

UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO



**Láseres basados en fibras dopadas con Tm^{3+} y Ho^{3+}
para emisión en azul e infrarrojo**

Tesis presentada por:

M. en C. Dimas Talavera Velázquez

como requisito parcial para obtener el grado de Doctor en Ciencias
(Óptica).

Asesor de tesis:

Dr. Efraín Mejía Beltrán

León, Guanajuato, México

Enero de 2006

Contenido

1	Introducción	1
1.1	Iones de tierras raras en cristales.....	2
1.2	Iones de tierras raras en vidrios.....	5
1.3	Ensachamiento homogéneo e inhomogéneo.....	6
1.4	Comparación de vidrios basados en silicatos y fluorozirconatos activados con tierras raras	7
2	Acción Láser en Fibras Ópticas	14
2.1	Introducción	14
2.2	Sistemas de bombeo de tres y cuatro niveles	16
2.3	Fibras Ópticas para láseres	19
3	Láser azul a 481 nm de fibra dopada con Tulio por upconversion excitada con un láser Raman multilínea	23
3.1	Introducción	24
3.2	Desarrollo del experimento	25
3.3	Resultados	30
3.4	Conclusiones	40
4	Láser a ~ 2950 nm de fibra de fluorozirconato dopada con Holmio y bombeada a 1175 nm	42
4.1	Introducción	42
4.2	Desarrollo del experimento	46
4.3	Resultados y discusiones	49
4.4	Conclusiones	58

Lista de Figuras

- 1.1 Diagrama parcial de niveles de energía para un cristal activado con iones de tierras raras el cual muestra la división de dos niveles **JLS** en varios subniveles “Stark” 4
- 1.2 Comparación de pérdidas para vidrios de Silica y ZBLAN **Ref 5** 8
- 1.3 Esquema que muestra las condiciones bajo las cuales se dan las emisiones radiativas y no-radiativas para dos tipos de vidrios 9
- 1.4 Razón de decaimiento no-radiativo para distintos tipos de vidrios **Ref. 2**. Para el caso de Tm^{3+} en vidrio de fluorozirconato se han demostrado seis transiciones láser diferentes, comparado con sólo una (${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$) en un anfitrión de SiO_2 . Asimismo, el Ho^{3+} y el Er^{3+} están similarmente restringidos cada uno a una sola transición en SiO_2 , mientras que en fibras de fluorozirconato han operado muchas más **Ref. 2**. 10
- 1.5 Diagrama de niveles de energía para Er^{3+} : SiO_2 que muestra las transiciones radiativas y no-radiativas que afectan la dinámica de población cuando se bombea a 532 nm. 11
- 1.6 Esquema de bombeo de tres niveles; (a) Caso ideal con alta eficiencia; (b) Caso en el que se presenta auto-apagado 13
- 2.1 Ilustración de un esquema de bombeo de (a) tres niveles y (b) cuatro niveles. Las flechas punteadas indican relajaciones rápidas no radiativas. 18
- 2.2 Esquema básico de una cavidad láser de fibra. 21
- 3.1 Diagrama parcial de niveles de energía de una matriz de ZBLAN dopada con iones de Tulio. Las flechas con doble cabeza indican las energías entre bandas de centro a centro. Los valores entre paréntesis son referidos a las longitudes de onda de bombeo usadas. Todos los valores de las transiciones están en nm. 27
- 3.2 Diagrama esquemático del primer arreglo experimental. **L1** y **L2** son objetivos de microscopio. **DH**, **HR**, **OC** y **OSA** se refieren a: divisor de haz, alta reflectividad, acoplador de salida y analizador óptico de espectros. 28
- 3.3 Diagrama esquemático del segundo arreglo experimental. **L1**, **L2** y **L3** son objetivos de microscopio. **ED**, **DH**, **HR**, **OC** y **OSA** se refieren a: espejo dicróico,

