



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.

ESTUDIO DE UN SISTEMA LÁSER HÍBRIDO DE ITERBIO (Yb^{+3}) Y TIPO RAMAN



MAESTRÍA EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Asesor:

Dr. Efraín Mejía Beltrán.

Estudiante:

Lic. en Física Oscar Javier Ballesteros Llanos.

*Octubre de 2016
León, Guanajuato, México*

ESTUDIO DE UN SISTEMA LÁSER HÍBRIDO DE ITERBIO (Yb^{+3}) Y TIPO RAMAN

Oscar Javier Ballesteros Llanos

Tesis presentada como requisito para optar al título de:

Maestro en ciencias (Óptica)

Director de Tesis:

Dr. Efraín Mejía Beltrán

Línea de Investigación:

Fibras Ópticas y Láseres

Grupo de Investigación:

Fotónica

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA

FIBRAS ÓPTICAS Y LÁSERES

LEÓN, GUANAJUATO, MÉXICO

2016

Dedicatoria

*Este trabajo esta dedicado
a la familia Llanos*

Agradecimientos

Ante todo agradezco a Dios por la fascinante experiencia de estudiar la maestría en ciencias (óptica) en el centro de investigaciones en óptica (CIO) y que culmina ahora con la presente tesis, permitiéndome de esta manera conocer al Dr. Efraín Mejía, a quien le agradezco infinitamente la oportunidad que me dio de aprender de él como profesor, investigador y como ser humano, especialmente le agradezco su apoyo, el tiempo consagrado, los conocimientos transmitidos y el esfuerzo dedicados para la culminación de este proyecto. Agradezco a mi familia por enseñarme a vivir con ética y valores, pues gracias a ello he logrado estos niveles académicos que demanda la sociedad actual. Agradezco de la manera más sincera a mis amigos y compañeros de la maestría, pues este proyecto no se hubiera logrado sin sus consejos y aportaciones académicas. Finalmente agradezco a todo el personal del CIO, incluyendo profesores y personal administrativo, pues siempre han hecho una excelente labor durante mi formación académica. Por estas y muchas cosas más a todos

MIL GRACIAS...

Agradecimientos institucionales



Agradezco al consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo otorgado mediante la beca de maestría (CVU/becario No. 339086 y el proyecto CB-2011-01/166740), los cuales permitieron financiar y consecuentemente obtener los resultados necesarios para la elaboración del presente trabajo.



Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por darme la oportunidad de realizarme profesionalmente dentro de sus instalaciones, ayudándome a desarrollar destrezas y habilidades de pensamiento científico. Principalmente estoy agradecido con el CIO por permitirme utilizar completamente la infraestructura y los equipos necesarios para desarrollar la presente tesis.

Resumen

El objetivo principal de este trabajo experimental es hacer más eficiente un láser de fibra óptica de tipo Raman bombeado con una señal láser a 1064 nm. El mejoramiento consiste en insertar (*empalmar por fusión*) dentro de la cavidad un trozo de $\sim 6\text{cm}$ de fibra de óxido de Silicio dopada con iterbio triplemente ionizado (Yb^{+3}), que al ser excitado a 925 nm (*láser Ti:Sapphire*) se encarga de reforzar la componente Stokes emitida por el láser Raman y centrada a 1116 nm. Dicha componente Stokes es generada por la señal a 1064 nm acoplada en el núcleo de una fibra de ganancia Raman a base de sílice (SiO_2) sin dopar con una longitud de 2.6 km. La idea principal es hacer que el láser convierta la mayor cantidad posible de señal de bombeo a señal láser, ayudado por la fluorescencia amplificada del Iterbio. Sin ayuda de la señal del Yb^{+3} y bombeando al láser Raman justo por debajo del umbral, es posible conmutar el bombeo del Yb^{+3} para producir modulación (o incluso pulsos) de la señal láser Raman.

Este trabajo cuenta con 5 capítulos, en los tres primeros se presenta una breve explicación de los conceptos básicos involucrados en el desarrollo experimental del láser híbrido de iterbio y tipo Raman; mientras que en los otros dos capítulos se presenta el desarrollo experimental, los resultados obtenidos, las conclusiones y se proponen algunos trabajos a futuro. Detallando un poco más la organización de este trabajo, tenemos:

En el capítulo 1 se presenta una breve explicación de la fenomenología involucrada en el desarrollo de un láser; es decir, se hace una descripción de los fenómenos físicos por los cuales es posible hablar del láser como dispositivo óptico generador de luz monocromática y coherente. Al final de este capítulo se habla a modo general de las cualidades de un láser de fibra óptica, debido a que este trabajo se fundamenta sobre la emisión de radiación producido por dos láseres de fibra óptica, uno es un láser de iterbio (Yb) y el otro es de tipo Raman, que en conjunto forman un solo láser. Razón por la cual, el arreglo experimental adopta el nombre de sistema híbrido de iterbio y tipo Raman.

El capítulo 2 presenta una descripción de las propiedades intrínsecas de los iones de tierra raras, también conocidas con el título de lantánidos. Estos centros activos posibilitan la amplificación de señales ópticas en cristales o vidrios. Es así como en

la determinación de los números cuánticos, por ejemplo para el iterbio Yb , se puede establecer los niveles de energía (*Stark*), que son los encargados de generar los espectros de emisión y absorción característicos de esta tierra rara.

En el capítulo 3 encontramos los principios básicos y propagación de señales en fibras ópticas pasivas y activas. Aquí se presenta y describe el fenómeno por el cual es posible propagar luz por el núcleo de la fibra y se exponen las ecuaciones con las que se puede cuantificar las posibles pérdidas o ganancias de la energía acoplada en el núcleo de una fibra. Igualmente, se hace una descripción de los diferentes tipos de fibra óptica existentes.

El capítulo 4 describe el arreglo experimental utilizado para la amplificación, por efecto Raman estimulado, de una señal óptica producida por el iterbio al excitar sus iones triplemente ionizados (Yb^{+3}) con un láser en emisión infrarrojo. Aquí se muestran los resultados obtenidos y las discusiones generadas como producto de la caracterización de dicha amplificación.

Finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo experimental y se proponen nuevas acciones para realizar a futuro.

Índice general

	Página
Agradecimientos	III
Resumen	v
Lista de figuras	VII
Lista de tablas	VII
Introducción	1
1. Generalidades de la emisión láser	3
1.1. ¿Qué es un láser?	3
1.2. Principios de la amplificación óptica	5
1.2.1. Absorción del estado base	5
1.2.2. Inversión de Población	6
1.2.3. Emisión espontánea y Estimulada	6
1.3. Láseres y amplificadores ópticos	7
1.3.1. Oscilador Láser	7
1.3.2. Amplificador Óptico	8
1.4. Láseres de Fibra óptica	9
1.4.1. Del tipo dopado con tierra raras	9
1.4.2. Del tipo Raman estimulado	10
2. Centros activos como dopantes en fibras ópticas	13
2.1. Tierras raras triplemente ionizadas como centros activos	14
2.2. Propiedades ópticas de las tierras raras en vidrios	16
2.2.1. Espectros de absorción y emisión de las tierras raras en vidrios .	19
3. Principios básicos y propagación de señales en fibras ópticas pasivas y activas	21
3.1. Reflexión total interna	22
3.2. Abertura numérica (NA)	23
3.3. Tipos de fibras ópticas	23
3.3.1. Propagación de luz en fibras monomodales	24

3.3.2. Propagación de luz en fibras multimodales	25
3.4. Frecuencia normalizada (V)	25
3.5. Propagación de señales en fibras pasivas y activas	26
3.5.1. Absorción en medios puramente pasivos	26
3.5.2. Absorción en medios pasivos-activos	27
3.6. Absorción en medios activos bombeados	28
4. Desarrollo experimental, resultados y discusiones	31
4.1. Descripción del arreglo experimental	31
4.2. Resultados y Discusión	34
4.2.1. Longitud de onda del bombeo	36
4.2.2. Generación del efecto Raman en ausencia de la señal de Iterbio producida por el bombeo a 925 nm	36
4.2.3. Generación del efecto Raman con presencia de la señal de Iterbio producida por el bombeo de 925 nm	43
5. Conclusiones y trabajo a futuro	55
Referencias	57

Índice de figuras

1.1.	Estructura básica del láser	4
1.2.	Diagrama esquemático de un átomo hipotético con electrones orbitando alrededor del núcleo.	5
1.3.	a) Representación hipotética de un átomo en estado base que recibe excitación por un fotón con $E = h\nu$. b) Átomo que ha absorbido al fotón pasando a un estado excitado de mayor energía.	6
1.4.	Ilustración de los procesos de emisión: a) Espontánea y b) Estimulada.	7
1.5.	Modelo esquemático de un oscilador láser: Comprende un oscilador óptico en cuyo interior se realiza una amplificación. El haz de salida se obtiene a través de uno de los espejos del oscilador.	8
1.6.	Modelo esquemático de un amplificador de señal óptica	8
1.7.	(a) Esparcimiento Raman. (b) Esparcimiento estimulado de Raman	11
2.1.	Niveles de energía para Yb^{+3} en vidrio o cristal a temperatura criogénica ($0^{\circ}K \approx -273^{\circ}C$)	17
2.2.	Excitación de una tierra rara en sílice. Entre los dos niveles superiores solo existe decaimiento fonónico	18
2.3.	Excitación de una tierra rara en ZBLAN. Entre el nivel superior y los dos niveles inferiores existe decaimiento fotónico	19
2.4.	Localización de λ_0 en los espectros de absorción y emisión	19
3.1.	Estructura básica de una fibra óptica	21
3.2.	Representación de la reflexión total interna (RTI) de un haz de luz dentro de una fibra óptica cuando incide con un ángulo mayor al ángulo crítico θ_c	22
3.3.	Representación de la Abertura Numérica.	23
3.4.	a) Fibra Monomodo y b) Fibra Multimodo	23
3.5.	a) Fibra Step Index y b) Fibra Graded Index	24
3.6.	Absorción en medios puramente pasivos	26
3.7.	Diagrama a 2 niveles de los centros activos	29
4.1.	Esquema experimental	31
4.2.	Banda de absorción y emisión del Ti:Sapphire	32
4.3.	Estructura interna del láser Ti:Sapphire. E = espejo, EB = espejo de bombeo y AO = aislador óptico	32

4.4. Señal de iterbio centrada a 1116 nm generada por el bombeo con 140 mW de potencia a 925 nm	35
4.5. Bandas de absorción y emisión del iterbio ($Yb : SiO_2$)	35
4.6. Señal residual de bombeo (<i>bombeo 1</i>) con el que se excitó la fibra dopada con iterbio.	36
4.7. Generación del efecto Raman con potencia de bombeo de 2.8 W (<i>potencia umbral</i>) y en ausencia de señal de iterbio.	37
4.8. Espectro de las señales a 1064 nm y 1116 nm con amplitudes iguales y potencia de bombeo de 3.5 W (<i>bombeo 2</i>) en ausencia de la señal de iterbio.	38
4.9. Máximo crecimiento del 1°Stokes con potencia de bombeo de 4.6 W (<i>bombeo 2</i>) y en ausencia de señal de iterbio.	39
4.10. Espectro con potencia de bombeo de 4.65 W (<i>bombeo 2</i>) y en ausencia de señal de iterbio	40
4.11. Potencias de salida para las longitudes de onda a 1064 nm (<i>señal residual</i>), 1116 nm (<i>1° Stokes</i>) en función de la potencia de bombeo y sin señal de iterbio. En el inset de figura se muestra un acercamiento en la región de bombeo a 4.6 W.	41
4.12. Intensidad en las longitudes de onda a 1064 nm (<i>señal residual</i>), 1116 nm (<i>1° Stokes</i>) en función de la potencia de bombeo y sin señal de iterbio.	42
4.13. Espectro correspondiente a una potencia de bombeo de 2.8 W (<i>bombeo 2</i>) y en presencia de la señal de iterbio.	43
4.14. Generación del efecto Raman con potencia de bombeo de 2.4 W (<i>potencia umbral</i>) y en presencia de la señal de iterbio.	44
4.15. Espectro de las señales a 1064 nm y 1116 nm con amplitudes iguales y potencia de bombeo de 2.9 W (<i>bombeo 2</i>) en presencia de la señal de iterbio.	45
4.16. Amplificación del 1°Stokes con potencia de bombeo de 3.5 W (<i>bombeo 2</i>) y en presencia de la señal de iterbio.	47
4.17. Amplificación del 1°Stokes con potencia de bombeo de 4.6 W (<i>bombeo 2</i>) y en presencia de la señal de iterbio.	48
4.18. Máxima amplificación del 1°Stokes con potencia de bombeo de 5.4 W (<i>bombeo 2</i>) y en presencia de la señal de iterbio.	49
4.19. Potencias de salida para las longitudes de 1064 nm (<i>señal residual</i>), 1116 nm (<i>1° Stokes</i>) en función de la potencia de bombeo y con señal de iterbio.	50
4.20. Intensidad en las longitudes de onda a 1064 nm (<i>señal residual</i>), 1116 nm (<i>1° Stokes</i>) en función de la potencia de bombeo y con señal de iterbio.	51
4.21. Gráfico comparativo de potencias de la señal Raman en presencia y ausencia de la señal de iterbio Yb.	52
4.22. Gráfico comparativo de intensidad pico de la señal Raman en presencia y ausencia de la señal de iterbio Yb.	53

Índice de tablas

2.1. Configuración de los lantánidos a partir de la configuración del Xenón .	15
4.1. Potencias obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en ausencia de la señal de iterbio	41
4.2. Intensidades obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en ausencia de la señal de iterbio	42
4.3. Potencias obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en presencia de la señal de iterbio	50
4.4. Intensidades obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en presencia de la señal de iterbio.	51
4.5. Comparación de los datos experimentales obtenidos en presencia y ausencia de la señal de iterbio	52

Introducción

El desarrollo de la fibra óptica inicia en el año de 1950 mientras que las fibras especiales, en particular las fibras de vidrio activadas con iones de tierra raras, comienza en la década de los 1960's con la invención de la fibra láser, es decir una fibra óptica que puede implementarse para que tenga el funcionamiento de un láser [1]. A partir de 1985 [2] resurge el interés en el tema al lograrse la fabricación de fibras láser que cumplen la función de un amplificador. Este resurgimiento fue impulsado en gran medida por el perfeccionamiento en la elaboración de fibras de vidrio y la disponibilidad de láseres diodo de alta potencia y confiabilidad que se utilizan como fuente de bombeo.

Los láseres de fibra activadas con iones de tierras raras (*Ej: el iterbio Yb*) [3] y otros dispositivos basados en estas fibras han tenido mucho éxito debido a su alta estabilidad, su tamaño compacto, pequeño volumen y peso, eficiente disipación de calor (*por la relación existente entre el área de su superficie y el volumen*) y excelente calidad del haz emitido, permitiendo con ello una variedad de usos. Estos láseres presentan ventajas superiores sobre los de tipo "bulk", porque su gran longitud de medio activo absorbe de manera más eficiente al bombeo y presentan una longitud de ganancia más grande; lo que permite una superposición total de los haces (*bombeo-señal láser*), atributos que hacen altamente eficientes a estos láseres [4]. Sus cavidades, aunque largas, se pueden enrollar para permitir que sean semi-compactos. Como en general las cavidades están formadas por espejos (*ó rejillas de Bragg*) adheridos a los extremos de la fibra óptica, éstos presentan un alineamiento muy estable e inmune a vibraciones. Se puede decir que los láseres de fibra óptica extienden la capacidad de las fuentes de bombeo, porque aparte de alcanzar otras regiones del espectro electromagnético inalcanzables por los láseres convencionales, en casi todas las ocasiones reúnen varios haces de bombeo para aumentar la intensidad y mejorar la calidad del haz. En general, los haces provenientes de estos láseres son fáciles de manipular para ser depositados con alta precisión en el lugar deseado.

Aun cuando estos láseres han sido investigados desde la década de los años 1960's, el desarrollo de nuevos materiales y nueva tecnología de fabricación de fibra óptica han marcado el paso a su desarrollo. La propiedad que cuantifica la calidad de un láser

de fibra óptica es su eficiencia de conversión [5]; es decir, la capacidad de convertir el bombeo en señal láser que involucra decaimientos radiativos como no radiativos. Una fibra dopada con iterbio Yb^{+3} presenta grandes secciones eficaces de absorción y emisión. La sección eficaz de absorción se entiende como la probabilidad por unidad de tiempo de que el ión de Yb^{+3} absorba un fotón [6]. Esta sección en el Yb^{+3} es del orden de $2,5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ y es más grande respecto a la que presentan elementos como el neodimio Nd^{+3} que tienen una sección eficaz de absorción del orden de 10^{-21}cm^2 [7]. Debido a la distribución de los niveles de energía del iterbio, hay muy poca diferencia entre los tiempos de decaimiento radiativo y no radiativo, entonces se dice que los láseres de fibra óptica activados con iones de Yb^{+3} en general tienen alta eficiencia de conversión. Son estas técnicas de dopar los núcleos de la fibra con iones de tierras raras, lo que hace posible que los láseres de fibra amplifiquen señales ópticas y se logre generar longitudes de onda inalcanzables para los láseres convencionales, propiciando con ello que estos láseres presenten mayor eficiencia y sean una buena alternativa a sistemas láser de alta potencia [8, 9].

Para finalizar, en este trabajo se realizó un estudio experimental sobre la generación y caracterización de un láser híbrido de iterbio (Yb^{+3}) y tipo Raman [10]. Un láser de fibra Raman es un tipo específico de láser en el que el mecanismo fundamental, para amplificar luz, es el esparcimiento Raman estimulado (*stimulated Raman scattering*). Este hecho contrasta con la mayoría de los láseres “convencionales” del tipo estado sólido, que se basan en transiciones electrónicas estimuladas para amplificar la luz. Los láseres Raman son bombeados ópticamente; sin embargo, este bombeo no produce una inversión de población como en los láseres convencionales. Más bien fotones de bombeo, a alta potencia, son redistribuidos por el comportamiento dipolar eléctrico de las moléculas de la fibra, generando nuevas frecuencias que son impulsadas de manera coherente (*relación de fase constante*) y desplazadas con respecto a la frecuencia de bombeo. En éste sentido, sí la frecuencia desplazada es mayor a la del bombeo la señal es un *anti-stokes*, pero si la frecuencia es menor entonces es una señal *stokes*. Por suparte, la diferencia entre la energía de los fotones de bombeo y la energía de los fotones desplazados ineláticamente es fija y corresponde a una frecuencia vibracional del medio de ganancia. Esto hace que sea posible, en principio, producir longitudes de onda arbitrarias si se elige adecuadamente la potencia de bombeo [11]. Dicho fenómeno está en contraste con los láseres convencionales, en los que las posibles longitudes de onda de salida del láser se determinan por las líneas de emisión del medio de ganancia.

Capítulo 1

Generalidades de la emisión láser

En el presente capítulo se describen de forma general las características fundamentales del láser y sus propiedades. Se exponen los conceptos físicos que hacen posible la emisión o radiación láser.

1.1. ¿Qué es un láser?

LÁSER es un acrónimo formado con las primeras letras de la expresión inglesa “**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mision of **R**adiation” que traducido significa Amplificación de Luz por Emisión de Radiación Estimulada. Los láseres producen y amplifican luz generando un gran flujo de energía de salida, por ello son altamente direccionales y muy brillantes. El láser en sí es una fuente luminosa con dos propiedades muy especiales e importantes, que técnicamente reciben los nombres de coherencia temporal y coherencia espacial. La primera se refiere a la invariabilidad de la longitud de onda, la frecuencia y velocidad de fase del haz que se propaga espacio-temporalmente; mientras que la segunda, es la capacidad que presentan las ondas emitidas por el láser de conservar la diferencia de fase constante entre dos puntos separados espacialmente. Una de las maneras de explicar la coherencia de los haces de luz es comparar la emisión láser con la de una lámpara. El conjunto de haces de luz que emite una lámpara normal se propaga en todas las direcciones y sus fotones están desfasados, por eso es una fuente de iluminación incoherente. La luz que se produce en un sistema láser está compuesto de haces luminosos paralelos, ordenados e idénticos que se propagan en la misma dirección. Esto implica que las ondas de luz individuales, emitidas por el láser, sean todas de la misma longitud de onda (*Principal característica de la luz monocromática*) y estén todas en fase, razón de esto último es su alta brillantez. Esto permite realizar una concentración de energía en un área finamente definida.

Las fuentes de radiación monocromáticas se caracterizan porque su intensidad permanece constante en el tiempo $I(t) = \text{cte}$ y el ancho de banda de su línea espectral

en frecuencia es aproximadamente cero ($\Delta\omega \approx 0$). Por su parte en una fuente de radiación láser del tipo Q-Switching (*conmutación Q*), la intensidad del haz varía en el tiempo generando pulsos largos ($\tau \gg$) y su espectro en frecuencia presenta un ancho de banda pequeño ($\Delta\omega \ll$). Otra fuente de radiación láser es la conocida Mode locking (*amarre de modos*), donde la variación de intensidad en tiempos pequeños ($\tau \ll$) se traduce en pulsos cortos; por lo tanto, su espectro de frecuencia presenta un ancho de banda grande ($\Delta\omega \gg$). Por último, tenemos la fuente de supercontinuo que genera pulsos ultracortos en tiempos muy pequeños ($\tau \ll\ll$) y su espectro de frecuencia es muy grande ($\Delta\omega \gg\gg$); además, las ultra-altas intensidades pico generan más pulsos con más frecuencias en base a efectos no-lineales; por esta razón se conocen como fuentes de supercontinuo, su espectro llega a ser tan amplio que se puede considerar como luz blanca. Estas características de la radiación son lo que hacen especial a las diferentes fuentes de radiación láser y de gran utilidad en el desarrollo humano.

