

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias de la Electrónica



Tesis

**Estudio de las propiedades ópticas de nanopartículas
plasmónicas fotodepositadas sobre fibras ópticas bajo la
influencia de un campo coherente**

Para obtener el título de
Licenciado en Electrónica

Presenta:
Jesús Manuel Cuvas Limón

Asesor:
Dr. Plácido Zaca Morán

Coasesor:
Dra. Luz del Carmen Gómez Pavón

01 Septiembre 2020

Proyecto apoyado por el FOIMS

Resumen

En este trabajo se presenta el estudio de las propiedades ópticas no lineales que se generan como consecuencia de la interacción de una fuente coherente infrarroja con nanopartículas metálicas de oro y zinc. El estudio de estas propiedades no lineales se lleva a cabo mediante una fuente de radiación pulsada de alta ganancia.

Nanopartículas de oro fueron fotodepositadas en el núcleo de una fibra óptica monomodo y posteriormente caracterizadas mediante la técnica P-scan haciendo uso de un amplificador de alta ganancia, de esta manera, se obtuvo el estudio de las propiedades en función del tamaño de las nanopartículas. Los resultados mostraron el aumento y la mejora de la absorción de dos fotones cuando el diámetro de la nanopartícula de oro es más grande.

Posteriormente se caracterizaron nanopartículas de zinc las cuales fueron fotodepositadas sobre una fibra óptica reducida en función del tiempo de fotodeposición. Los resultados exhiben la presencia de dos fenómenos ópticos no lineales los cuales dependen de la cantidad de irradiancia y su respuesta está en función del tiempo de fotodeposición de nanopartículas.

En conclusión, el estudio de las propiedades no lineales de nanopartículas plasmónicas provee información detallada sobre la respuesta de los fenómenos ópticos no lineales para el diseño de dispositivos óptico y, óptoelectrónicos promoviendo diseños simples y compactos.

Adicionalmente, se reporta la implementación de un láser pulsado de fibra óptica y la dependencia de la emisión en función del tiempo de fotodeposición de las nanopartículas de zinc sobre una fibra óptica reducida.

Agradecimientos

Durante el transcurso de mi vida he tenido la fortuna de conocer y convivir con personas que actualmente considero familia, son personas que me brindaron su apoyo, confianza, paciencia, amistad y sobre todo, me ayudaron a construirme como profesionista y como persona. Es por eso que expreso mi gratitud:

A mi familia la cual, me estuvo apoyando en todo momento y a la cual le dedico esta tesis. Gracias a mi madre Juana Limón de la Vega quien siempre estuvo pendiente de mi bienestar de manera física y emocional, quien siempre creyó en mí y apoyó cada una de mis decisiones, sin duda alguna, es la mejor madre del mundo ya que sin ella, nada de esto sería posible. Gracias a mis hermanas Ruth Betsabé y Yaiza de Guadalupe quienes me apoyaron de diferentes maneras, me regalaron momentos maravillosos y forman parte de mi ejemplo a seguir al igual que mi padre Manuel Cuvas Valdivia. De igual manera, agradezco a mi cuñado Jesús Carrera y a mi hermana Adriana Carlos por la ayuda brindada, la compañía y la hermandad.

A mis mejores amigos y compañeros Juan Mendoza, Saúl Luna, Martín Mauricio, Elías Centeno, Juan Vázquez y Lucero Reynoso por acompañarme en las buenas y en las malas durante la carrera universitaria y por el tiempo ocupado en ayudarme a mejorar como estudiante. También agradezco a mis amigos Amado Barranco, Francisco Cavanzo, Luis Ruiz por darme las oportunidades de cumplir mis metas en la música.

Al Dr. Plácido Zaca Morán por haberme dado la oportunidad de realizar este trabajo y de formar parte de un equipo de investigación, gracias por todo el tiempo invertido, los conocimientos compartidos así como las oportunidades de presentar cada uno de los trabajos realizados en la comunidad científica.

A mis compañeros, asesores; al Dr. Juan Pablo Padilla, la Dra. Luz del Carmen y amigos; César Amaxal, Rafael Zaca del Departamento de Físico-química del ICUAP por su ayuda, tiempo y paciencia en los temas que eran nuevos para mí.

Indice

| | | |
|----------|-----------------------------|----------|
| 1 | Introducción | 1 |
| 1.1 | Antecedentes | 1 |
| 1.2 | Objetivos generales | 5 |
| 1.3 | Objetivos particulares | 5 |
| 2 | Marco teórico | 6 |
| 2.1 | Ondas electromagnéticas | 6 |
| 2.2 | Ley de Snell | 9 |
| 2.3 | Reflexión total interna | 10 |
| 2.4 | Fibra óptica | 11 |
| 2.5 | Interacción luz-materia | 14 |
| 2.6 | Sistema láser | 16 |
| 2.7 | Láser de fibra óptica | 19 |
| 2.8 | Efectos ópticos no lineales | 20 |
| 2.8.1 | Absorción saturable | 21 |
| 2.8.2 | Absorción de dos fotones | 23 |
| 2.9 | Caracterización P-scan | 24 |

| | |
|---|-----------|
| 3 Metodología..... | 25 |
| 3.1 Optimización del amplificador de alta ganancia | 25 |
| 3.2 Fotodeposición y caracterización no lineal de NpAu..... | 27 |
| 3.3 Reducción de la fibra óptica..... | 29 |
| 3.4 Fotodeposición y caracterización de NpZn | 32 |
| 3.5 Implementación de láser pulsado de fibra óptica | 35 |
| | |
| 4 Resultados experimentales | 38 |
| 4.1 Optimización del amplificador de alta ganancia | 38 |
| 4.2 Caracterización no lineal de NpAu | 39 |
| 4.3 Reducción de la fibra óptica y fotodeposición de NpZn | 48 |
| 4.4 Caracterización no lineal de NpZn fotodepositadas sobre el taper .. | 51 |
| 4.5 Caracterización de pulsos láser | 55 |
| | |
| Conclusiones | 60 |
| | |
| Referencias | 62 |
| | |
| Participaciones en congresos | 68 |
| 3.0.1 Autor..... | 68 |
| 3.0.2 Colaborador | 68 |

Lista de figuras

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Diagrama de arreglo experimental de caracterización no lineal [20]. | 3 |
| 1.2 | Diagrama de arreglo experimental de caracterización Z-scan [21]. | 4 |
| 2.1 | Amplitud de la onda sinusoidal que se propaga a través a) del espacio z y b) a través del tiempo. | 7 |
| 2.2 | Campo electrico y magnético de una onda electromagnética. | 7 |
| 2.3 | Diagrama de la ley de Snell. | 10 |
| 2.4 | Diagrama de la enereración de la reflexión total interna. | 11 |
| 2.5 | Diagrama de la fibra óptica monomodo. | 12 |
| 2.6 | Rangos de coeficientes de atenuación de la fibra de vidrio de sílice monomodo y multimodo [39]. | 13 |
| 2.7 | Diagrama de resonancia del plasmón superficial. | 15 |
| 2.8 | Amplitud de emisión en función de la longitud de onda. | 15 |
| 2.9 | Diagrama de estructura del láser de Fabry-Perot. | 17 |
| 2.10 | Diagrama de la emisión espontanea. | 18 |
| 2.11 | Diagrama de la emisión estimulada. | 18 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.12 | Diagrama de la reflexión de los fotones debido a los espejos en la cavidad láser. | 19 |
| 2.13 | Diagrama de arreglo experimental de un láser de fibra óptica [48]. | 20 |
| 2.14 | Curva característica de la absorción de dos fotones o absorción saturable inversa. | 22 |
| 2.15 | Curva característica de la absorción de dos fotones. | 23 |
| 2.16 | Diagrama de la técnica de la caracterización no lineal P-scan. | 24 |
| 3.1 | Diagrama del arreglo experimental del amplificador de alta ganancia [53]. | 25 |
| 3.2 | Forma del pulso de emisión del amplificador de alta ganancia [53, 54]. | 26 |
| 3.3 | Transmisión en función de la irradiancia de fibras sin nanopartículas presentada en [53, 54]. | 27 |
| 3.4 | Diagrama del arreglo experimental para a) la fotodeposición de NpAu y b) caracterización no lineal. | 28 |
| 3.5 | Diagrama de arreglo experimental para la reducción de la fibra óptica. | 30 |
| 3.6 | Reducción de la fibra óptica en función del tiempo de exposición al HF [57]. | 31 |
| 3.7 | Diámetro de la FO en función del tiempo. | 32 |
| 3.8 | Diagrama de arreglo experimental para la fotodeposición de NpZn sobre el núcleo de la fibra reducida. | 33 |
| 3.9 | Diagrama de arreglo experimental para la caracterización P-scan de NpZn fotodepositadas sobre el taper. | 33 |
| 3.10 | Interacción del haz láser con NpZn fotodepositadas sobre fibra reducida. | 34 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.11 | Diagrama de arreglo experimental del laser pulsado de fibra óptica usando un taper con NpZn fotodepositadas. | 37 |
| 4.1 | Pulso de entrada y salida de las etapas de amplificacion del arreglo experimental. | 39 |
| 4.2 | Potencia promediada de las mediciones adquiridas del amplificador de alta ganancia. | 40 |
| 4.3 | Transmisión en función de la irradiancia de dos fibras limpias. | 40 |
| 4.4 | Amplitud normalizada de los coeficientes de extinción en función de la longitud de onda obtenida de la caracterización Uv-Vis de las de NpAu de 10, 20 50 y 100 nm de diámetro. | 41 |
| 4.5 | Coefficiente de absorción simulado de los diferentes diámetros de NpAu. | 42 |
| 4.6 | Coefficiente de dispersión simulado de los diferentes diámetros de NpAu. | 43 |
| 4.7 | Qext de NpAu de 10 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie. | 44 |
| 4.8 | Qext de NpAu de 20 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie. | 45 |
| 4.9 | Qext de NpAu de 50 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie. | 46 |
| 4.10 | Qext de NpAu de 100 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie. | 47 |
| 4.11 | Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 10 nm de diámetro. | 48 |
| 4.12 | Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 10 nm de diámetro. | 48 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.13 | Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 50 nm de diámetro. | 49 |
| 4.14 | Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 100 nm de diámetro. | 49 |
| 4.15 | Ajuste de la transmisión en función de la irradiancia. | 50 |
| 4.16 | Isat experimental y ajuste exponencial en función del diámetro de NpAu. | 51 |
| 4.17 | Dependencia de Q_{ext} y de χ^3 en función del diámetro de NpAu. | 52 |
| 4.18 | Fotografía adquirida con un microscopio óptico de la FO reducida. | 53 |
| 4.19 | Potencia de salida del taper conectado al diodo láser de onda continua de 1550 nm en función del tiempo de fotodeposición. | 54 |
| 4.20 | Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 1 min. | 55 |
| 4.21 | Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 5 min. | 56 |
| 4.22 | Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 10 min. | 57 |
| 4.23 | Tren de pulsos generados con el taper con 1 min de fotodeposición. | 58 |
| 4.24 | Tren de pulsos generados con el taper con 5 min de fotodeposición. | 58 |
| 4.25 | Tren de pulsos generados con el taper con 10 min de fotodeposición. | 59 |
| 4.26 | Espectros del LPFO a diferentes tiempos de fotodeposición. | 59 |

Lista de Tablas

| | | |
|-----|--|----|
| 4.1 | Picos de amplitud de Q_{ext} obtenidos de la caracterización UV-Vis y de la simulación. | 44 |
| 4.2 | Absorción lineal y rango dinámico en función del diámetro de NpAu. | 46 |
| 4.3 | Parámetros no lineales en función del diámetro de NpAu. | 47 |
| 4.4 | Rango dinámico y susceptibilidad de tercer orden de RSA y SA en función del tiempo de fotodeposición. | 53 |
| 4.5 | Frecuencia de repetición, ancho espectral y amplitud de la emisión pulsada. | 58 |

Lista de Acrónimos

Óptica no lineal (ONL)
Absorción saturable (SA)
Absorción de dos fotones (2PA)
Nanopartículas de plata (NpAg)
Fibra óptica (FO)
Tiempo de fotodeposición (TF)
Nanopartículas de oro (NpAu)
Nanopartículas de zinc (NpZn)
Fibra óptica reducida (Taper)
Láser pulsado de fibra óptica (LPFO)
Amplificador de alta ganancia (AAG)
Resonancia del plasmón superficial (RPS)
Light amplification by stimulated emission of radiation (Laser)
Láser de estructura Fabry-Perot (LEF-P)
Láser de fibra óptica (LFO)
Láser de fibra óptica en configuración de anillo (LFOCA)
Fibra óptica dopada con erbio (FODCE)
Multiplexor de división de onda (WDM)
Controlador de diodo láser (LDC)
Controlador termoelectrónico de temperatura (TEC)
Circulador óptico (OC)
Regilla de Bragg (FBG)
Fibra limpia (FL)
Fibra óptica con nanopartículas (FOCNp)
Ácido fluorhídrico (HF)
Microscopía de barrido electrónico (SEM)
Tiempo de degradación (TD)

Tiempo de exposición necesario (TEN)

Taper con nanopartículas de zinc (TCNpZn)

Analizador de espectros ópticos (OSA)

Umbral de transición (TT)

Capítulo 1

Introducción

1.1 Antecedentes

Los dispositivos usados en la vida cotidiana han tomado formas más pequeñas y sencillas a través del tiempo, siendo más fáciles de manejar y de transportar, por ende, los materiales con dimensiones más pequeñas se han estudiado con el objetivo de realizar el mismo trabajo que los materiales a grande escala, de esta manera, se pueden innovar diseños más simples, compactos, económicos y eficientes para los dispositivos de uso común. En el intento por mejorar la compactividad de los dispositivos, la ciencia abrió paso al estudio de las nanoestructuras y los resultados de estos estudios han sido de gran impacto, de tal manera que, varios investigadores se sumaran al estudio de la nanociencia y la nanotecnología [1-4].

Las nanoestructuras son materiales que poseen dimensiones tan pequeñas del orden de nanómetros lo cual, equivale a dividir un milímetro en un millón de partes iguales; Además, las nanoestructuras pueden poseer diversas geometrías, morfologías y enlaces con otros materiales y proporcionar diferentes propiedades, efectos y fenómenos tanto físicos como químicos cambiando sus características y estructura e incluso pueden presentar nuevas propiedades cuando responden a un estímulo térmico, eléctrico, magnético, o electromagnético [5, 6].

El estudio de los materiales nanoestructurados ha llamado la atención en los diferentes campos de la ciencia debido a que sus propiedades físico-químicas son diferentes en comparación con estos mismos a gran escala cuando existe una interacción con las ondas electromagnéticas. Las ondas electromagnéticas que interactúan con

los materiales nanoestructurados pueden ser de alta o baja intensidad de radiación, sin embargo, el tipo de estudio es diferente y provee diversa información [7].

El estudio de los fenómenos que se generan a partir de la interacción de un campo electromagnético de baja intensidad como la luz común con los materiales es considerado como parte de la óptica lineal y permite obtener información de la capacidad de absorción y dispersión de la luz en los materiales mediante técnicas de caracterización como la espectroscopia y los resultados obtenidos de estos estudios han dado origen a diversas aplicaciones como los biosensores [8-10].

El estudio de las propiedades y los fenómenos que se generan a partir de la interacción de un campo electromagnético de alta intensidad (como el que provee un sistema láser) con los materiales es llamado óptica no lineal (ONL). Las técnicas de caracterización de la óptica no lineal como Z-scan y P-scan proporcionan información de la capacidad y forma de absorción de los materiales dando origen a aplicaciones para la implementación de dispositivos optoelectrónicos [11, 12] y biofotónicos [13, 14].

Las nanopartículas plasmónicas son partículas de dimensiones nanométricas cuya densidad electrónica puede acoplarse con la radiación electromagnética de cierta longitud de onda debido a la naturaleza de la interfaz metal-dieléctrico [15]. Trabajos reportados anteriormente han mostrado la existencia de fenómenos ópticos no lineales en nanopartículas plasmónicas y su dependencia cuando la morfología [16], el medio en el que se encuentran [17] y la fracción de volumen [18] son diferentes e incluso cuando se mezclan con otro material [19].

Recientes investigaciones han reportado la dependencia de la susceptibilidad no lineal y de fenómenos ONL como la absorción saturable (SA) y la absorción de dos fotones (2PA), por ejemplo:

Oleg Lysenkos y colaboradores reportaron el estudio de la dependencia de la susceptibilidad de tercer orden en función del espesor de una oblea la cual contiene capas de oro depositado utilizando el arreglo experimental mostrado en la figura 1.1. El espesor está relacionado con la cantidad y las dimensiones de las capas depositadas

que contiene la oblea. Los resultados presentados mostraron que la susceptibilidad de tercer orden mejora cuando el grosor de la oblea se reduce [20], pero es muy poca la experimentación con las dimensiones de las capas, se necesitaría estudiar más dimensiones o capas para proponer la mejora de la susceptibilidad de tercer orden.

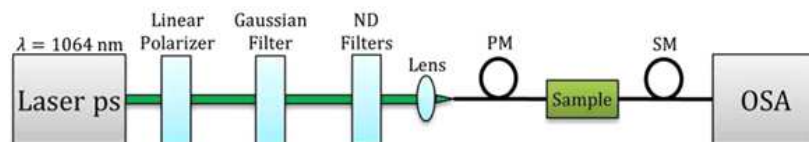


Figura 1.1. Diagrama de arreglo experimental de caracterización no lineal [20].

Sandeep Kumar Maurya y colaboradores presentaron el estudio de la dependencia de la 2PA en función del tamaño de nanopartículas de plata (NpAg) incrustadas en agua desionizada haciendo uso del arreglo experimental mostrado en la figura 1.2. Los resultados mostraron que la 2PA predomina sobre la SA cuando el tamaño de las NpAg son de menor tamaño además de que la SA es dominante sobre la 2PA cuando la concentración es mayor [21]. Los resultados son interesantes sin embargo, la preparación de la solución en donde se encuentran las NpAg también puede afectar la respuesta no lineal y el desempeño de ambos fenómenos presentados.

Sin embargo, a la fecha, el estudio de la dependencia de la respuesta no lineal en función del diámetro de nanoesferas de oro fotodepositadas sobre una fibra óptica (FO) no ha sido reportado así como tampoco la dependencia de la respuesta no lineal de nanopartículas de zinc fotodepositadas en FO reducidas, en función del tiempo de fotodeposición (TF).

En algunos trabajos se ha reportado que en materiales como las nanopartículas de oro [22], zinc [61] y plata [23], presentan más de un efecto óptico no lineal los cuales dependen de la cantidad de irradiancia con la que interactúan los nanomateriales, siendo en particular la absorción saturable inversa (RSA) y la SA los más reportados. En algunos casos la RSA cambia a SA [61] y en otros la SA transita a RSA [23-25]

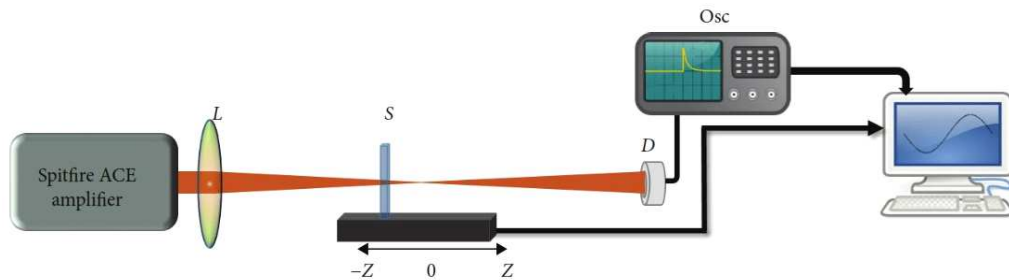


Figura 1.2. Diagrama de arreglo experimental de caracterización Z-scan [21].

cuando la irradiancia aumenta. Existen trabajos que reportan de manera teórica [26] y experimental [21] la transición de un fenómeno a otro, sin embargo, no han reportado la dependencia de la transición en función de la cantidad de nanopartículas.