	divisor de haz, alta reflectividad, acoplador de salida y analizador óptico de espectros.	29
3.4	Fotografía del arreglo experimental en operación láser.	30
3.5	Fotografía parcial del arreglo experimental de la fibra láser de Tulio que fluoresce en azul antes de la emisión láser a 481nm.	31
3.6	Potencias de salida en azul contra potencias de bombeo acoplada cuando se bombeó con solo la señal a 1117 nm (círculos), y con multilínea a 1117 nm y 1175 nm (cuadros). Los puntos interiores a , b , c y d muestran la evolución del espectro de la potencia multilínea de bombeo.	32
3.7	Potencias de salida del láser azul como una función de la potencia de co-excitación a 1175 nm. La señal de bombeo a 1117 nm fue fijada a 63 mW (curva marcada por cuadrados), 69 mW (círculos) y 83 mW (triángulos).	34
3.8	Espectro de emisión que corresponde a diferentes razones de potencia de 1117 nm y 1175 nm. Las relaciones son: A , 87,5 mW de 1117 nm, 0 mW de 1175 nm; B , 61,2 mW, 48 mW; C , 23,3 mW, 48 mW; D , 89 mW, 46,8 mW. Para los espectros C y D la oscilación en azul estuvo ausente.	36
3.9	Espectro de emisión láser en la región visible en azul obtenido por upconversion al excitar una fibra láser de Tm^{3+} : ZBLAN con dos líneas a 1117 nm y 1175 nm.	37
3.10	Fluorescencia de luz lateral obtenida cuando la señal de bombeo acoplada fue compuesta de (a) 80 mW de 1117 nm (línea roja) y (b) 80 mW de 1175 nm (línea azul) y cuando se excita con ambas señales a 1117 nm y 1175 nm (línea negra).	39
4.1	Absorción espectral del agua a temperatura ambiente	44
4.2	Arreglo experimental. L1 y L2 son objetivos de microscopio de 10X; DH , divisor de haz; HR , alta reflectividad; y OSA , analizador óptico de espectros.	47
4.3	Niveles de energía de una matriz de ZBLAN dopada con iones de Holmio. Las flechas sólidas indican transiciones de absorción y emisión Láser, las flechas punteadas indican emisión espontánea y los números en paréntesis son las	

energías de centro a centro de la brecha o gap entre los niveles de energía. Todos los valores están en nanómetros (nm).	49
4.4 Potencia de salida de la señal a 2950 nm como una función de la potencia de bombeo acoplada de la señal a 1175 nm.	50
4.5a Estabilidad de la potencia de bombeo incidente a 1175 nm	52
4.5b Estabilidad de la potencia de salida a 2950 nm	53
4.6 Potencia de la señal a 2950 nm como función de las potencias acopladas de bombeo a 1175 nm para curvas con cuadros y círculos huecos y a 1064 nm, las curvas con cuadros y círculos sólidos	54
4.7 Diseño del arreglo experimental para medir el perfil de intensidad del haz láser a 2950 nm.	55
4.8 Mediciones del perfil de intensidad del haz a 2950 nm en la dirección radial (curvas formadas por puntos y cuadros), con una separación de 10 mm y sus respectivos ajustes que son representados con las líneas de color azul.	56
4.9 Fibra láser de Ho^{3+} :ZBLAN fluoresciendo en verde.	57
4.10 Demostración de la operación del láser a 2950 nm realizando unas ranuras en un pedazo de papel blanco. También se puede observar la luz verde de la transición de fluorescencia que sirve como apuntador del láser.	58

Lista de Tablas

- 2.1 Longitudes de onda emitidas por fibras láser activadas con tierras raras. 20
- 2.2 Comparación de los parámetros de los láseres de Erblio y Holmio 45

Láseres basados en fibras dopadas con Tm^{3+} y Ho^{3+} para la emisión en azul e infrarrojo

Por

M. en C. Dimas Talavera Velázquez

Sometida al Departamento de Fibras Ópticas en enero de 2006, en cumplimiento parcial de los requerimientos para el grado de

Doctorado en Ciencias en Óptica

Resumen

En este trabajo se han obtenido dos láseres en fibras ópticas de ZBLAN dopadas con iones de Tulio y Holmio. La primera emisión láser obtenida fue en el azul (481 nm) en onda continua, excitando una fibra de ZBLAN con Tulio con una señal multilínea (a 1117 nm y 1175 nm). Primeramente bombeamos solo con la señal a 1117 nm y obtuvimos emisión láser con una pendiente de la curva de eficiencia de 12%. Enseguida bombeamos con ambas señales y obtuvimos un 48%, que comparando con el resultado anterior se incrementó 4 veces, y una potencia máxima de salida de 55 mW. No obstante, al bombear solo con la señal a 1175 nm no obtuvimos emisión láser. El segundo láser fue en el infrarrojo medio a aproximadamente 2950 nm, en onda continua, al bombear una fibra de ZBLAN dopada con Holmio, alcanzando una potencia de salida máxima de 650 mW con una pendiente de eficiencia de 45%.

