., & Serpa Imbett, C. M. (2011). Guía para el diseño, análisis e instalación de redes de fibra óptica. *Investigación Científica*.
57. Larry. (26 de agosto de 2021). *Tipos de dispersión de la fibra óptica y estrategias de compensación*. FS Community. <https://community.fs.com/es/blog/types-of-optical-fiber-dispersion-and-compensation-strategies.html>.
58. Cesario-Kelly, K. M., & Nelson, J. S. (1997). Q-switched laser treatment of tattoos. *Lasers in Medical Science*, 12, 89-98.
59. Derby, L. D., & Low, D. W. (1997). Laser treatment of facial venous vascular malformations. *Annals of plastic surgery*, 38(4), 371-378.
60. Prieto-Cortés, P., Álvarez-Tamayo, R. I., García-Méndez, M., & Durán-Sánchez, M. (2019). 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.
61. Álvarez-Tamayo, R. I., Durán-Sánchez, M., Pottiez, O., Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E. A., & Espinosa-Martínez, M. (2016). *Active Q-switched fiber lasers with single and dual-wavelength operation*. InTech.
 62. Bello-Jiménez, M., Kuzin, E. A., Ibarra-Escamilla, B., & Tellez-García, R. (2007). Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales. *Revista mexicana de física*, 53(4), 289-295.
 63. Lázaro Villa, J. A., Martínez de Morentin, M., Marzo, N., Rubies, O., & Arduengo, M. (2018). Build your own optical amplifier: design, implementation and physical model of an Erbium Doped-Fiber Amplifier.
 64. Giles, C. R., Desurvire, E., & Simpson, J. R. (1989). Transient gain and cross talk in erbium-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, 14(16), 880-882.
 65. Tanguy, E., Larat, C., & Pocholle, J. P. (1998). Modelling of the erbium–ytterbium laser. *Optics communications*, 153(1-3), 172-183.
 66. Álvarez-Tamayo, R. I., & Prieto-Cortés, P. (2023). Refractive Index Fiber Laser Sensor by Using a Fiber Ball Lens Interferometer with Adjustable Free Spectral Range. *Sensors*, 23(6), 3045.
 67. Jasim, A. A., Zulkifli, A. Z., Muhammad, M. Z., Harun, S. W., & Ahmad, H. (2013). A new compact micro-ball lens structure at the cleaved tip of microfiber coupler for displacement sensing. *Sensors and Actuators A: Physical*, 189, 177-181.
 68. Boyd, R. W. (2020). *Nonlinear optics*. Academic press.
 69. de la Torre, G., Granados, L. S., & León, N. M. (2002). Compuestos orgánicos con propiedades ópticas no lineales: hacia las nuevas tecnologías fotónica y fotoelectrónica. In *Anales de la Real Sociedad Española de Química* (No. 4, pp. 5-17). Real Sociedad Española de Química.
 70. Chakraborty, S. *Óptica no lineal y procesos ópticos: guía para principiantes*. Lambda Geeks. <https://es.lambdageeks.com/detailed-analysis-on-nonlinear-optics/>.
 71. Costa, N., & Cartaxo, A. (Eds.). (2010). *Advances in lasers and electro optics*. BoD–Books on Demand.
 72. Paschotta, R. *Nonlinear absorption*. RP Photonics encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/nonlinear_absorption.html.
 73. Svelto, O., & Hanna, D. C. (2010). *Principles of lasers* (Vol. 1). New York: Springer.
 74. El-Sherif, A. F., & King, T. A. (2003). High-energy, high-brightness Q-switched Tm³⁺-doped fiber laser using an electro-optic modulator. *Optics communications*, 218(4-6), 337-344.
 75. Wood, O. R., & Schwarz, S. E. (1967). Passive Q-switching of a CO₂ laser. *Applied Physics Letters*, 11(3), 88-89.

76. Delgado-Pinar, M., Zalvidea, D., Diez, A., Pérez-Millán, P., & Andrés, M. V. (2006). Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating. *Optics express*, 14(3), 1106-1112.