Por otra parte, la implementación de los láseres pulsados de FO ha sido comúnmente reportada como aplicación de la SA en donde se hace uso de nanoestructuras depositadas sobre secciones reducidas de FO como medio de conmutación. En algunos casos, se hizo uso de nanopartículas de fósforo negro[11], grafeno [27, 28, 29], nanotubos de carbono [30, 31] y disulfuro de molibdeno[32] para la generación de pulsos en un láser de fibra óptica de Q-switch, incluso se llegó a usar soluciones para poder variar la frecuencia de los pulsos generados [33]. No obstante, la dependencia de la frecuencia de los pulsos generados en función de la cantidad de nanomateriales depositados en la sección reducida es casi nula.

En la presente tesis se muestra el estudio de la dependencia de la respuesta óptica no lineal de nanopartículas esféricas de oro (NpAu) fotodepositadas sobre el núcleo de una fibra óptica monomodo en función de sus diámetros, así como la dependencia no lineal de nanopartículas de zinc (NpZn) fotodepositadas sobre una de una fibra óptica reducida (taper) por ataque químico en función del tiempo de fotodeposición. Finalmente, los resultados obtenidos de la dependencia no lineal serán utilizados para la implementación de un láser pulsado de fibra óptica (LPFO) en configuración de anillo cuyo mecanismo de conmutación serán los materiales nanoestructurados y la fibra óptica reducida.

1.2 Objetivos generales

Estudiar las propiedades ópticas no lineales que se generan a partir de la interacción de un campo coherente infrarrojo con nanopartículas plasmónicas de oro y zinc, fotodepositadas sobre un fibra óptica.

1.3 Objetivos particulares

1 Optimizar el amplificador de alta ganancia para la caracterización no lineal

2 Caracterización no lineal de nanopartículas de oro fotodepositadas sobre una fibra óptica en función de diferentes diámetros

3 Caracterización no lineal de zinc en función del tiempo de fotodeposición sobre una fibra óptica reducida por ataque químico

4 Implementar un láser pulsado de fibra óptica usando a las nanopartículas de zinc como medio de conmutación

En el capítulo 2 se describe el marco teórico básico del trabajo, el cual incluye la descripción de conceptos básicos y las ecuaciones que la representan, el principio de funcionamiento de las fibras ópticas y de sistemas láser pulsados por mecanismos de conmutación mediante el fenómeno de absorción.

En el capítulo 3 se describe la metodología utilizada para llevar a cabo el proceso de optimización de un amplificador de alta ganancia, fotodeposición de nanopartículas, reducción de fibras ópticas, caracterización no lineal, implementación de un láser pulsado y caracterización de la emisión pulsada.

En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos de la optimización del amplificador de alta ganancia así como los resultados obtenidos de la reducción de la fibra óptica e implementación del láser pulsado y los resultados de las caracterizaciones realizadas.

Capítulo 2

Marco teórico

La luz es un concepto que puede definirse de varias maneras dependiendo del contexto que se presente, puede definirse de forma coloquial como energía luminosa, pero, en términos de la física y otras áreas derivadas de la física se define como una onda electromagnética o una emisión de partículas de energía (fotones) que se propaga a través del espacio.

Si usamos el término *onda electromagnética* para definir a la luz, tenemos que mencionar que la luz sólo corresponde la pequeña fracción que se puede percibir por el ojo humano de todo espectro electromagnético; sin embargo, el ser humano fue descubriendo a través del tiempo el resto del espectro electromagnético y que no se pueden percibir directamente con el ojo humano, tal es el caso de los rayos X, gama, infrarrojo, ultravioleta etc. En este trabajo se hace uso del término “onda electromagnética” para definir la emisión con la que se estudian las propiedades de los materiales nanoestructurados, ya que esta emisión está dentro del rango del infrarrojo.

2.1 Ondas electromagnéticas

Una onda electromagnética o también conocida como radiación electromagnética es la perturbación simultánea de un campo eléctrico (\mathbf{E}) y un campo magnético (\mathbf{B}) que se propagan a través del espacio [34].

Al tratarse de ondas, significa que poseen una amplitud (A), frecuencia (f), longitud de onda (λ) y periodicidad (T) como se muestra en la figura 2.1.

La amplitud constituye el valor máximo que puede alcanzar la cresta o pico de una onda. El punto de menor valor recibe el nombre de valle, mientras que el punto donde el valor se anula al pasar, se conoce como “nodo” o “cero”. La frecuencia

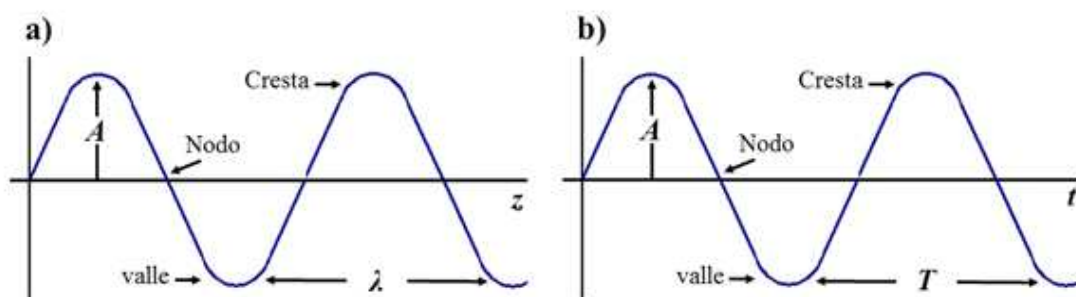


Figura 2.1. Amplitud de la onda sinusoidal que se propaga a través a) del espacio z y b) a través del tiempo.

de una onda responde a un fenómeno físico que se repite cíclicamente un número determinado de veces durante un segundo de tiempo. Tanto las ondas que se producen por el desplazamiento del agua, como las ondas del espectro electromagnético poseen picos o crestas, así como valles o vientres. La distancia horizontal existente entre dos picos consecutivos, dos valles consecutivos, medida en múltiplos o submúltiplos del metro, constituye lo que se denomina longitud de onda.

Las ondas originadas por los \mathbf{E} y \mathbf{B} son de carácter transversal, encontrándose en fase y accionadas en planos perpendiculares entre sí. Es decir, un campo \mathbf{E} variante en el tiempo, genera un campo \mathbf{B} que en todas partes es perpendicular a la dirección en la que \mathbf{E} cambia. De la misma manera, un campo \mathbf{B} variable en el tiempo genera un campo \mathbf{E} que es perpendicular en todas partes a la dirección en la que \mathbf{B} cambia, como se muestra en la figura 2.2.

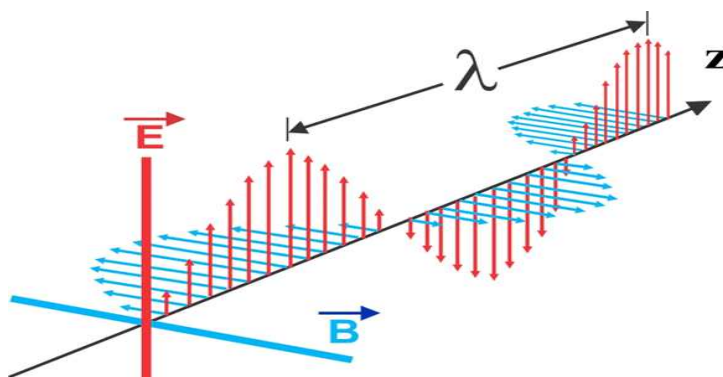


Figura 2.2. Campo eléctrico y magnético de una onda electromagnética.

Los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} , pueden considerarse como dos aspectos de un solo fenómeno físico cuya fuente es una carga en movimiento. La perturbación, una vez que ha sido generada en el campo electromagnético, es una onda sin atadura que se mueve más allá de su fuente e independiente de ella.

Las ondas electromagnéticas se pueden describir matemáticamente mediante las ecuaciones de Maxwell en su forma diferencial las cuales corresponden a la ley de Gauss (ecuación 2.1), ley de Gauss para el campo magnético (ecuación 2.2), ley de Faraday (ecuación 2.3) y la ley de Ampere (ecuación 2.4) [35-37].

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right), \quad (2.4)$$

donde ρ es la densidad de carga, μ_0 es la permeabilidad magnética, \mathbf{J} es la densidad de corriente y ϵ_0 es la permitividad del vacío.

Para llegar a expresar la ecuación de onda mediante las ecuaciones de Maxwell se hace uso de identidades y técnicas matemáticas. Como primer paso, es necesario aplicar el operador rotacional a \mathbf{E} , entonces tenemos que:

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

Sustituyendo la ecuación 2.4 y aplicando la identidad rotacional tenemos que:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \left(\mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right).$$

Ahora bien, sabemos que la segunda parte del lado izquierdo es cero y \mathbf{J} es cero en el vacío, obteniendo así la siguiente ecuación:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right).$$

Igualando a cero y tomando en cuenta que $\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, en donde c corresponde a la velocidad de la luz, finalmente obtenemos la ecuación de onda para \mathbf{E} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right) = 0.$$

2.2 Ley de Snell

La ley de Snell (también llamada ley de Snell-Descartes) es una fórmula utilizada para calcular el ángulo de refracción de la luz al atravesar la superficie de separación entre dos medios de propagación de la luz (o cualquier onda electromagnética) con índice de refracción distinto. El nombre proviene de su descubridor, el matemático holandés Willebrord Snell Van Royen (1580-1626) [37].

La misma afirma que la multiplicación del índice de refracción por el seno del ángulo de incidencia respecto a la normal es constante para cualquier rayo de luz incidiendo sobre la superficie de dos medios, es decir, la componente del índice de refracción paralelo a la superficie es constante. Aunque la ley de Snell fue formulada para explicar los fenómenos de refracción de la luz se puede aplicar a todo tipo de ondas electromagnéticas atravesando una interfase entre dos medios en los que la velocidad de propagación de la onda varíe [37, 38].

Considerando dos medios caracterizados por índices de refracción n_1 y n_2 que tienen diferente densidad y separados por una superficie S como se muestra en la figura 2.3. Los rayos de luz que atraviesan la interfase se refractan, es decir, cambian su dirección de propagación dependiendo del cociente entre los índices de refracción n_1 y n_2 .

Para un rayo de luz con un ángulo de incidencia θ_1 en el primer medio, es decir, el ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de propagación del rayo,

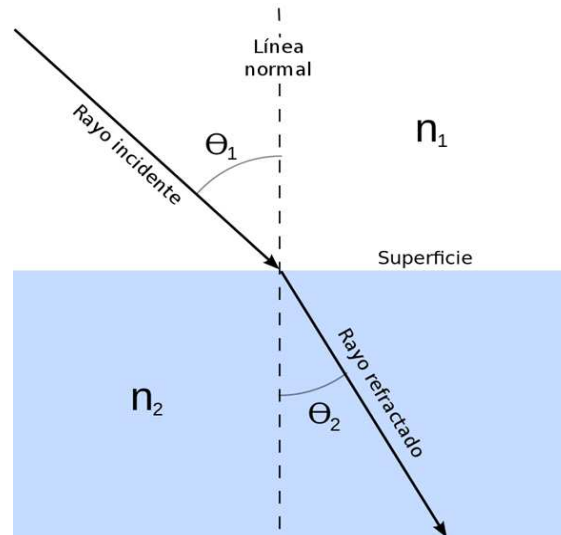


Figura 2.3. Diagrama de la ley de Snell.

tendremos que el rayo se propaga en el segundo medio con un ángulo de refracción θ_2 cuyo valor se obtiene por medio de la ley de Snell (ecuación 2.5):

$$n_1 \text{sen} \theta_1 = n_2 \text{sen} \theta_2. \quad (2.5)$$

2.3 Reflexión total interna

La reflexión total interna es el fenómeno que se produce cuando un rayo de luz no puede atravesar la interface que separa dos medios debido a que el índice de refracción n_2 de un medio (más denso) es mayor que n_1 provocando que el rayo tienda a refractarse de tal manera que se refleja completamente como se ilustra en la figura 2.4.

Este fenómeno sólo se produce para ángulos de incidencia superiores a un cierto valor crítico. El ángulo crítico (θ_c) o ángulo límite también es el ángulo mínimo de incidencia, en el cual, se produce la reflexión interna total. El ángulo de incidencia

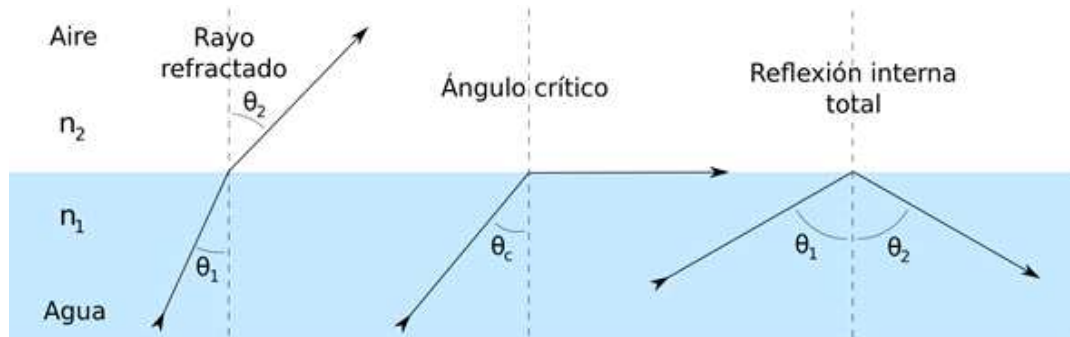


Figura 2.4. Diagrama de la generación de la reflexión total interna.

se mide respecto a la normal de la separación de los medios. El ángulo crítico viene dado por la ecuación 2.6:

$$\theta_c = \arcsen \left[\frac{n_2}{n_1} \right], \quad (2.6)$$

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de los medios con $n_1 > n_2$. Esta ecuación es una simple aplicación de la ley de Snell donde el ángulo de refracción es 90° . Para ángulos mayores la luz deja de atravesar la interfase y es reflejada internamente. La reflexión interna total solamente ocurre en rayos que viajan de un medio de alto índice refractivo hacia medios de menor índice de refracción.

2.4 Fibra óptica

La fibra óptica (FO) es una fibra flexible, transparente, hecha de vidrio (sílice) o plástico, con un diámetro ligeramente más grueso que el de un cabello humano. La FO se utiliza más comúnmente como un medio para transmitir luz entre dos puntas de una fibra y tienen un amplio uso en las comunicaciones debido a que la transmisión de información es más rápida, las pérdidas son casi nulas y además son inmunes a la interferencia electromagnética [39].

La figura 2.5 muestra la estructura típica de una FO, la cual está constituida por un núcleo central de plástico o vidrio (óxido de silicio y germanio) con un alto

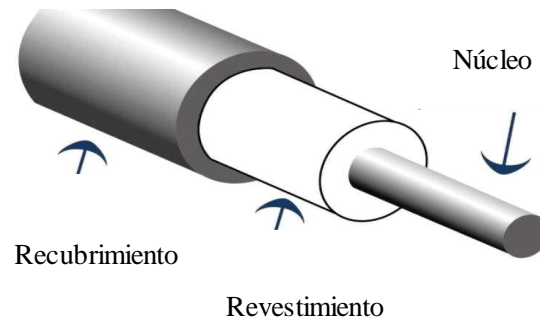


Figura 2.5. Diagrama de la fibra óptica monomodo.

índice de refracción, rodeado de una capa de un material similar (revestimiento) con un índice de refracción ligeramente menor (plástico) y un recubrimiento plástico. Cuando la luz llega a una interfase que limita con un índice de refracción menor, se refleja en gran parte, cuanto mayor sea la diferencia de índices y mayor el ángulo de incidencia, se produce el fenómeno de reflexión interna total [40]. En el interior de una FO, la luz se va reflejando contra las paredes de la fibra en ángulos muy abiertos, de tal forma que prácticamente avanza por el centro de la fibra. De este modo, se puede guiar la luz sin pérdidas a muy largas distancias.

En el desarrollo de la tecnología de la FO a lo largo de la historia, se han utilizado muy diversas fuentes de luz, cada una con un color o longitud de onda determinada. Por otra parte, sabemos que la luz está sujeta a una serie de pérdidas en su viaje por la fibra. Con la experimentación, los científicos se dieron cuenta de que había una relación entre color de la luz y pérdida de transmisión. Así fue el origen de las ventanas de transmisión: rangos de longitud de onda donde la atenuación por km era pequeña [40].

En 1970, la compañía Corning desarrolló la primera generación de sistemas de transmisión de baja pérdida. Se usaban láseres GaAs (galio, arsénico) y fuentes LED de bajo coste, con longitudes de onda alrededor de 850 nm, pues en esta región, las

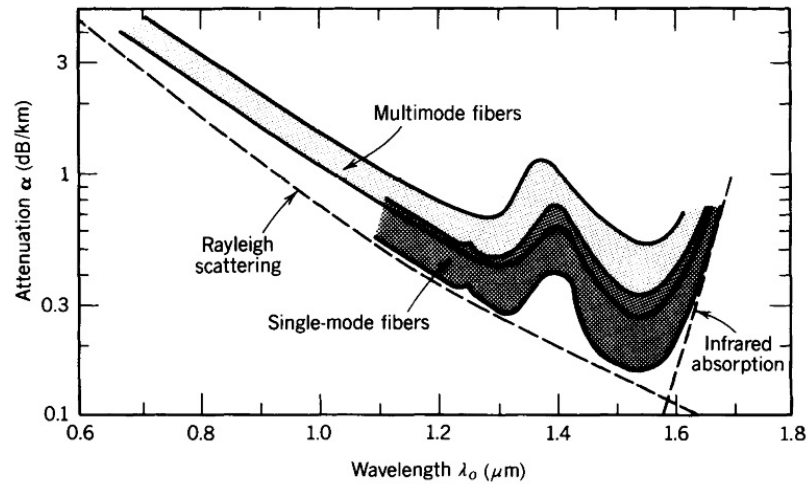


Figura 2.6. Rangos de coeficientes de atenuación de la fibra de vidrio de sílice monomodo y multimodo [39].

pérdidas de transmisión presentaban un mínimo. Se la denominó primera ventana [40].

Más tarde, con el incremento de las distancias de transmisión, la primera ventana quedó obsoleta, pues la pérdida de más de 3 dB/km era un factor limitante. Llegaría una segunda generación de sistemas con láseres InGaAsP (indio, galio, arsénico, fósforo), para aprovechar el mínimo de pérdida de los 1.310 nm. En esta segunda ventana la atenuación ya bajaba de forma considerable, y permitió la transmisión a 50 Km sin el uso de repetidores.