Agradecimientos

Esta investigación fue finalmente apoyada por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT proyectos 137486-E y 40900-F) y al Concejo Nacional de Ciencia y Tecnología del Estado de Guanajuato (CONCYTEG proyecto 03-04-K118-039-07) por el apoyo brindado para la realización de mi programa doctoral, al Centro de Investigaciones en óptica A.C. (CIO) por su gran apoyo y porque aquí he adquirido los elementos y conocimientos necesarios para el desarrollo de mi investigación y en mi vida profesional. A la Dirección de Formación Académica por haber estado en constante interacción conmigo durante el tiempo que estuve como estudiante. Al Dr. Efraín Mejía Beltrán por ser el director y asesor de mi programa doctoral, por sus sabios consejos y sus acertadas sugerencias, porque él ha impulsado mi inquietud para adquirir la aptitud en el área de la óptica aplicada (investigación experimental de los láseres de fibra por upconversion) y más que un director ha sido un excelente colaborador. A Ismael Torres Gómez y a David Monzón Hernández por la asistencia en el experimento y por su lectura crítica del manuscrito a Joel Villatoro, Alejandro Kir'yanov y a Anish Goyal; a Guillermo Garnica por la asistencia en la adquisición de datos; a Raúl A. Vázquez Nava, Francisco Villa V. y J. G. Eden por facilitar los espejos. A mi esposa Nubia quien comparte conmigo este sueño, quien siempre me ha exhortado para que alcance esta meta y quien me reanima cuando las cosas parecen no ir bien. A mis padres y hermanos quienes me han impulsado para que obtenga mis objetivos. A Anselmo Romero por su valiosa ayuda en la construcción de nuevos equipos de laboratorio, a Raymundo Mendoza por su colaboración en el diseño de piezas para el laboratorio y asistencia técnica con las figuras, al grupo de fibras ópticas por su valiosa contribución en el desarrollo de esta investigación. En general a todos quienes de alguna manera hemos convivido como una gran familia CIO.

Dedicatoria

Este trabajo se lo dedico a mi esposa Nubia y a mis hijas Jazmín Julissa y Flor Larissa.

Capítulo 1

Introducción

El 19 de octubre de 1900, Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858-1947) leyó un artículo ante la Germany Physical Society en el que se presenta las bases de lo que sería otra gran revolución en el pensamiento científico: *la mecánica cuántica*, una teoría que abarca los fenómenos submicroscópicos. En 1905, basándose en estas ideas, Einstein propuso una nueva forma de teoría corpuscular en la cual afirmaba que la luz consistía en globos o partículas de energía. A éstos los llamó *cuántos* de energía radiante o fotones que tenían una energía proporcional a su frecuencia ν , es decir $E = \nu h$, donde h es conocida como la constante de Planck. Al final de la década de los años veinte, a través de los esfuerzos de hombres tales como Bohr, Born, Heisenberg, Schrödinger, De Broglie, Pauli, Dirac y varios otros, la mecánica cuántica quedó como una estructura bien establecida.

La imagen mental de una partícula atómica (electrón, neutrón, protón, etc.) como un trozo localizado de materia, ya no satisface. En efecto, se encontró que estos “corpúsculos” podían generar patrones de interferencia y de difracción en la misma forma que la luz.

La mecánica cuántica también estudia la manera en la que la luz es absorbida y emitida por los átomos. La luz emitida es característica de la estructura de los átomos que constituyen el material. La espectroscopia, es decir, la rama de la óptica que se encarga del análisis espectral, se desarrolló a partir de las investigaciones de Newton.

Después de haber conocido la interacción de la luz con la materia, el primer láser se construyó en 1960, los haces láser cubrieron en una década todo el intervalo desde el infrarrojo al ultravioleta **Ref. 1**.