El funcionamiento de los láseres de diferentes variedades atómicas o moleculares tienen ciertos elementos comunes en cuanto a su estructura. Estos elementos comunes son: Un medio activo que generalmente contiene centros activos (*dopantes*), una cavidad de resonancia óptica (*Resonador*¹) y una fuente externa de bombeo (ver Figura 1.1). El medio activo (gas, líquido y/o sólido) posee unos niveles energéticos apropiados para absorber la luz del bombeo y producir las longitudes de onda deseadas a partir del proceso de emisión estimulada que se describe posteriormente. Por su parte, el resonador óptico está constituido por una cavidad que contiene al medio activo y en cuyos extremos se ubican espejos con unas características especiales de su reflectancia² y transmitancia³. Es deseable que uno de los espejos tenga una reflectancia cercana al 100 % en la longitud de onda del láser, lo que es igual a que su transmitancia sea mínima; y que el otro espejo, sea parcialmente reflector con transmitancia típica entre 1 y 20 %. Esto es necesario para permitir que la luz del láser pueda escapar del resonador y ser utilizada externamente [12].

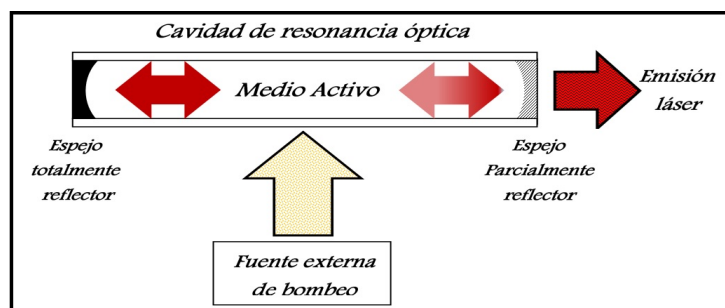


Figura 1.1: Estructura básica del láser

¹Dispositivo en el que los haces luminosos permanecen confinados gracias a espejos sobre los que se reflejan

²Capacidad de las superficies de reflejar la luz

³Capacidad de los materiales de transmitir la luz

Como una de las propiedades del láser es amplificar la luz, se especifica que un amplificador se caracteriza por transformar una señal de baja intensidad en una señal de alta intensidad y para que esto sea posible, se requiere de la “energía de bombeo” o excitación, que es la energía que se provee al medio activo para que adquiera la capacidad de amplificar. Esta energía de bombeo, se obtiene de una fuente externa que puede ser una corriente eléctrica fluyendo a través del medio o luz procedente de una fuente no coherente o de otro láser.

1.2. Principios de la amplificación óptica

1.2.1. Absorción del estado base

Para comprender con detalle cómo funcionan los láseres hay que entender primero cómo se produce la emisión de luz a nivel de los átomos y, por tanto, hay que saber lo que es un átomo. Un átomo se puede considerar como un núcleo alrededor del cual se mueven unos electrones con unas energías discretas bien determinadas. Los electrones, según Max Planck, no pueden poseer cualquier valor de la energía sino solamente unos valores bien definidos que se identifican como niveles energéticos. Ahora bien, un electrón puede pasar de un nivel de energía a otro (*realizando una transición*) emitiendo o absorbiendo una unidad de luz (*llamada fotón*) con una energía igual a la diferencia entre los dos niveles de la transición.

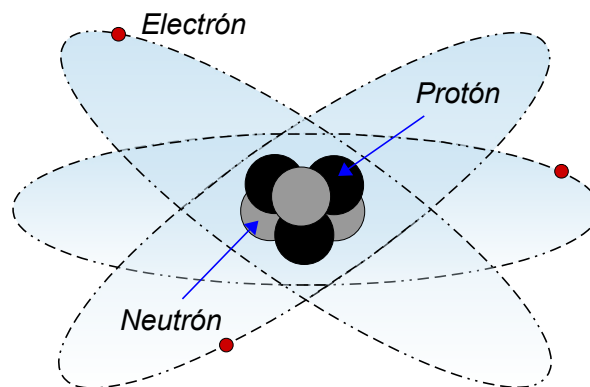


Figura 1.2: Diagrama esquemático de un átomo hipotético con electrones orbitando alrededor del núcleo.

Los centros activos (*generalmente átomos*) al estar libres de influencia externa, se encuentran inicialmente en un estado llamado “estado base o estado basal”. Dicho estado se caracteriza por ser el estado más estable en el cual un átomo no cambia su cantidad de energía. En otras palabras, el estado base representa el estado de energía donde el electrón tiende a permanecer o regresar después de ser perturbado (*excitado por ejemplo*).

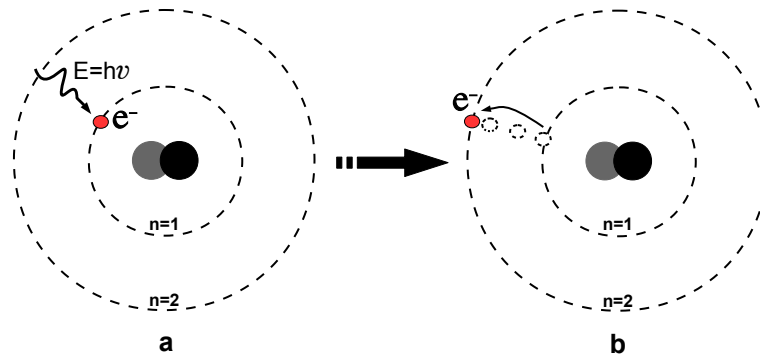


Figura 1.3: a) Representación hipotética de un átomo en estado base que recibe excitación por un fotón con $E = h\nu$. b) Átomo que ha absorbido al fotón pasando a un estado excitado de mayor energía.

De acuerdo a la mecánica cuántica, un electrón puede alcanzar niveles de energía mayores pero solamente en pasos discretos, por la absorción de energía desde fuentes externas, cuando esto sucede decimos que el átomo se encuentra en un *estado excitado*. Los estados excitados presentan un tiempo de vida que al cumplirse fuerza al electrón (e^-) a pasar a un estado de menor energía emitiendo un fotón. Esta emisión puede ser impulsada de forma espontánea o estimulada, lo que le asigna propiedades ó características únicas a la luz emitida. Dichos fenómenos se exponen con mayor detalle posteriormente.

1.2.2. Inversión de Población

Para que sea posible amplificar la luz por emisión estimulada, es necesario que en el medio activo haya un número mayor de centros activos con e^- en el nivel de energía superior que en el inferior; esto es lo que se llama inversión de población. Si por el contrario hubiera más e^- en el nivel inferior que en el superior, entonces predominaría la absorción y el medio absorbería la energía de la luz en vez de amplificarla.

La inversión de población es el requisito fundamental para que los láseres y amplificadores ópticos operen. Esto se consigue mediante el bombeo adecuado de ciertos materiales cuyos centros activos tengan niveles de energía electrónicos metaestables; es decir, con niveles de energía en los cuales los electrones tardan un tiempo relativamente largo en desexcitarse por emisión espontánea, lo cual favorece precisamente la acumulación de electrones en el estado de energía superior.

1.2.3. Emisión espontánea y Estimulada

Un átomo o centro activo en estado excitado⁴ mantiene su energía de manera temporal durante un tiempo de vida τ . Este tiempo, depende de la naturaleza del

⁴Por estado excitado se entiende a cualquier estado con energía superior a la del estado fundamental.

átomo y del material en el que se encuentra inmerso. Una vez cumplido el tiempo τ , el centro activo se des-excita pasando del nivel de mayor energía al estado base, en el proceso llamado “emisión espontánea” ó fluorescencia. Este proceso genera un fotón con una energía que en nuestro esquema simplificado es aproximadamente igual a la energía que lo excitó y su dirección de propagación, fase, polarización son aleatorias (Figura 1.4a), por esta razón es un proceso incoherente.

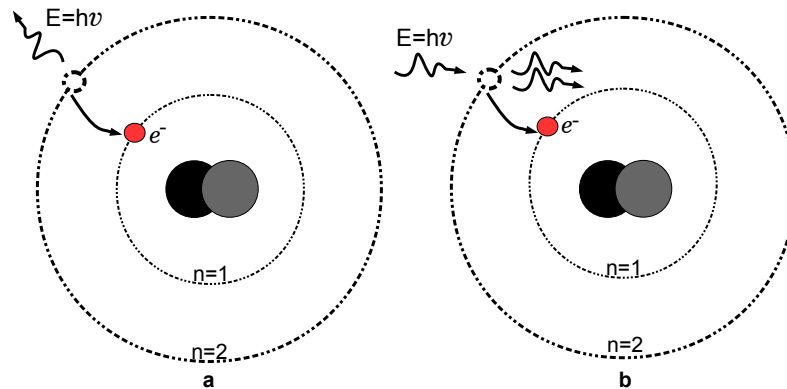


Figura 1.4: Ilustración de los procesos de emisión: a) Espontánea y b) Estimulada.

Por su parte, en un conjunto de centros activos, es posible que algunos realicen la transición al estado base antes que sus vecinos. Los fotones generados por estos, pueden incidir (*interactuar*) con otros átomos que se encuentran excitados. Al ocurrir esto, los átomos excitados se ven forzados a realizar su transición al estado base antes de cumplir su tiempo de vida τ . Esta es una emisión estimulada en la cual, los fotones producidos son réplicas exactas de los fotones que estimularon a los centros activos a regresar al estado base, es decir que presentan la misma energía, fase, polarización y dirección produciendo luz coherente, caso representado en la Figura 1.4b. Si existe una inversión de población significativa, entonces la emisión estimulada puede producir también una amplificación de luz significativa.

1.3. Láseres y amplificadores ópticos

1.3.1. Oscilador Láser

Un oscilador láser en resonancia puede visualizarse como un dispositivo que contiene una radiación con una frecuencia fija que coincide con la frecuencia de resonancia del mismo. De esta forma, actúa como un selector de frecuencias.

En un oscilador láser, el medio activo genera su propia señal que es amplificada y retro-alimentada por medio de espejos (*planos y paralelos en este ejemplo*) ubicados a cada extremo de la cavidad resonante. Como ya se ha expresado, uno de los espejos es totalmente reflector (**HR** = High Reflector) y el otro es parcialmente reflector (**OC**

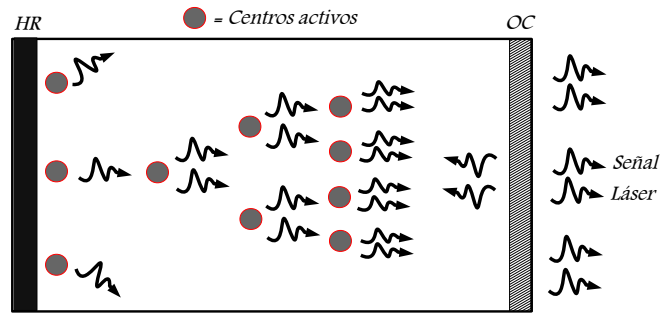


Figura 1.5: Modelo esquemático de un oscilador láser: Comprende un oscilador óptico en cuyo interior se realiza una amplificación. El haz de salida se obtiene a través de uno de los espejos del oscilador.

= Output Coupler) por donde se transmite un porcentaje de la señal que entrega el láser. En este caso los espejos forman una cavidad Fabry-Pérot en la cual se puede presentar oscilación. La señal reflejada (*la que no es transmitida*) dentro del oscilador láser, vuelve a ser amplificada realizando un doble recorrido a lo largo del medio activo para volver a amplificarse y de esta manera, se siga emitiendo señal láser (ver Figura 1.5).

1.3.2. Amplificador Óptico

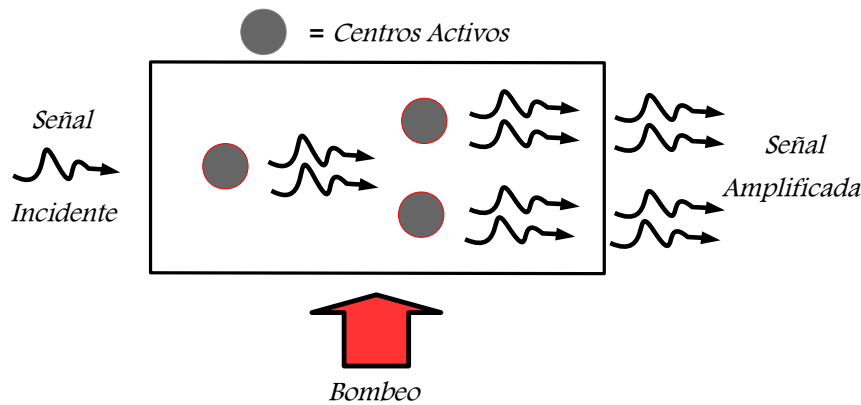


Figura 1.6: Modelo esquemático de un amplificador de señal óptica

El fundamento de un amplificador óptico es el proceso de emisión estimulada al igual que en un láser. Su estructura es similar, pero difiere en que no posee una realimentación para hacer que el dispositivo oscile, de forma que puede elevar el nivel de potencia de una señal incidente. En la Figura 1.6 se muestra un esquema del funcionamiento de un amplificador básico. La amplificación óptica ha tenido un gran impacto en aplicaciones que utilizan fibra óptica [13]. Actualmente, estos amplificadores no solo son útiles en comunicaciones ópticas, sino que también se emplean en sistemas en los que es necesario aumentar la potencia de ciertas señales débiles con características únicas de coherencia, monocromaticidad, pulsado, etc.

1.4. Láseres de Fibra óptica

El esquema básico de un láser de fibra óptica, en general, requiere de tres elementos claves: una fuente de bombeo, un material de ganancia que amplifique la señal y una cavidad óptica que confine la luz. El fenómeno físico por el cual se produce la amplificación es la emisión estimulada; que como ya se mencionó, los fotones generados por este proceso presentan las mismas características que los fotones estimulantes, lo cual hace imposible distinguir entre unos y otros. Por esta razón, un haz de luz puede ser amplificado cuando atraviesa un medio material donde predomina la emisión estimulada frente a la absorción. Para cumplir con esta condición, los átomos del material deben ser excitados por una energía denominada energía de bombeo, que es transferida al haz de luz amplificado. Por lo tanto, un amplificador de fibra óptica puede convertirse en un láser si es colocado como elemento de ganancia dentro de una cavidad que permita retro-alimentar al sistema; esto se logra, ubicando en los extremos de la fibra espejos ó rejillas de Bragg.

1.4.1. Del tipo dopado con tierra raras

En un láser de fibra el medio activo es el núcleo de la fibra dopado con una tierra rara. Lo más común es que sea una fibra monomodal hecha de sílice [14]. El haz de bombeo se inyecta longitudinalmente a lo largo de la fibra y puede ser guiado por el núcleo ó por un revestimiento interior al rededor de este núcleo (*fibra de doble revestimiento*). Las fibras ópticas dopadas con iones de tierra raras son dispositivos atractivos para construir láseres eficientes en la región del IR porque presentan propiedades físicas ideales (*geometría, longitud, pequeña área de sección transversal, operación a temperatura ambiente etc*), para obtener amplificación de luz coherente u oscilación láser [15]. La geometría de una fibra óptica permite confinar un haz de bombeo en una sección transversal muy pequeña y en una longitud que puede variar entre unos cuantos centímetros a cientos de metros. El hecho de tener un material alargado (*con diámetros alrededor de 1/4 de mm*) permite disipar el calor más eficientemente debido al área superficial de la fibra que es muy grande comparado con un volumen muy pequeño del núcleo. De esta manera se ha logrado tener láseres que operan a temperatura ambiente, a diferencia de los láseres de estado sólido que trabajan por medio de barras o cristales como medio activo para proporcionar emisión láser, sistema que requieren de un proceso de enfriamiento más complejo.

En este sentido, los láseres de fibra óptica activados con iones de tierra raras tienen muchas ventajas frente a otros tipos de láseres porque:

- La longitud de absorción del bombeo es muy grande y con núcleos de pocos micrómetros, el pequeño diámetro del haz guiado hace que éste presente mayor

intensidad efectiva. El beneficio es un umbral de operación menor.

- La fibra guía en su núcleo la señal láser y el bombeo logrando una superposición o traslape de ambas señales, permitiendo una operación del láser mucho más eficiente.
- La fibra como medio de ganancia puede ser relativamente compacta porque se puede enrollar para ocupar menos espacio.
- Presenta muy buena calidad del haz incluso a muy altas potencias de salida. Esta es la gran cualidad de los láseres de fibra. Algunos de ellos pueden funcionar como convertidores de haces de mala calidad (*como los emitidos por muchos láseres de diodos*) a alta calidad (*monomodo circular con perfil de intensidad Gaussiano*).
- Altas intensidades de salida de bombeo se pueden alcanzar aun con potencias mínimas, esto es, si se usan fibras con un diámetro de núcleo pequeño y una abertura numérica (NA) alta.

1.4.2. Del tipo Raman estimulado

Un haz óptico intenso acoplado en el núcleo de una fibra de sílice cambia sus propiedades ópticas por el efecto de esparcimiento estimulado de Raman (*SRS*). Cada átomo dentro de una molécula del vidrio tiene un conjunto único de frecuencias vibratorias (*modos*) que puede tomar en función de su temperatura. Aparte de las diferencias atómicas, la unión entre ellos produce bandas de frecuencia (*también llamadas bandas moleculares*). A temperaturas cercanas a 300 K y en equilibrio térmico, la mayoría de los átomos dentro de las moléculas vibran a cierto modo; digamos que se encuentra en el nivel más bajo de energía como se muestra en la Fig. 1.7(a) con densidad molecular N_0 . En el vidrio de sílice, las moléculas restantes se distribuyen entre los otros modos que forman una banda con la densidad de población N_1 cuyo pico de frecuencia es de 13,2 THz más alta que la correspondiente a N_0 . N_1 aumenta a temperaturas más altas. El quantum de energía liberada por una molécula en N_1 que hace una transición a N_0 (de 13,2 THz) es el fonón representado por la flecha de trazos en la Fig. 1.7

Al bombear al vidrio con un haz óptico débil, la mayoría de las moléculas se comportan como dipolos eléctricos que armónicamente siguen el movimiento sinusoidal del campo eléctrico, adquiriendo la energía de los fotones del haz de bombeo ($h\nu_p$) y pasan a ocupar un nivel virtual N_2 . Esto es la polarizabilidad que es responsable de la propagación de la luz en medios transparentes. Sin embargo, los pocos átomos que vibran a N_1 modulan una pequeña porción, típicamente 10^{-6} del haz de bombeo, creando dos bandas. En una de ellas, los fonones se suman a la energía de los fotones,

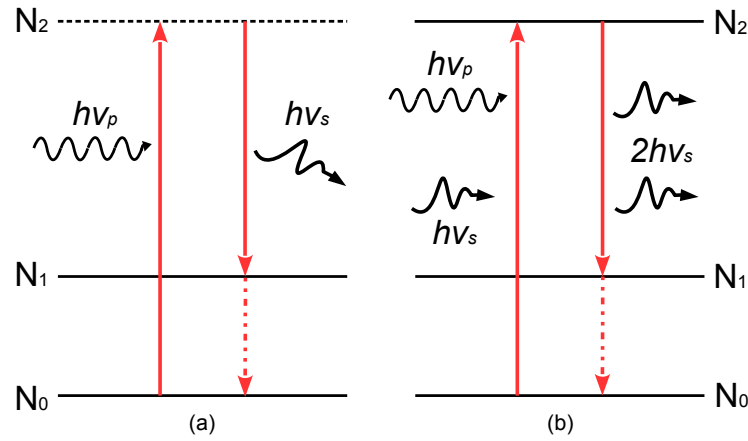


Figura 1.7: (a) Esparcimiento Raman. (b) Esparcimiento estimulado de Raman

mientras que en la otra le quitan energía. Esto último es mucho más eficiente y produce fotones Stokes ($h\nu_s$). Esta interacción luz-materia es elástica porque las propiedades ópticas del vidrio no cambian por el haz de bombeo aplicado. Este es el esparcimiento Raman espontánea (*RS*) producido por las vibraciones moleculares orientadas al azar e independientes del haz de bombeo, que no están espacialmente orientados y oscilan continuamente en una forma no coherente, es decir, que no están oscilando en fase.

En una fibra óptica sin embargo, una pequeña parte de la emisión RS es guiada en el núcleo y se co-propaga junto con el haz de bombeo. Al incrementar aún más la intensidad del haz de bombeo a niveles en los cuales las moléculas no son capaces de seguir armónicamente al campo eléctrico, además de aumentar la señal RS, se da una interacción no elástica de la siguiente manera. La señal RS desencadena una emisión estimulada asistida por fonones. Este proceso de amplificación Stokes se mantiene aniquilando los fotones de bombeo como sigue. La forma sinusoidal del campo eléctrico del bombeo (*suponiendo que sea monocromática*) se distorsiona, lo que implica la tendencia de los dipolos eléctricos a redistribuir los fotones de bombeo propiciando nuevas frecuencias, desplazadas con respecto a la frecuencia de bombeo, que son impulsados de manera coherente y con retardo de tiempo. En particular, las que coinciden con las de Stokes adquieren un retraso de alrededor de 1-ps; esto implica la acumulación de energía en el nivel virtual que ahora, como en el láser, se puede suponer como metaestable. Desde este nivel, la señal RS de resonancia provoca un proceso de avalancha de transiciones estimuladas que pueblan N_1 como se ilustra en la Fig. 1.7(b). Una señal RS de fotones ($h\nu_s$) produce una señal idéntica que se propaga en la misma dirección; estas dos señales producen cuatro, y así sucesivamente. Esta es la versión estimulada del esparcimiento Raman ó el esparcimiento Raman estimulado (SRS) que produce de manera muy eficiente fotones Stokes coherentes y fonones. A medida que el nivel metaestable tiende a vaciarse por este proceso, la absorción del bombeo tiende a aumentar debido a que la generación de fotones-fonones alimentan rápidamente a N_0 . Se trata de un “*círculo virtuoso*” que aniquila fotones de bombeo

mientras que los fotones Stokes se reproducen y los fonones disipan la energía residual (*calor*) a través de la superficie de la fibra. Cuanto más fuerte sea el bombeo, más fuerte es este ciclo con un límite de transferencia de energía total del bombeo al Stokes. Esto hace que la eficiencia de un láser de tipo Raman (RFL's) sea superior a los láseres típicos porque todas las moléculas dentro del volumen están activas. Más del 90 % de la absorción del bombeo en los RFL's se considera típica y la mayor parte se convierte en señal Stokes que puede convertirse en el bombeo que genera a un segundo Stokes en una fibra más larga. Esta fenomenología apoya el desarrollo de los RFL's y de amplificadores de fibra Raman (RFA).