La tercera generación apareció en 1977 desarrollada por la Nippon Telegraph and Telephone (NTT), con láseres de longitud de onda de 1.550 nm, diseñados con el objetivo de aprovechar la extraordinaria baja pérdida de la tercera ventana. La gráfica presentada en la figura 2.6 presenta la atenuación de las tres ventanas en el rango de 0.6 a 1.8 μm [39-42].

2.5 Interacción luz-materia

Cuando un haz de luz incide sobre la materia se pueden tres fenómenos. En el primer fenómeno, el fotón puede chocar con el núcleo de algún átomo provocando que el haz sea reflejado o dispersado dependiendo del ángulo de incidencia. En el segundo fenómeno, el fotón puede atravesar el cuerpo dependiendo de la densidad del material y en el tercer fenómeno el fotón puede ser absorbido [37].

La capacidad de absorción y dispersión dependen de las características del material y del haz incidente. Las nanopartículas plasmónicas han sido ampliamente estudiadas debido a que desde la antigüedad se han usado para dar diferentes colores a los vitrales que adornaban las antiguas catedrales haciendo uso de sus propiedades de absorción y dispersión [43].

El estudio del coeficiente de extinción es un parámetro que permite obtener información de la capacidad de dispersión y la absorción de la luz que se genera cuando un haz de luz interactúa con una nanopartícula, en especial con las nanopartículas metálicas. Estos fenómenos se atribuyen por el efecto de resonancia del plasmón superficial (RPS) el cual se define en general de tres maneras diferentes. La definición varía según el campo de estudio en el que se desarrolla, por ejemplo:

- Física de la materia condensada: plasmón es un cuanto de energía del plasma que se genera por la oscilación de los electrones.
- Física de estado sólido: acoplamiento de los electrones de conducción con un campo electromagnético.
- Ciencia de materiales: oscilación colectiva de los electrones de conducción en la superficie de un metal excitado por el campo eléctrico de la luz.

En la figura 2.7 se presenta el diagrama de la RPS en donde los puntos amarillos representan a los electrones contenidos dentro de una nanopartícula metálica, cuando el haz incidente interactúa con los electrones situados en la superficie de la nanopartícula, los electrones tienden a oscilar y a ordenarse respectivamente al campo eléctrico del haz incidente y entonces, se crea un dipolo de tal manera que, las cargas se sitúan en los extremos de la nanopartícula.

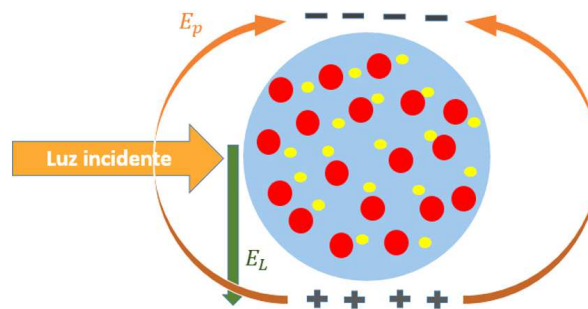


Figura 2.7. Diagrama de resonancia del plasmón superficial.

Tomando en cuenta lo mencionado, La oscilación colectiva de los electrones se efectuará con una intensidad que depende de las características del material metálico y de la longitud de onda del haz con el que interactúa el material. Por lo tanto, la RPS es más intensa en la longitud de onda que corresponde con las dimensiones de las nanopartículas, ya sea por la absorción o la dispersión de la luz, si se grafica la amplitud en un corrimiento de la longitud de onda, se obtendría una curva como la que se muestra en la figura 2.8.

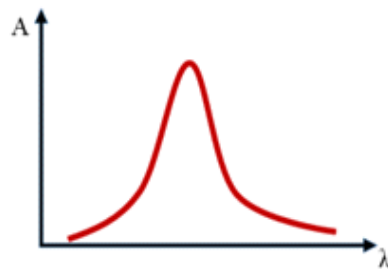


Figura 2.8. Amplitud de emisión en función de la longitud de onda.

Existen diferentes formas para tener la estimación del desempeño de los coeficientes de extinción, por una parte, existen los métodos teóricos como el estudio de Dispersión de Rayleigh, que es aplicable para nanometales esféricos, pequeños, no absorbentes y el estudio de la Dispersión de Mie, que es aplicable para nanopartículas

metálicas esféricas, absorbentes/no absorbentes, sin límite de tamaño. Por otra parte existen los estudios experimentales en donde se mide la intensidad de la luz cuando ésta atraviesa el material a estudiar.

La teoría del análisis de Mie permite estimar el coeficiente de extinción (C_{ext} o Q_{ext}) mediante la ecuación 2.7, el coeficiente de dispersión (C_{sca} o Q_{sca}) mediante la ecuación 2.8 y el coeficiente de absorción (C_{abs} o Q_{abs}) mediante la ecuación ?? [44, 45]:

$$C_{ext} = \frac{2\pi r^2}{x^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re}(a_1 + b_1), \quad (2.7)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi r^2}{x^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re}(|a_1|^2 + |b_1|^2), \quad (2.8)$$

$C_{abs} = C_{ext} - C_{sca}$, donde l denota el orden multipolar de los pasmones de partículas excitadas, $x = 2\pi/\lambda$ representa un parámetro de tamaño proporcional a la relación del radio de la esfera r a la longitud de onda (λ). Los coeficientes de Mie se obtienen mediante las ecuaciones 2.9 y 2.10.

$$a_1 = \frac{m\psi_1(mx)\psi_1'(x) - \psi_1(x)\psi_1'(mx)}{m\psi_1(mx)\xi_1'(x) - \xi_1(x)\psi_1'(mx)}, \quad (2.9)$$

$$b_1 = \frac{\psi_1(mx)\psi_1'(x) - m\psi_1(x)\psi_1'(mx)}{\psi_1(mx)\xi_1'(x) - m\xi_1(x)\psi_1'(mx)}. \quad (2.10)$$

Expresado por las funciones de Ricatti-Bessel ψ_1 y ξ_1 contienen la dependencia de las funciones dieléctricas complejas específicas del material a través de $\xi_1 = \varepsilon_{metal}/\varepsilon_{medium}$.

2.6 Sistema láser

El láser (por sus siglas en inglés: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) es una fuente de radiación cuya distribución del haz emitido tiene un perfil gaussiano con propiedades como: la monocromaticidad, coherencia y direccionali-

dad que trabaja en la región visible del espectro y vecinos cercanos (Ultravioleta e Infrarrojo) [39].

Un sistema láser está compuesto básicamente por tres partes fundamentales: la cavidad, el medio activo y un mecanismo de bombeo, siendo los de estructura de Fabry-Perot y en configuración de anillo los más conocidos [46].

El láser de estructura Fabry-Perot (LEF-P) está conformado por dos espejos que se encuentran colocados paralelamente, de los cuales uno es 100 % reflejante y el otro parcialmente reflejante. La función de ésta cavidad además de contener al medio activo es la de mantener a los fotones confinados entre los espejos, como se muestra en la figura 2.9 [47].

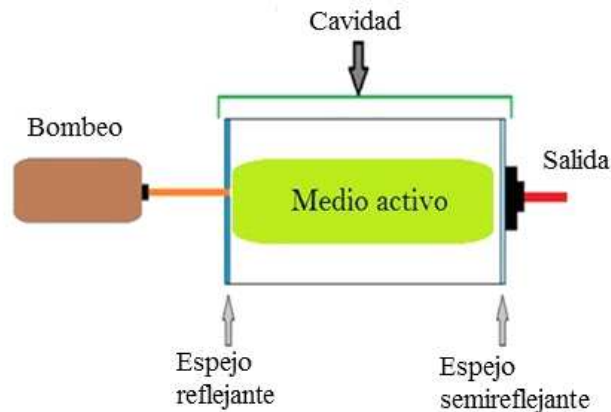


Figura 2.9. Diagrama de estructura del láser de Fabry-Perot.

El medio activo es un material empleado como medio de amplificación, formado por átomos en cuyos niveles de energía llevan a cabo los procesos de absorción, emisión estimulada y emisión espontánea. El proceso de absorción ocurre cuando un electrón pasa de un nivel base a un nivel excitado, como resultado de la energía suministrada por el mecanismo de bombeo como se ilustra en la figura 2.10.

El tiempo en que el electrón se encuentra en estado excitado es relativamente muy corto, provocando que el electrón pase rápidamente del nivel excitado al nivel

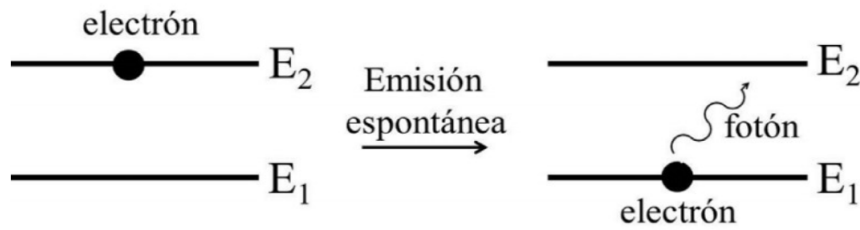


Figura 2.10. Diagrama de la emisión espontánea.

base. La energía liberada del electrón puede ser de dos formas: en forma de calor o fotones. En el caso de que la energía liberada sea en forma de fotón, esta energía puede liberarse mediante emisión espontánea o estimulada. La emisión espontánea ocurre cuando el electrón decae del nivel excitado al nivel base y la emisión estimulada ocurre cuando el electrón decae del nivel de excitación al nivel base provocado por un fotón incidente como se ilustra en la figura 2.11. Al proceso en que los electrones se mueven a diferentes estados excitados para generar fotones se le conoce como inversión de población.

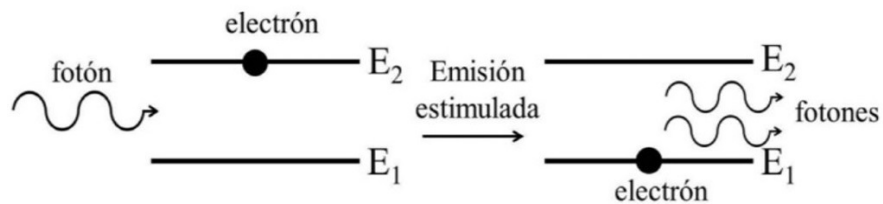


Figura 2.11. Diagrama de la emisión estimulada.

Los fotones confinados son reflejados totalmente en un espejo, mientras que en el otro espejo la mayoría de los fotones son reflejados y solo una porción de fotones lo atraviesan emitiendo luz como, se muestra en la figura 2.12.

Los fotones que se reflejan dentro de la cavidad funcionan como estímulos para que más electrones se muevan a estados excitados y de esta manera la emisión se amplifica de manera coherente.

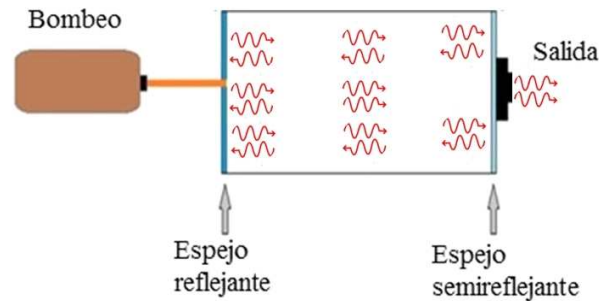


Figura 2.12. Diagrama de la reflexión de los fotones debido a los espejos en la cavidad láser.

2.7 Láser de fibra óptica

El láser de fibra óptica (LFO) funciona de manera similar que un LEF-P: posee un medio activo, el cual es estimulado por un bombeo para llevar a cabo la inversión de población, sin embargo, en el LFO el bombeo es una emisión electromagnética quien estimula al medio activo a diferencia del LEF-P, que es estimulado por una señal eléctrica. Además, en lugar de poseer dos espejos, la cavidad del LFO tiene una estructura circular que permite que la emisión generada por el medio activo retorne sin necesidad de usar espejos. La estructura del LFO en configuración de anillo (LFOCA) consiste en una cavidad de FO, una sección de FO dopada con erbio (FODCE) como medio activo, el cual es estimulado por una fuente de bombeo de 980 nm de emisión, un acoplador que permite que una fracción de la emisión se mantenga dentro de la cavidad y otra que corresponde a la salida del LFOCA, un aislador que permite la circulación de haz en un solo sentido, un control de polarización y un dispositivo multiplexor de división de onda (WDM) el cual tiene la función de juntar la emisión del bombeo con la emisión generada como se muestra en la figura 2.13 [48].

La FODCE es utilizada comunmente como medio activo debido a que su estructura atómica de 3 niveles permite obtener una emisión en el rango del infrarrojo (≈ 1550 nm) y como se mencionó anteriormente, en este rango se tiene la menor atenuación de la señal que se transmite a través de la FO.

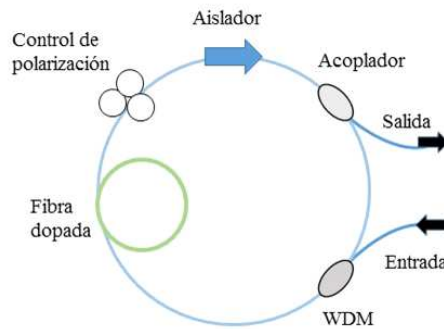


Figura 2.13. Diagrama de arreglo experimental de un láser de fibra óptica [48].

2.8 Efectos ópticos no lineales

La ONL es el estudio de los fenómenos que se producen como consecuencia de las modificaciones de las propiedades ópticas de un material bajo la influencia de campos intensos. Por lo tanto, es necesario el uso de una fuente de radiación intensa como la que provee un sistema láser para poder generar tales fenómenos [49].

Los fenómenos ópticos no lineales son considerados como el momento dipolar por unidad de volumen ó polarización $\mathbf{P}_{(t)}$ de un material, que depende de la fuerza $\mathbf{E}(t)$ (campo eléctrico) aplicado. En el caso de la óptica convencional, la polarización inducida depende linealmente de la intensidad del campo eléctrico de tal manera que puede ser descrita por la relación presentada en la ecuación 2.11 [49, 50]:

$$\mathbf{P}_{(t)} = \chi^{(1)}\mathbf{E}_{(t)}, \quad (2.11)$$

donde la constante de proporcionalidad $\chi^{(1)}$ se conoce como susceptibilidad lineal. En la ONL, la respuesta óptica puede describirse a menudo generalizando la ecuación expresando la polarización $P_{(t)}$ como una serie de potencias (serie de Taylor) en la intensidad de campo $E(t)$ como se muestra en la ecuación 2.12:

$$\mathbf{P}_{(t)} = \mathbf{P}_{(t)}^{(1)} + \mathbf{P}_{(t)}^{(2)} + \mathbf{P}_{(t)}^{(3)} + \dots = \chi^{(1)}\mathbf{E}_{(t)} + \chi^{(2)}\mathbf{E}_{(t)}\mathbf{E}_{(t)} + \chi^{(3)}\mathbf{E}_{(t)}\mathbf{E}_{(t)}\mathbf{E}_{(t)}\dots \quad (2.12)$$

En donde las cantidades $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ se conocen como susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden respectivamente.

Los fenómenos comúnmente estudiados son la absorción saturable (SA), la absorción de dos fotones (2PA) o absorción saturable inversa (RSA) y efecto Raman, los cuales dependen de diversos parámetros, como: la morfología, geometría, cantidad y el medio en el que se encuentra el material e incluso de la magnitud de la fuente de radiación [16, 17, 18].

2.8.1 Absorción saturable

El estudio de la transmisión permite obtener información de la capacidad de absorción de un material cuando se toma como referencia una fuente de radiación que aumenta su intensidad, es decir, se compara la potencia directa de la fuente de radiación y la potencia cuando la emisión interactúa con el material a estudiar. Cuando la transmisión es igual a 1 equivale a el 100% lo cual implica que no existe algún factor que interfiera con la intensidad de la emisión. Cuando la transmisión toma valores por debajo del 1, implica que existe un factor que genera pérdidas en la potencia. Las pérdidas generadas son atribuidas a la capacidad de absorción del material con el que interactúa el haz, sin embargo, el comportamiento de la absorción puede variar cuando la intensidad del haz aumenta, por ejemplo:

La absorción saturable (SA) es la capacidad de disminuir la permeabilidad de un material cuando el haz con el que interactúa aumenta [49], es decir, la absorción tiende a ser menor con el aumento de la intensidad hasta llegar a su límite y dejar de absorber. La figura 2.14, representa la curva característica de la SA en donde se puede observar que cuando la curva tiende a el 100% de la transmisión significa que la capacidad de absorción ha disminuido. La curva de la SA puede ser más tenue o más prolongada y su forma dependerá de varios factores relacionados con las características del material a estudiar.

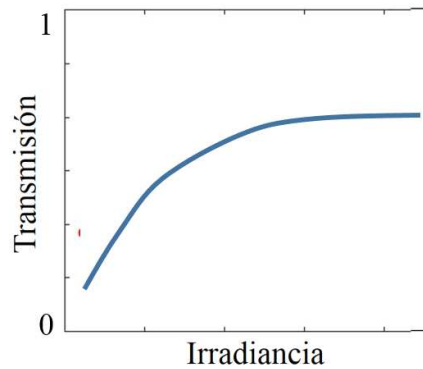


Figura 2.14. Curva característica de la absorción de dos fotones o absorción saturable inversa.

El estudio de los parámetros no lineales permite obtener información de la capacidad de absorción de los fenómenos presentes, no obstante, para poder obtener los parámetros no lineales es necesario obtener la curva correspondiente al ajuste de la transmisión de las mediciones realizadas. El ajuste de la transmisión, es obtenido mediante la ley de Berr-Lambert, mostrada en la ecuación 2.13 [51, 53, 61].

$$T = \exp [- (\alpha_0 + \beta I) L], \quad (2.13)$$

en donde α_0 y β son los coeficientes de absorción no lineal, L es la longitud de la muestra e I es la intensidad. Considerando un modelo de saturación se utiliza una aproximación hiperbólica para estimar el valor del coeficiente de absorción β [52].

$$\beta(I) = \frac{\beta}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}, \quad (2.14)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación, que se define como la intensidad cuando la transmisión ha alcanzado el 50% de la modulación. Combinando las dos ecuaciones obtenemos una expresión para el valor de la susceptibilidad de tercer orden.

$$\text{Im}(\chi^3) = \frac{\lambda \xi_0 n_0^2 c \alpha_0}{4\pi}, \quad (2.15)$$

donde λ es la longitud de onda, ξ_0 es la permitividad en el espacio libre, c es la velocidad de la luz y n_0 es el índice de refracción. Los parámetros χ^3 y β toman valores negativos debido a la disminución de la absorción con el aumento de la intensidad.

2.8.2 Absorción de dos fotones

La absorción de dos fotones (2PA) ó absorción saturable inversa (RSA) es el caso contrario a la SA, por lo tanto, es la capacidad de aumentar la permeabilidad de un material cuando el haz con el que interactúa aumenta [49]. Por lo tanto, en la curva característica de la RSA la transmisión tiende a valores mínimos cuando la irradiancia aumenta como se ilustra en la figura 2.15.