La conformación de los átomos determina las características y comportamientos de la materia, por ejemplo, en un átomo multi-electrónico, el momento angular total \mathbf{J} es dado por la suma vectorial de: la suma de momentos angulares $L = \sum l_i$ y la suma de $S = \sum s_i$ ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$), donde \mathbf{L} es un entero y \mathbf{S} es un entero o un múltiplo de $1/2$. Como existen varias maneras posibles de obtener una combinación dada de los valores \mathbf{J} , \mathbf{L} y \mathbf{S} , nos referiremos a la colección de estados cuánticos $(\mathbf{J}, \mathbf{L}, \mathbf{S})$ como un término, y al número de estos estados (maneras posibles) como la multiplicidad del término, igual a $2\mathbf{J} + 1$. El número de configuraciones de spin (multiplicidad de spin) es $2\mathbf{S} + 1$. Por convención, los estados posibles de un átomo multi-electrónico son nombrados de la forma $^{2\mathbf{S}+1}\mathbf{L}_\mathbf{J}$, donde $\mathbf{L} = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ corresponde a las letras **S, P, D, F, G, H, I, ...** respectivamente. Entonces, la notación $^4\text{I}_{15/2}$ para el estado base del Er^{3+} , corresponde al término $(15/2, 6, 3/2)$, el cual tiene una multiplicidad $2\mathbf{J} + 1 = 16$, y una multiplicidad de spin $2\mathbf{S} + 1 = 4$.

Como varios estados cuánticos pueden corresponder al mismo nivel de energía atómica (determinado por el número cuántico principal \mathbf{n}), se dice que dichos estados son degenerados. Esta degeneración es disminuida por tres tipos de perturbaciones débiles: relacionadas con la interacción electrostática o de Coulomb, el acoplamiento de órbita-spin y la interacción del campo cristalino o efecto Stark.

Los primeros dos efectos son inherentes al átomo libre, mientras que el último ocurre sólo cuando el átomo está rodeado por un campo eléctrico externo originado por un material anfitrión cristalino o de vidrio. En presencia de un campo magnético, la degeneración disminuye; esto es llamado el efecto Zeeman **Ref. 2**.

Después de la invención del láser empezó un gran auge de la utilización de las fibras ópticas llegando a ser una herramienta práctica y poderosa.

1.1 Iones de tierras raras en cristales

Cuando un ion de una tierra rara está dentro de la estructura de un vidrio, o un medio cristalino, está sujeto a un campo eléctrico. Éste es conocido como campo cristalino y es producido por la vecindad de los átomos de la red. Una característica notable de los espectros de fluorescencia y absorción de medios activados con tierras raras, particularmente cristales, es la presencia de picos estrechos. Esto resulta del hecho de que los electrones ópticamente activos (la capa 4f parcialmente llena) se encuentran dentro de las capas 5s² y 5p⁶, y por lo tanto, hasta cierto grado están protegidos del medioambiente inmediato del ion. Por otro lado, los espectros de absorción y fluorescencia de los medios activados con metales de transición presentan picos ensanchados. Esto se debe a que los electrones ópticamente activos interactúan muy fuerte con el campo del cristal. El efecto más importante producido por el campo del cristal sobre los niveles de energía de los iones de tierras raras consiste en que los $(2J + 1)$ niveles **JLS** previamente degenerados son divididos en un número de niveles de Stark no degenerados (multiplete) dependiendo de las propiedades de simetría del campo del cristal y en el valor de **J**. Como resultado del blindaje de los electrones 4f, estos corrimientos “Stark” son muy pequeños, sólo alrededor de unos cuantos cientos de centímetros inversos (cm⁻¹), y son generalmente más pequeños que las separaciones entre multipletes. Antes de discutir los espectros de absorción y emisión de los iones de tierras raras en vidrios es necesario considerar primero el caso más simple de un cristal perfecto, donde todos los iones de tierras raras están exactamente bajo la influencia del mismo campo cristalino y por lo tanto presentan exactamente el mismo esquema de niveles de energía. La **Fig. 1.1** muestra sólo dos de los tantos niveles **JLS** divididos por el efecto “Stark”. Esta división “Stark” de un nivel **JLS** está típicamente dentro del espectro fonónico (vibración de la red debido a la temperatura) de la red cristalina. A temperatura ambiente, como resultado de las interacciones entre los iones de tierras raras y la vibración de la red, se pueden generar transiciones fonónicas inducidas muy rápidas entre diferentes subniveles “Stark” dentro de un multiplete dado. Si un ion es ópticamente excitado hacia uno de los subniveles “Stark” de un nivel excitado **JLS**, entonces éste tendrá tiempo para realizar varias transiciones hacia los otros subniveles dentro de dicho nivel, antes de decaer radiativamente hacia un nivel (multiplete) más bajo