El sistema RFL más simple consiste en el bombeo de una fibra óptica. Al bombear unos cientos de metros de fibra de sílice monomodo estándar con pocos vatios de 1064 nm a lo mucho se generan dos componentes Stokes. Al introducir un espejo de banda estrecha de alta reflectividad en el extremo del bombeo que refuerza sólo una pequeña porción del espectro RS el sistema ya no está en funcionamiento libre y la interfaz aire-vidrio en la salida completa una cavidad resonante; de este modo la eficiencia aumenta, la fibra requerida es más corta y la señal se entrega a través de un solo extremo (*el de baja reflectividad*). Esta sola línea de emisión del RFL se modifica para la emisión de varias líneas mediante la adición de espejos para las otras longitudes de onda que corresponden a otras componentes Stokes de más alto orden. Con este fin, redes de difracción de Bragg (FBG) generalmente se empalman a la fibra amplificadora Raman (RAF). Una mejora notoria de estos sistemas, consiste en piezas de fibra dopada con Yb^{+3} empalmadas a la RAF [16]. Este es el esquema de partida para la investigación que se realiza en esta tesis.

Capítulo 2

Centros activos como dopantes en fibras ópticas

Para estudiar las características de los láseres y amplificadores dopados con tierras raras es importante y necesario comprender las propiedades espectroscópicas de los iones de tierras raras [17]. Las tierras raras tienen características importantes que las distinguen de otros iones ópticamente activos. Entre estos, se destaca que los tiempos de vida de los estados metaestables son relativamente grandes y las eficiencias cuánticas tienden a ser altas [18]. Estas propiedades hacen a los iones de tierras raras candidatos excelentes para diversas aplicaciones ópticas.

Cuando se dopa un vidrio con centros activos como los lantánidos (*tierra raras*), el átomo utiliza tres e^- (*electrones*) de su capa más exterior para enlazarse con los átomos del material [19]. El desbalance de cargas producido por la ausencia de los e^- , hace que los átomos se ionicen adquiriendo un estado de ionización 3^+ . Por otro lado, los medios activos vítreos son llevados a este estado a partir de cristales como se describe más adelante. El vidrio más común utilizado para fabricar fibras ópticas activas es el cuarzo fundido, también llamado sílice (SiO_2). En su forma pura, el sílice está cristalizado y se llama cuarzo. El cuarzo está compuesto de una serie de celdas unitarias que comprenden unas cuantas moléculas de sílice. A su vez, las celdas unitarias se encuentran perfectamente acomodadas (*enlazadas entre ellas*) para formar un sólido cuyas propiedades son diferentes en distintos puntos y en distintas direcciones. Al fundir el cuarzo, los átomos liberan temporalmente a sus e^- que forman los enlaces y al enfriarse los recuperan y se vuelven a formar los cristales. Sin embargo, si el cristal no tiene el tiempo suficiente para recuperar su forma natural, es decir si se enfría antes, las celdas unitarias quedan distorsionadas y el acomodo perfectamente ordenado ya no toma lugar. Entonces se puede decir que el cristal se detuvo en la fase vítrea que implica pérdida de anisotropía para llegar a ser isotrópica ¹.

¹Materiales con las mismas propiedades ópticas en todas las direcciones

Las tierras raras triplemente ionizadas cambian o adquieren propiedades de absorción y emisión, así como tiempos de vida de los estados excitados dependiendo del material en el cual están inmersas [20].

2.1. Tierras raras triplemente ionizadas como centros activos

Los átomos consisten de neutrones y protones que se encuentran en el núcleo y de electrones (e^-) que se encuentran en orbitales en el espacio radial fuera del núcleo. En el átomo más simple (hidrógeno), el único e^- se encuentra dentro de cierta región radial que es definida por un número cuántico (n). Este e^- tiene un valor $n = 1$ que es la región o capa más cercana al núcleo. La forma del orbital que ocupa este e^- es esférica y como tal, el momento angular del e^- en ella es cero ($\ell = 0$). El tercer número del estado cuántico de este e^- se refiere a la orientación del orbital o sub-orbital que en el caso esférico es $m = 0$, es decir que no tiene orientación. Finalmente, el cuarto número que define al estado cuántico del e^- es el sentido de su rotación sobre su propio eje (Spin) que puede tener solo dos valores $-\frac{1}{2}$ ó $\frac{1}{2}$ [21]. Al ir aumentando el número de e^- , estos van ocupando los estados cuánticos de los átomos de acuerdo a cierto orden dando lugar a un nuevo elemento químico. Por ejemplo en el caso del Xenón [^{54}Xe] su configuración electrónica es: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6$ y su número atómico es 54. Elemento que se toma de referencia como punto de partida para describir posteriormente las configuraciones electrónicas de los 15 elementos que conforman las tierras raras.

El Iterbio es una de las tierra raras perteneciente a la serie de los lantánidos, tiene como símbolo Yb, su número atómico es 70 y su peso atómico es 173.04. Su configuración electrónica es [Xe] $6s^2 4f^{14}$ [22] y en cuanto a sus números cuánticos presenta los siguientes valores: $n = 4$, $\ell = 3$, $m = 3$ y $s = -\frac{1}{2}$.

Las tierras raras o lantánidos, tienen números atómicos que van del 57 al 71 y su llenado es [^{54}Xe] $4f^n$ [23], ocupando $3e^-$ de las capas más externas para enlazarse a la red cristalina o vítrea por lo que se ioniza positivamente 3^+ generando un faltante de 3 electrones. De esta manera, la primer tierra rara es el lantano [^{57}La] con número atómico 57, pierde $3e^-$ para tener una configuración parecida al Xenón [^{54}Xe] $4f^0$ con cero electrones en el siguiente sub-orbital del orden de llenado del tipo f. Entonces, decimos que el lantano no es ópticamente activo porque tiene capas “cerradas”. La siguiente tierra rara es el cerio [^{58}Ce] con número atómico igual a 58 y configuración electrónica [^{54}Xe] $4f^1$. De acuerdo a su configuración, el cerio tiene una capa “abierta” en el sentido que el único electrón ocupando el juego de sub-orbitales de la capa **f** puede cambiar fácilmente su estado cuántico ocupando cualquier otro sub-orbital o número

de Spin. De esta forma, las tierras raras adoptan las siguientes configuraciones a partir de la configuración del Xenón $[^{54}\text{Xe}]4f^n$:

Tabla 2.1: Configuración de los lantánidos a partir de la configuración del Xenón

Nombre	Símbolo	Configuración	Nombre	Símbolo	Configuración
Lantano	La^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^0$	Terbio	Tb^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^8$
Cerio	Ce^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^1$	Disproseo	Dy^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^9$
Praseodimio	Pr^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^2$	Holmio	Ho^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^{10}$
Neodimio	Nd^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^3$	Erbio	Er^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^{11}$
Prometio	Pm^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^4$	Tulio	Tm^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^{12}$
Samario	Sm^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^5$	Iterbio	Yb^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^{13}$
Europio	Eu^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^6$	Lutecio	Lu^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^{14}$
Gadolinio	Gd^{3+}	$[^{54}\text{Xe}]4f^7$			

Las tierras raras La^{3+} y Lu^{3+} tiene configuraciones cerradas, la primera no dispone de electrones en **f** que puedan ser excitados para ocupar estados cuánticos vacantes. Mientras que en la segunda, todos los estados están ocupados. Las otras tierras raras son activas.

El acomodo natural de los e^- en la capa **f** da como resultado el estado base de las tierras raras. Éstas tienen la energía que corresponde a la superposición vectorial de todos los estados cuánticos de los electrones. Cambios en el arreglo electrónico de 4f implica cambios en la energía del ion; por lo tanto, el número de posibles estados energéticos que puede tomar al ser excitado depende del número de sitios vacíos. Por ejemplo, el Yb^{3+} solo tiene un sitio disponible aparte del estado base.

El vector resultante de los momentos angulares (*vectores de los e^- en la capa 4f*) es denotado por **L** mientras que el vector resultante de los spines es denotado por **S**. Entonces, el momento angular resultante de una tierra rara es $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$ [24, 25]. A esto se le conoce como el acoplamiento Russel-Saunders o spin-orbital, debido a que cada posible variación del arreglo de 4f tiene su propia combinación de valores **J,L,S**; sus valores de energía se presentan como:

$${}^{2|S|+1}L_J \quad (2.1)$$

Donde

$$S = \sum_{i=1}^n s_i \quad ; \quad L = \sum_{i=1}^n \ell_i \quad (2.2)$$

Los valores posibles de L están dados por las letras (S,P,D,F...) que corresponde respectivamente a (0,1,2,3,...). Esto da sentido al etiquetado de los niveles energéticos

que se encuentran en la literatura. El termino $2|S| + 1$ da información sobre los spines, L sobre los orbitales y J es una combinación de ambos. Aunque muy complicado para la mayoría de las tierras raras, veamos el ejemplo más simple que es el Iterbio Yb^{3+} . Sus valores J, L, S son:

$$S = \sum_{i=1}^{n=1} s_i = \pm \frac{1}{2} \quad ; \quad L = \sum_{i=1}^{n=1} \ell_i = 3 \quad (2.3)$$

el termino $n = 1$ indica que existe Spin de un solo electrón y $L = 3$ es el orbital de tipo F de un solo electrón. De lo anterior, tenemos que el estado base del Iterbio está dado de la siguiente forma:

$${}^{2|\frac{1}{2}|+1}F_{3+\frac{1}{2}} = {}^2F_{\frac{7}{2}} \quad (2.4)$$

Mientras que el estado excitado del Iterbio tiene la siguiente expresión:

$${}^2F_{3-\frac{1}{2}} = {}^2F_{\frac{5}{2}} \quad (2.5)$$

2.2. Propiedades ópticas de las tierras raras en vidrios

Como se había mencionado, las tierras raras tienen sus sistemas de niveles de energía en estado libre bien establecidos; sin embargo, al estar inmersos en estado sólido (vidrios-cristales) e interactuar con los campos electrostáticos de la red, sus sistema de niveles sufre un desdoblamiento que genera sub-niveles. A este efecto multiplicador de niveles de energía se le llama el efecto **Stark**. De esta manera los niveles originales se descomponen en juegos de sub-niveles que están separados entre unas decenas y unas centenas de cm^{-1} . En el caso más simple, que es el Iterbio triplemente ionizado (Yb^{3+}) sus estados base y excitado se descomponen respectivamente en 4 y 3 sub-niveles que para este caso se obtienen de sumar **J+S** en cada nivel de energía.

Por consiguiente, para el estado base $J=\frac{7}{2}$ y $S=\frac{1}{2}$ lo que nos indica que el número de niveles Stark es igual a 4. Por su parte para el estado excitado $J=\frac{5}{2}$ y $S=\frac{1}{2}$ lo que indica que el número de niveles Stark es igual a 3 [26, 27]. Debido a lo anterior, las fibras de sílice dopadas con iterbio puede ser bombeada con una amplia gama de longitudes de onda para producir otras longitudes de onda de interés general. Por tanto, el (Yb^{3+}) con todos sus niveles y sub-niveles queda de la siguiente forma:

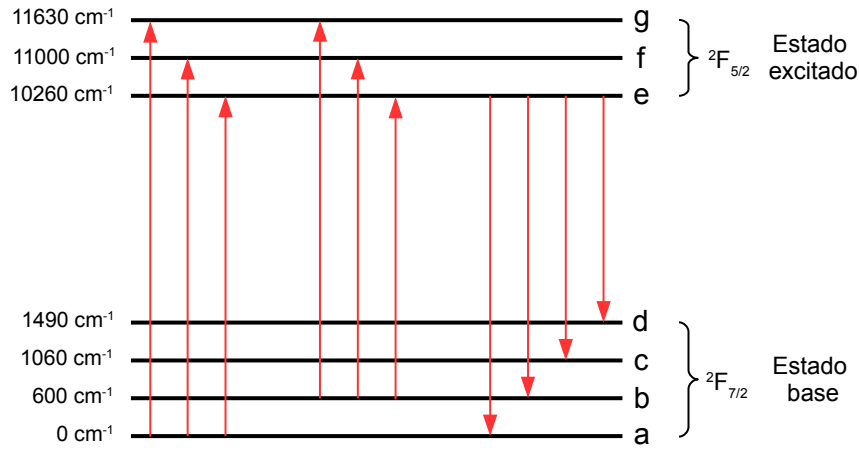


Figura 2.1: Niveles de energía para Yb^{3+} en vidrio o cristal a temperatura criogénica ($0^{\circ}\text{K} \approx -273^{\circ}\text{C}$)

El significado de la energía en cm^{-1} es que en 1cm cabe un cierto número de longitudes de onda como sigue:

$$E[\text{cm}^{-1}]\lambda = 10^{-2}m \quad (2.6)$$

Por ejemplo para $E = 600\text{cm}^{-1}$ tenemos que $\lambda_{foton} = \frac{10^{-2}m}{600} = 16,6\mu\text{m}$. Otras relaciones para describir la energía de los fotones son: $E[\text{J}] = h\nu = \hbar\omega$ que corresponde a la energía en Julios con frecuencia ν ; y $E[\text{eV}] = \frac{h\nu}{1,6}10^{19}\text{eV}$ correspondiente a la energía en electrón-volts.

Es importante destacar que al aumentar la temperatura, los sub-niveles del Yb^{3+} tienden a ensancharse y a temperatura ambiente se traslapan, formando bandas de energía. Los iones en un cristal están sometidos a un ambiente electrostático idéntico debido al orden de los átomos que conforman al mismo. De esta manera, todos los iones tienen el mismo desdoblamiento Stark y por lo tanto se dice que existe un ensanchamiento homogéneo. En el caso de un vidrio, cada ion tiene su propio sistema de sub-niveles Stark debido a que su ambiente es único debido a la distribución de las celdas unitarias. Entonces se dice que en un vidrio, las tierras raras sufren (*en general*) un ensanchamiento in-homogéneo [28].

Los vidrios sin dopantes responden de manera diferente a la temperatura dependiendo del tamaño de sus moléculas. En general, la mayoría de los vidrios tienen propiedades entre el sílice cuyas moléculas son pequeñas y el ZBLAN (*Zirconio, Bario, Lantano, Aluminio y Sodio*) con grandes moléculas [29]. En el primero de ellos, las vibraciones moleculares están distribuidas en bandas que juntas cubren una región de frecuencias bajas (*mecánicas*) de hasta 49 THz que corresponden a una longitud de onda del fonón de $7,5\mu\text{m}$ en el infrarrojo con $\Delta E \leq 1300\text{cm}^{-1}$ (*para todo fin práctico*

se considera como 1100cm^{-1}) y con un máximo (*traslape de modos*) entre 7,5 y 15,5 THz (con picos a 13.2 THz y 14.1 THz) que corresponden a 40 y $19,35\mu\text{m}$ respectivamente. En contraste, el ZBLAN tiene un espectro más angosto con su máximo en el extremo de más alta frecuencia de 15 THz que corresponde a una longitud de onda del fonón de $20\mu\text{m}$ ($\Delta E = 580\text{cm}^{-1}$) [30, 31].

En vidrios dopados con tierras raras, estas bandas vibracionales ensanchan tanto a los sub-niveles Stark como a las bandas producidas por su traslape. Esto hace que exista una tendencia a que se lleve a cabo un traslape entre bandas energéticas cercanas. Al suceder esto, las transiciones radiativas² entre bandas cercanas desaparece y da lugar a transiciones no radiativas; es decir las transiciones entre niveles casi traslapados liberan cuantos de pequeña energía que son resonantes con los modos vibracionales del vidrio llamados **Fonones**³. Este tipo de decaimiento es casi instantáneo comparado con los tiempos de los estados meta-estables. Ver Figura 2.2

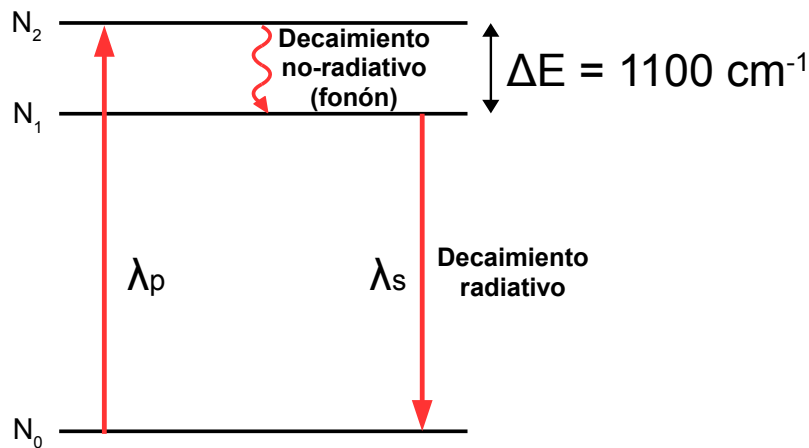


Figura 2.2: Excitación de una tierra rara en sílice. Entre los dos niveles superiores solo existe decaimiento fonónico

Entonces, el decaimiento no radiativo hace que los estados meta-estables tiendan a desaparecer. Por ejemplo cuando se tienen dos niveles energéticos de cierta tierra rara en vidrios espaciados en el orden del fonón del sílice ver Figura 2.2, el nivel N_2 en lugar de decaer al estado base, decae a N_1 liberando fonones y alimentando con alta eficiencia a N_1 . Como la distancia energética de N_1 a N_0 es mayor a $\Delta E = 1100\text{cm}^{-1}$ (típicamente se establece este valor como máxima energía del fonón de SiO_2) la probabilidad de decaimiento fonónico es mínimo y se prioriza el decaimiento fotónico. Según la teoría, este tipo de decaimientos se da para energías aproximadamente mayores a $3\Delta E$.

²Emisión de fotones

³Los fonones son cuantos energéticos que calientan al material anfitrión y por lo tanto no producen radiación

Veamos el ejemplo anterior para ZBLAN, Figura 2.3

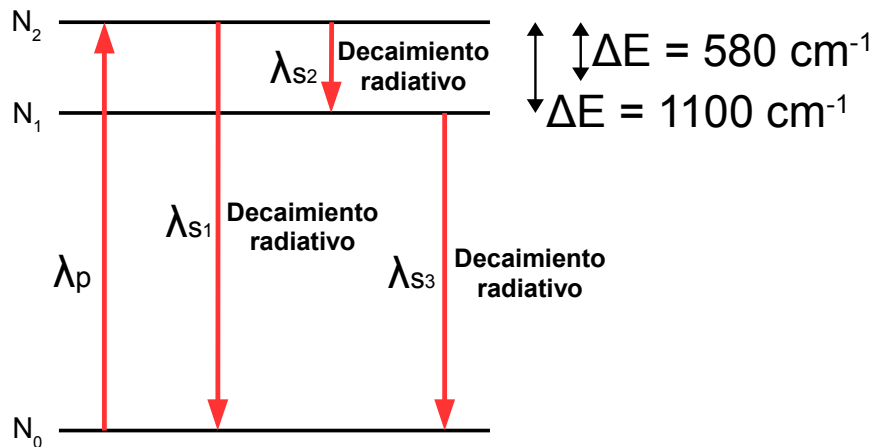


Figura 2.3: Excitación de una tierra rara en ZBLAN. Entre el nivel superior y los dos niveles inferiores existe decaimiento fotónico

En este caso, la conexión fonónica entre N_1 y N_2 es menor comparado con el esquema de sílice. Esto hace que exista menos decaimiento fonónico y se favorezcan los decaimientos radiativos. Entonces se dice que en el ZBLAN los fonones son menos energéticos y la eficiencia radiativa es mayor. Esto produce un aumento en el número de transiciones que emiten fluorescencia debido a un aumento en su tiempo de vida. Se puede decir entonces que los materiales cuyos fonones son menos energéticos presentan más estados meta estables y por tanto *“mayor riqueza”* en el sentido que presentan más transiciones luminosas. Esta mayor des-conexión entre transiciones a través de fonones aumenta los tiempos de vida de los niveles excitados en materiales parecidos al ZBLAN como los telurios (*Tellurites en ingles*).

2.2.1. Espectros de absorción y emisión de las tierras raras en vidrios

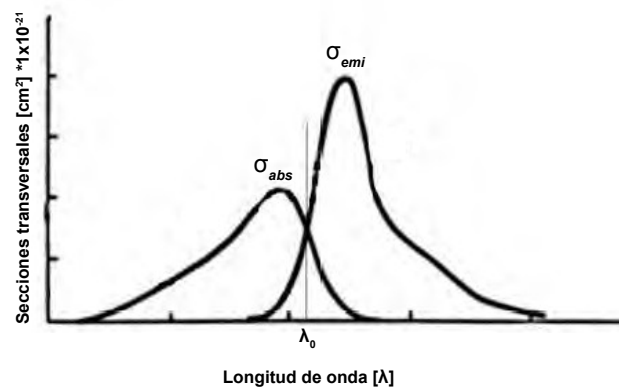


Figura 2.4: Localización de λ_0 en los espectros de absorción y emisión

Toda banda de absorción en una tierra rara inmersa en vidrio tiene asociada una banda de emisión ligeramente corrida al infrarrojo (IR).