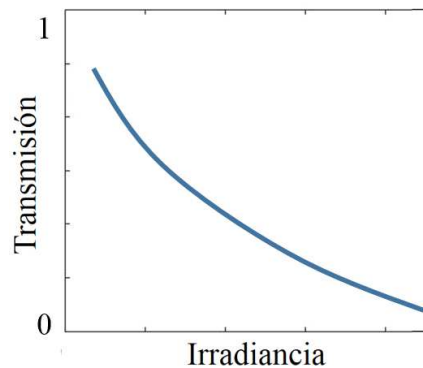


Figura 2.15. Curva característica de la absorción de dos fotones.

La 2PA ocurre cuando un átomo hace una transición de su estado de tierra a una salida por la absorción simultánea de dos fotones láser. La sección transversal de la absorción aumenta con la intensidad del láser según la relación.

Los valores de los parámetros no lineales son obtenidos mediante las ecuaciones 2.13, 2.14 y 2.15 y a diferencia de la SA, los parámetros χ^3 y β toman valores positivos debido al aumento de la absorción.

2.9 Caracterización P-scan

La técnica P-scan es una caracterización óptica no lineal que permite obtener información de la interacción luz-materia mediante el monitoreo de la potencia resultante de esta interacción. La figura 2.16 muestra un diagrama del arreglo experimental básico.

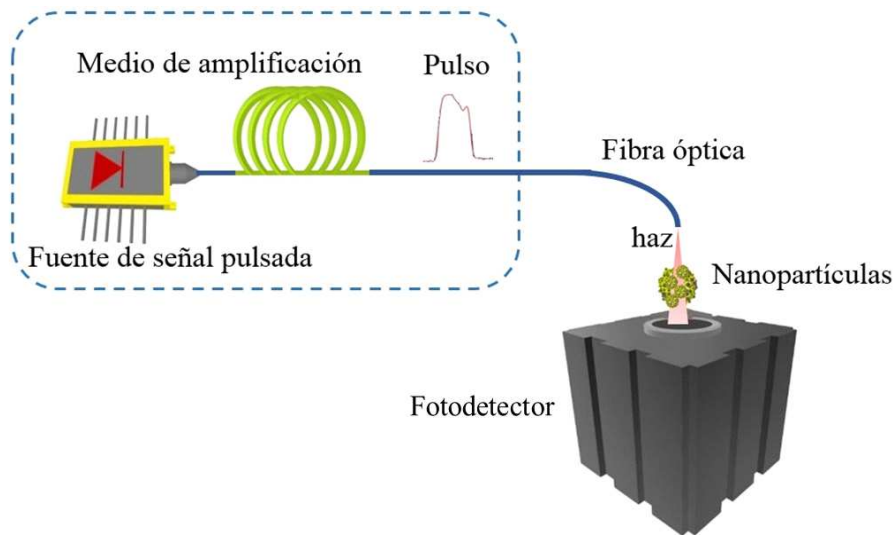


Figura 2.16. Diagrama de la técnica de la caracterización no lineal P-scan.

La irradiancia corresponde al valor de la potencia respecto al área y para el caso de una emisión pulsada se calcula mediante la ecuación 2.16.

$$I = \frac{P}{(\Delta t)fA}, \quad (2.16)$$

en donde P corresponde a la potencia emitida por la fuente, f es la frecuencia y Δt es el ancho temporal del pulso y A corresponde al área en donde se incide el haz que al mismo tiempo debe corresponder al área de la muestra a caracterizar [53].

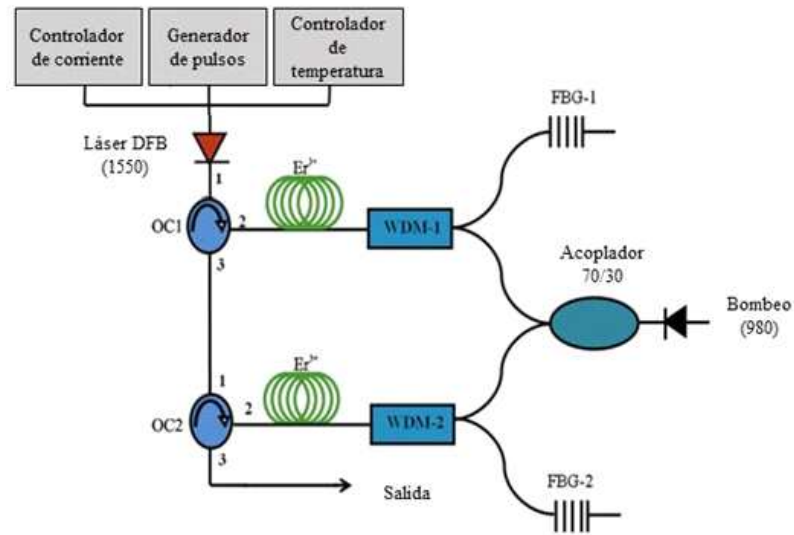


Figura 3.1. Diagrama del arreglo experimental del amplificador de alta ganancia [53].

Capítulo 3

Metodología

3.1 Optimización del amplificador de alta ganancia

El estudio de las propiedades ONL de las nanopartículas plásmónicas mediante la técnica de caracterización P-scan, requiere de una fuente de radiación con emisión controlable. Por ende, en este trabajo se utilizó un amplificador de alta ganancia (AAG) dopado con erbio mostrado en la figura 3.1, para llevar a cabo la caracterización no lineal [53, 54].

El trabajo citado en [54] presentó la dependencia de la emisión de salida del AAG en función de la corriente, temperatura, ancho temporal y frecuencia de la señal, donde se demostró que: la corriente del DFB puede aumentar la amplitud de la señal pulsada, pero el exceso de corriente satura las etapas de amplificación. El aumento

de la temperatura desplaza la emisión a longitudes de onda mayores de 1550 nm y la forma del pulso emitido por el DFB se deforma con las etapas de amplificación. Los resultados mostraron que la disminución del ancho temporal y la frecuencia de repetición de los pulsos permitieron obtener una mayor potencia de salida por ello, los autores obtuvieron por hacer uso de un ancho espectral de 10 ns como se muestra en la figura 3.2 y una frecuencia de 20 kHz, obteniendo así una potencia máxima de salida de 6 mW para llevar a cabo la caracterización no lineal.

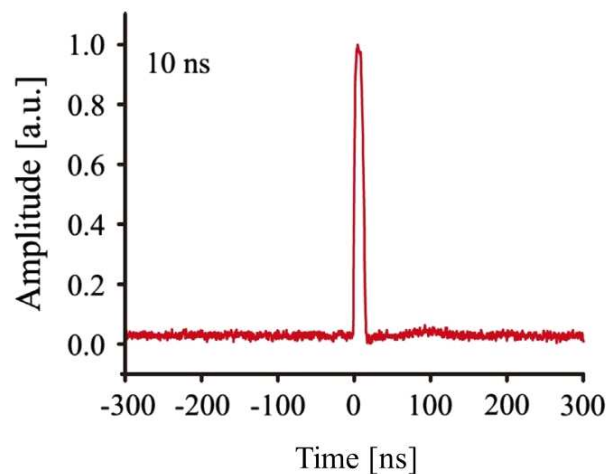


Figura 3.2. Forma del pulso de emisión del amplificador de alta ganancia [53, 54].

La comparación entre dos mediciones de la potencia de la emisión de salida del AAG es presentada en la figura 3.3, en donde los puntos rojos representan los datos obtenidos y la línea azul corresponde al ajuste. En esta figura se puede observar que el ajuste cruza por la mayoría de los puntos medidos; sin embargo, los puntos medidos se posicionan en el rango de 90 a 100 %, lo cual significa, que la estabilidad de la emisión del amplificador es mínima. Adicionalmente, se observa que la irradiancia (I) máxima obtenida tiende a los 4 MW/cm² la cual fue obtenida a partir de la ecuación 2.16 y tomando en cuenta el área del núcleo de la FO obteniendo así:

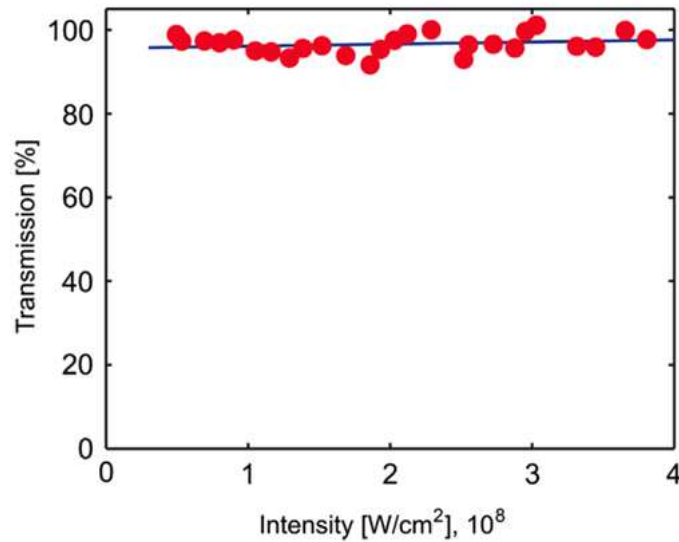


Figura 3.3. Transmisión en función de la irradiancia de fibras sin nanopartículas presentada en [53, 54].

$$I = \frac{P_{out}}{(\Delta t) f (\pi r^2)}, \quad (3.17)$$

en donde r es el radio del núcleo de la FO ($\approx 4 \mu m$).

La optimización de la emisión de salida del AAG consistió en realizar caracterizaciones de la potencia de salida en función de la corriente y la temperatura del DFB; además, de la caracterización en función del ancho y frecuencia del pulso.

3.2 Fotodeposición y caracterización no lineal de NpAu

La fotodeposición de las NpAu sobre el núcleo de una FO consistió en sumergir la sección de fibra óptica (donde se desea fotodepositar los nanomateriales) en una solución que contenga las nanopartículas, mientras se transmite un haz láser y de esta manera, las nanopartículas tienden a adherirse a la fibra óptica debido a las propiedades de absorción y dispersión de las nanopartículas plasmónicas [55]. Ortega-

Mendoza y colaboradores reportaron que la cantidad de nanopartículas adheridas a la FO está relacionado con el tiempo de fotodeposición. Además, en este trabajo se reporta que la selección de las dimensiones de las nanopartículas puede llevarse a cabo mediante la potencia de emisión del láser, demostrando así, que, cuando la potencia tiende a ser mayor, las nanopartículas adheridas son de menor dimensión [56, 55].

En este trabajo de tesis la selección de las dimensiones de las NpAu no fue necesaria ya que, se adquirieron nanopartículas de diámetros diferentes 10, 20, 50 y 100 nm de la marca Aldrich. La fotodeposición se realizó mediante el arreglo experimental presentado en la figura 3.4 a), el cual está conformado por diodo láser de onda continua que provee una emisión de 1550 nm y 50 mw que es controlado por un controlador de corriente, una sección de fibra óptica monomodo que transmite el haz desde el diodo láser hasta la solución de con NpAu y el recipiente que contiene la solución con NpAu. El extremo de la fibra fue sumergido dentro de la solución con nanopartículas durante 25 min aproximadamente para obtener 3 dB de pérdidas de la potencia de emisión del láser. Finalmente se obtuvieron 4 muestras de FO con nanopartículas (FOCNp) cada una con un respectivo tamaño de nanopartícula.

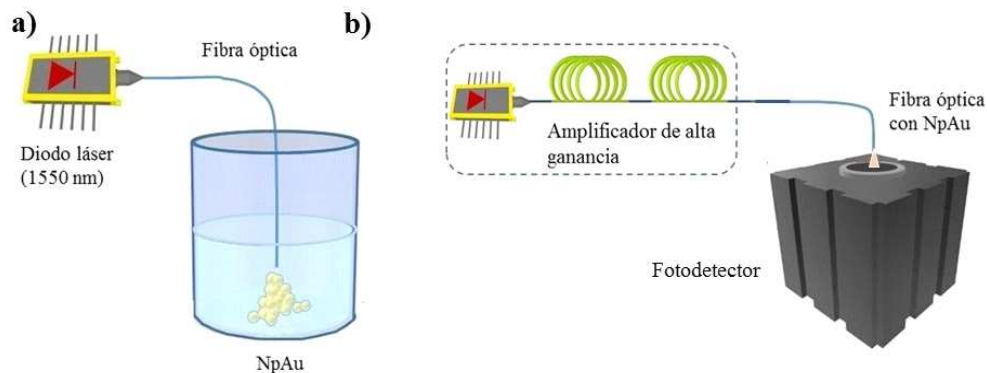


Figura 3.4. Diagrama del arreglo experimental para a) la fotodeposición de NpAu y b) caracterización no lineal.

La caracterización P-scan se llevó a cabo mediante la emisión pulsada de 10 kHz y 20 ns del AGG. Primeramente se tomaron muestras de fibra limpia (FL) las

cuales consistieron en obtener mediciones de la potencia de salida del AGG desde el umbral hasta la potencia máxima (100 μm - 8 mW). Posteriormente se empalmaron una a una las muestra de FOCNp y por cada muestra se tomaron mediciones de igual manera que la FL.

El estudio de los EONL parte del análisis de la transmisión (T) de la potencia de la FL y de la potencia medida de FOCNp, como se muestra en la ecuación 3.18.

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}}. \quad (3.18)$$

Donde P_{in} corresponde a la potencia de la FL y P_{out} corresponde a la potencia de la FOCNp.

La irradiancia es calculada mediante la ecuación 3.17 y el ajuste de la transmisión (T_A) es obtenido mediante la Ley de Berr-Lamber presentada en la ecuación (Agregar ecuación).

3.3 Reducción de la fibra óptica

La reducción de la FO se llevó a cabo mediante la técnica que emplea el ataque químico, el cual consiste en retirar el recubrimiento plástico de una sección de FO y sumergirla en ácido fluorhídrico (HF). El arreglo experimental está conformado por un diodo láser de onda continua de 1550 nm y 50 mW de emisión, una sección de FO monomodo preparada y fijada sobre una base plástica, un recipiente con HF con una concentración de 48-50 % y un fotodetector, el cual permitirá el monitoreo de la reducción como se muestra en la figura 3.5. Mas información y detalles de esta técnica pueden ser consultados en la referencia [57].

En el trabajo reportado en [57] se demostró que el diámetro de la reducción de la FO es proporcional al tiempo de exposición al HF, como se muestra en la figura 3.6. En esta figura los puntos corresponden a las mediciones obtenidas de la caracterización de la microscopía de barrido electrónico (SEM) y la línea a un ajuste, donde se puede observar que a 35 min de exposición; el diámetro es 0, lo cual indica que la FO se ha

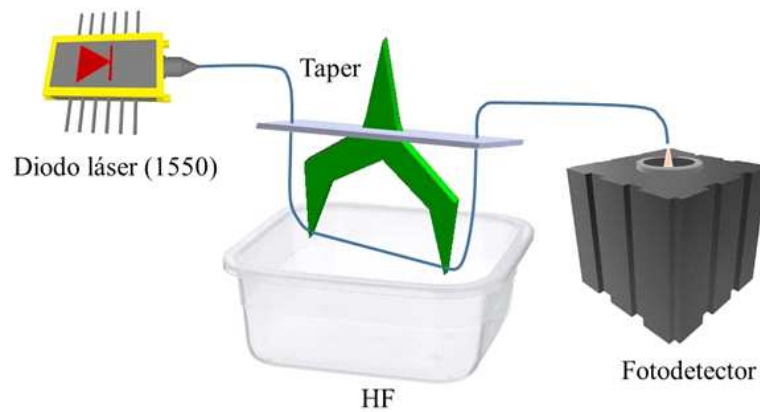


Figura 3.5. Diagrama de arreglo experimental para la reducción de la fibra óptica.

reducido lo suficiente de tal manera que se ha desintegrado completamente. A este tiempo le llamaremos tiempo de desintegración (TD). La información proporcionada en [57] permite estimar el tiempo necesario para obtener el diámetro de la reducción requerida, sin embargo, el TD no es un valor constante o repetible ya que depende de la temperatura ambiental y de la humedad.

En este trabajo se obtuvieron dos métodos para obtener una reducción de $8 \mu\text{m}$ correspondiente al núcleo de la FO de tal manera que se pueden ignorar la temperatura ambiental y la humedad. Para llevar a cabo cualquiera de estos dos métodos fue necesario conocer el TD exacto. El TD se obtiene a partir del monitoreo de la potencia de la emisión que se transmite a través de la FO, si la potencia medida es igual a 0 significa que la fibra se ha degradado completamente; esto conlleva a realizar el registro del tiempo desde que la fibra entra en contacto con el HF hasta que la potencia registrada por el fotodetector sea igual a 0.

Una vez obtenido el TD se puede realizar cualquiera de los dos métodos siguientes:

En la gráfica proporcionada por [57] se traza una pendiente que tenga origen en $(120 \mu\text{m}, 0 \text{ min})$ y finalice en $(0 \mu\text{m}, \text{TD})$, como se muestra en la figura 3.7. La intersección obtenida entre la pendiente trazada y la línea situada en $8 \mu\text{m}$ paralela

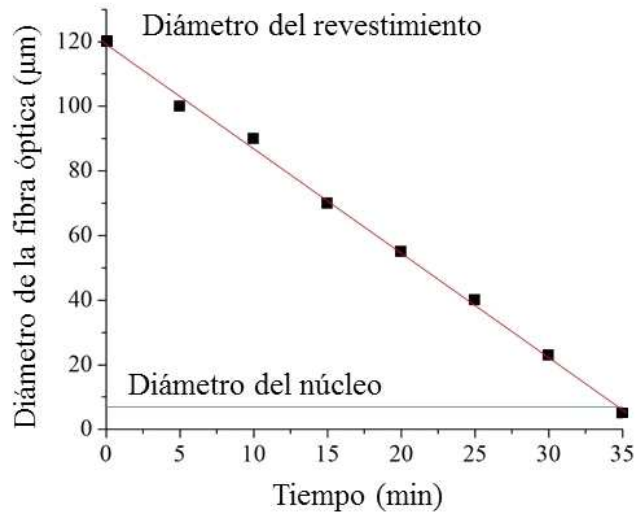


Figura 3.6. Reducción de la fibra óptica en función del tiempo de exposición al HF [57].

al eje x , permite obtener el tiempo de exposición necesario (TEN) para obtener $8 \mu m$ de diámetro, una vez transcurrido este tiempo, se retira la FO del HF.