J'L'S'. Como esta razón de transición intramultiplete es muy rápida, entonces, se puede considerar que la población en cualquier nivel se encuentra en equilibrio térmico con la red; es decir, los iones y la red tienen la misma temperatura.

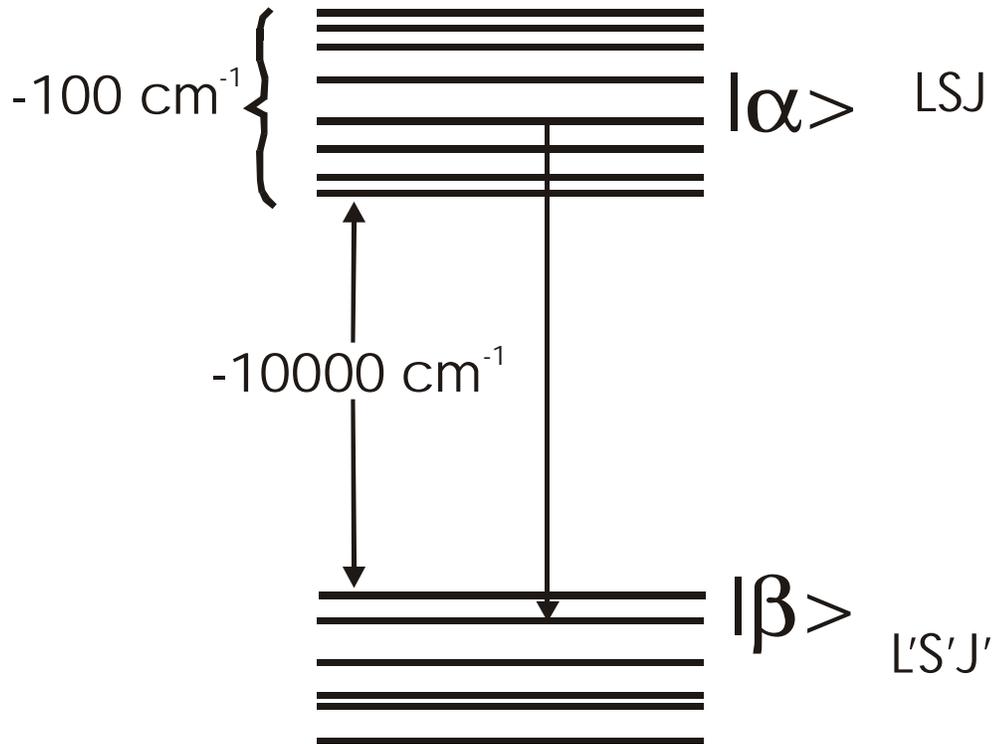


Figura 1.1: Diagrama parcial de niveles de energía para un cristal activado con iones de tierras raras el cual muestra la división de dos niveles **JLS** en varios subniveles “Stark”.

Cuando se considera la acción láser en cualquier medio, siempre aparece la pregunta ¿qué tan homogénea es la transición láser?. Las transiciones generalmente se categorizan como de ensanchamiento en forma inhomogénea u homogénea. Como veremos con las tierras raras en vidrios, la situación real es una combinación de ambos tipos de ensanchamiento. La pregunta correcta es ¿qué sucede si un haz láser de alta intensidad y línea de emisión estrecha pasa a través de un medio con población invertida?, ¿Con qué fracción de la población en estado excitado interactúa?. En el caso del cristal perfecto, supongamos que algunos iones han sido excitados hacia uno de los niveles **JLS** y que un haz láser de línea estrecha está siendo amplificado en la transición $\alpha \rightarrow \beta$ como se muestra en la **Fig. 1.1**. Aunque el láser produce una caída en la población del nivel α , como el tiempo de transición entre subniveles es siempre mucho menor al tiempo de vida de estado