77. Webb, C. E., & Jones, J. D. (Eds.). (2004). *Handbook of Laser Technology and Applications: Laser design and laser systems* (Vol. 2). CRC Press.
78. Ibarra-Escamilla, B., Durán-Sánchez, M., Posada-Ramírez, B., Prieto-Cortés, P., Álvarez-Tamayo, R. I., & Kuzin, E. A. (2018). Self-Q-switch and CW operation of a tunable dual-wavelength Er/Yb double-clad fiber laser. *Applied sciences*, 8(2), 171.
79. Paschotta, R. *Q switching*. RP Photonics encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/q_switching.html.
80. Posada-Ramírez, B., Durán-Sánchez, M., Álvarez-Tamayo, R. I., Alaniz-Baylón, J., Ibarra-Escamilla, B., López-Estopier, R., & Kuzin, E. A. (2017). All-fiber multi-wavelength passive Q-switched Er/Yb fiber laser based on a Tm-doped fiber saturable absorber. *Laser Physics*, 27(3), 035103.
81. Kurkov, A. S. (2011). Q-switched all-fiber lasers with saturable absorbers. *Laser Physics Letters*, 8(5), 335-342.
82. Woodward, R. I., & Kelleher, E. J. (2015). 2D saturable absorbers for fibre lasers. *Applied Sciences*, 5(4), 1440-1456.
83. Tanaka, H., Kränkel, C., & Kannari, F. (2020). Transition-metal-doped saturable absorbers for passive Q-switching of visible lasers. *Optical Materials Express*, 10(8), 1827-1842.
84. Haiml, M., Grange, R., & Keller, U. (2004). Optical characterization of semiconductor saturable absorbers. *Applied Physics B*, 79, 331-339.
85. Jung, I. D., Kärtner, F. X., Matuschek, N., Sutter, D. H., Morier-Genoud, F., Shi, Z., ... & Keller, U. (1997). Semiconductor saturable absorber mirrors supporting sub-10-fs pulses. *Applied Physics B: Lasers & Optics*, 65(2).
86. Minkovski, N., Petrov, G. I., Saltiel, S. M., Albert, O., & Etchepare, J. (2004). Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration. *JOSA B*, 21(9), 1659-1664.
87. Dorren, H. J. S., Lenstra, D., Liu, Y., Hill, M. T., & Khoe, G. D. (2003). Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers: theory and application to all-optical flip-flop memories. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(1), 141-148.
88. Zheng, L. X., O'connell, M. J., Doorn, S. K., Liao, X. Z., Zhao, Y. H., Akhadov, E. A., ... & Zhu, Y. T. (2004). Ultralong single-wall carbon nanotubes. *Nature materials*, 3(10), 673-676.
89. Xian, Y., Cai, Y., Sun, X., Liu, X., Guo, Q., Zhang, Z., ... & Qiu, J. (2019). Refractory plasmonic metal nitride nanoparticles for broadband near-infrared optical switches. *Laser & Photonics Reviews*, 13(6), 1900029.

90. Kinsey, N., Syed, A. A., Courtwright, D., DeVault, C., Bonner, C. E., Gavrilenko, V. I., ... & Boltasseva, A. (2015). Effective third-order nonlinearities in metallic refractory titanium nitride thin films. *Optical Materials Express*, 5(11), 2395-2403.
91. Gui, L., Bagheri, S., Strohfeldt, N., Hentschel, M., Zgrabik, C. M., Metzger, B., ... & Giessen, H. (2016). Nonlinear refractory plasmonics with titanium nitride nanoantennas. *Nano letters*, 16(9), 5708-5713.
92. Hercher, M. (1967). An analysis of saturable absorbers. *Applied Optics*, 6(5), 947-954.
93. Wang, G., Baker-Murray, A. A., & Blau, W. J. (2019). Saturable absorption in 2D nanomaterials and related photonic devices. *Laser & Photonics Reviews*, 13(7), 1800282.
94. Saleh, B. E., & Teich, M. C. (2019). *Fundamentals of photonics*. John Wiley & sons.
95. Hitz, C. B., Ewing, J. J., & Hecht, J. (2012). *Introduction to laser technology*. John Wiley & Sons.