Otro método para obtener el tiempo necesario para la reducción, es mediante la ecuación de la pendiente, sustituyendo los parámetros conocidos y los obtenidos como se muestra en la ecuación 3.19.

$$m = \frac{0 - \phi_r}{TD - 0} = \frac{-120\mu m}{TD}, \quad (3.19)$$

en donde ϕ_r corresponde a el diámetro del revestimiento de la FO. Sustituyendo los parámetros en la ecuacion de la pendiendiente tenemos:

$$y = mx + b \implies D_d = m(TEN) + \phi_r,$$

en donde D_d es el diámetro deseado que en este caso corresponde a $8 \mu m$. Despejando TEN y sustituyendo los valores conocidos y calculados obtenemos la ecuación 3.20 para el tiempo exacto en que debemos retirar la FO del HF.

$$TEN = \frac{D_d - \phi_r}{m} = \frac{8\mu m - 120\mu m}{m}. \quad (3.20)$$

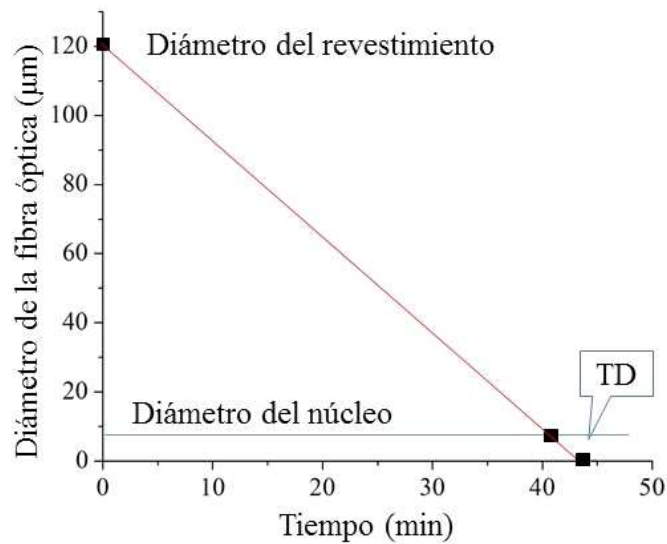


Figura 3.7. Diámetro de la FO en función del tiempo.

Después de retirar el taper del HF, éste se enjuaga en solución piraña para remover el HF residual y posteriormente, se enjuaga con agua tridestilada para remover cualquier residuo corrosivo.

3.4 Fotodeposición y caracterización de NpZn

La fotodeposición de las NpZn se realizó siguiendo presentada en [55]; sin embargo, en este caso la sección reducida fue sumergida dentro de la solución con mg de NpZn con 60 nm de diámetro, como se muestra en la figura 3.8. Se realizó la fotodeposición durante 1 min y en seguida, la muestra se empalmó a la salida del AAG (como se muestra en la figura 3.9) para ser caracterizada con una emisión pulsada con una frecuencia de 1 KHz y 10 ns de ancho temporal.

Posteriormente, la muestra fue retirada del amplificador de alta ganancia para volver a ser empalmada a la salida del diodo láser y realizar una segunda fotodeposición, de tal manera que se complete un tiempo de 5 min, posteriormente fue

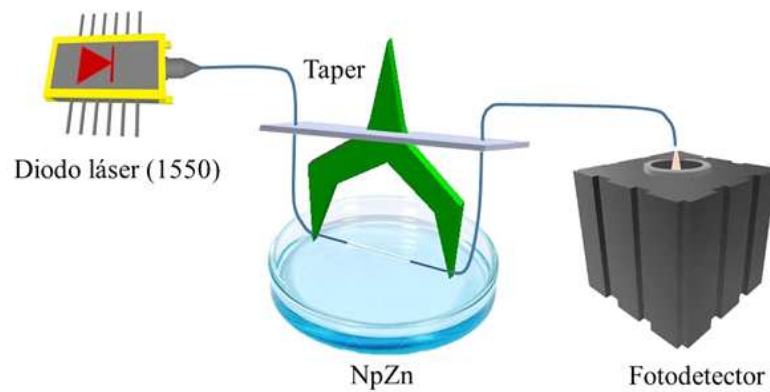


Figura 3.8. Diagrama de arreglo experimental para la fotodeposición de NpZn sobre el núcleo de la fibra reducida.

caracterizada nuevamente con el AAG. El proceso fue repetido por segunda ocasión, de tal manera que la tercera fotodeposición complete un tiempo de 10 min.

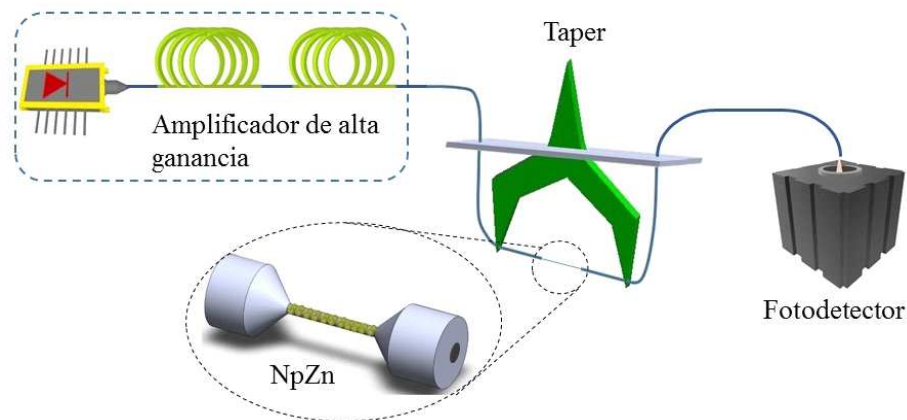


Figura 3.9. Diagrama de arreglo experimental para la caracterización P-scan de NpZn fotodepositadas sobre el taper.

Se calculó la transmisión teóricamente debido a que en este caso se consideran dos irradiancias diferentes las cuales corresponde al área del núcleo de la FO y de la sección reducida como se ilustra en la figura 3.10. En esta figura se representa la

interacción del haz láser del amplificador con las ZnNP's fotodepositados sobre el taper.

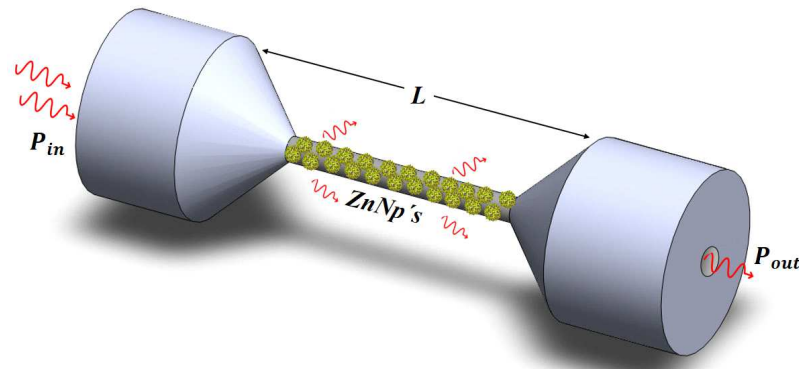


Figura 3.10. Interacción del haz láser con NpZn fotodepositadas sobre fibra reducida.

En la ilustración se propone que una fracción del haz que emite el AAG es absorbido por las NpZn, otra fracción tiende a fugarse por la sección reducida debido a que la reflexión total interna se efectúa debilmente por la alteración del índice de refracción y otra fracción se transmite a través del taper hasta llegar a la salida de la FO.

Tomando en cuenta estas consideraciones se propone la expresión mostrada en la ecuación 3.21 para calcular T :

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} - \frac{I_{out}}{I_{in}}, \quad (3.21)$$

donde I_{out} corresponde a la irradiancia que considera el área del núcleo de la FO y el área de la sección reducida e I_{in} corresponde sólo a la irradiancia de núcleo. teniendo así:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} - \frac{\frac{P_{out}}{A_n f(\Delta t) + A_r f(\Delta t)}}{\frac{P_{in}}{A_n f(\Delta t)}},$$

donde A_n es el área del núcleo (πr^2) y A_r es el área de la sección reducida ($2r\pi L$), entonces:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} - \left[\frac{P_{out}}{P_{in}} \right] \left[\frac{\pi r^2}{\pi r^2 + 2\pi r L} \right].$$

donde r corresponde al radio del núcleo de la FO y L es la longitud de la sección reducida (≈ 15 mm). Por lo tanto la transmisión queda expresada mediante la ecuación 3.22.

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} - \left[\frac{P_{out}}{P_{in}} \right] \left[\frac{1}{1 + \frac{2L}{r}} \right]. \quad (3.22)$$

El ajuste se obtuvo a partir de la Ley de Berr-Lambert presentada en la ecuación 2.13 de igual manera que la caracterización de las NpAu. Anteriormente se mencionaron algunos trabajos que reportaron la SA en NpZn y en los taper [11, 61]. Tomando en cuenta lo mencionado; se propone que los resultados obtenidos en este trabajo sean similares a los trabajos reportados, por lo tanto, se prosiguió a la implementación del LPFO.

3.5 Implementación de láser pulsado de fibra óptica

La implementación del láser pulsado de fibra óptica (LPFO) se realizó mediante la teoría presentada en la sección 2.7. El arreglo experimental consiste en un diodo láser modelo LDC 205C de 980 nm como sistema de bombeo, un WDM (modelo NPM07000165) que se encarga de unir la emisión de bombeo y el retorno de la emisión generada por el medio activo, 12 m de fibra óptica monomodo dopada con erbio como medio de ganancia, obteniendo a la salida un haz con emisión a 1550 nm, un control de polarización (modelo FPC030), un aislador óptico (modelo M-11/81202003) para hacer unidireccional la propagación del haz láser y evitar alguna reflexión de regreso y un acoplador 90/10 que permite que el 10 % de la potencia total salga del sistema láser y el 90 % de la potencia se queda confinada en la cavidad láser. El taper con NpZn (TCNpZn) se empalmó dentro de la cavidad del láser para realizar el trabajo de un conmutador mediante el fenómeno de SA como se muestra en la figura 3.11.

El proceso de la caracterización de los pulsos del LPFO consistió en el monitoreo de la emisión de salida, haciendo uso de un analizador de espectros ópticos (OSA) y un osciloscopio. Un acoplador 50/50 fue empalmado a la salida del arreglo experimental, para poder dividir la emisión en dos, una fracción de la emisión de salida fue monitoreada mediante el OSA y la fracción restante fue monitoreada por el osciloscopio.

Para poder caracterizar la dependencia de los pulsos en función del TF; se empalmó el TCNpZn en el arreglo experimental del LPFO después de realizar la fotodeposición y la caracterización no lineal, es decir, se realizó la fotodeposición de las NpZn sobre el taper por 1 min, después se empalmó el TCNpZn en el arreglo experimental del AAG para ser caracterizado y finalmente se empalmó en el arreglo del LPFO para hacer conmutar a la emisión del láser y así poder caracterizar los pulsos generados. Posteriormente, el TCNpZn fue retirado del LPFO para realizar la segunda fotodeposición, de tal manera, que se completen 5 min y realizar el mismo proceso. El proceso de fotodeposición, caracterización no lineal y caracterización de los pulsos, se realizó por tercera ocasión, de tal manera, que en la tercera fotodeposición se completen 10 min.

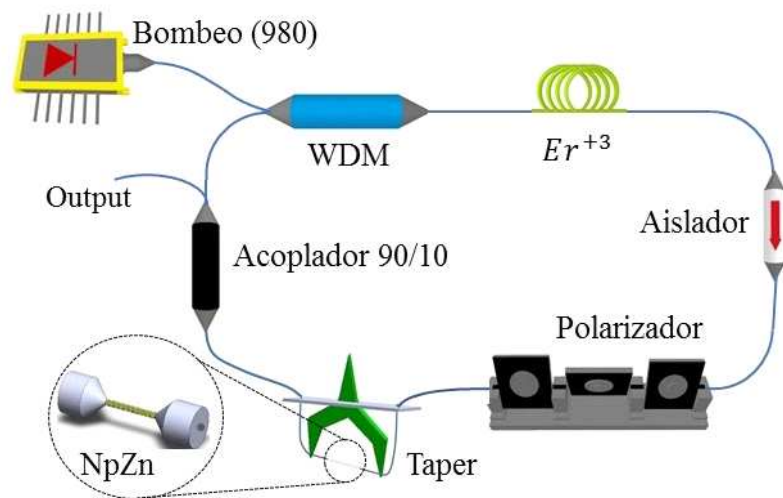


Figura 3.11. Diagrama de arreglo experimental del laser pulsado de fibra óptica usando un taper con NpZn fotodepositadas.

Capítulo 4

Resultados experimentales

4.1 Optimización del amplificador de alta ganancia

La optimización del AAG consistió en realizar la caracterización de la corriente y temperatura del DFB; además de la caracterización del ancho temporal y frecuencia de repetición del pulso, tomando en cuenta los aspectos y resultados presentados en [53, 54].

Los resultados mostraron que a 5.2 °C y 7 mA, la emisión de salida del amplificador tienen un espectro centrado en 1550 nm y una potencia adecuada para no saturar las etapas de amplificación. Adicionalmente, los resultados mostraron que en estas condiciones la forma del pulso emitido por el DFB presenta muy pocas deformaciones después de transitar por las dos etapas de amplificación por consecuente, al comparar el pulso emitido por el DFB y el pulso obtenido a la salida del amplificador, se presentan muy pocas alteraciones en cuanto a su forma como se muestra en la figura 4.1. En la figura 4.2 se presenta la comparación de dos mediciones de la potencia de salida en donde, la curva de color rojo representa la potencia de primera medición y la azul a la segunda medición, cabe mencionar que cada punto mostrado es el resultado de promediar los 10 valores máximos de 50 mediciones tomadas de la potencia en cada intervalo de 10 mA de la corriente del láser de bombeo cuando aumenta desde el umbral hasta la corriente máxima (200 - 410 mA), se puede observar que la potencia de salida del amplificador aumenta proporcionalmente al aumento de la corriente.

Los resultados de la optimización del proceso de caracterización P-scan muestran que al promediar los 10 valores más grandes de 50 mediciones de la potencia por cada intervalo se obtiene una mejor resolución en las curvas graficadas de la respuesta no

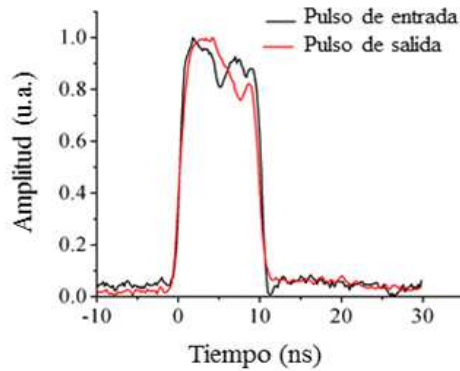


Figura 4.1. Pulso de entrada y salida de las etapas de amplificación del arreglo experimental.

lineal. Ésto se demuestra al graficar la caracterización de dos FL con una emisión pulsada de 20 KHz y 20 ns, como se muestra en la figura 4.3. En esta figura se puede observar que más puntos medidos (puntos rojos) son intersectados por el ajuste (línea azul) en comparación con lo reportado en [53, 54].

Además, se observa que la irradiancia alcanza los 80 MW/cm^2 , que es el doble de lo reportado en [53, 54].

4.2 Caracterización no lineal de NpAu

De acuerdo con las especificaciones técnicas de las nanopartículas, su tamaño y forma son uniformes, sin embargo, para asegurar las dimensiones de las nanoesferas, se realizó el estudio sobre los Q_{ext} de manera teórica y experimental. El estudio experimental de los Q_{ext} de las NpAu se llevó a cabo mediante la caracterización UV-Vis, haciendo uso de un espectrómetro. La figura 4.4 presenta las curvas respectivas a cada diámetro de NpAu.

En la gráfica de las curvas de Q_{ext} (figura 4.4) se puede observar el desplazamiento del pico de amplitud a longitudes de onda más grandes, cuando las NpAu son de mayor diámetro, y que los picos de amplitud se aproximan entre sí cuando los diámetros son pequeños.

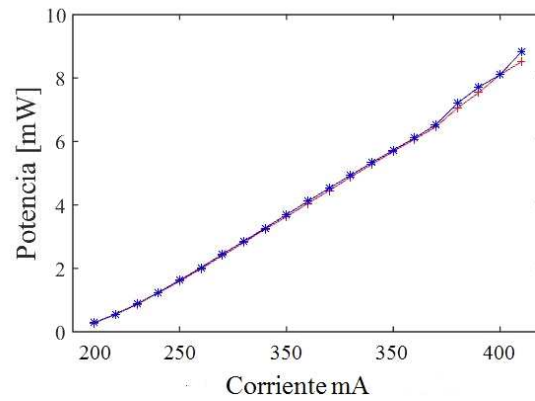


Figura 4.2. Potencia promediada de las mediciones adquiridas del amplificador de alta ganancia.

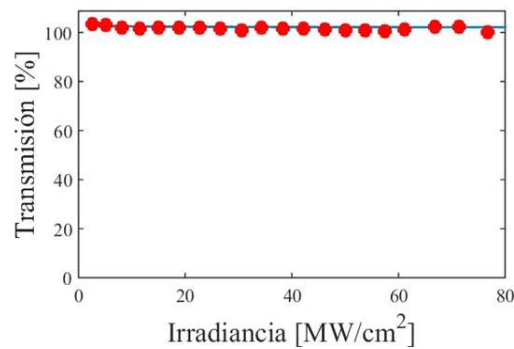


Figura 4.3. Transmisión en función de la irradiancia de dos fibras limpias.

El estudio teórico de los Q_{ext} se realizó mediante una simulación que emplea el análisis de Mie haciendo uso de las ecuaciones 2.7, 2.8 y ???. Ya que el coeficiente de extinción representa la suma de la dispersión y la absorción ($Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs}$); el programa correspondiente a la simulación calcula el valor de Q_{sca} y de Q_{abs} en el rango del UV-infrarrojo sin embargo, se presentan las curvas de amplitud en el rango del espectro UV-Vis para poder realizar la comparación del estudio teórico con el experimental.

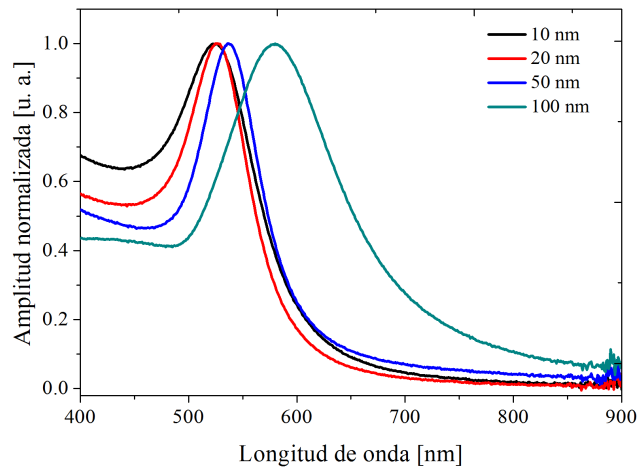


Figura 4.4. Amplitud normalizada de los coeficientes de extinción en función de la longitud de onda obtenida de la caracterización Uv-Vis de las de NpAu de 10, 20 50 y 100 nm de diámetro.

La figura 4.5 presenta las curvas de amplitud de Q_{abs} y la figura 4.6 presenta las curvas de amplitud de Q_{sca} a diferentes diámetros de las NpAu.

El valor máximo del coeficiente de extinción se atribuyen al efecto de plasmón de resonancia superficial (SPR), ya que se ha demostrado el cambio del valor del pico de SPR se debe a los cambios en la morfología, dimensiones geométricas y las constantes dieléctricas de un material [58]. Se ha reportado que en los metales, el pico de SPR es sensible al tamaño y a la cantidad de fracción de las partículas, lo cual provoca un desplazamiento en la longitud de onda [59, 60].