excitado, este haz láser efectivamente interactúa con la población de todos los subniveles “Stark” de dicho nivel. Por lo tanto, este arreglo de transiciones “Stark” individuales pueden ser considerado como una banda homogénea única para ambos espectros, de emisión y de absorción, de dicho cristal perfecto. La banda de transiciones radiativas entre dos niveles **JLS** diferentes consistirá de un gran número de líneas espectrales estrechas, cada una de las cuales corresponderá a transiciones entre un par de subniveles “Stark”, cada uno corresponde a un nivel **JLS** diferente. El ancho de cada una de estas transiciones será determinado por los tiempos de vida de los iones en los dos subniveles “Stark” considerados. Además, se tiene que la población en una banda dada tiende a congregarse en los subniveles “Stark” más bajos a temperatura ambiente. Esto provoca que el espectro de absorción sufra un corrimiento hacia longitudes de onda más cortas y el espectro de fluorescencia hacia longitudes de onda mayores. Esta asimetría resulta de las bandas de absorción y fluorescencia, esto no ocurriría si todos los subniveles “Stark” en una banda estuvieran igualmente poblados. Sin embargo, esto es lo que permite, por ejemplo, que se produzca ganancia a 1540 nm cuando se bombea a 1480 nm en una fibra activada con Er^{3+} . Además, lo mismo sucede con una fibra láser activada con Tm^{3+} en la cual se bombea a alrededor de 780 nm y se obtiene amplificación alrededor de 810 nm (como veremos en el capítulo 2).

1.2 Iones de tierras raras en vidrios

El ensanchamiento de las bandas de absorción y fluorescencia de los iones de tierras raras en vidrios es necesariamente más complicado que en cristales, ya que los vidrios tienen por definición una estructura aleatoria. Cada ion de tierra rara está sujeto a un campo eléctrico diferente y por lo tanto, presenta una configuración diferente de subniveles “Stark”. Cada ion tiene asociados con él un espectro de absorción y emisión así como razones de decaimiento radiativo propios. Por lo tanto, las características espectrales de una muestra pueden ahora ser consideradas como el promedio de todos los espectros individuales de los iones. El hecho de que los diferentes iones dentro de la muestra están sujetos a diferente medio ambiente sugiere que las transiciones radiativas serán

predominantemente e inhomogéneamente ensanchadas. Los espectros de absorción y emisión son más anchos en vidrios que en cristales.

1.3 Ensanchamiento homogéneo e inhomogéneo

Cuando todos los iones dentro del medio anfitrión tienen las mismas características de emisión: frecuencia central, ancho de línea, sección transversal de emisión estimulada pico, y tiempo de vida de fluorescencia; se asume que las transiciones láser son homogéneamente ensanchadas. En el caso de un sistema de tres niveles dividido por el efecto “Stark”, el ancho de la línea de emisión láser es ensanchado por la superposición de todas las posibles transiciones homogéneas entre las bandas “Stark”.

En un material con estructura ordenada, tal como un cristal perfecto, cada ion activador está bajo la influencia de un campo cristalino con las mismas características. Este campo cristalino induce cantidades iguales de subniveles “Stark” en cada ion. Como resultado, las propiedades espectrales de la colección de todos los iones dentro del material son las mismas. Las líneas espectrales resultantes son entonces homogéneamente ensanchadas.

Los defectos, dislocaciones, o impurezas de la red en medios cristalinos y la estructura amorfa de los materiales anfitriones de vidrio dan lugar a que cada ion esté expuesto a un campo circundante diferente y por lo tanto una división “Stark” diferente. Por estas razones, los iones exhiben diferentes características de emisión. Las líneas espectrales resultantes de la superposición de los espectros individuales de cada ion en tales materiales son consideradas como inhomogéneamente ensanchadas.