La relación matemática entre estas bandas ha sido establecida por *McCumber* [32]

$$\sigma_{emi}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda)e^{\frac{\epsilon-h\nu}{kT[^\circ K]}} \quad (2.7)$$

Donde ϵ es la diferencia de energía entre los niveles a temperatura criogénica (*temperaturas muy bajas*), k es la constante Boltzman ($1,38 * 10^{-23} \frac{J}{^\circ K}$), T es la temperatura en $^\circ K$ y h es la constante de Planck ($6,626 * 10^{-34} JS$).

Otra forma de esta relación es:

$$\sigma_{emi}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda)e^{\frac{hc}{kT[^\circ K]}(\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda\lambda_0})} \quad (2.8)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda en la cual coinciden las secciones transversales de emisión y absorción (*Figura 2.4*) y se puede obtener a partir de [33]:

$$\lambda_0 = \frac{10^{-2}}{\Delta E[cm^{-1}]} \quad (2.9)$$

Capítulo 3

Principios básicos y propagación de señales en fibras ópticas pasivas y activas

Las fibras ópticas o guías de onda [34, 35] se han convertido en un medio muy eficaz para transportar señales ópticas, incluso en recorridos curvilíneos, a lo largo de grandes distancias debido a su baja atenuación, del orden de 0.2 dB/Km y gran velocidad de transmisión [36]. Son el medio de transmisión por excelencia al ser inmune a las interferencias electromagnéticas. Una fibra óptica es un hilo muy fino de vidrio o plástico que está formada por una región central, con simetría cilíndrica, llamado núcleo (*Core*), una región externa llamada revestimiento (*Cladding*) y un recubrimiento de plástico. En la figura 3.1 se describen con más detalle las diferentes componentes de una fibra óptica.

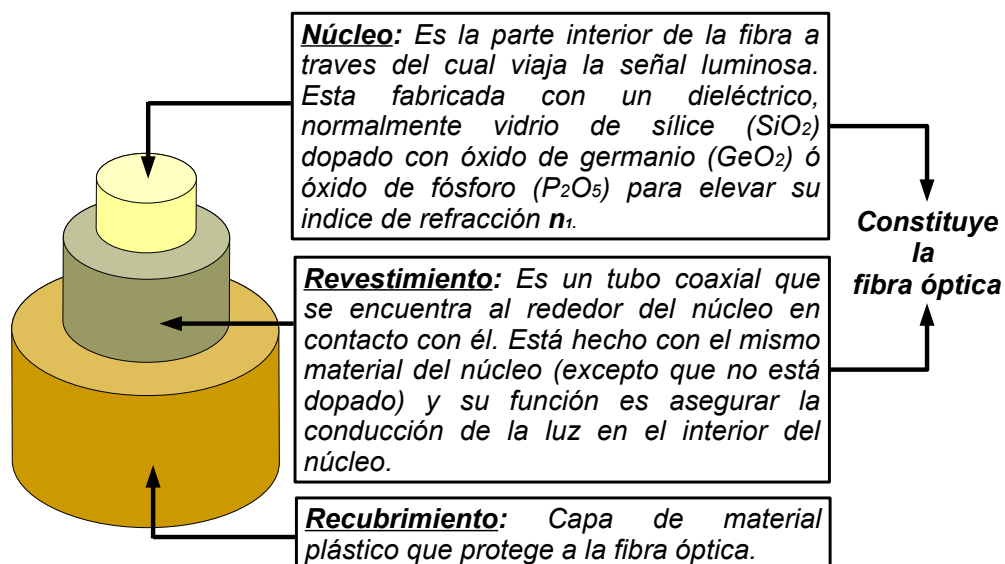


Figura 3.1: Estructura básica de una fibra óptica

En una fibra óptica, la luz viaja confinada en el núcleo debido a la diferencia de índice de refracción existente entre el núcleo y el revestimiento ($n_1 > n_2$) [37], lo que

habilita el fenómeno de reflexión total interna, que impide a los haces o modos de luz “escapar” de la región de mayor índice de refracción cuando el ángulo de incidencia en la interfaz núcleo-revestimiento supera cierto valor de ángulo de incidencia (*ángulo crítico*). Típicamente la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y el revestimiento es menor al 1%.

3.1. Reflexión total interna

La reflexión total interna es un fenómeno que sólo ocurre cuando la luz intenta pasar de un medio con mayor índice de refracción (n_1) a otro con menor índice de refracción (n_2) (Ej: agua - aire) [38]. Se produce cuando un haz de luz incide en la interfaz (*en la fibra núcleo-revestimiento*) con un ángulo mayor al ángulo crítico θ_c . Este fenómeno se ve representado por la flecha de línea continua (*de color rojo*) en la Figura 3.2.

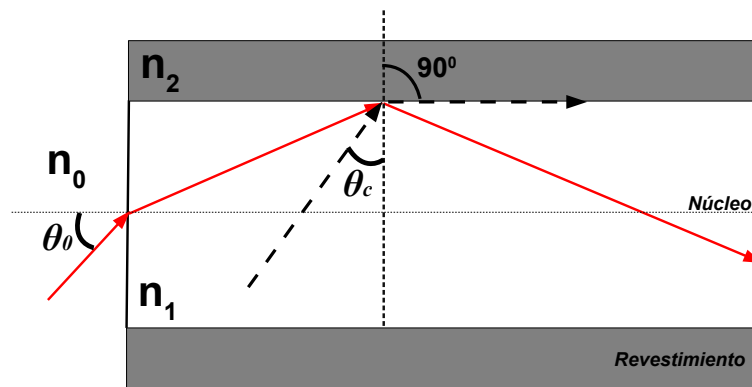


Figura 3.2: Representación de la reflexión total interna (RTI) de un haz de luz dentro de una fibra óptica cuando incide con un ángulo mayor al ángulo crítico θ_c

De acuerdo a la ley de Snell ($n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin \theta_2$), podemos identificar un ángulo llamado *ángulo crítico* (θ_c) en el que el haz refractado se propaga en forma paralela a la interfaz ($\theta_2 = 90^\circ$), como se representa en la Figura 3.2 por la flecha de trazos negra. De esta forma, despejando θ_c de la ley de Snell tenemos la siguiente expresión para el ángulo crítico.

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (3.1)$$

Para ángulos de incidencia menores a θ_c , el haz se refracta pasando de un medio a otro (núcleo - revestimiento) y para ángulos de incidencia mayores a θ_c , el haz se refleja totalmente en la interface impidiendo que la luz escape del núcleo, propiciando que el conjunto o los conjuntos de haces se propaguen por el núcleo de la fibra.

3.2. Abertura numérica (NA)

Físicamente la apertura numérica [39] se refiere al cono dentro del cual los haces que inciden en el núcleo son acoplados y guiados a través de la fibra. Cualquier haz que incida con un ángulo mayor que el de aceptación escapará a través del revestimiento. El concepto de apertura numérica se usa para describir la capacidad colectora de luz de la fibra y para calcular la eficiencia de acoplamiento fuente/fibra. Bajo esta premisa, la apertura numérica se define como:

$$NA = n_0 \sin(\theta_{max}) = \sqrt{(n_1)^2 - (n_2)^2} \quad (3.2)$$

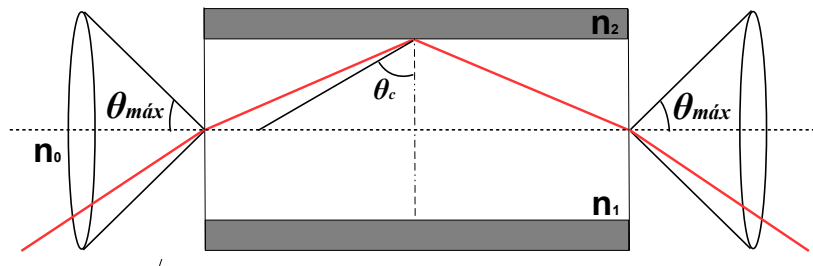


Figura 3.3: Representación de la Abertura Numérica.

De la ecuación 3.2 se tiene que θ_{max} representa el máximo ángulo de aceptación, n_1 es el índice de refracción del núcleo, n_2 el índice de refracción del revestimiento y n_0 el índice de refracción del medio exterior a la fibra (*generalmente $n = 1$ para aire*).

3.3. Tipos de fibras ópticas

La luz en el interior de una fibra se transporta sobre modos de propagación y según el número de modos, la fibra se posiciona en dos grandes grupos: *Monomodales* y *multimodales*. En la Figura 3.4 se muestra un ejemplo de estos tipos de fibra óptica.

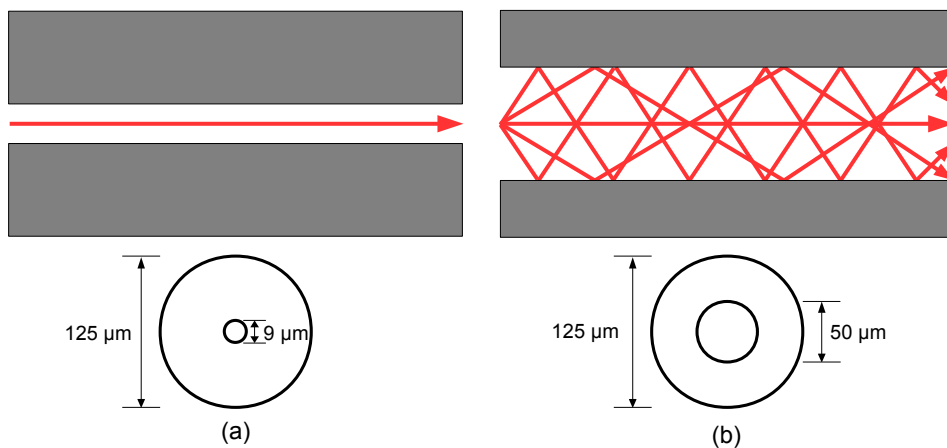


Figura 3.4: a) Fibra Monomodo y b) Fibra Multimodo

Las fibras monomodales (*un solo modo de propagación*) tienen núcleos muy pequeños que van de $1\mu\text{m}$ a $12\mu\text{m}$ aproximadamente. La luz en este tipo de fibra, se transmite a lo largo del eje de la fibra y su patrón de emisión consiste en una sola mancha de luz circular con un perfil de intensidad gaussiano. Por su parte, las fibras multimodales tienen diámetros que pueden ir desde algunos micrómetros hasta $\sim 125\mu\text{m}$ [40]. Debido al gran tamaño del núcleo de estas fibras, es más fácil la conexión (*empalme*) entre éstas y tienen una mayor tolerancia a la precisión de las componentes. En cuanto a los patrones multimodales, estos no se pueden enfocar en un punto sino que consisten en un juego de manchas luminosas que son enfocados dentro de cierta región. Dependiendo del tipo de índice de refracción del núcleo, se tienen dos tipos de fibra: la “*Step index*” y la “*Graded index*” [41].

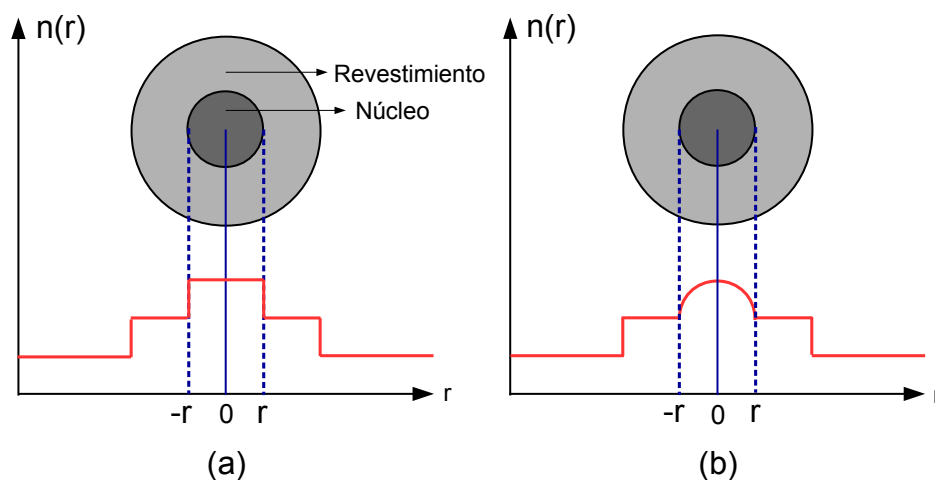


Figura 3.5: a) Fibra Step Index y b) Fibra Graded Index

La fibra Step Index o *Salto de Índice*, se caracteriza por tener un núcleo con índice de refracción constante en toda la sección cilíndrica, como se ve representado en la Figura 3.5(a) por la línea roja. En cuanto a la fibra Graded Index o *Índice Gradual*, podemos decir que se caracteriza por tener su núcleo con índice de refracción mayor en el centro y menor en los bordes. En otras palabras, esta fibra presenta un índice de refracción variable en el núcleo, como se puede ver representado por la línea roja en la Figura 3.5(b).

3.3.1. Propagación de luz en fibras monomodales

Como se mencionó en la sección anterior, las fibras monomodales están caracterizadas por contener un núcleo de muy pequeño diámetro y gran ancho de banda. Tienen una banda de paso del orden de los $100\text{ GHz} \times \text{Km}$. Por lo tanto, los mayores flujos de información se consiguen con estas fibras permitiendo tasas de transmisión muy elevadas (*aunque la dispersión cromática es un factor limitante*), pero también es la más compleja de fabricar, manipular e inter-conectar. En esta fibra solo pueden ser transmitidas las ondas de luz que se propagan a lo largo del eje de la fibra, por lo

que se ha ganado el nombre de monomodo.

El requerimiento básico para tener una fibra monomodal es que el núcleo sea lo suficientemente pequeño para restringir la comunicación y el confinamiento a un solo modo. Por tanto, debido a que una transmisión en modo único evita la dispersión (inter)modal, el ruido modal y otros efectos típicos de una transmisión multimodo, esta fibra puede transmitir señales a mayor velocidad y permite alcanzar grandes distancias, por eso se ha adoptado como estándar en las telecomunicaciones, en particular las de gran distancia.

3.3.2. Propagación de luz en fibras multimodales

En este tipo de fibras los distintos modos de propagación siguen diferentes caminos y llegan al otro extremo en instantes diferentes, provocando un ensanchamiento de la señal óptica transmitida. El número máximo de modos de luz que pueden existir en el núcleo de una fibra multimodal se calcula de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$N_m \approx \frac{(2a * NA * \pi)^2}{2 * \lambda^2} \quad (3.3)$$

El valor de N_m dependen del radio (a) de la fibra, de su abertura numérica (NA) y de la longitud de onda de luz (λ) que se propaga por ella [41].

3.4. Frecuencia normalizada (V)

La frecuencia normalizada nos da una idea del régimen de operación de una fibra óptica (mono o multimodo). A demás en caso multimodo puede dar una idea del número de modos que soporta o guía la fibra.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a NA \quad (3.4)$$

En la ecuación 3.4 a es el radio del núcleo. Cuando $V \leq 2,405$ una fibra opera en régimen monomodo y cuando $V > 2,405$ la fibra opera en régimen multimodo. De esta forma, tenemos que el número de modos esta dado por:

$$N_m \approx \frac{V^2}{2} \quad (3.5)$$

$$N_m \approx \frac{V^2}{4} \quad (3.6)$$

La relación 3.5 representa el número de modos para una fibra tipo *Step Index* y 3.6 da cuenta del número de modos para una fibra tipo *Graded Index*.

3.5. Propagación de señales en fibras pasivas y activas

Las fibras ópticas pueden operar como medios atenuadores o amplificadores. Su naturaleza, en el régimen lineal; es decir cuando guían intensidades moderadas, su tendencia es atenuar. Sin embargo, al introducirles dopantes y activarlos, estos se convierten en centros activos que juegan el papel de contrarrestar la atenuación. El balance entre estos dos parámetros nos indica si una fibra óptica atenúa ¹, amplifica ² o simplemente es transparente ³.

3.5.1. Absorción en medios puramente pasivos

Un medio puramente pasivo no requiere que se le aplique energía para operar y tampoco cambia su comportamiento cuando cambia el nivel de intensidad de la señal que se propaga a través de éste. Aún el medio o material más puro, atenúa a las señales que son guiadas a lo largo de una fibra óptica, el ejemplo más claro es un vidrio o una fibra óptica sin centros activos. Entonces la atenuación, se da por absorción en impurezas ⁴, esparcimiento en defectos como burbujas o variaciones del índice de refracción y absorción por frecuencias resonantes causadas por vibraciones térmicas. A la atenuación producida por todos estos factores incluyendo los inducidos en la fabricación de la fibra (*imperfecciones en la interfaces núcleo-revestimiento*) también se le conoce como atenuación intrínseca de la fibra óptica “*background loss*”.

Supongamos propagación dentro de una fibra óptica a lo largo de cierta longitud (L) y despreciando las pérdidas por las interfaces *aire-vidrio* y *vidrio-aire* a la entrada y salida respectivamente tenemos que:

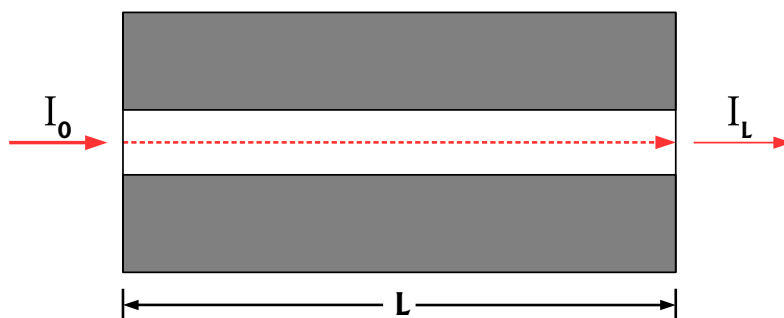


Figura 3.6: Absorción en medios puramente pasivos

A la salida de la fibra la intensidad será:

¹La intensidad de la señal de salida disminuye

²La intensidad de la señal de salida aumenta

³Amplificación o ganancia exactamente igual al coeficiente de pérdida

⁴Componentes ajenos al material

$$I_l = I_0 e^{-\alpha_0 l} \quad (3.7)$$

donde α_0 es el coeficiente de pérdidas intrínsecas del material (*atenuación de la fibra*) expresado en $[m^{-1}]$. De esta manera, la transmitancia viene expresada por:

$$T = \frac{I_l}{I_0} = e^{-\alpha_0 l} \quad (3.8)$$

Entonces si se conocen las intensidades y se hace ($\ln T = -\alpha_0 l$) obtenemos:

$$\alpha_0 [m^{-1}] = -\frac{1}{l} \ln T \quad (3.9)$$

O expresado en decibeles tenemos:

$$\alpha_0 \left[\frac{dB}{m} \right] = -\frac{10}{l} \log T \quad (3.10)$$

3.5.2. Absorción en medios pasivos-activos

Al dopar una fibra óptica con centros activos que pueden generar amplificación y al bombear a ésta, sus pérdidas se comportan de acuerdo al nivel de intensidad del bombeo como lo expresa la siguiente relación:

$$\alpha_p(I_p) = \alpha_0 + \frac{\alpha_{po}}{1 + \frac{I_p}{I_p^{sat}}} \quad (3.11)$$

De la relación 3.11 tenemos que I_p es la intensidad de la potencia de bombeo, α_0 es la constante de pérdidas intrínsecas del vidrio descrito en la sección anterior, I_p^{sat} se conoce como la intensidad del bombeo de saturación y α_{po} son las pérdidas de pequeña señal de bombeo producida por los dopantes. En este sentido se establece que $\alpha_{po} > \alpha_0$ y se genera las siguientes relaciones:

$$\alpha_{po} = \sigma_{abs} N \quad (3.12)$$

$$I_p^{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{abs} \tau} \quad (3.13)$$

De 3.12 se conoce a sigma de absorción (σ_{abs}) como un área de sección transversal análoga a la capacidad de absorción del centro activo en función de la longitud de onda, su unidad es $[m^2]$; por su parte (N) es la densidad volumétrica de dopantes

dada en número de dopantes por unidad de volumen [*centros/m³*] y de 3.13, (h) es la constante de *Planck* ($6,626 * 10^{-34}$ Js) y (τ) es el tiempo que permanecen los dopantes excitados antes de decaer espontáneamente (tiempo de vida del estado excitado).

Régimen de pequeña señal (Pasivo)

Cuando la intensidad del bombeo es muy baja (prácticamente cero) se tiene:

$$\alpha_p(0) = \alpha_0 + \alpha_{po} \quad (3.14)$$

Mientras que cuando aumentamos la intensidad del bombeo al valor $I_p = I_p^{sat}$ obtenemos lo que se llama saturación que es cuando el segundo termino cae a la mitad, esto es:

$$\alpha_p(I_p = I_p^{sat}) = \alpha_0 + \frac{\alpha_{po}}{2} \quad (3.15)$$

Régimen de gran señal (activo)

Cuando la señal de bombeo rebasa a la intensidad de saturación I_p^{sat} , el centro comienza a responder de manera activa y en el límite donde se sobrepasa a la intensidad de bombeo de saturación, la pérdida dependiente de la intensidad llega a cero, entonces:

$$\alpha_p = (I_p \gg I_p^{sat}) = \alpha_0 \quad (3.16)$$

El resultado es prácticamente el desvanecimiento o desaparición de la absorción por dopantes; es decir, los dopantes se vuelven transparentes para bombeo muy intenso.