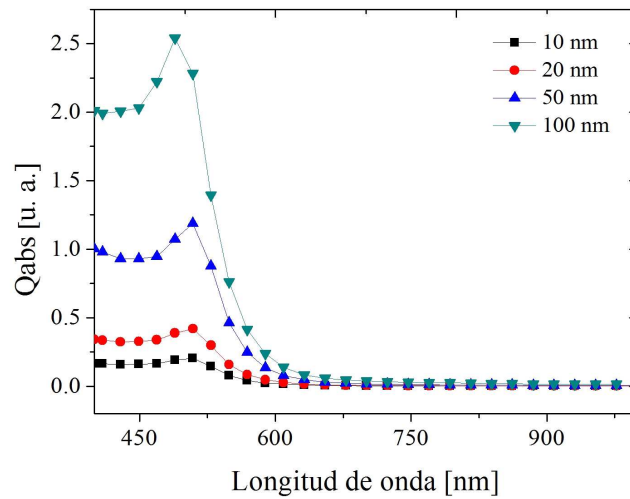


Figura 4.5. Coeficiente de absorción simulado de los diferentes diámetros de NpAu.

Se puede observar que la absorción es dominante sobre la dispersión para los diámetros de 10, 20 50 y 100 nm de las NpAu, además de que la absorción tiene mayor amplitud cuando el diámetro de la nanopartícula es de mayor tamaño.

Las curvas de Q_{ext} simulado se obtuvieron a partir de la suma de las curvas de Q_{abs} y Q_{sca} , el resultado de dicha suma de cada diámetro de NpAu fue normalizado para poder comparar la curva resultante, con la curva obtenida de la caracterización Uv-Vis. La comparación de las curvas de Q_{ext} normalizado de cada diámetro de NpAu se realizó de manera independiente. La figura 4.7 presenta la comparación de las curvas Q_{ext} normalizado de las NpAu de 10 nm de diámetro, en la cual se puede observar que la forma de la curva obtenida de manera teórica, es similar a la curva obtenida de forma experimental; además, de que el pico de amplitud tiende a ubicarse cerca de los 500 nm.

En la figura 4.8 se exhiben las curvas de Q_{ext} de las NpAu de 20 nm de diámetro, en donde se puede observar que al igual que el caso anterior, las curvas son similares entre sí respecto a su forma; además, de que el pico de amplitud sigue tendiendo a ubicarse cerca de los 500 nm.

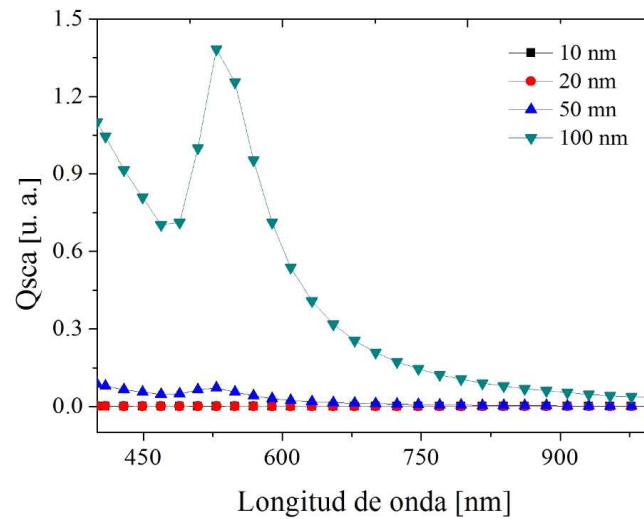


Figura 4.6. Coeficiente de dispersión simulado de los diferentes diámetros de NpAu.

La comparación de las curvas de Q_{ext} de las NpAu de 50 nm de diámetro se ilustra en la figura 4.9, en donde se observa que la forma de la curva de la simulación tiene una similitud con la curva de la caracterización, al igual que los casos anteriores. No obstante, la separación entre los picos es mayor en comparación con las curvas de los diámetros de 10 y 20 nm de diámetro.

Finalmente, la comparación de las curvas de Q_{ext} de las NpAu de 100 nm es presentada en la figura 4.10, las formas de las curvas conservan similitud, pero al igual que el caso anterior, la separación entre los picos de amplitud es notoria e incluso mayor.

La comparación de las longitudes de onda en donde se centra el pico de amplitud de la caracterización UV-Vis y de la simulación es presentada en la tabla 4.1, en donde se puede observar que el valor de λ es similar en ambos estudios lo cual implica que las medidas proporcionadas en las especificaciones técnicas tienden a ser las que se proponen en ambos estudios, además, se observa con mejor claridad que la separación entre los picos de amplitud aumenta cuando el diámetro de la NpAu es mayor. Se propone que el error surge al no considerar el medio en el que se encuentran las nanopartículas.

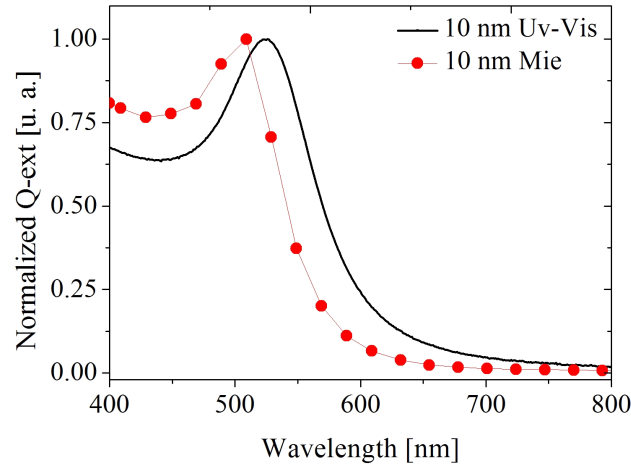


Figura 4.7. Q_{ext} de NpAu de 10 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie.

Table 4.1: Picos de amplitud de Q_{ext} obtenidos de la caracterización UV-Vis y de la simulación.

| Diámetro [nm] | λ UV-Vis [nm] | λ Simulación [nm] |
|---------------|-----------------------|---------------------------|
| 10 | 522.8 | 506.6 |
| 20 | 525.2 | 507.4 |
| 50 | 537.0 | 508.7 |
| 100 | 579.5 | 528.3 |

Con base a los estudios de Q_{ext} realizados, se tiene una mejor idea de los diámetros de las NpAu a caracterizar. En las figuras siguientes se presentan los resultados obtenidos de la caracterización no lineal de las NpAu para diámetros de 10, 20, 50 y 100 nm, respectivamente. Los parámetros del pulso de la emisión del AAG (20 KHz y 10 ns) permitieron obtener una I máxima de 60 MW/cm² pero debido a que los puntos que se ubican en irradiancias mayores a 60 MW/cm² deforman la continuidad de la curva por la inestabilidad del AAG. El análisis de la transmisión se desarrolla en el rango de irradiancia de 0 a 60 MW/cm², de esta manera se puede tener una mejor visión de las variaciones del rango de T de los ajustes.

La figura 4.11 presenta la T en función de I de las NpAu de 10 nm diámetro, en donde los puntos representan los datos obtenidos de las mediciones y la línea continua

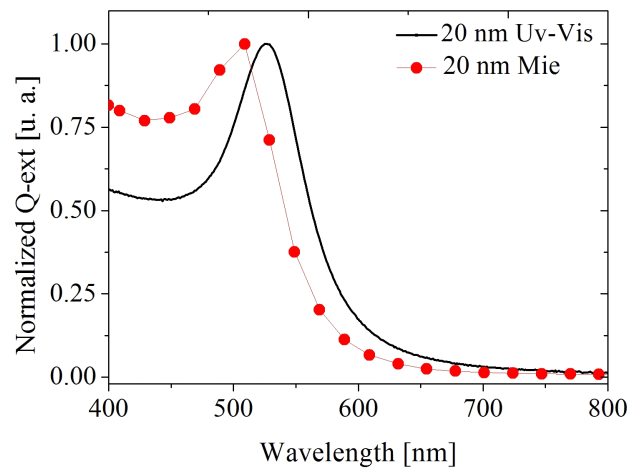


Figura 4.8. Q_{ext} de NpAu de 20 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie.

representa el ajuste obtenido a partir de la ley de Berr-Lambert. En esta figura se puede observar que T disminuye de 72 a 55 % aproximadamente cuando I aumenta desde 0 hasta los 60 MW/cm² lo que corresponde a una curva característica de 2PA.

La figura 4.12 presenta T en función de I de las NpAu de 20 nm diámetro. Se puede observar que T disminuye de 70 a 55 % aproximadamente cuando I aumenta desde 0 hasta los 60 MW/cm² lo cual indica que presenta el mismo fenómeno que el caso anterior sin embargo, I disminuye con menor profundidad a diferencia de la curva de T de las NpAu de 10 nm.

La figura 4.13 muestra T en función de I de las NpAu de 50 nm diámetro, en donde se puede observar que se presenta el mismo fenómeno de los casos anteriores no obstante, T disminuye con menor profundidad a diferencia de la curva de T de las NpAu de 10 nm y de 20 nm en un rango de 74 a 60 % aproximadamente cuando I aumenta desde 0 hasta los 60 MW/cm².

La figura 4.14 presenta T en función de I de las NpAu de 100 nm diámetro. En esta figura se observa que nuevamente se presenta el fenómeno de 2PA ya que T disminuye de 76 a 65 % aproximadamente cuando I aumenta desde 0 hasta los 60

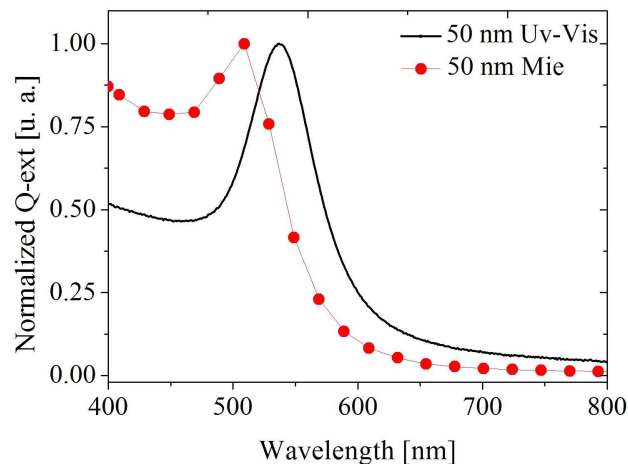


Figura 4.9. Q_{ext} de NpAu de 50 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie.

Table 4.2: Absorción lineal y rango dinámico en función del diámetro de NpAu.

| Diámetro [nm] | α_0 [1/m] | ΔT [%] |
|---------------|------------------|----------------|
| 10 | 3.055 | 11.48 |
| 20 | 3.588 | 10.16 |
| 50 | 3.153 | 10.14 |
| 100 | 2.794 | 7.97 |

MW/cm². Cabe destacar que T disminuye con menor profundidad a diferencia de la curva de la transmisión de las NpAu de 10 nm, 20 nm y de 50 nm.

La figura 4.15 presenta los ajuste de T en función de I de la caracterización no lineal, en donde se puede observar con mejor claridad que la curva se desplaza a transmisiones menores cuando el diámetro de las NpAu disminuye. Además, se puede observar que la profundidad de la curva de T o también conocido como rango dinámico (ΔT) aumenta cuando el diámetro de la NpAu es menor. Lo anterior es debido a que la I_{sat} es de mayor magnitud (figura 4.16) y por consecuencia el coeficiente de absorción lineal α_0 aumenta respectivamente como se muestra en la tabla 4.2.

La tabla 4.3 presenta los resultados de los parámetros no lineales, en donde se puede observar que el coeficiente no lineal de 2PA (β) y la susceptibilidad de tercer (χ^3) orden aumentan proporcionalmente en función del diámetro de las NpAu de 20

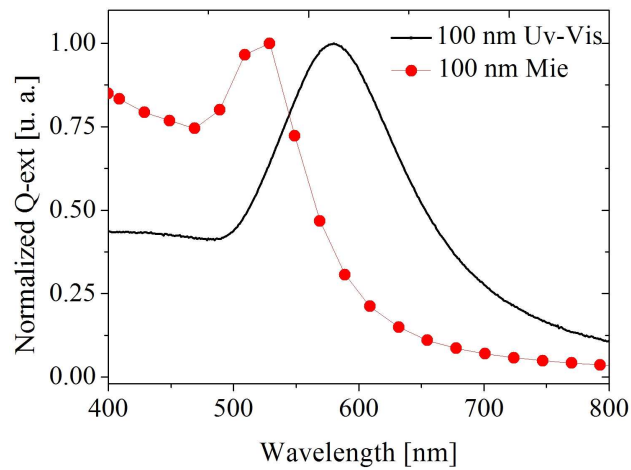


Figura 4.10. Q_{ext} de NpAu de 100 nm de diámetro obtenido de la caracterización Uv-Vis y de la simulación usando el análisis de Mie.

Table 4.3: Parámetros no lineales en función del diámetro de NpAu.

| Diámetro [nm] | β [m/W] $\times 10^{-6}$ | χ^3 [esu] $\times 10^{-6}$ |
|---------------|--------------------------------|---------------------------------|
| 10 | 3.084 | 2.472 |
| 20 | 2.152 | 1.744 |
| 50 | 3.659 | 2.964 |
| 100 | 4.956 | 4.015 |

a 100 nm, lo cual indica que la 2PA mejora ya que su capacidad de limitación óptica aumenta [63]. Los parámetros no lineales de las NpAu de 10 nm de diámetro rompen la continuidad y toman valores aproximados a las NpAu de 50 nm de diámetro.

La amplitud de Q_{ext} en $\lambda = 1550$ en función del diámetro de las NpAu fue obtenida a partir de la simulación usada anteriormente, de esta manera podemos comparar el desempeño de los efectos de resonancia del plasmón superficial con los EONL como se ilustra en la figura 4.17, en donde se puede observar que ambos fenómenos tienen un mejor desempeño cuando el tamaño de las NpAu es más grande.

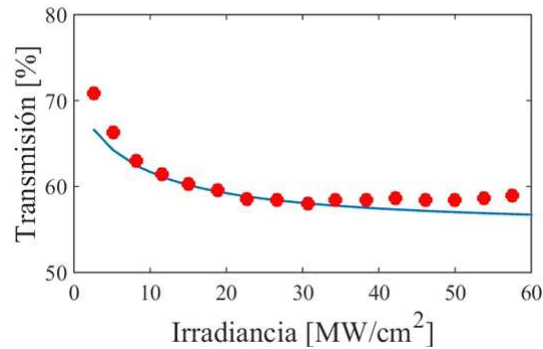


Figura 4.11. Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 10 nm de diámetro.

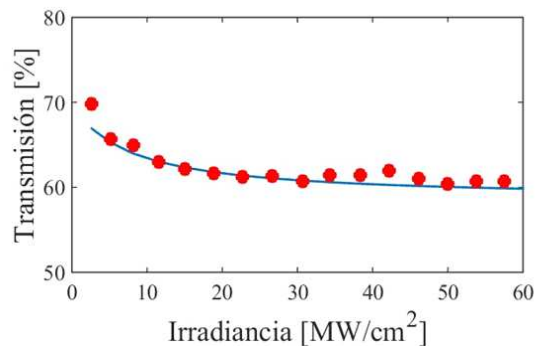


Figura 4.12. Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 10 nm de diámetro.

4.3 Reducción de la fibra óptica y fotodeposición de NpZn

Los resultados del método de reducción en donde se hace uso de la ecuación 3.20 mostraron que en un tiempo de 41 min se obtiene un diámetro de reducción de $8 \mu\text{m}$. La figura 4.18 presenta una fotografía del taper obtenida mediante de un microscopio óptico, en donde se exhiben las capas del taper correspondientes al núcleo, revestimiento y recubrimiento además, se puede observar la reducción de la FO la cual presenta una conicidad entre el revestimiento y el núcleo.

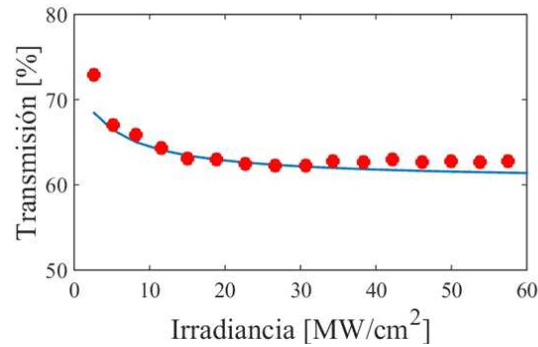


Figura 4.13. Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 50 nm de diámetro.

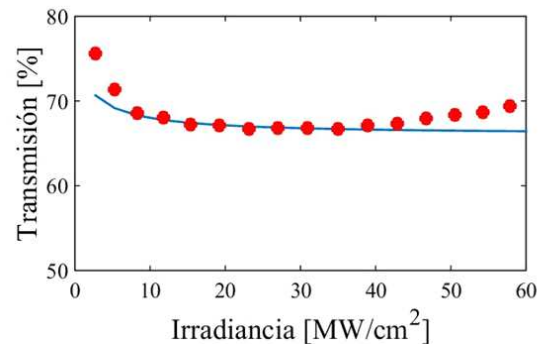


Figura 4.14. Transmisión en función de la irradiancia de las NpAu de 100 nm de diámetro.

Anteriormente, se mencionó que la cantidad de nanopartículas adheridas depende del tiempo de exposición a la solución con nanopartículas y de la potencia de emisión, sin embargo, se monitoreó P_{out} del sistema durante el proceso de fotodeposición para observar la variación de la cantidad de potencia en función del tiempo de fotodeposición, como se muestra en la figura 4.19, en donde el tiempo cero corresponde a el taper sin NpZn que provee una pérdida de ≈ 1 dB.

En la figura 4.19 se puede observar que la potencia aumenta cuando el tiempo de fotodeposición es mayor, ya que se propone que el incremento de las NpZn adheridas permite al haz láser mantenerse dentro del núcleo del taper debido a que puede haber

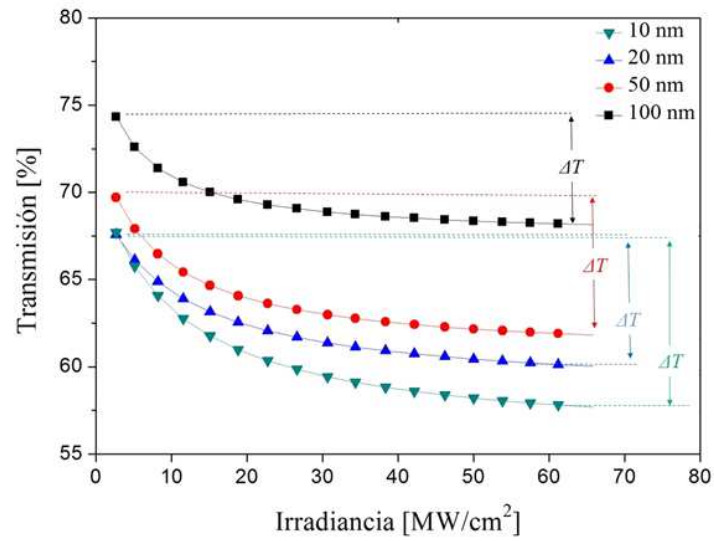


Figura 4.15. Ajuste de la transmisión en función de la irradiancia.

un cambio en el índice de refracción en la sección reducida, permitiendo que se efectúe el fenómeno de reflexión total interna.

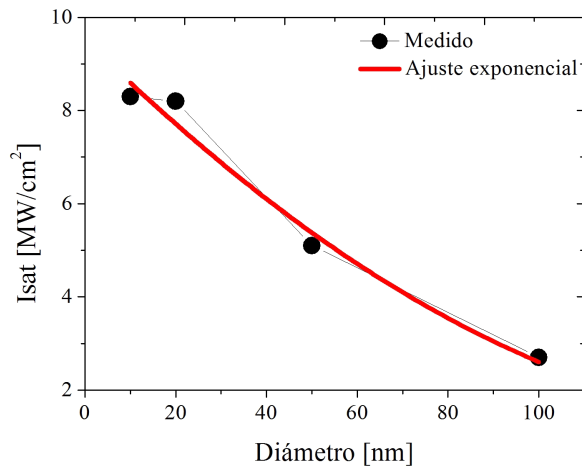


Figura 4.16. Isat experimental y ajuste exponencial en función del diámetro de NpAu.

4.4 Caracterización no lineal de NpZn fotodepositadas sobre el taper

Se ha reportado que los tapers y que las NpZn presentan el fenómeno de SA [61, 48, 62], sin embargo, en este trabajo se pretende presentar la posible existencia de una dependencia de la respuesta de SA en función del TF.

Las gráficas presentadas en las figuras 4.20, 4.21 y 4.22 fueron obtenidas a partir de la caracterización no lineal muestran la dependencia de T en función de I del taper a diferentes concentraciones de NpZn fotodepositadas alrededor del núcleo para 1, 5 y 10 min de fotodeposición, respectivamente. En estas gráficas los puntos representan los datos medidos y las líneas continuas representa el ajuste obtenido mediante la Ley de Berr-Lambert.

La figura 4.20 muestra la transmisión del taper con 1 min de fotodeposición, en donde se observa que cuando I aumenta de 100 a ≈ 240 MW/cm², T disminuye de 89 a 79 % aproximadamente debido a que la absorción aumenta, lo cual implica que se efectúa el fenómeno de 2PA, en este caso usaremos el término RSA. Cuando I aumenta de ≈ 240 a ≈ 750 MW/cm², T aumenta de 79 a 86 % aproximadamente debido a que la absorción disminuye, lo cual se interpreta que se presenta el fenómeno

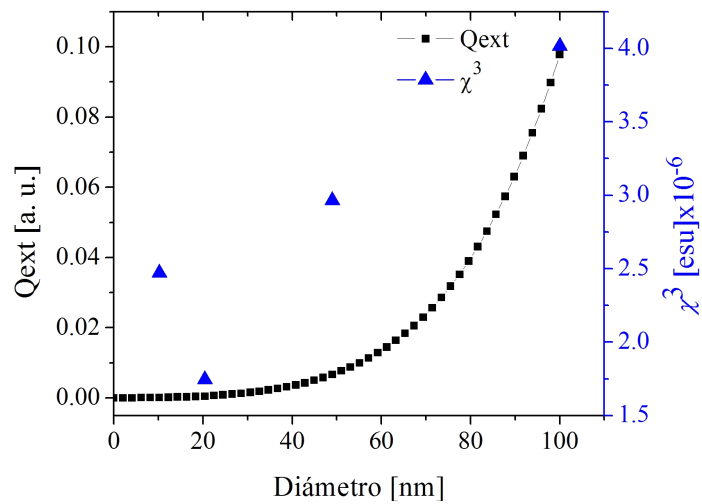


Figura 4.17. Dependencia de Q_{ext} y de χ^3 en función del diámetro de NpAu.

de SA. Se propone la presencia de dos efectos no lineales, los cuales dependen de I ; a bajas intensidades las NpZn presentan la RSA y al aumentar la intensidad se efectúa la SA [?]. La irradiancia en donde ocurre el cambio del fenómeno de RSA a SA se le conoce como umbral de transición (transition threshold; TT).

En la figura 4.21, se muestra la transmisión de la respuesta del taper con 5 min de fotodeposición y se puede observar que la sección de la curva que representa la RSA tiende a ser ligeramente más prolongada, a diferencia de la transmisión del taper con 1 min de fotodeposición, ya que T disminuye de 100 a 83 % aproximadamente cuando I aumenta de 100 a 300 MW/cm² aproximadamente. El umbral de transición se desplazó a un valor de irradiancia más grande y T correspondiente a la SA aumenta de 82 a 82 % aproximadamente cuando I aumenta de 300 a 750 aproximadamente MW/cm².

La figura 4.22 muestra la transmisión de la respuesta del taper con 10 min de fotodeposición. La curva de la RSA muestra una mayor prolongación y profundidad ya que T disminuye de 95 a 66 % aproximadamente cuando I aumenta de 100 a 380 MW/cm², la curva de la SA es más tenue en comparación con los casos anteriores,

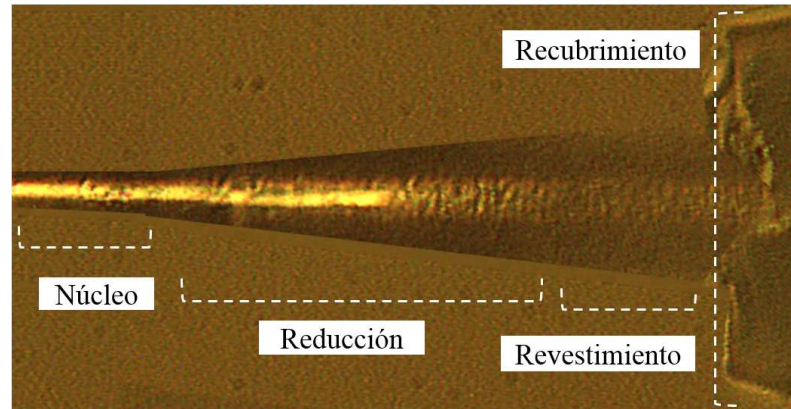


Figura 4.18. Fotografía adquirida con un microscopio óptico de la FO reducida.

Table 4.4: Rango dinámico y susceptibilidad de tercer orden de RSA y SA en función del tiempo de fotodeposición.

| Tiempo [min] | RSA | | | SA | |
|--------------|---------------------------------|----------------|--------------------|---------------------------------|----------------|
| | χ^3 [esu] $\times 10^{-6}$ | ΔT [%] | TT [MW/cm 2] | χ^3 [esu] $\times 10^{-7}$ | ΔT [%] |
| 1 | 1.7643 | 10.23 | 235 | -4.7738 | 7.02 |
| 5 | 2.0815 | 16.53 | 320 | -5.6543 | 8.33 |
| 10 | 2.2130 | 26.12 | 380 | -5.8955 | 8.38 |

ya que T aumenta de 66 a 74 % aproximadamente cuando I aumenta de 380 a 750 MW/cm 2 , además, de que la TT se desplazó a una irradiancia más grande.

Con base a los resultados, se puede proponer que la RSA tiende a ser dominante sobre la SA cuando TF es mayor, dicho de otra forma; entre más NpZn se adhieran al taper la RSA predomina sobre la SA. Para poder comprobar el análisis propuesto; los valores del rango dinámico (ΔT) y la susceptibilidad no lineal de tercer orden (χ^3) obtenida de la teoría presentada en la sección 2.8 se presentan en la tabla 4.4.

Se propone que la respuesta de la RSA y de la SA presenta una dependencia en función de la cantidad de NpZn adheridas sobre la sección reducida. La variación en los parámetros presentados en la tabla 4.4 describe el desempeño de los fenómenos. El desempeño de la RSA mejora cuando TF es mayor ya que ΔT y χ^3 tienden a ser más grandes; además, TT se desplaza a valores más grandes de irradiancia, lo cual

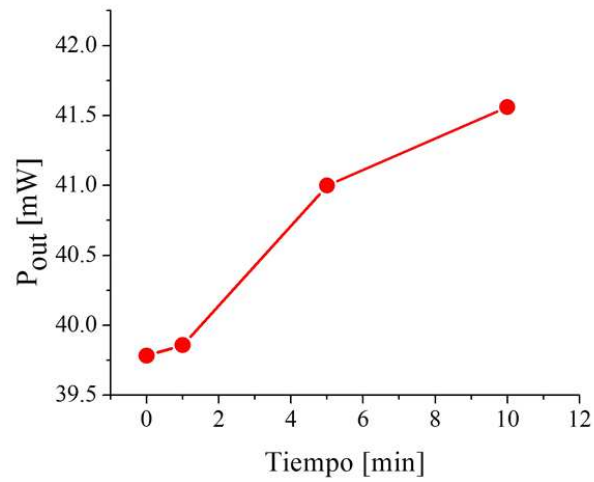


Figura 4.19. Potencia de salida del taper conectado al diodo láser de onda continua de 1550 nm en función del tiempo de fotodeposición.

implica que el taper tiene mayor capacidad de absorción. Por otro lado, la ΔT y χ^3 de la SA tiende a ser menor con el aumento de TF, debido a que I_{sat} se sitúa más cerca de TT , lo cual implica que la capacidad de absorción disminuye.

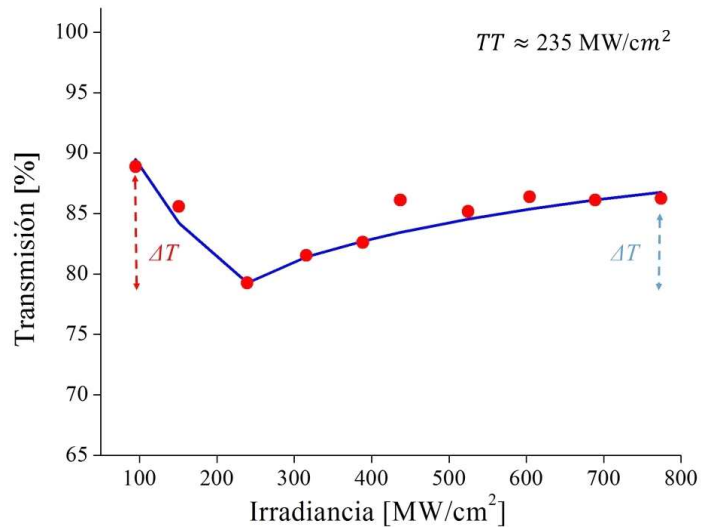


Figura 4.20. Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 1 min.

4.5 Caracterización de pulsos láser

Los resultados obtenidos de la implementación del LPFO haciendo uso del taper con NpZn como medio de conmutación revelaron la generación de pulsos a una potencia mínima de bombeo de 43 mW, en donde, y una frecuencia de repetición de 8.4 MHz. La frecuencia se mantuvo constante al incrementar el bombeo, lo cual corresponde al comportamiento típico de un láser de amarre de modos. Sin embargo, al aumentar TF se observaron variaciones en los parámetros de la emisión de salida del láser.

Los resultados de la emisión del LPFO cuando el TF fue de 1 min son presentados en la figura 4.23, en donde se muestra un tren de pulsos cuya frecuencia de repetición fue de 7.67 MHz la cual fue calculada a partir de Δt , además, se puede observar que la amplitud del tren de pulsos es marginalmente estable ya que la diferencia entre la amplitud de cada pulso es mínima.

Los resultados presentados en la figura 4.24 corresponden a TF=5 min, donde se observa un tren de pulsos con una la frecuencia de repetición de 7.72 MHz y una amplitud que, al igual que el caso anterior; tiende a ser estable.

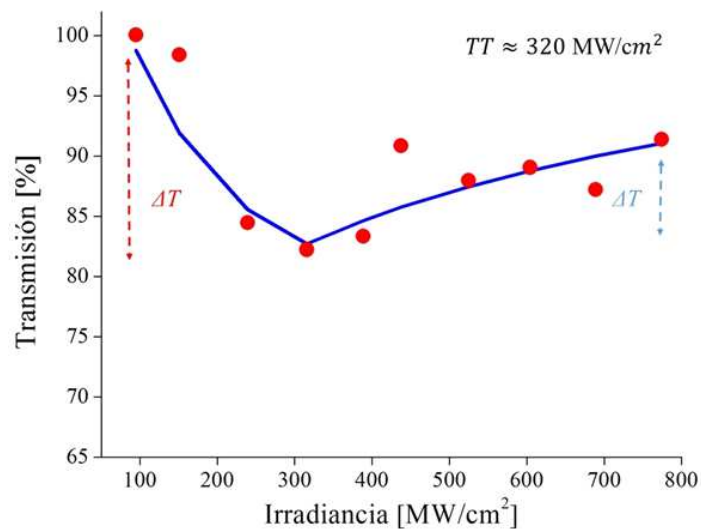


Figura 4.21. Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 5 min.

En la figura 4.25 se presenta la emisión pulsada correspondiente a PT=10 min, en donde se muestra un tren de pulsos con una frecuencia de repetición de 7.81 MHz y una amplitud similar a los casos anteriores.

La figura 4.26 exhibe los espectros de emisión del LPFO con su TF correspondiente. Para poder realizar el estudio de los anchos espectrales ($\Delta\lambda$), se tomó como referencia el punto medio entre el máximo y mínimo de la amplitud de cada espectro. En esta figura se puede observar que para el caso de TF=1 min el espectro de emisión posee un $\Delta\lambda$ correspondiente a 1599.60 - 1601.75 nm además, se observan tres picos en el espectro situados en 1599.8 nm, 1600 nm y el central en 1601 nm. El espectro de la emisión cuando el taper tiene 5 min de TF tiene un $\Delta\lambda$ con rango de 1599.54 - 1602.036 nm con cuatro picos correspondientes a 1599.7 nm, 1600 nm, y dos centrales en 1601.2 nm y 1601.8 nm además, se puede observar que la amplitud del espectro es mayor en comparación al espectro de la emisión con PT=1 min.

El espectro correspondiente a TF=10 min presenta un $\Delta\lambda$ con un rango de 1599.206 - 1602.15 nm con picos situados en 1599.34 nm, 1601.2 nm y 1601.8 nm.

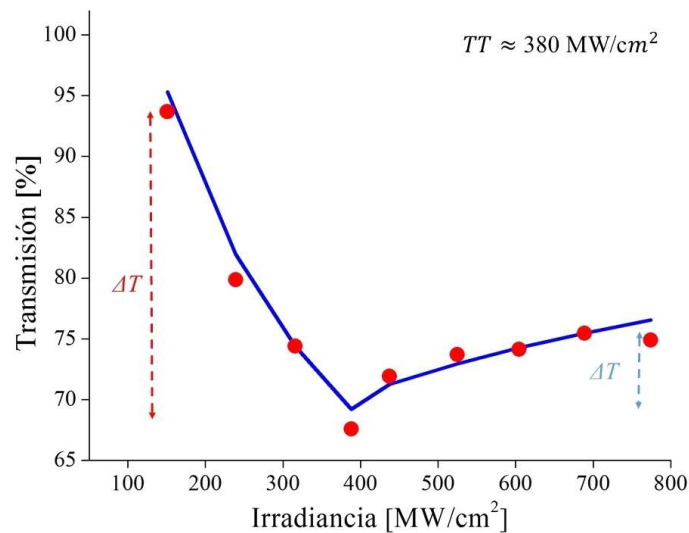


Figura 4.22. Transmisión en función de la irradiancia de NpZn fotodepositadas sobre el taper durante 10 min.

Adicionalmente, se observa que la amplitud del espectro tiende a ser mayor que los casos anteriores.

Para tener una mejor visión de la variación de los parámetros que caracterizan a la emisión del LPFO, se presenta la frecuencia de repetición (f_p), el ancho espectral y la amplitud entre el máximo y el mínimo del ancho espectral (ΔA) en la tabla 4.5, en donde se puede observar que al aumentar TF se obtiene una emisión pulsada con una frecuencia de repetición más grande. Además, de un espectro con mayor ancho espectral y una amplitud más definida. Se considera que el aumento de f_p se puede justificar con la atenuación de la curva de la SA por el aumento de TF (presentado en la figura 57), es decir, con el aumento de la cantidad de NpZn la absorción tiende a saturarse con mayor facilidad permitiendo que el ancho temporal del pulso sea más corto.

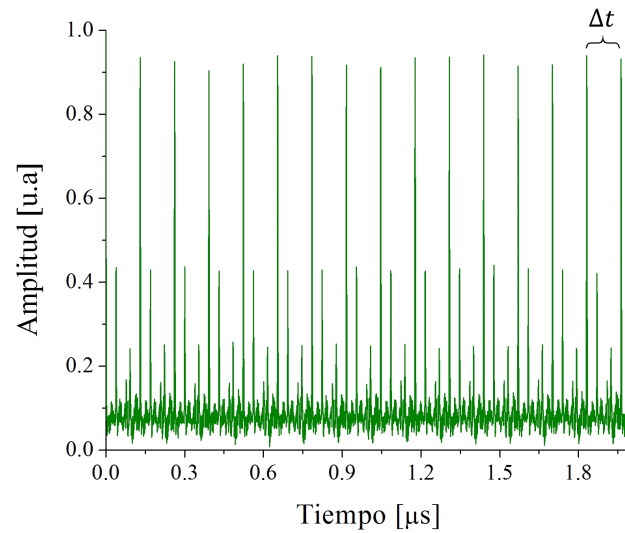


Figura 4.23. Tren de pulsos generados con el taper con 1 min de fotodeposición.

Table 4.5: Frecuencia de repetición, ancho espectral y amplitud de la emisión pulsada.

| Tiempo [min] | f_p [MHz] | $\Delta\lambda$ [nm] | ΔA [u. a.] |
|--------------|-------------|----------------------|--------------------|
| 1 | 7.67 | 2.15 | 0.71 |
| 5 | 7.72 | 2.49 | 0.88 |
| 10 | 7.81 | 2.94 | 0.91 |

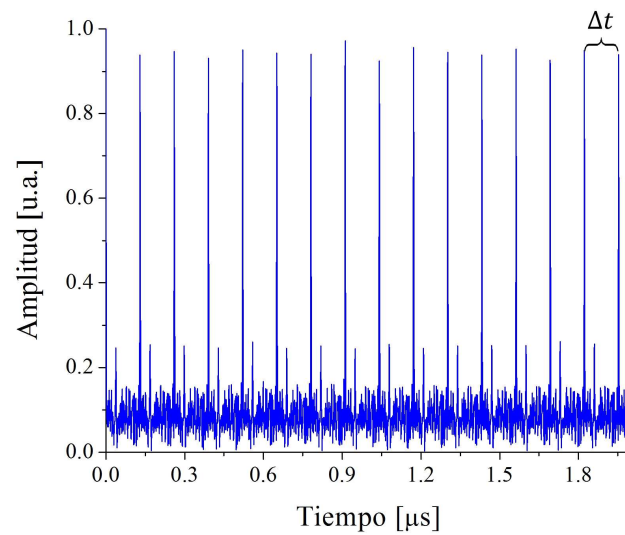


Figura 4.24. Tren de pulsos generados con el taper con 5 min de fotodeposición.

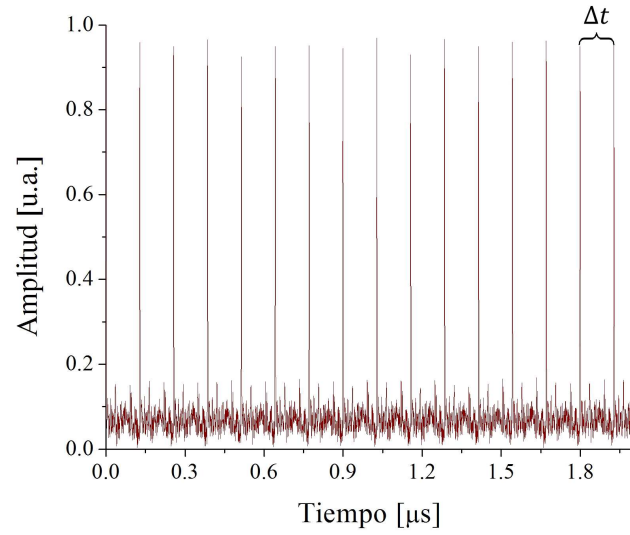


Figura 4.25. Tren de pulsos generados con el taper con 10 min de fotodeposición.