3.6. Absorción en medios activos bombeados

Cuando un medio activo es suficientemente bombeado, los centros activos se redistribuyen, quedando algunos de ellos en los niveles energéticos altos mientras que otros se quedan en el nivel base. En un esquema simplificado a dos niveles, los centros activos que son excitados al nivel más alto se tienden a alojar en la parte más baja de dicho nivel, los que permanecen en el estado base se aglomeran en la parte más baja del mismo. De esta manera, se puede suponer que entre la parte baja de la banda (nivel) superior y la parte alta del estado base se establece la condición llamada inversión de población como se muestra en la Figura 3.7.

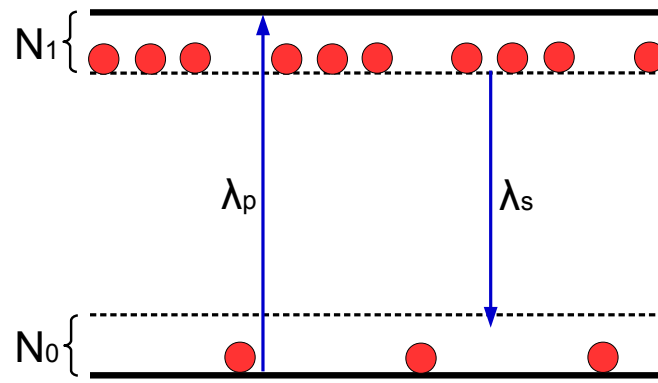


Figura 3.7: Diagrama a 2 niveles de los centros activos

La pérdida de una pequeña señal a λ_s en un medio suficientemente bombeado sería:

$$\alpha_s(I_s \approx 0) = \alpha_{so} = \alpha_0 + \sigma_{abs}N_0 - \sigma_{emi}N_1 \quad (3.17)$$

Como $N_1 \gg N_0$ entonces para un medio con una pérdida intrínseca α_0 muy baja se tiene:

$$\alpha_{so} = \alpha_0 - \sigma_{emi}N_1 \approx -\sigma_{emi}N_1 \quad (3.18)$$

El signo negativo, nos indica una amplificación porque $\sigma_{emi}N_1$ es una pérdida. En este sentido, el signo negativo de este coeficiente de absorción implica un proceso opuesto a la absorción que es la ganancia. De esta manera, lo podemos renombrar como el *coeficiente de ganancia de pequeña señal* de la siguiente forma:

$$g_0 = \sigma_{emi}N_1 \quad (3.19)$$

Entonces en un vidrio o una fibra óptica dopada, se tiene una ganancia neta de pequeña señal de la siguiente manera:

$$g_{net}(0) = g_0 - \alpha_0 = \sigma_{emi}N_1 - \alpha_0 \quad (3.20)$$

Donde σ_{emi} es el análogo opuesto a σ_{abs} ; es decir, cuando teníamos el producto $N_0\sigma_{abs}$ suponíamos una pequeña área σ_{abs} multiplicada por N_0 veces; por el contrario, el producto $N_1\sigma_{emi}$ tendría el significado físico de una área emisora que sería σ_{emi} multiplicado por N_1 veces.

En el caso de la ganancia, también existe un umbral de saturación de la misma,

entonces también existe una intensidad que debe tener la señal para que la ganancia “caiga” a la mitad. Por lo tanto, se establece una intensidad de señal de saturación definida por:

$$I_s^{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{emi}\tau} \quad (3.21)$$

De esta manera, ahora estamos en posibilidad de definir una ganancia neta cuyo valor depende del nivel (*intensidad*) de la señal dada por:

$$g_{net}(I_s) = \frac{g_o}{1 + \frac{I_s}{I_s^{sat}}} - \alpha_0 \quad (3.22)$$

Donde el primer termino a la derecha de la igualdad es la ganancia por dopantes. Entonces, para una fibra óptica dopada y suficientemente bombeada tenemos que la transmitancia es:

$$T = \frac{I_l}{I_o} = e^{lg_{net}} \quad (3.23)$$

Por lo tanto tenemos que $e^{-\alpha l}$ representa la pérdida de la señal y $e^{lg_{net}}$ es la ganancia de dicha señal. Finalmente definimos alternativamente a la ganancia neta del medio activo como:

$$g_{senal} [m^{-1}] = \frac{1}{l} \ln T \quad (3.24)$$

$$g_{senal} \left[\frac{dB}{m} \right] = \frac{10}{l} \log T \quad (3.25)$$

Capítulo 4

Desarrollo experimental, resultados y discusiones

Una vez que se ha dado revisión de los fundamentos teóricos del láser, la fibra óptica, el efecto Raman y la tierra rara (*iterbio*) involucrada en la generación de señales ópticas, procedemos a describir en detalle el experimento realizado en nuestro trabajo de investigación, que permitió amplificar por efecto Raman una pequeña señal a 1116 nm generada por 6 cm de fibra óptica dopada con iones de iterbio, al ser bombeada con una señal láser a 925 nm. Posteriormente se presentan los resultados obtenidos y las discusiones.

4.1. Descripción del arreglo experimental

A continuación se presenta el esquema experimental con el que se logró amplificar, por esparcimiento Raman estimulado, la señal a 1116 nm emitida por los 6 cm de fibra óptica dopada con iterbio.

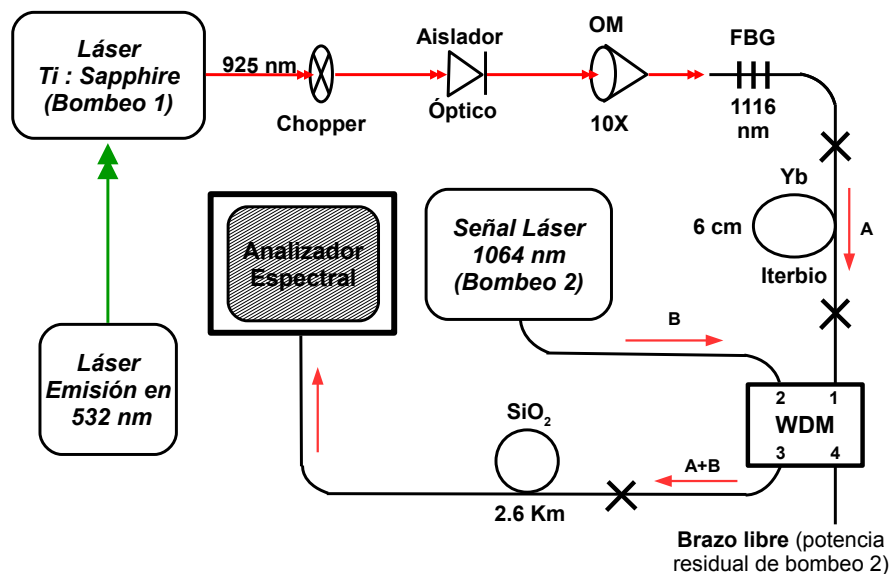


Figura 4.1: Esquema experimental

Como se puede ver en la Figura 4.1 el esquema experimental inicia con un láser que emite en onda continua a 532 nm (*verde*), entregando una potencia máxima de 5.5 Watts. Este haz es direccionado a excitar un cristal de Titanio Zafiro (*Ti:Sapphire*), con índice de refracción de 2.8, que corresponde al medio activo de un segundo láser de estado sólido cuyo nombre se deriva de dicho cristal [42]. El Titanio Zafiro presenta una banda de absorción entre 400 y 600 nm con pico en 488 nm y una banda de emisión entre 680 y 1200 nm con pico en 795 nm como se puede ver en la Figura 4.2.

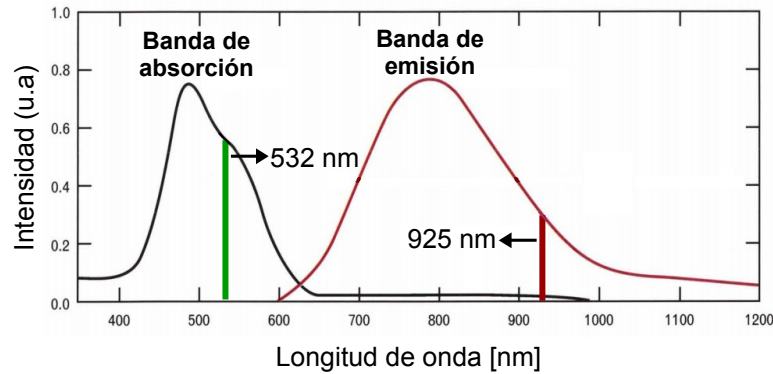


Figura 4.2: Banda de absorción y emisión del Ti:Sapphire

Al bombear el medio activo con 532 nm (*línea verde en banda de absorción*), se genera emisión en todas las longitudes de onda correspondientes a la banda de emisión. En este trabajo se seleccionó 925 nm (*línea roja en banda de emisión*) a una potencia de 140 mW, como fuente de bombeo de una fibra óptica dopada con iones de iterbio (*Yb*).

En la Figura 4.3 se muestra la estructura interna o componentes del láser de titanio zafiro, donde se puede ver la trayectoria que sigue el haz desde que ingresa con su componente a 532 nm hasta que sale transformado, un alto porcentaje de su energía, a 925 nm.

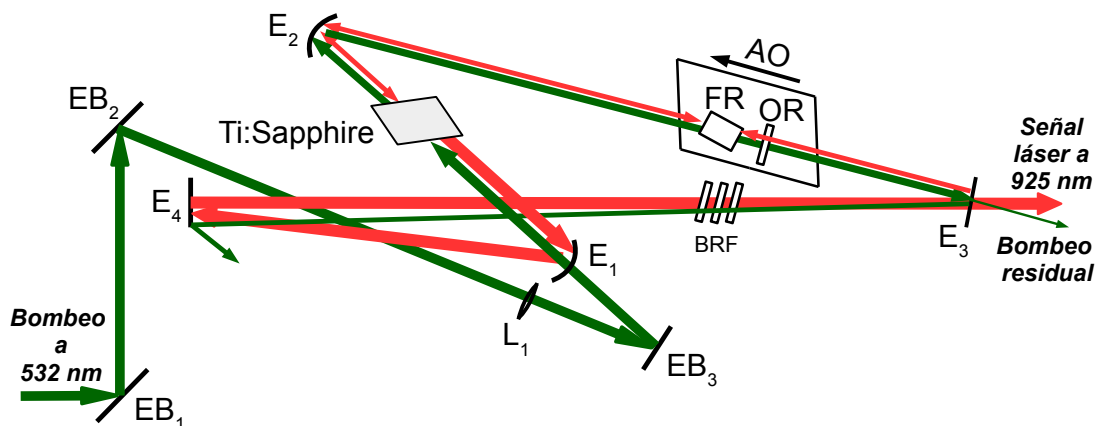


Figura 4.3: Estructura interna del láser Ti:Sapphire. E = espejo, EB = espejo de bombeo y AO = aislador óptico

Al ingresar el haz verde al láser de titanio zafiro, éste presenta dos reflexiones totales en los espejos planos EB_1 y EB_2 antes de incidir en una lente biconvexa L_1 que se encuentra ubicada de tal forma, que su distancia focal (20 cm) coincide con la posición del medio activo (*Cristal de Ti:Sapphire*). La lente enfoca el haz en el cristal gracias a la reflexión total que se presenta en un tercer espejo plano EB_3 , direccionando el haz hacia el cristal que al incidir en él, lo hace al ángulo de Brewster evitando la reflexión de la componente de polarización vertical de Fresnel; definiendo así, la polarización vertical de la cavidad.

Al ser excitado el medio activo, un alto porcentaje de la energía del haz de bombeo es transformado en luz infrarroja que es emitido en ambas direcciones del cristal (*flecha roja en la Figura 4.3*). La componente de luz infrarroja emitida en dirección contraria al haz de excitación (532 nm), es la que verdaderamente aporta en la emisión del láser. Esta componente es reflejada por un espejo cóncavo dicróico E_1 de 15 cm de radio, hacia un espejo plano E_4 que refleja el haz hacia un filtro birrefringente (BRF) encargado de seleccionar la longitud de onda, operación que se hace manualmente por medio de una perilla que se gradúa de acuerdo a la longitud de onda con que se requiera trabajar.

Al pasar el haz infrarrojo por el filtro birrefringente, la radiación se dirige a la salida de la cavidad resonante donde se encuentra un acoplador plano de salida E_3 . Este acoplador permite que un alto porcentaje de la energía del haz infrarrojo sea emitido al exterior del sistema láser y que una pequeña componente de radiación se refleje en dirección a un aislador óptico (AO), compuesto por un rotador óptico (OR) y un rotador de Faraday (FR). Aquí se destaca que la propiedad más importante del aislador óptico, es permitir el paso de luz en una única dirección. Luego que la pequeña componente pasa por el aislador óptico, la radiación continúa en dirección al espejo cóncavo E_2 de 15 cm de radio, que al ser reflejado incide en el cristal de Ti:Sapphire pasando a reforzar la emisión del láser. Por su parte, la componente infrarroja que emite el cristal en la misma dirección del haz de bombeo, luego de ser reflejado totalmente por el espejo cóncavo E_2 incide en el aislador óptico; este dispositivo, impide que el haz se transmita en dirección al acoplador E_3 y por tanto se puede decir que esa componente de la radiación láser es residual ya que no aporta en la emisión del láser de Ti:Sapphire.

Con el espejo de salida adecuado, el láser operó de 900 a 970 nm lo que nos permitió, más adelante, identificar la longitud de onda que mejor respondía al proceso de absorción y emisión del iterbio. Posterior a que el láser de Ti:Sapphire inició su emisión, el haz pasó a través de un interruptor de señal ó *Chopper*. Éste es un disco que gira sobre su eje permitiendo el paso de la radiación periódicamente. Después que el haz cruzó el chopper, continuó su trayectoria e incidió sobre un aislador óptico

alineado de tal forma que al transmitir la radiación, lo hizo en dirección a un objetivo de microscopio ($10X$) que se encargó de enfocar y acoplar la mayor cantidad de energía posible en el núcleo de una fibra óptica monomodal, de $6\mu\text{m}$ de diámetro y en cuyo interior se encuentra inscrita una rejilla de Bragg (FBG: *Fiber Bragg Grating*) con ancho de banda de 0.18 nm y refleja más del 95 % de la longitud de onda centrada a 1116 nm. La fibra óptica (~ 1 m) que tiene inscrita la FBG se empalmó (*usando una empalmadora por fusión*) a una fibra de óxido de silicio dopada con iones de iterbio triplemente ionizado (Yb^{3+}) de ~ 6 cm de largo que fungió como el medio activo que generó emisión espontánea amplificada de 960 a 1200 nm. La concentración de iones de iterbio presentes en la fibra es de alrededor de 12000 por millón en peso (ppm/wt).

Continuando con la descripción del montaje experimental, la fibra dopada con los iones de iterbio se empalmó al brazo 1 de entrada de un WDM (*Multiplexión por División de longitud de onda*), dispositivo que permite mezclar múltiples señales hacia un mismo canal. En el brazo de entrada 2, se empalmó un láser de potencia variable que entrega un máximo de ~ 10 Watts y emite en el IR (*infrarrojo*) a 1064 nm. Esta señal se mezcló con la del iterbio a través del WDM y fue la encargada de generar el esparcimiento Raman estimulado en los 2.6 Km de fibra de óxido de silicio (*ó fibra de ganancia Raman*) empalmada el brazo de salida 3 del WDM. El otro extremo de los 2.6 Km de fibra (*extremo de salida*) se conectó a un analizador espectral OSA (201-203) que nos permitió obtener los espectros que se presentan en las siguientes secciones.

4.2. Resultados y Discusión

Para cumplir el objetivo propuesto con este proyecto de investigación, en primera instancia se hizo oscilar el láser de Ti:Sapphire; luego se excitó la fibra de iterbio variando la longitud de onda del bombeo (*bombeo 1*). En este proceso, se encontró que la longitud de onda óptima de excitación fue 925 nm con alrededor de 140 mW de potencia; es decir, con esta longitud de onda se obtuvo la máxima potencia de salida en la señal de emisión espontánea amplificada (*registrada con el OSA*) con 23.1 mW. La señal emitida por el iterbio, fue seleccionada por la rejilla de Bragg a 1116 nm como se observa en la Figura 4.4.

Una vez identificada la longitud de onda óptima de excitación, ésta se obstaculizó con el chopper evitando que excitara a los iones de iterbio. Seguidamente, se generó el esparcimiento Raman estimulado (SRS) en la fibra de ganancia Raman, al bombardearla con un láser a 1064 nm (*bombeo 2*). El SRS se observó en el analizador espectral, con el inicio del primer componente Stokes centrado a 1116 nm. Nótese que la señal seleccionada del iterbio presenta la misma componente espectral que el 1° Stokes. Luego,

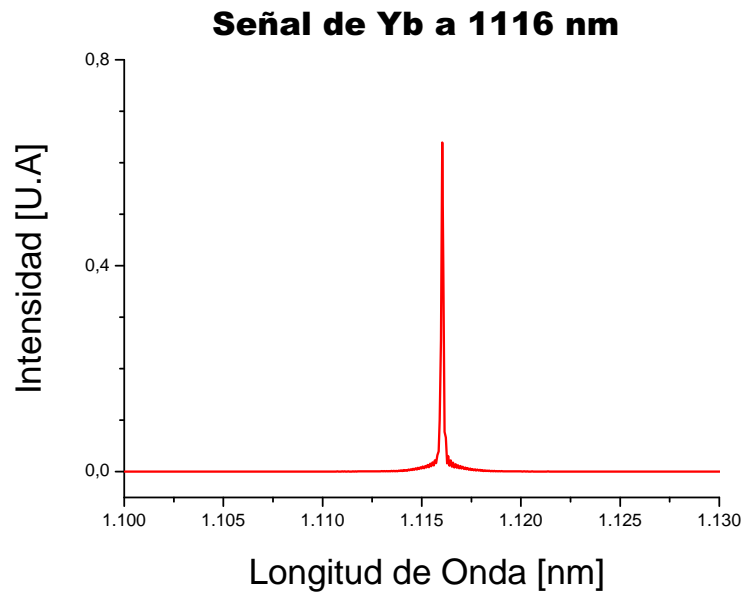


Figura 4.4: Señal de iterbio centrada a 1116 nm generada por el bombeo con 140 mW de potencia a 925 nm

incrementando la potencia de bombeo se impulsó el crecimiento del 1°Stokes, hasta lograr que dicha señal alcanzara su límite máximo de crecimiento. Después de esto, se regresó el sistema a la condición de inicio del 1°Stokes; en ese punto, se permitió la excitación de los iones de iterbio con el bombeo a 925 nm (*bombeo 1*) y la pequeña señal emitida por el iterbio a 1116 nm (*seleccionada por la FBG*) se inyectó, a través del WDM, al láser Raman.

En la Figura 4.5 se observan los espectros de absorción y emisión del iterbio ($Yb : SiO_2$). Observe que el bombeo a 925 nm (*línea roja punteada*) se encuentra en una región de aceptable absorción y la señal a 1116 nm (*línea roja continua*) reflejada por la rejilla de Bragg y posteriormente acoplada al láser Raman, presenta pequeña sección transversal de emisión.

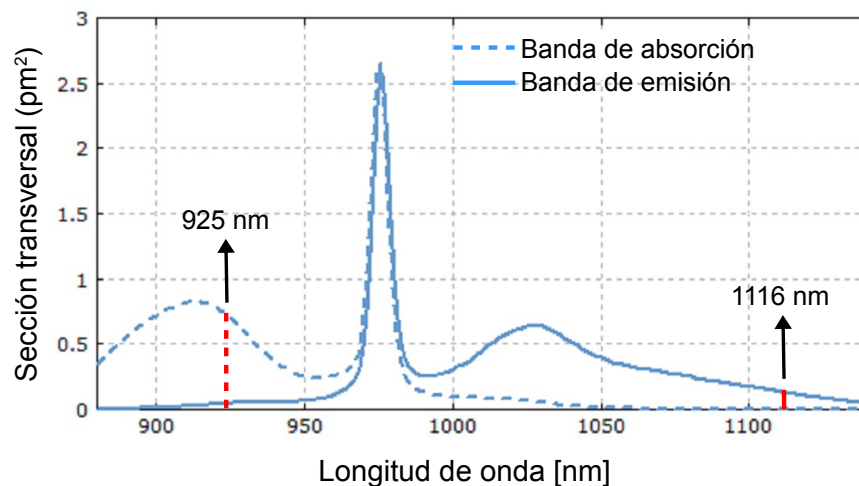


Figura 4.5: Bandas de absorción y emisión del iterbio ($Yb : SiO_2$)

Estando el sistema en la condición de inicio del 1°Stokes, esta vez en presencia de la señal de iterbio, se aumentó nuevamente la potencia de bombeo hasta alcanzar la máxima amplificación de ésta señal. Los resultados obtenidos en cada proceso descrito; es decir en ausencia y presencia de la señal de iterbio, se presentan a continuación con más detalle.