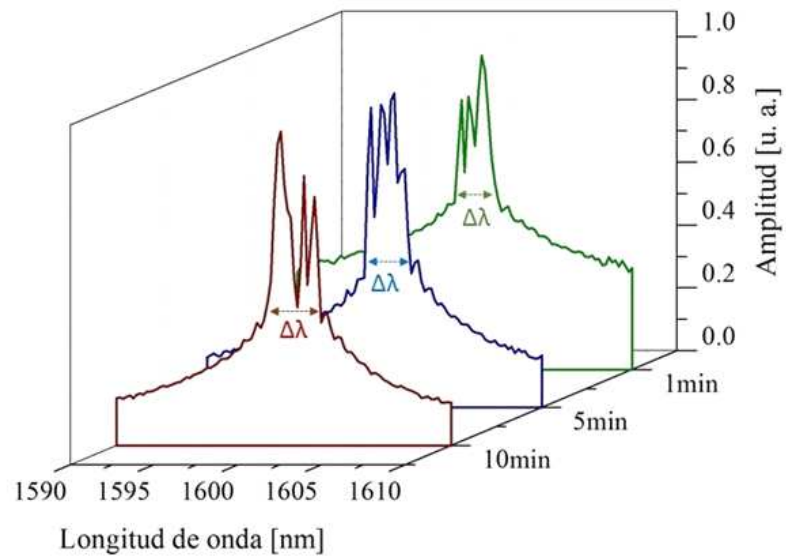


Figura 4.26. Espectros del LPFO a diferentes tiempos de fotodeposición.

Conclusiones

La optimización del amplificador de alta ganancia proporcionó una emisión de salida que conserva la forma de los pulsos emitidos, la potencia es más estable y aumentó hasta obtener el doble respecto a lo reportado anteriormente.

Los resultados de la caracterización de las NpAu fotodepositadas sobre el núcleo de una FO en función del diámetro muestran la presencia del fenómeno de absorción de dos fotones. La absorción de dos fotones mejora con el aumento del diámetro de las nanopartículas ya que la susceptibilidad el coeficiente de absorción aumenta de 3.084 a 4.956 $\mu\text{m}/\text{W}$ y la susceptibilidad de tercer orden aumenta de 2.472 a 4.015 μesu . Los resultados muestran que las NpAu son un buen candidato para el diseño de limitadores ópticos.

La técnica de reducción de la FO permitió obtener una reducción uniforme y con el diámetro deseado, de tal manera que se puede ignorar la temperatura ambiental.

La NpZn fotodepositadas sobre el taper mostraron la presencia de dos fenómenos ópticos no lineales los cuales, están en función de la intensidad del haz con el que interactúan las nanopartículas: A bajas intensidades de irradiancia se presenta el fenómeno de la absorción de dos fotones o también conocido absorción saturable inversa y a altas intensidades es visible la absorción saturable. El estudio de la dependencia de los fenómenos ópticos no lineales presentados muestra que la absorción saturable inversa es dominante sobre la absorción saturable cuando el tiempo de fotodeposición tiende a ser más grande o dicho de otro modo; cuando hay más NpZn adheridas a la sección reducida. Los resultados muestran que las NpZn fotodepositadas sobre el taper puede funcionar como un limitador óptico a bajas intensidades de irradiancia o puede funcionar como un conmutador para el diseño de láseres pulsados de FO a altas intensidades de irradiancias.

Los resultados de la implementación del láser pulsado de FO usando las NpZn como medio de conmutación presentaron una señal pulsada con una frecuencia de 8.4 MHz con una potencia mínima de bombeo de 43 mW. El estudio de la dependencia de la emisión pulsada muestra que la frecuencia de repetición aumenta de 7.2 a 8.18 MHz y el ancho espectral aumenta de 0.71 a 0.91 nm cuando el tiempo de fotodeposición de NpZn es mayor

Referencias

- [1] Pedro A. Serena Domingo 2010 La nanotecnología. Editorial: Consejo Superior de investigaciones científicas.
- [2] Noboru Takeuchi. Nanociencia y nanotecnología 2010 Editorial: Fondo de cultura económica.
- [3] Galo Soler Illia 2009 Nanotecnología El desafío del siglo XXI. Editorial: Eudeba.
- [4] Charles P. Poole & Frank Owens 2007 Introducción a la nanotecnología. Editorial: Reverte.
- [5] José Luis Morán López y José Luis Rodríguez López 2012 Los Materiales Nanoestructurados; Sus propiedades y aplicaciones en la revolución científica.
- [6] Atoche Medrano Jason Jerry 2011 Nanotechnology; Técnicas usadas en nanociencia y nanotecnología. Editorial: Editorial académica española.
- [7] J Aizpurua, R Esteban, P A González y R Hillenbrand 2015 Nanoóptica: Controlando la luz en la nanoescala. Investigación en vivo. CN15 (6 páginas).
- [8] F. Prieto 2003 An Integrated Optical Interferometric Nanodevicebased on Silicon Technology for Biosensor *Applications Nanotechnology* **14 8 pp** 907-912.
- [9] F Haider, R A Aoni, R Ahmed, and A E Miroshnichenko 2018 Highly amplitude-sensitive photonic-crystal-fiber-based plasmonic sensor *Optical Society of America* **76 pp** 23-28.
- [10] Haes A.J, Zou S.L, Schatz G.C, Van Duyne R.P (2004) Nanoscale optical biosensor: short range distance dependence of the localized surface plasmon resonance of noble metal nanoparticles. *J Phys Chem B* **108**:6961.
- [11] H Song, Q Wang, D Wang and L Li 2018 Passively Q-switched wavelength-tunable 1-lm fiber lasers with tapered-fiber-based black phosphorus saturable absorbers *Results in Physics Elsevier* **pp** 276-280.
- [12] R A Ganeev, A I Ryasnyanskli, M K Kodirov, S R Kamalov and Usmanov 2002 Lasers and their applications **93 5 pp** 852-860.

- [13] Yingzhong Z, Lufei X, Meng Z, Jiazheng Z, Qiong Z, Hui W, Shengli, Hongping Z, Jieying W and Yupeng T 2014 A series of imidazole derivatives: synthesis, two-photon absorption, and application for bioimaging *Hindawi Publishing Corporation* **965386** (8 pages).
- [14] Q Zhang, X Tian, H Zhou, J Wu and Y Tian 2017 Lighting the way to see inside two-photon absorption material: structure-property relationship and biological imaging *Materials* **10 223** (37 pages).
- [15] Eustis S and El-Sayed M A 2006 Why gold nanoparticles are more precious than pretty gold; Noble metal surface plasmon resonance and its enhancement of the radiative and nonradiative properties of nanocrystals of different shapes *Chemical Society Reviews* **35 pp** 209-2017
- [16] Sunil K, M anija and A K Sood 2013 Turning ultrafast photoresponse of gold nanorods *Plasmonics* **8 pp** 1477-2924.
- [17] Yong Y, Masayuki N, Jianlin S, Hangrong C, Guohong M and Singhai T 2006 Controlled surface-plasmon coupling in SiO₂-coated gold nanochains for tunable nonlinear optical properties *Applied Physics Letters* **88 081110** (3 pages).
- [18] R AGaneev, A I Ryasnyanskii, M K Kodirov, S R Kamalov and T Usmanov 2002 Optical limiting in fullerenes, colloidal metal solutions, and semiconductors in the field of pico- and nanosecond pulses of an Nd:YAG laser *Optics and Spectroscopy* **5 pp** 789-796.
- [19] Jian Z, Shen-Wei B, Jun-Wu Z and Jian-Jian L 2009 Tunable optical limiting of gold nanorod thin films *Appl Phys A* **97 pp** 431-436.
- [20] O Lysenko, M Bache and A Lavrinenko 2016 Third-order susceptibility of gold for ultrathin layers *Optics Letters* **41 2 pp** 317-320.
- [21] S K Maurya, A Rout, A Ganeev and C Guo 2019 Effect of size on the saturable absorption and reverse saturable absorption in silver nanoparticle and ultrafast dynamics at 400 *Hindawi Journal of Nanomaterials* **29** (12 pages).
- [22] T Cesca, P Calve, G Battaglin, P Mazzoldi and G Mattei 2012 Nonlinear optical response of gold-silver nanoplanets *Radiation Effects & in Solids* **167 7 pp** 520-526.
- [23] S Luo, Y Chen and G Fan 2014 Saturable absorption and reverse saturable absorption on silver particles with different shapes *Applied Physics A* **117 pp** 891-894.

- [24] N A Saad, M H Dar, E Ramya, S R G Naraharisetty and D N Rao 2019 Saturable and reverse saturable absorption of a Cu₂OAg nanoheterostructure *J Mater Sci* **54** pp 188-199.
- [25] C P Singh and K S Bindra 2015 Saturation and reverse saturable absorption in semiconductor doped glass and its application to parallel logic gates *Opt Quant Electron* **47** pp 3313-3321.
- [26] C Yadav and S Roy 2017 Optimization of ultrafast reverse saturable to saturable absorption transition in Ru dioxolene complex for all-optical logic applications *Opt Quant Electron* **49** **25** (11 pages).
- [27] J Liu, S Wu, Q H Yang, and P Wang 2011 Stable nanosecond pulse generation from a graphene-based passively Q-switched Yb-doped fiber laser *Opt. Lett.* **36**(20) pp 4008–4010.
- [28] Q Sheng, M Feng, W Xin, T Han, Y Liu, Z Liu, and J Tian 2013 Actively manipulation of operation states in passively pulsed fiber lasers by using graphene saturable absorber on microfiber *Opt. Express* **21**(12) pp 14859– 14866.
- [29] J Luo, M Zhou, J Weng, G Huang, H Xu, C Ye, and Z Cai 2010 Graphene-based passively Q-switched dualwavelength erbium-doped fiber laser *Opt. Lett.* **35**(21) pp 3709–3711.
- [30] Harun SW, Ismail MA, Ahmad F, Ismail MF, Nor RM, Zulkepely NR 2012 A Q-switched erbium-doped fiber laser with a carbon nanotube based saturable absorber *Chinese Physics Letters* **29** pp 1–3.
- [31] Yamashita S, Set SY, Goh CS and Kikuchi K 2007 Ultrafast saturable absorbers based on carbon nanotubes and their applications to passively mode-locked fiber lasers *Electronics and Communications in Japan* **90** pp 87–94.
- [32] A H H Al-Masoodi, M H M Ahmed, A A Latiff, H Arof and S W Hayum 2017 Passively Q-switched Ytterbium doped fiber laser with mechanically exfoliated MoS₂ saturable absorber *Indian J Phys* **91** **5** pp 575-580.
- [33] Z Wang, L Zhan, M Qin, J Wu, L Zhang, Z Zou and K Qian 2015 *Journal of lightwave technology* **33** **23** pp 4857-4861.
- [34] Crawford Jr 1977 *Ondas*, Berkeley Physics Course. Editorial Reverté. (1977).
- [35] Reitz, Milford y Christy 1996 *Fundamentos de la teoria electromagnética*. Editorial: Addison-Wesley.

- [36] Roald K. Wangsness 1983 Campos electromagnéticos. Editorial: Limusa.
- [37] Eugene Hecht 1999 Óptica Editorial: Addison-Wesley.
- [38] R. W. Ditchburn 1982 Óptica. Editorial: Reverte.
- [39] Bahaa E. A. Saleh and Malvin C. Teich 1991 Fundamentals of Photonics, John Wiley & Sons Inc.
- [40] Hugo Omar Grazzini 2009 Fibras ópticas. Editorial: Universitas Cordoba.
- [41] Govind P. Agrawal 2007 Nonlinear Fiber Optics. Editorial: Academic Press.
- [42] Qiang Lin 2006 Polarization and fiber nonlinearities.
- [43] Manuel Monteblanco 2019 Nanotecnología medieval al servicio de la arquitectura. Científicospe.
- [44] C. F. Bohren and D. R. Huffman 1983 Absorption and Scattering of Light by Small Particles Wiley 1983.
- [45] M. P. Silverman 1998 Waves and Grains. Princeton.
- [46] Carlos G. Treviño Palacios 2003 Curso de Laseres, INAOE.
- [47] F. Träger 2007 Springer handbook of lasers and optics. Springer (2007).
- [48] L C Gómez Pavón, G J Lozano Perera, A L Ramos, J M Muños Pacheco, J P Padilla Martínez and P Zaca Morán 2018 Influence on the saturable absorption of the induced losses by photodeposition of zinc nanoparticles in an optical fiber Optic Experss 26 2 pp 1556-1563.
- [49] Robert W. Boyd 2003 Nonlinear Optics Academic 2nd edition pp 3-56.
- [50] Sarychev AK, Shalaev VM 2002 Theory of nonlinear optical responses in metal-dielectric composites. Top Appl Phys 82:169
- [51] Lamarre JM, Billard F, Harkati C, Lequime M, Roorda S, Martinu L. 2008 Anisotropic nonlinear optical absorption of gold nanorods in a silica matrix. Optics Communications 281:331-40.
- [52] Lami JF, Hirlimann C. Two-photon excited room-temperature luminescence of CdS in the femtosecond regime. Physical Review B 1999;60:4763-70.

- [53] P Z Moran, E Kuzin, J T Turijan, J G O Mendoza, F Chavez, G F P Sanchez and L C G Pavon 2013 High gain pulsed erbium-doped fiber amplifier for the nonlinear characterization of swcnts photodeposited on optical fiber *Optics & Laser Technology* 52 15-20.
- [54] Jazmín Torres, Tesis; Turiján Amplificador de señal pulsada de alta ganancia de fibra dopada con erbio de dos etapas den configuración reflectiva 2012 Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.
- [55] J G O Mendoza, A P Vivanco, C T Quitl, P Z Morán, D V Hernández and F Chávez 2014 Optical fiber sensor based on localized Surface plasmon resonance using silver nanoparticles photodeposited on the optical fiber end *Sensors* pp18701-18710.
- [56] Ortega-Mendoza JG, Chávez F, Zaca-Morán P, Felipe C, Pérez-Sánchez GF, Beltran-Pérez G, et al. Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber. *Optics Express* 2013;21:6509–18.
- [57] P Z Morán, J P P Martínez, J M P Corte, J A D Pintle, J G O Mendoza and N Morales 2018 Etched optical fiber for measuring concentration and refractive index of sucrose solutions by evanescent waves *Laser phys* 116002 5 pp.
- [58] A A Lesenkov, J Pilipavicius, A Beganskiene, R Sirutkaitis and V Situtkaitis 2015 Nonlinear properties of silver nanoparticles explored by a femtosecond z-scan technique *Lithuanian Journal of Physics* 55 100-109.
- [59] Satyabrata M, Y K Mishra, A M Warriar, Reji P, S Sahoo, A K Arora and D K Avasthi 2012 Plasmonic, low frequency raman, and nonlinear optical-limiting studies in copper-silica nanocomposites *Plasmonics* 7 25-31.
- [60] Kreibig U, Volmer M (1995) *Optical properties of metal clusters: Springer series in materials science*. Springer, Berlin, Vol.25.
- [61] P Z Moran, R R García, J G O Mendoza, F Chavez, G F P Sanchez and C Felipe 2015 Saturable and two-photon absorption in zinc nanoparticles photodeposited onto the core of an optical fiber *Optics Express* 23 pp 18721-18729.
- [62] P Zaca-Morán, J G Ortega-Mendoza, G J Lozano-Perera, L C Gómez-Pavón, G F Pérez-Sánchez, J P Padilla-Martínez and C Felipe. Passively Q-switched erbium-doped fiber laser based on Zn nanoparticles as a saturable absorber. *Laser Physics*. 1 September 2017.

- [63] Chunfang L, Yanhai Q, Xiongwen H, Xue P and Dongxiang L 2015 Gold nanorods-silicone hybrid material films and their optical limiting property *Appl Phys A* 121 11-15.

Participaciones en congresos

3.0.1 Autor

J.M. Cuvas-Limón, J.J. Mendoza-Fabian, P. Zaca-Morán, F. Chávez, J.P. Padilla-Martinez y N. Morales. Caracterización no lineal de nanoesferas de WO_x depositados sobre una fibra óptica por HFCVD, Quinto coloquio Diseño y textura de nanoestructuras, 23-25 de Octubre 2017 Cuernavaca Moleros.

J.M. Cuvas-Limón, P. Zaca-Morán, J.P. Padilla-Martínez, C. Amaxal-Cuatetl y R. Zaca-Morán. Estudio teórico experimental de los coeficientes de extinción de nanopartículas de oro, División de óptica del LXI Congreso Nacional de Física, 7-12 Octubre 2018, Puebla Puebla.

J.M. Cuvas-Limón, C. Amaxal-Cuatetl, A. Lozada-Zanes, R. Zaca-Morán, J.P. Padilla-Martínez y P. Zaca-Morán, Las nanopartículas bajo la influencia de la luz intensa, Congreso Internacional Luz Ciencia y Arte, 13 – 17 Mayo 2019, Puebla, Puebla.

J.M. Cuvas-Limón, C. Amaxal-Cuatetl, R. Zaca-Morán, J.P. Padilla-Martínez y P. Zaca-Morán. Caracterización no lineal de nanopartículas de zinc fotodepositadas sobre una fibra reducida por ataque químico. División de óptica del LXII Congreso Nacional de Física, 6-11 Octubre 2018, Villahermosa, Tabasco.

3.0.2 Colaborador

César Amaxal Cuatetl, Jesús Manuel Cuvas Limón, Rafael Zaca Morán, Juan Pablo Padilla Martinez, Plácido Zaca Morán, Estudio de la susceptibilidad no lineal de tercer orden en fibra óptica reducida por ataque químico, División de Óptica del LXI Congreso Nacional de Física, 7-12 de Octubre 2018, Puebla, Puebla.

César Amaxal Cuatetl, Jesús Manuel Cuvas Limón, Rafael Zaca Morán, Alberto Lozada Zanes, Juan Pablo Padilla Martinez, Plácido Zaca Morán, Las nanopartículas

aplicadas en láseres pulsados, División de óptica del II Congreso Internacional de Luz, Ciencia y Arte, 13-17 Mayo 2019, Puebla, Puebla.

César Amaxal Cuatetl, Jesús Manuel Cuvas Limón, Rafael Zaca Morán, Alberto Lozada Zanes, Juan Pablo Padilla Martinez, Plácido Zaca Morán, Láser pulsado de fibra óptica reducida y fotodepositada con nanopartículas metálicas como absorbedor saturable, División de Óptica del LXII Congreso Nacional de Física, 7-11 de Octubre 2019, Viellahermosa, Tabasco.

Alberto Lozada Zanes, Jesús Manuel Cuvas Limón, César Amaxal Cuatetl, Rafael Zaca Morán, Juan Pablo Padilla Martinez, Plácido Zaca Morán, La fibra óptica como dispositivo de comunicación, División de óptica del II Congreso Internacional de Luz, Ciencia y Arte, 13-17 Mayo 2019, Puebla, Puebla.