4.2.1. Longitud de onda del bombeo

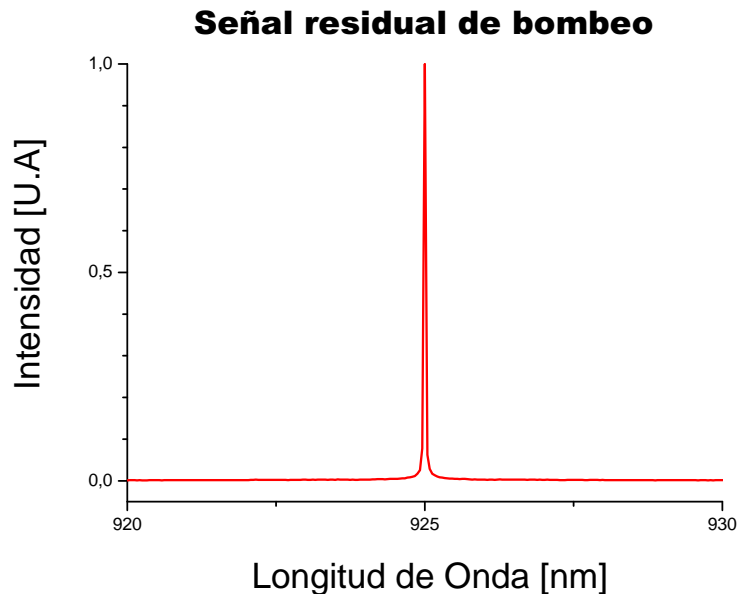


Figura 4.6: Señal residual de bombeo (*bombeo 1*) con el que se excitó la fibra dopada con iterbio.

Como ya se mencionó, la longitud de onda óptima de excitación emitida por el láser de *Ti:Sapphire* se encontró centrada a 925 nm. En la Figura 4.6, se presenta la señal residual de excitación registrada por el analizador espectral a la salida de todo el esquema. Esta señal registró una potencia de 37 mW distribuida en el área bajo su curva.

4.2.2. Generación del efecto Raman en ausencia de la señal de Iterbio producida por el bombeo a 925 nm

Inicialmente se obstaculizó con el chopper el haz de bombeo a 925 nm impidiendo que excitara los iones de iterbio, esto evitó la emisión y propagación en el sistema de alguna señal generada por la fibra dopada con iterbio. Posteriormente, se acopló la señal láser a 1064 nm (*bombeo 2*) en el núcleo de la fibra de 2.6 Km de longitud por medio del WDM. Para generar el efecto Raman estimulado (*inicio del 1° Stokes*) se aumentó gradualmente la potencia de bombeo, cuando dicha potencia llegó a 2.8 W se estimuló la aparición del 1°Stokes, parámetro de gran relevancia porque nos indicó que el sistema pasó a ser un láser Raman de fibra (FRL). En otras palabras, con

potencia de bombeo de 2.8 W nuestro sistema inició la transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1°Stokes; por esta razón, dicha potencia es considerada la potencia umbral de nuestro sistema láser en ausencia de la señal de iterbio. De aquí en adelante, se propuso alcanzar el máximo crecimiento del 1°Stokes a partir del aumento en la potencia de bombeo, como se verá posteriormente.

Al bombear el sistema con 2.8 W se obtuvo el espectro de la Figura 4.7, donde se presenta la señal residual de bombeo y el inicio del 1°Stokes.

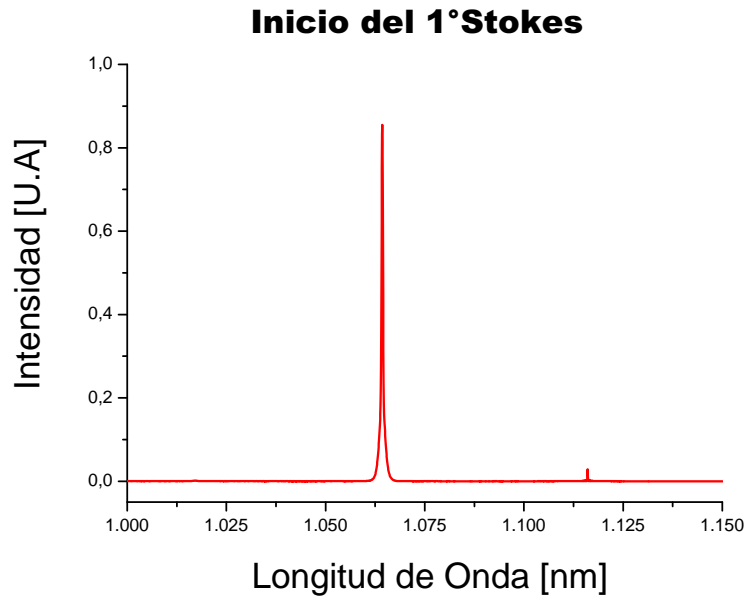


Figura 4.7: Generación del efecto Raman con potencia de bombeo de 2.8 W (*potencia umbral*) y en ausencia de señal de iterbio.

El espectro de mayor intensidad en la Figura 4.7 corresponde a la señal residual de bombeo (*de ahora en adelante señal residual*); es decir, la energía de bombeo que el sistema no logra transferir a la señal del 1°Stokes. De acuerdo a las mediciones realizadas, la señal residual presentó una potencia de 1.9 W contenida en el área bajo su curva. Por su parte, el 1°Stokes que apenas iniciaba su crecimiento registró un valor de potencia de 0.01 W, que puede ser despreciable si es comparado con la potencia de la señal residual. Estas magnitudes mostraron que al analizador espectral llegó 1.91 W de potencia. Por otro lado, el brazo libre del WDM (*ver Figura 4.1*) emitió señal residual con potencia de ~ 0.016 W. Este resultado nos dejó ver claramente que más del 99% de la potencia de bombeo se transmitió a la fibra de ganancia Raman por medio del WDM.

Ahora observe como al aumentar la potencia de bombeo por encima del umbral, se impulsó la transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1°Stokes, lo que significó el crecimiento de ésta última señal. Cuando la potencia de bombeo alcanzó ~ 3.5 W; es decir 0.7 W por encima de la potencia umbral (*incremento de 20% en la potencia*

de bombeo), se logró que el 1°Stokes creciera a tal punto que igualó en su pico máximo de intensidad a la señal residual, como se puede ver en la Figura 4.8 registrada por el analizador espectral.

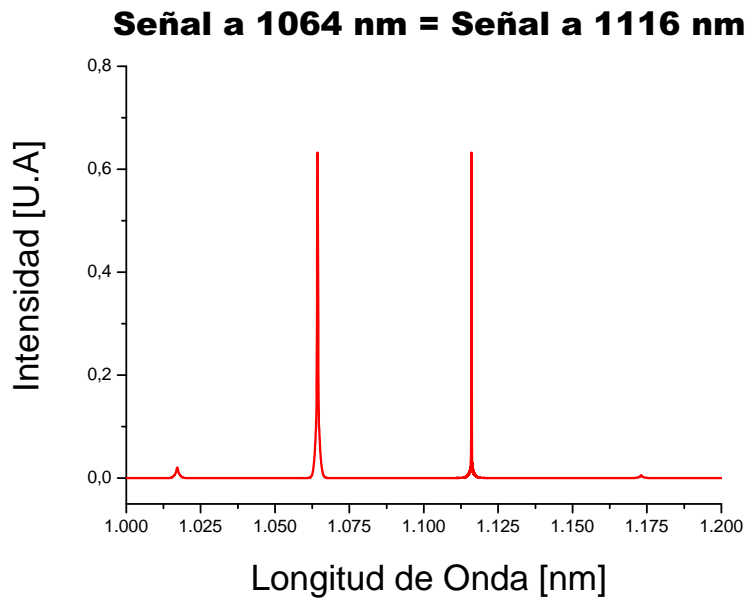


Figura 4.8: Espectro de las señales a 1064 nm y 1116 nm con amplitudes iguales y potencia de bombeo de 3.5 W (*bombeo 2*) en ausencia de la señal de iterbio.

En la Figura 4.8, es evidente que los picos máximos de intensidad de la señal residual y el 1°Stokes son iguales, pero si observa en detalle se podrá dar cuenta que la señal residual presenta mayor ancho de banda que el 1°Stokes; por esta razón, sus potencias difieren considerablemente en 71.5% favoreciendo a la señal residual que registró 1.3 W, mientras que el 1°Stokes alcanzó 0.37 W de potencia. Es decir que el 1°Stokes requirió solo del 28.5% (ó $\gamma/2$) de la potencia registrada por la señal residual, para lograr igualarla en su pico máximo de intensidad. Por otro lado se puede observar un hecho relevante, la aparición de dos espectros o bandas de frecuencia que corresponden al anti-stokes centrado en 1017 nm con 0.009 W de potencia y un 2°Stokes centrado en 1173 nm con 0.0026 W de potencia. Ambas señales son muy ineficientes y con intensidad prácticamente despreciable. Con estas potencias registradas, al analizador espectral llegó 1.6816 W distribuido en el área bajo la curva de las cuatro señales que se han presentado en este apartado, en condición de bombeo a 3.5 W como ya se mencionó.

Así como se observó el crecimiento del 1°Stokes en la Figura 4.8, también se puede observar decrecimiento en la amplitud de la señal residual. Este decrecimiento fue de aproximadamente 26% comparada con la misma señal en la Figura 4.7, donde alcanzaba su máxima intensidad. El decrecimiento mencionado, redujo la potencia de la señal residual en 0.6 W. Este hecho es de gran importancia porque la potencia restada a la señal residual es un parámetro que indica que el sistema láser presenta

transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1°Stokes, impulsando el crecimiento de esta última señal, que pasó de tener potencia e intensidad despreciable (*en Figura 4.7*) a un valor considerable como se pudo observar en la Figura 4.8.

Con el objetivo de alcanzar el máximo crecimiento del 1°Stokes, se continuó aumentando la potencia de bombeo. De esta forma, el sistema siguió estimulando el crecimiento del 1°Stokes y el decrecimiento de la señal residual. Justo cuando la potencia de bombeo alcanzó 4.6 W, se logró el mayor crecimiento en amplitud (*máxima intensidad y potencia*) del 1°Stokes como se puede observar en la Figura 4.9. Este hecho se interpreta como el límite máximo de transferencia de energía, desde el bombeo hacia el 1°Stokes.

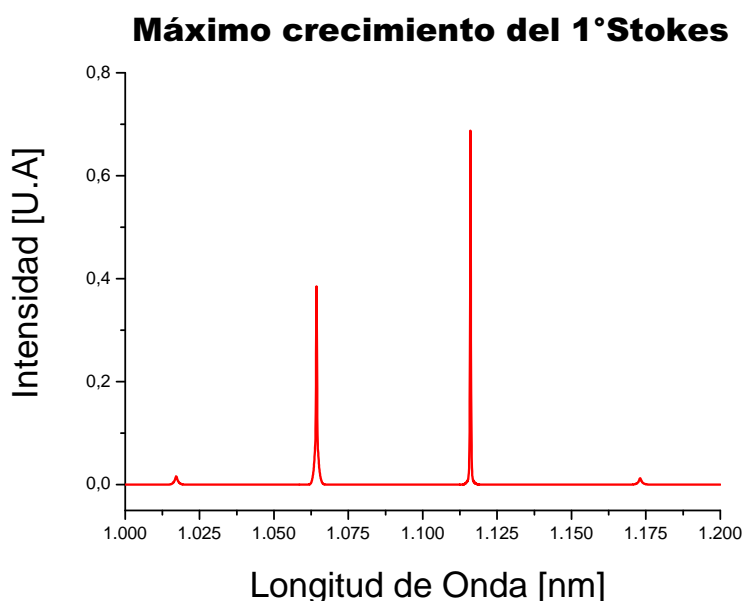


Figura 4.9: Máximo crecimiento del 1°Stokes con potencia de bombeo de 4.6 W (*bombeo 2*) y en ausencia de señal de iterbio.

Al bombear el sistema con 4.6 W, el máximo crecimiento del 1°Stokes registró en el área bajo su curva 0.78 W frente a los 0.8 W de potencia registrados por la señal residual. Nótese que con aproximadamente la misma potencia, diferencia de tan solo 0.02 W (2.5%), el pico máximo del 1°Stokes superó en 44 % al pico máximo de la señal residual. En otras palabras, el crecimiento de la señal Stokes es aproximadamente 1.8 veces mayor que la señal residual, como se puede observar en la Figura 4.9. Note que a pesar de haberse alcanzado el límite máximo de transferencia de energía, la potencia registrada por el 1°Stokes no superó la potencia registrada por la señal residual. Esto se debe, como ya se mencionó, a la diferencia que existe entre los anchos de banda de las dos señales. Por otra parte, el anti-Stokes registró 0.0068 W y el 2°Stokes registró la potencia más baja con 0.0056 W. De esta forma, al analizador espectral llegó una potencia de 1.5924 W distribuido en el área bajo la curva de las cuatro señales anteriormente descritas, en condición de bombeo a 4.6 W.

Para pasar del espectro de la Figura 4.8 al de la Figura 4.9, el incremento en la potencia de bombeo fue de 1.1 W. Con este incremento, la amplitud del 1°Stokes aumentó 8%. Este crecimiento, impulsó que al 1°Stokes se le transfiriera 0.41 W más de potencia. De esta forma la potencia del 1°Stokes, en su máximo crecimiento, aumentó más del doble de lo que registró su potencia cuando igualaba a la señal residual. Contrario a lo que pasó con el 1°Stokes, la amplitud de la señal residual cayó 39% aproximadamente en la Figura 4.9 comparada con la Figura 4.8, provocando que su potencia disminuyera 0.5 W.

Ahora observe que la señal residual en la Figura 4.9, decreció más de la mitad comparada con la señal residual en la Figura 4.7, donde se imponía y alcanzaba su máxima intensidad y potencia. En otras palabras, ésta señal presentó una reducción significativa en su amplitud de aproximadamente 55%, ocasionando que su potencia disminuyera 1.1 W. Es importante recordar que este razonamiento se presenta bajo la influencia del bombeo a 4.6 W de potencia como se había mencionado inicialmente.

Se ha dicho que 2.8 W es la potencia umbral del sistema, en ausencia de la señal de iterbio, y que 4.6 W es la potencia de bombeo para la cual el 1°Stokes alcanzó su límite máximo de crecimiento. Observe que para potencias de bombeo mayores a 4.6 W, el 1°Stokes decreció (*disminución de potencia*) mientras que la señal residual impulsó su crecimiento. Por ejemplo cuando el sistema se bombeo con 4.65 W de potencia, se obtuvo el espectro de la Figura 4.10.

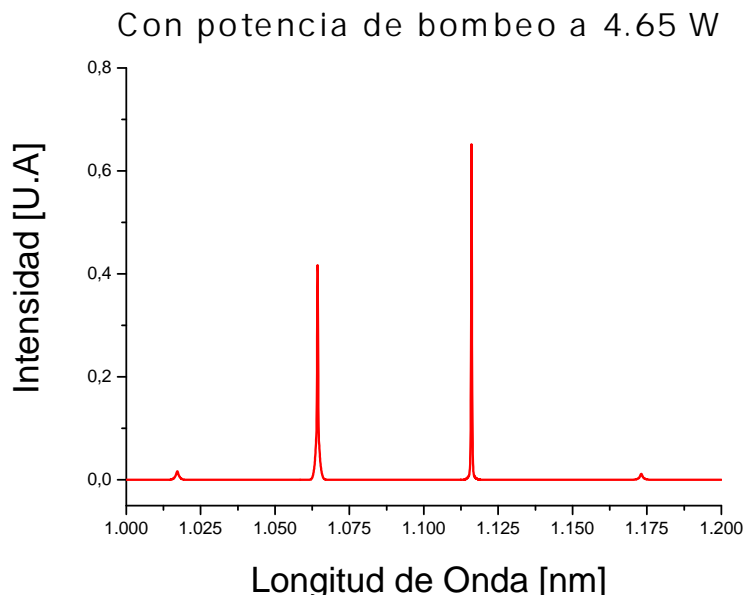


Figura 4.10: Espectro con potencia de bombeo de 4.65 W (*bombeo 2*) y en ausencia de señal de iterbio

Nótese que al bombear el sistema con 4.65 W de potencia, la amplitud el 1°Stokes decreció con relación a su máximo crecimiento. Este decrecimiento del 1°Stokes, hizo

que la señal registrara 0.753 W de potencia; es decir, 0.027 W menos de lo que registró cuando el sistema se bombeó con 4.6 W. Igualmente note que la señal residual en la Figura 4.10 creció registrando una potencia de 0.822 W; es decir, 0.022 W más de lo registrado en la Figura 4.9. En este caso, lo que se infiere es que la transferencia de energía tomaba lugar, esta vez, desde la señal Stokes a la señal de bombeo; es decir, la probabilidad de que el sistema generara fotones con la misma energía del bombeo aumentaba para potencias mayores a 4.6 W.

A modo de síntesis, en la Tabla 4.1 se expone los valores de potencia registrado por la señal residual y el 1°Stokes bajo la condición de bombeo a 1064 nm y en ausencia de la señal de iterbio.

Tabla 4.1: Potencias obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en ausencia de la señal de iterbio

CONDICIÓN	Bombeo a	Señal	Señal
	1064 nm	Residual	1°Stokes
	P[W]	P[W]	P[W]
Umbral de 1°Stokes	2.8	1.9	0.01
1°Stokes = Señal residual	3.5	1.3	0.37
Máxima Potencia 1°Stokes	4.6	0.8	0.78
1°Stokes Vs Señal residual	4.65	0.822	0.753

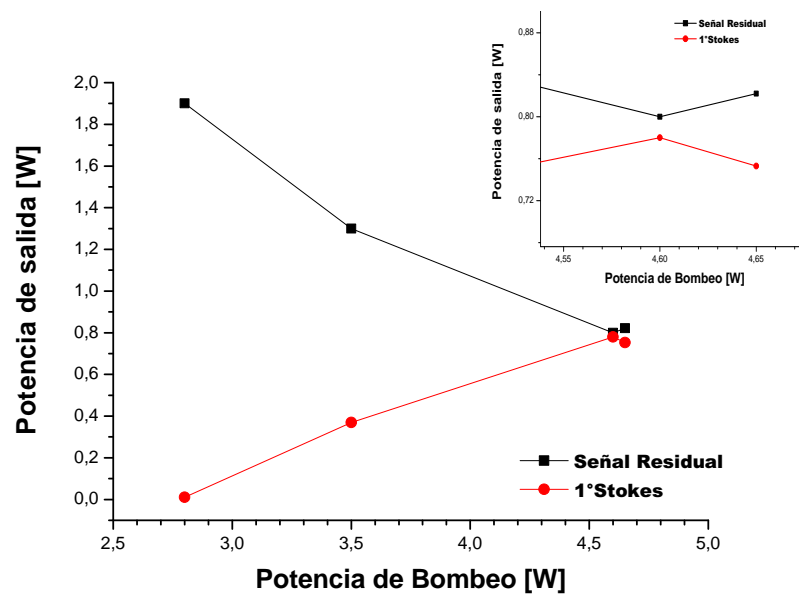


Figura 4.11: Potencias de salida para las longitudes de onda a 1064 nm (*señal residual*), 1116 nm (*1° Stokes*) en función de la potencia de bombeo y sin señal de iterbio. En el inset de figura se muestra un acercamiento en la región de bombeo a 4.6 W.

En la Figura 4.11 se presenta la respuesta de la señal residual y el 1°Stokes con respecto a la potencia de bombeo. Como se puede observar a una potencia de 2.8 W la señal residual alcanza su máxima potencia de salida, ésta potencia de bombeo corresponde al umbral del 1°Stokes. La potencia de bombeo para la que se alcanzó el máximo crecimiento del 1°Stokes y el mínimo decrecimiento de la señal residual fue de 4.6 W.

En la Tabla 4.2 se exponen los valores del pico máximo de intensidad registrado por la señal residual y el 1°Stokes bajo la condición de bombeo y en ausencia de la señal de iterbio.

Tabla 4.2: Intensidades obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en ausencia de la señal de iterbio

CONDICIÓN	Bombeo a	Señal	Señal
	1064 nm	Residual	1°Stokes
	P[W]	I[U.A]	I[U.A]
Umbral de 1°Stokes	2.8	0.855	0.028
1°Stokes = Señal residual	3.5	0.632	0.632
Máxima Intensidad 1°Stokes	4.6	0.385	0.687
1°Stokes Vs Señal residual	4.65	0.410	0.631

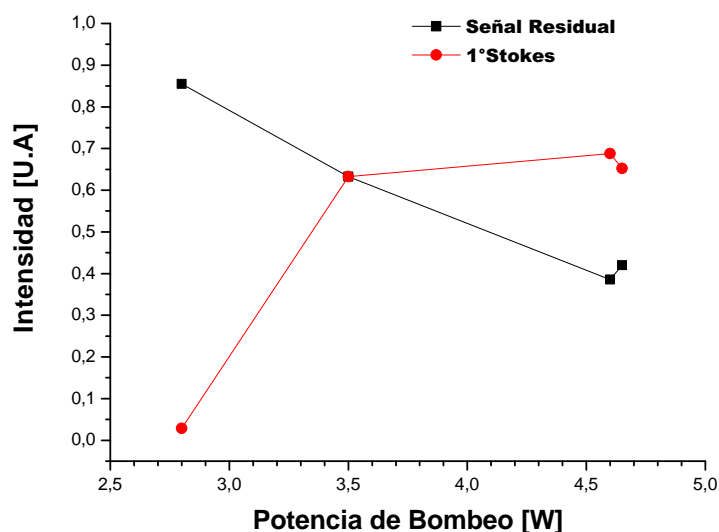


Figura 4.12: Intensidad en las longitudes de onda a 1064 nm (*señal residual*), 1116 nm (*1°Stokes*) en función de la potencia de bombeo y sin señal de iterbio.

En la Figura 4.12 se presenta la respuesta en intensidad de la señal residual y el 1°Stokes con respecto a la potencia de bombeo. Como se puede observar a una

potencia de 2.8 W la señal residual alcanza su máxima intensidad y el 1°Stokes alcanza el umbral. Note que las señales son iguales en amplitud a una potencia de bombeo de 3.5 W y para potencias mayores a esta la amplitud del 1°Stokes supera la amplitud de la señal residual. Por su parte, la potencia de bombeo para la que se alcanzó el máximo crecimiento del 1°Stokes y el mínimo decrecimiento de la señal residual fue de 4.6 W y para potencias mayores el 1°Stokes decrece y la señal residual crece.

4.2.3. Generación del efecto Raman con presencia de la señal de Iterbio producida por el bombeo de 925 nm

Partiendo de la potencia umbral del 1°Stokes (2.8 W) descrito en la sección anterior, se permitió el paso de la señal de bombeo a 925 nm (*bombeo 1*) emitida por el láser de *Ti:Sapphire*, que al acoplarse en el núcleo de la fibra dopada se encargó de excitar los iones activos del iterbio. De la emisión de iterbio que se propaga en sentido contrario al bombeo de 925 nm, se seleccionó la longitud de onda a 1116 nm debido a la presencia de la rejilla de Bragg, esta señal es la que se acopla a la sección del láser Raman a través del WDM. Como ya se mencionó, esta señal coincide con el 1°Stokes generado por el efecto Raman estimulado en la fibra de ganancia Raman, lo que permite su amplificación.

Con el bombeo a 2.8 W de potencia y en presencia de la señal de iterbio, el analizador espectral registró las señales que se observan en la Figura 4.13.

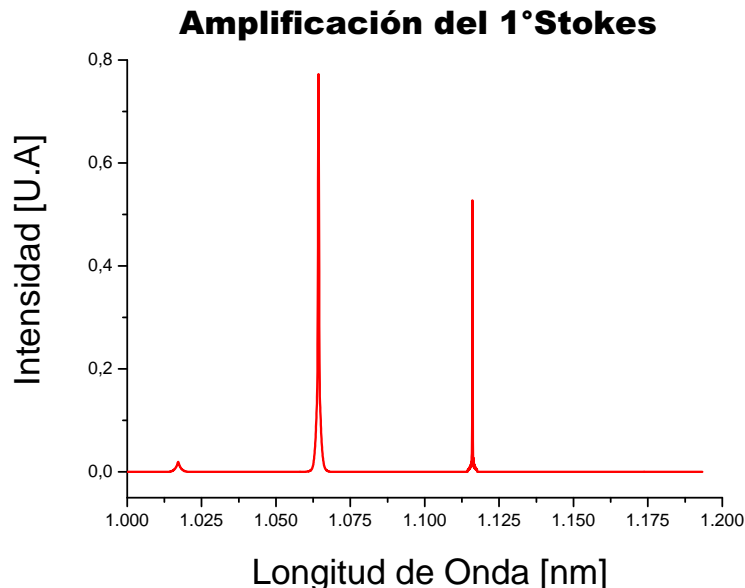


Figura 4.13: Espectro correspondiente a una potencia de bombeo de 2.8 W (bombeo 2) y en presencia de la señal de iterbio.

Con el bombeo de 2.8 W de potencia y en presencia de la señal de iterbio, el 1°Stokes ya presenta una amplificación significativa; de hecho, la potencia que al-

canzó ésta señal fue de 0.34 W contra los 1.71 W registrados por la señal residual. Este efecto muestra la importancia de la señal de iterbio, porque hace más eficiente la transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1°Stokes. Dicha afirmación se consolida si se tiene presente que con la misma potencia de bombeo, pero en ausencia de la señal de iterbio, el 1°Stokes apenas iniciaba su crecimiento, como se pudo ver en la Figura 4.7. Por otra parte, la presencia del anti-stokes en la Figura 4.13 registró 0.01 W, para un total de 2.06 W de potencia registrado en el área bajo la curva de las tres señales mencionadas.

Para determinar la potencia umbral del sistema en presencia de la señal de iterbio, se redujo gradualmente la potencia de bombeo hasta 2.4 W. Con esta potencia, el 1°Stokes presentó un valor de amplificación despreciable. En la Figura 4.14 se observa el inicio de la amplificación del 1°Stokes, impulsado por el bombeo a 2.4 W de potencia.

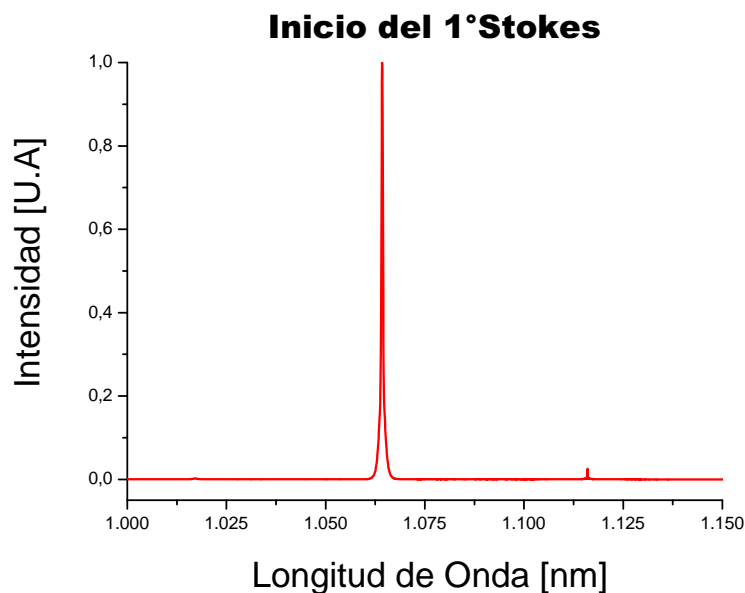


Figura 4.14: Generación del efecto Raman con potencia de bombeo de 2.4 W (*potencia umbral*) y en presencia de la señal de iterbio.

Advierta que en presencia de la señal de iterbio, la potencia umbral del sistema se redujo en 0.4 W, esto significó ahorro en la potencia de bombeo de aproximadamente 14.3%. En otras palabras, en presencia de la señal de iterbio se requirió de menor potencia de bombeo para lograr que el sistema se convirtiera en un láser de tipo Raman. Esto es lo que llamamos un sistema híbrido porque son dos láseres en uno. Uno es un láser de iterbio y el otro es de tipo Raman, que se conjugan para lograr la amplificación de la señal en 1116 nm como se verá posteriormente.

Es evidente en la Figura 4.14, que la señal residual se impone frente al inicio del primer componente Stokes. De hecho, la señal residual registró 2.25 W de potencia, en contraste con el 1°Stokes que apenas alcanzó una potencia despreciable de 0.01

W, para un total de potencia en las dos señales de 2.26 W. Al comparar las Figuras 4.7 y 4.14 (*donde se dio inicio al 1° Stokes*), note que la amplitud de la señal residual es mayor en presencia de la señal de iterbio, esta diferencia de amplitud es de 14.5 % aproximadamente, lo que corresponde a 0.35 W de potencia. Como se pudo dar cuenta, la señal residual adquirió mayor intensidad con menor potencia de bombeo. Este suceso lo puede llevar a pensar en un desacierto experimental, pero esto se puede justificar de la siguiente manera; la señal de iterbio aparte de amplificarse, impulsa en menor escala transiciones vibracionales desde el nivel N_1 al nivel N_2 (*Figura 1.7 b*) y posteriormente se presentan transiciones radiativas desde el nivel N_2 al nivel N_0 generando fotones con energía igual a los fotones de bombeo, estos se suman y la señal residual evidencia incremento en su pico máximo de intensidad como se pudo observar en la Figura 4.14.

Después de haber determinado la potencia umbral del sistema, en presencia de la señal de iterbio, se continuó aumentando gradualmente la potencia de bombeo, impulsando el decrecimiento de la señal residual y la amplificación del 1° Stokes que se hizo evidente con el incremento de su intensidad y potencia. Cuando el láser de bombeo alcanzó ~ 2.9 W, se logró que la amplificación del 1° Stokes y la señal residual fueran iguales en sus picos máximos de intensidad (*igual amplitud*) como se puede observar en la Figura 4.15.

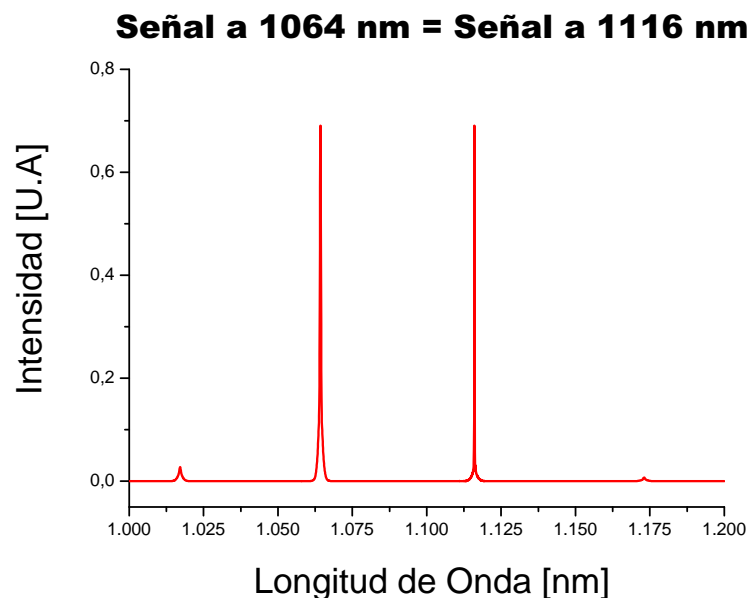


Figura 4.15: Espectro de las señales a 1064 nm y 1116 nm con amplitudes iguales y potencia de bombeo de 2.9 W (*bombeo 2*) en presencia de la señal de iterbio.

Note que para igualar las señales en sus picos máximos de intensidad, la potencia de bombeo se incrementó en 0.5 W por arriba del umbral. Este incremento fue inferior al registrado para el mismo caso en ausencia de la señal de iterbio que fue de 0.7 W. Entonces con el incremento de 0.5 W en la potencia de bombeo, el 1° Stokes

amplificado registró 0.42 W y la señal residual 1.48 W de potencia, es decir que estas dos señales presentaron una diferencia considerable de aproximadamente 7/2 en su potencia, favoreciendo claramente a la señal residual. Sin embargo, nótese que el 1°Stokes necesitó tan solo del 28.4% de la potencia registrada por la señal residual, para lograr igualarla en su pico máximo de intensidad. Paralelamente, la presencia del anti-Stokes y del 2°Stokes es un hecho muy interesante, en el sentido que el 2°Stokes parece regresar energía a su anti-Stokes (1°Stokes), el primero lo pasa al bombeo y este último lo pasa al anti-Stokes. De este modo, el anti-Stokes registró potencia de 0.012 W y el 2°Stokes 0.0033 W, para un total de 1.9153 W de potencia distribuido en el área bajo la curva de las cuatro señales descritas en este apartado, en condición de bombeo a 2.9 W.

Cuando el sistema se bombeó con 2.4 W de potencia, la señal residual alcanzó su máxima intensidad (*Figura 4.14*). Ahora note que con el bombeo a 2.9 W (*Figura 4.15*), la intensidad de la señal residual presentó un decrecimiento de 31%, lo que redujo su potencia en 0.77 W. Observe que esta reducción de potencia es mayor a la registrada para el mismo caso en ausencia de la señal de iterbio; es decir, la reducción de potencia en la señal residual al pasar de la *Figura 4.7* a la *Figura 4.8* fue de 0.6 W.

Al contrastar las Figuras donde las amplitudes de las señales presentan la misma intensidad (*Figuras 4.8 y 4.15*), se observa que en presencia de la señal de iterbio, el 1°Stokes y la señal residual registraron mayor intensidad, esta diferencia fue de 8.5% aproximadamente. Lo interesante de esto radica en que la potencia de bombeo que generó el espectro de mayor intensidad (*Figura 4.15*), es menor en 0.6 W a la potencia de bombeo que generó el espectro de menor intensidad (*Figura 4.8*). Este fenómeno es muy significativo, porque nos sigue mostrando el valioso aporte que ofrece la señal emitida por el iterbio, en la eficiente transferencia de energía. En cuanto a las señales anti-Stokes y 2°Stokes, éstas no presentan variaciones significativas de intensidad y potencia en las figuras aquí comparadas.

Luego de haber registrado en la *Figura 4.15* la igualdad de intensidad en las amplitudes del 1°Stokes y la señal residual, se siguió aumentando la potencia de bombeo. Cuando el bombeo alcanzó 3.5 W, la amplificación del 1°Stokes ya superaba en 20.6% a la señal residual como se puede observar en la *Figura 4.16*. Conviene destacar que con esta potencia de bombeo (3.5 W) y en ausencia de la señal de iterbio, la amplitud del 1°Stokes apenas igualaba la amplitud de la señal residual como se observó en la *Figura 4.8*.

Note que para pasar del espectro de la *Figura 4.15* al de la *Figura 4.16*, el incremento en la potencia de bombeo fue de 0.6 W. Con este incremento, el 1°Stokes

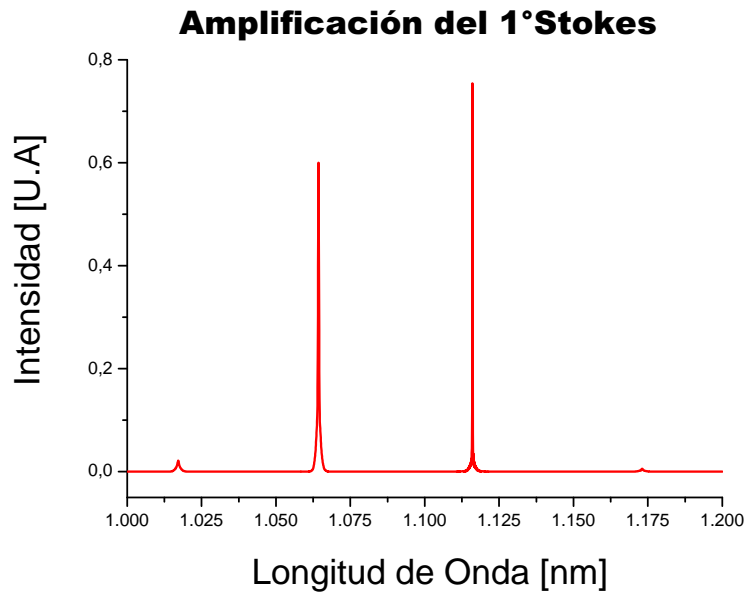


Figura 4.16: Amplificación del 1°Stokes con potencia de bombeo de 3.5 W (*bombeo 2*) y en presencia de la señal de iterbio.

aumentó su potencia en 0.16 W y la señal residual disminuyó en 0.17 W. Calculando la potencia de las señales en la Figura 4.16 se obtuvo que la potencia de la señal residual duplicó con 1.31 W a la potencia del 1°Stokes que registró 0.58 W. Nótese que la diferencia de potencia entre éstas dos señales, se redujo en comparación con el caso donde se bombeó con la misma potencia pero en ausencia de la señal de iterbio (*Figura 4.8*), en ese caso la diferencia de potencia entre las señales fue de 7/2. Este hecho está estrictamente relacionado con la eficiencia en la transferencia de energía que impulsa la señal de iterbio. Ahora observe que la potencia del 1°Stokes en la Figura 4.16 (*con señal de iterbio*), es 0.21 W mayor que la potencia de la misma señal en la Figura 4.8 (*sin señal de iterbio*), teniendo presente que en los dos casos se bombeó a 3.5 W. Continuando en la Figura 4.16, el anti-Stokes registró 0.009 W mientras que el 2°Stokes registró 0.0028 W para un total de 1.9018 W de potencia registrado en el área bajo la curva de las cuatro señales.

Al continuar aumentando la potencia de bombeo, la transferencia de energía hacia el 1°Stokes se hizo más evidente. Cuando el bombeo alcanzó 4.6 W; es decir, la misma potencia con la que se logró el máximo crecimiento del 1°Stokes en ausencia de la señal de iterbio (*Figura 4.9*), se obtuvo el espectro que se puede ver en la Figura 4.17.

Para pasar del espectro de la Figura 4.16 al de la Figura 4.17, note que el incremento en la potencia de bombeo fue de 1.1 W. Con este incremento, al 1°Stokes se transfirió 0.52 W y a la señal residual se le restó 0.53 W. De esta forma, la amplificación del 1°Stokes superó en 55.5 % aproximadamente a la señal residual; es decir, a simple vista la amplificación del 1°Stokes, en la Figura 4.17, duplicó a la señal resi-

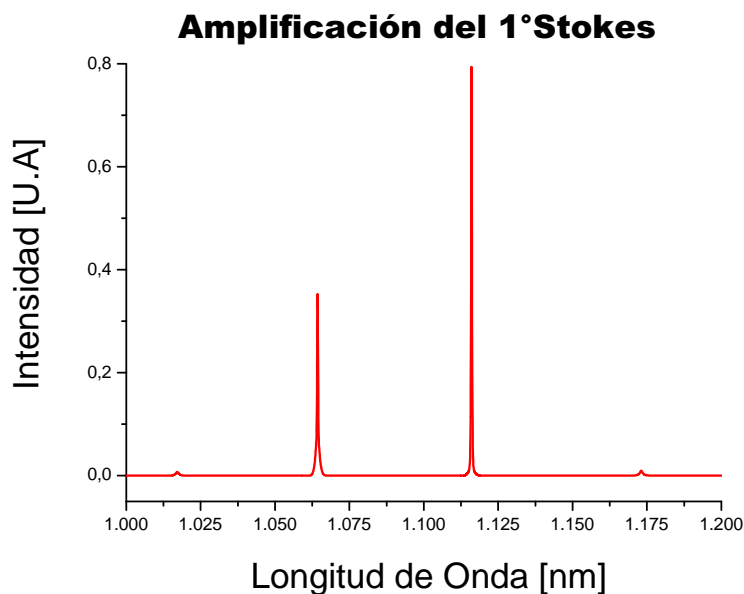


Figura 4.17: Amplificación del 1° Stokes con potencia de bombeo de 4.6 W (*bombeo 2*) y en presencia de la señal de iterbio.

dual. Lo interesante aquí es que con el bombeo a 4.6 W y en presencia de la señal de iterbio, el 1° Stokes registró 1.1 W de potencia superando a la señal residual que decreció considerablemente y registró 0.78 W de potencia. Observe que esto no sucedió en el caso donde se bombeó con la misma potencia y en ausencia de señal de iterbio (*Figura 4.9*), en ese caso la potencia del 1° Stokes apenas logró igualar la potencia de la señal residual. De ahí que, la potencia del 1° Stokes en la *Figura 4.17* (*con señal de iterbio*), es 0.32 W mayor que la potencia de la misma señal en la *Figura 4.9* (*sin señal de iterbio*), teniendo presente que en los dos casos se bombeo el sistema con 4.6 W. En la *Figura 4.17*, el anti-Stokes registró 0.005 W mientras que el 2° Stokes registró 0.0045 W para un total en las cuatro señales de 1.8895 W.

Con el objetivo de impulsar la máxima amplificación del 1° Stokes, se continuó aumentando la potencia del bombeo. Justo cuando dicha potencia alcanzó 5.4 W; es decir 3 W sobre la potencia umbral (2.4 W), se obtuvo la máxima amplificación del 1° Stokes como se puede observar en la *Figura 4.18*. Este hecho es interpretado como el límite máximo de transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1° Stokes.

El incremento en la potencia de bombeo para pasar del espectro de la *Figura 4.17* al de la *Figura 4.18*, fue de 0.8 W. Con este incremento, al 1° Stokes se transfirió 0.4 W y se restó a la señal residual 0.41 W. Por lo tanto, la máxima amplificación del 1° Stokes superó en aproximadamente 81.6% a la señal residual. En otras palabras, la amplificación del 1° Stokes es 5.4 veces mayor que la señal residual como se puede ver en la *Figura 4.18*, lo que da cuenta de la buena eficiencia en la transferencia de energía que presentó el sistema a diferencia del mismo caso en ausencia de la señal

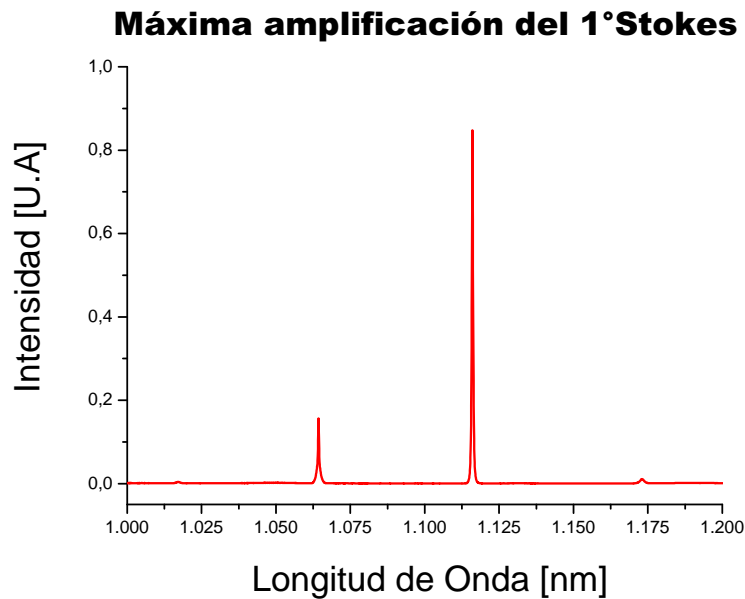


Figura 4.18: Máxima amplificación del 1°Stokes con potencia de bombeo de 5.4 W (*bombeo 2*) y en presencia de la señal de iterbio.

de iterbio, donde el crecimiento del 1°Stokes fue 1.8 veces mayor a la señal residual (*Figura 4.9*). Por consiguiente en la *Figura 4.18*, el 1°Stokes que registró 1.5 W se impone 4 veces en potencia a la señal residual que registró 0.37 W. Por otra parte, la potencia del anti-stokes en esta figura, registró 0.0026 W y el 2°stokes 0.0071 W. De esta forma la potencia en el área bajo la curva de las cuatro señales fue de 1.8797 W.

Al contrastar la señal residual en las *Figuras 4.18* y *Figura 4.14*, se observó una reducción significativa en su pico máximo de intensidad de 84.4%. Esto ocasionó que su potencia se redujera a 1/6 (83.5%) de su potencia registrada al inicio del 1°Stokes donde se imponía. Este hecho tiene una gran relevancia, ya que gran parte de la potencia que anteriormente contribuía a la señal residual, se ha transferido al 1°Stokes impulsando su amplificación. Este comportamiento es de resaltar, porque la mayor eficiencia de este tipo de sistemas consiste en hacer que la señal residual presente la menor potencia posible, favoreciendo una amplificación más intensa del 1°Stokes, debido a la transferencia de energía que se da entre estas señales. En otras palabras, el sistema se hace más eficiente entre mayor sea la diferencia de potencia entre las señales analizadas, siempre y cuando esta diferencia favorezca al 1°Stokes como sucede en la *Figura 4.18*, donde la amplificación alcanzó su límite máximo. Por otro lado, el anti-Stokes y 2°Stokes se mantuvieron en niveles de intensidad y potencia despreciables.

De modo similar, si se contrasta el espectro de máximo crecimiento del 1°Stokes correspondiente a la *Figura 4.9* con la máxima amplificación del 1°Stokes de la *Figura 4.18*, en primera instancia se observa claramente que en cada uno de ellos el 1°Stokes

se impone a la señal residual. Pero hay un efecto más relevante al comparar el 1°Stokes en las dos figuras, observe que en presencia de la señal de iterbio la intensidad en su pico máximo fue superior en 18.9% y la potencia casi se duplica. Análogamente al confrontar la señal residual en las dos figuras, se observa que en presencia de la señal de iterbio su pico máximo de intensidad decreció 59.5% y la potencia de la señal disminuyó 0.43 W más de lo que registró en ausencia de la señal de iterbio.

A modo de síntesis, en la Tabla 4.3 se expone los valores de potencia registrada por la señal residual y el 1°Stokes bajo la condición de bombeo a 1064 nm y en presencia de la señal de iterbio.

Tabla 4.3: Potencias obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en presencia de la señal de iterbio

CONDICIÓN	Bombeo a	Señal	Señal
	1064 nm	Residual	1°Stokes
	P[W]	P[W]	P[W]
Umbral de 1°Stokes	2.4	2.25	0.01
1°Stokes Vs Señal residual	2.8	1.71	0.34
1°Stokes = Señal residual	2.9	1.48	0.42
1°Stokes Vs Señal residual	3.5	1.31	0.58
1°Stokes Vs Señal residual	4.6	0.78	1.1
Máxima Potencia 1°Stokes	5.4	0.37	1.5

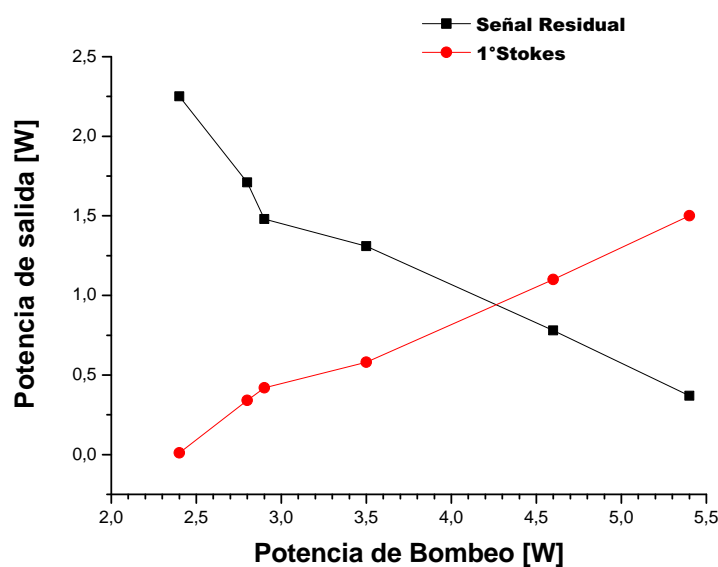


Figura 4.19: Potencias de salida para las longitudes de 1064 nm (*señal residual*), 1116 nm (*1°Stokes*) en función de la potencia de bombeo y con señal de iterbio.

En la Figura 4.19 se presenta la respuesta del 1°Stokes y la señal residual con respecto a la potencia de bombeo. Como se puede observar a una potencia de 2.4 W la señal residual alcanza su máxima potencia de salida, ésta potencia de bombeo corresponde al umbral del 1°Stokes. La potencia de bombeo para la que se alcanzó la máxima amplificación del 1°Stokes y el mayor decrecimiento de la señal residual fue de 5.4 W.

En la Tabla 4.4 se exponen los valores del pico máximo de intensidad registrado por la señal residual y el 1°Stokes bajo la condición de bombeo y en presencia de la señal de iterbio.

Tabla 4.4: Intensidades obtenidas en la señal residual y 1°Stokes en presencia de la señal de iterbio.

CONDICIÓN	Bombeo a	Señal	Señal
	1064 nm	Residual	1°Stokes
	P[W]	I[U.A]	I[U.A]
Umbral de 1°Stokes	2.4	1.0	0.026
1°Stokes Vs Señal residual	2.8	0.773	0.5776
1°Stokes = Señal residual	2.9	0.691	0.691
1°Stokes Vs Señal residual	3.5	0.599	0.754
1°Stokes Vs Señal residual	4.6	0.353	0.794
Máxima Intensida 1°Stokes	5.4	0.156	0.847

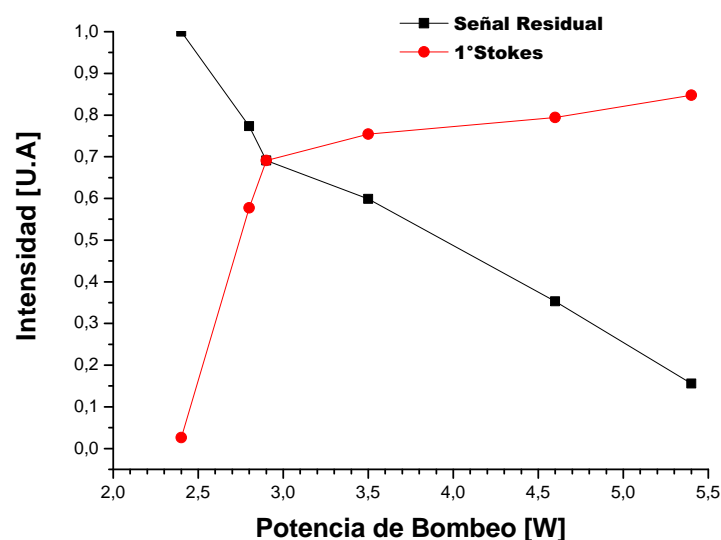


Figura 4.20: Intensidad en las longitudes de onda a 1064 nm (*señal residual*), 1116 nm (*1°Stokes*) en función de la potencia de bombeo y con señal de iterbio.

En la Figura 4.20 se presenta la respuesta en intensidad de la señal residual y el 1°Stokes con respecto a la potencia de bombeo. Como se puede observar a una potencia de 2.4 W la señal residual alcanza su máxima intensidad y el 1°Stokes alcanza el umbral. Note que las señales son iguales en amplitud a una potencia de bombeo de 2.9 W y para potencias mayores a esta la amplificación del 1°Stokes supera a la señal residual. Por su parte, la potencia de bombeo para la que se alcanzó la máximo amplificación del 1°Stokes y el mayor decrecimiento de la señal residual fue de 5.4 W.

Por último, en la tabla 4.5 se comparan los datos experimentales que se obtuvieron del estudio del sistema láser híbrido de iterbio y tipo Raman, tanto en ausencia como en presencia de la señal de iterbio, que dan cuenta de las condiciones bajo las cuales se presentó crecimiento y amplificación del 1°Stokes o señal Raman.

Tabla 4.5: Comparación de los datos experimentales obtenidos en presencia y ausencia de la señal de iterbio

Condición	Potencia de bombeo a 1064 nm	
	Sin señal de Yb	Con señal de Yb
Umbral del 1°Stokes	2.8 [W]	2.4 [W]
Señal residual = 1°Stokes	3.5 [W]	2.9 [W]
Máx. Potencia 1°Stokes	4.6 [W]	5.4 [W]
$\frac{P_{stokes}}{P_{residual}} \approx$	0.975	4
$\frac{I_{stokes}}{I_{residual}} \approx$	1.8	5.4

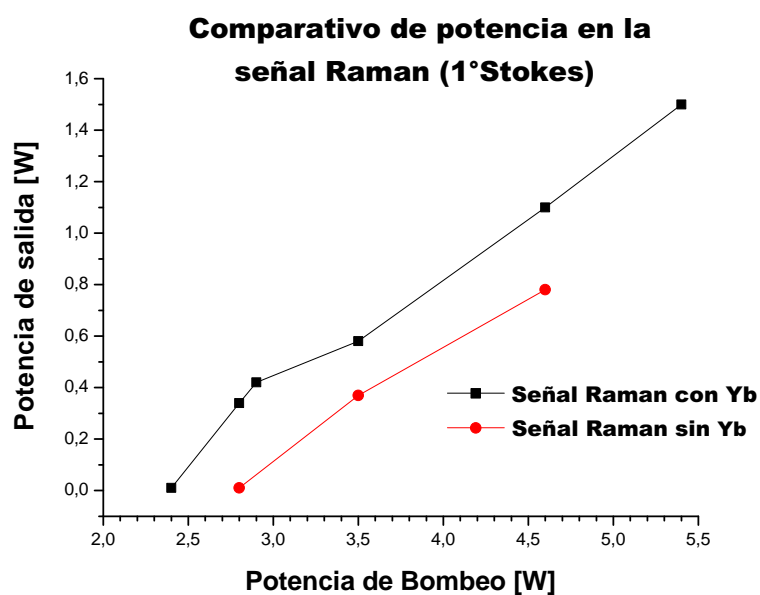


Figura 4.21: Gráfico comparativo de potencias de la señal Raman en presencia y ausencia de la señal de iterbio Yb.

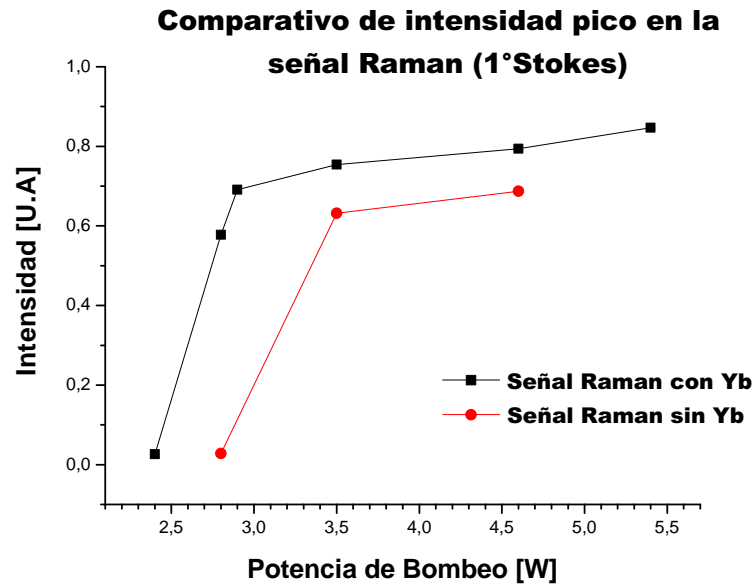


Figura 4.22: Gráfico comparativo de intensidad pico de la señal Raman en presencia y ausencia de la señal de iterbio Yb.

Todo el análisis experimental refleja la importancia de la señal de iterbio en la eficiencia del sistema láser, porque reduce la potencia umbral, estimula significativamente la transferencia de energía desde el bombeo hacia el 1°Stokes, haciendo que ésta última señal se amplifique considerablemente (*mayor intensidad y potencia*) y permite un mayor rango de potencias de bombeo (2.4 W a 5.4 W). Lo descrito mejoró la eficiencia del láser tipo Raman que se estudió en este trabajo de investigación.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro

Se encontró que la señal de bombeo (*bombeo 1*) emitida por el láser de Ti: Sapphire que mejor respondió a la absorción y emisión de la fibra dopada con iterbio, presentó una longitud de onda de 925 nm. Con esta señal se impulsó el espectro de emisión espontánea emitida por la fibra dopada y de allí se seleccionó con la rejilla de Bragg la señal centrada a 1116 nm, que posteriormente fue acoplada por medio del WDM al láser tipo Raman para su amplificación.

La aparición natural del esparcimiento Raman estimulado (*señal Stokes*) en la fibra de 2.6 Km de longitud y en ausencia de la señal de iterbio, se presentó con una potencia de bombeo de 2.8 W y tomó lugar a 1116 nm, registrando su máximo crecimiento cuando la potencia de bombeo alcanzó 4.6 W.

Se mostró en el estudio del sistema láser híbrido de iterbio y tipo Raman que la emisión espontánea amplificada, mejora notoriamente la eficiencia del láser tipo Raman. En primer lugar, redujo de 2.8 W a 2.4 W la potencia de bombeo (*umbral*) que genera el esparcimiento Raman estimulado en la fibra de 2.6 Km. En segundo lugar, posibilitó mayor transferencia de energía desde el bombeo hacia la señal Stokes, este hecho hizo que la señal Stokes incrementara su potencia al doble de lo registrado en ausencia de la señal de iterbio. En tercer lugar, la emisión espontánea amplificada permite un rango mayor de operación (*de 2.4 W a 5.4 W*) en la potencia del láser que se utilizó como fuente de bombeo (*bombeo 2*), en contraste con el rango de operación registrado en ausencia de la señal de iterbio (*2.8 W a 4.6 W*).

Se considera que la emisión espontánea amplificada, aparte de hacer más eficiente el láser tipo Raman e impulsar una muy buena amplificación de la señal centrada a 1116 nm, contribuye en la reducción del costo de estos tipos de sistemas porque se requiere de menor potencia de bombeo para generar la señal Raman.

Como trabajos a futuro se proponen los siguientes:

- Identificar la velocidad con la que el sistema láser Raman se alimenta de la señal espontánea amplificada emitida por la fibra de iterbio.
- Empalmar en el sistema otra rejilla de Bragg que coincida con la longitud de onda del anti-Stokes y ver si es posible su amplificación.
- Utilizar este enfoque experimental con otro tipo de tierras raras propiciando la amplificación de señales en otros rangos de longitudes de onda.

Bibliografía

- [1] E. Snitzer. Optical maser action of Nd in a barium Crown Glass. *Phys Rev. Lett*, Vol.7:pp.444, 1961.
- [2] W. J. Mears. Neodymium-doped silica single mode fiber lasers. *Electronics Letters*, Vol.21:pp.738, 1985.
- [3] B. Ortac, M. Brunel, C. Chédot, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Ilday. Generation of parabolic bound pulses from a Yb-fiber laser. *Optic Express*, Vol.14:pp.6075, 2006.
- [4] P. Becker, N. Olsson, and J. Simpson. Erbium Doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology. *Ed. Academic Press*, San Diego, 1999.
- [5] Nam Seong Kim, T. Hamada, P. Mahendra, L. Cheng, J. Song, U. Ken-ichi, L. Anping, and H. Jin Kong. Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers. *Optics Communications*, 2000.
- [6] I. Lucio Martínez. Análisis experimental de la formación de pares $Yb^{3+} - Yb^{3+}$ en fibras de silicio altamente dopadas. *Universidad de Guanajuato: León, Gto.*, 2005.
- [7] I. Villegas. Implementación y caracterización de láseres de fibra óptica activada con iterbio. *Tesis, Centro de Investigaciones en Óptica, CIO*, Diciembre 2011.
- [8] E. B. Mejía, L. de la Cruz May, and J. F. Vásquez Jiménez. Temperature control of power distribution on the stokes components of a Raman fiber laser. *IOP. Publishing, Laser Physics*, 2014.
- [9] E. B. Mejía and L. de la Cruz May. Spectral changes produced by an adjustable intra-cavity fabry perot interferometer inside an ytterbium-doped fiber laser. *IOP. Publishing, Laser Physics*, 2015.
- [10] L. de la Cruz May and E. B. Mejía. Raman Fiber Laser Improvement by Using Yb³⁺-Doped Fiber. *Laser Physics*, 2009.
- [11] N. Colthup, L. Daly, and S. Wiberly. Introduction to infrared and Raman spectroscopy. *Academic Press*, 1990.
- [12] M. Carroll. The story of the laser. *Souvenir press*, Vol.1:pp.17–59, 1965.
- [13] R. Paschotta, J. Nilsson, C. Tropper, and D. Hanna. Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.33, No.7, July 1997.
- [14] G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. *Academic Press*, Second edition, London 1995.

- [15] P. W. France. Ed. Optical Fibre Lasers and Amplifiers. *Blackie*, First edition, Florida 1991.
- [16] E. B. Mejía, L. De la Cruz May, and D. V. Talavera. Shortening of a Raman fiber laser by inserting ytterbium doped fiber. *IOSR Journal of Engineering (IOSRJEN)*, Vol.3:pp.39–40, 2013.
- [17] S. Shoichi. Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices and Applications. *Boston Artech House, Inn*, 1997.
- [18] W. J. Miniscalco. Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses, in Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers. *M.J.F. Digonnet*, Editor. Marcel Dekker: New York 2001.
- [19] M. J. Digonnet. Continuous-Wave Silica Fiber Lasers, in Rare-Earth-Doped-Fiber Lasers and Amplifiers. *Marcel Dekker: New York*, Editor. 2001.
- [20] J. Swiderski, A. Zajac, M. Skorczakowski, Z. Jankiewics, and P. Konieczny. Rare-earth-doped high-power fiber lasers generating in near infrared range. *Opto-Electronics Review*, 12(2):pp.169–173, 2004.
- [21] L. Pauling. General Chemistry. *Ed. Dover*, 1st edition, New York, USA. 1988.
- [22] S. Gasiorowicz. Quantum Physics. New York: Wiley and Sons, Inc. 1995.
- [23] De la Cruz Laso. Fundamentos atómicos de espectroscopia. *Universidad Veracruzana*, 1996.
- [24] L. De la Peña. Introducción a la Mecánica Cuántica. *Ed. Fondo de Cultura Económica*, UNAM, México. 2006.
- [25] J. Rickards-Campbell. La física de las radiaciones en materia. *Universidad Nacional Autónoma de México*, pp.16.1-22.1, México, D.F 2001.
- [26] H. M. Pask, R. J. Carman, J. Robert, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, and J. M. Dwes P. R. Barber. Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 μm Region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol.1 No 1, April 1995.
- [27] T. Newll, P. Peterson, A. Gavrielides, and M. Sharma. Temperature Effects on the Emission Properties of Yb-Doped Fibers (postprint). *Optical Society of America*, November 2006.
- [28] E. Mejía-Beltrán. Rare-Earth Doped Optical Fibers. *in Y. Moh, W. H. Sulaiman and A. Hamzah (Eds.)*, Selected Topics on Optical Fiber Technology, (Croatia; InTech 2012).
- [29] W. H. Slabaugh and T. D. Parsons. General Chemistry. First edition, N.Y 1966.
- [30] H. Luu-Gen and S. Chen-Ke. The Structural Investigation of a ZBLAN Glass by Vibrational Spectroscopy. *Chinese Journal of Physics*, Vol.34, No.5:pp. 1270–1275, October 1996.
- [31] L. Quin, Z. Shen, B. Low, H. Lee, T. Lu, D. Dai, S. Tang, and M. Kuok. Crystallization Study of Heavy Metal Fluoride Glasses ZBLAN by Raman Spectroscopy. *Journal of Raman Spectroscopy*, Vol.28, No.5:pp. 495–499, July 1997.

- [32] D. E. McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Phys. Rev.* 136 (4A), A954, 1964.
- [33] W. T. Carnall, P. R. Fields, and K. Rajnak. Electronic energy levels in the trivalent lanthanide aquo ions. *J. Chem. Phys.*, Vol.49, No.10:pp. 4424–4442, 1968.
- [34] K. Okamoto. Fundamentals of optical waveguides. *Second Ed. Academic Press*, pp.1-46, Estados Unidos 2006.
- [35] N. S. Kapany and J. J. Burke. Optical waveguides. *Academic Press*, pp.7-88, Nueva York and London 1972.
- [36] G. Keiser. Optical Fibre Communications. *McGraw-Hill*, 2000.
- [37] P. D. Townsend, P. J. Chandler, and L. Zhang. Optical Effects of Ion Implantation. *Cambridge University Press*, pp.280, Cambridge 1994.
- [38] E. Hecht. Óptica. *Ed. Addison-Wesley*, Oxford 2000.
- [39] A. Ghatak and K. Thyagarajan. Introduction to fiber optics. *Cambridge University Press*, 1998.
- [40] J. Sánchez. Construcción de un láser sintonizable de fibra óptica. *Tesis, Universidad de Guanajuato*, Junio 2005.
- [41] J. Hecht. Understanding Fiber Optics. *Chapter 4, Types of Fibers*:pp.51–79, 1987.
- [42] K. F. Wall and A. Sanchez. Titanium Sapphire Lasers. *The lincoln laboratory Journal*, Vol.3:pp.452, 1990.