1.4 Comparación de vidrios basados en silicatos y fluorozirconatos activados con tierras raras

Aunque se dispone de muchos otros vidrios láser, la mayor parte del trabajo reportado hasta la fecha sobre materiales para fibras láser involucran vidrios basados en silicatos y fluorozirconatos, desarrollados durante las últimas dos décadas, para comunicación óptica. Éstos son ahora utilizados como materiales anfitriones para los iones de tierras raras. Debido a esta tendencia a trabajar con sólo estos dos materiales anfitriones, se harán algunas comparaciones entre ellos, desde el punto de vista de la dinámica de población de los iones de tierras raras. Son notables las diferencias existentes entre estos dos tipos de vidrios debido a sus grandes diferencias en la razón de emisión fonónica. Los modos vibracionales fundamentales de los fluorozirconatos caen en el infrarrojo, más allá que los de los silicatos. Por lo tanto, de esto surgen dos propiedades importantes. Primero, los fluorozirconatos permanecen transparentes más allá de 3500 nm, mientras que los silicatos comienzan a ser absorbentes más allá de 2000 nm, como se muestra en la **Fig. 1.2**.

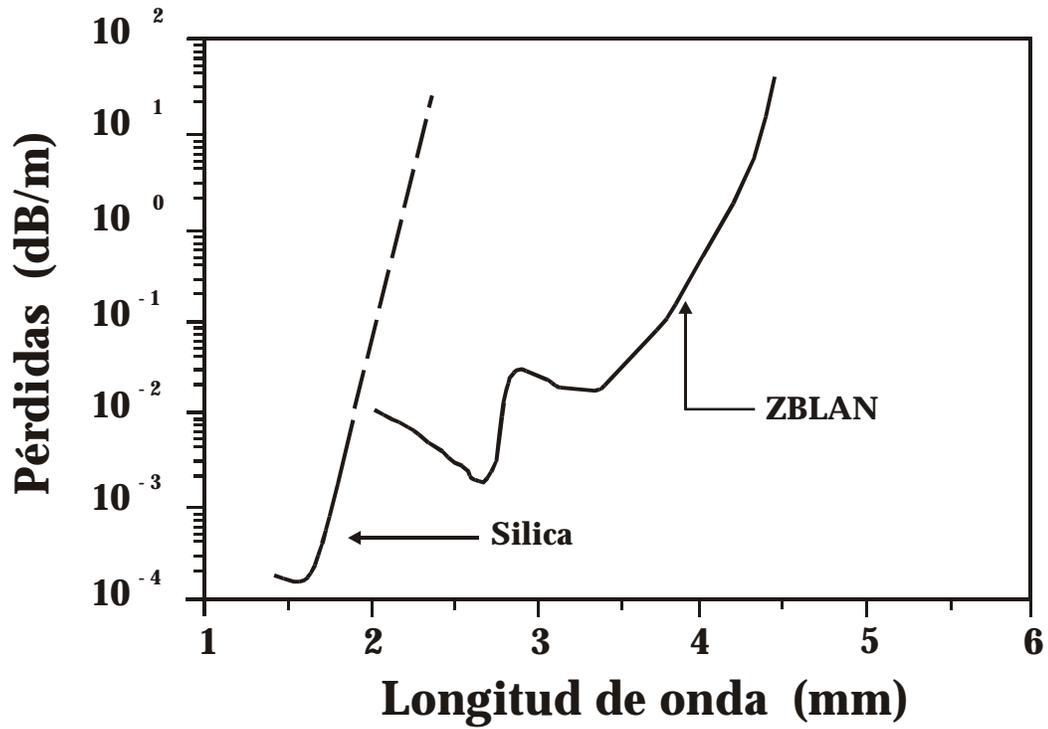


Figura 1.2: Comparación de pérdidas para vidrios de Silica y ZBLAN Ref.(5).

Segundo, la probabilidad de emisión multi-fonón para un ion en cualquier nivel excitado **JLS** es mucho más alta en los silicatos que en fluorozirconatos. Solamente cuando la banda prohibida de energía al siguiente nivel más bajo es mayor que alrededor de 4600 cm^{-1} , un nivel en un silicato fluoresce en forma significativa, mientras que en un fluorozirconato este valor es de 3100 cm^{-1} . Esto se muestra esquemáticamente en la **Fig. 1.3**. Este hecho limita enormemente el número de posibles transiciones láser en silicatos activados con iones de tierras raras.

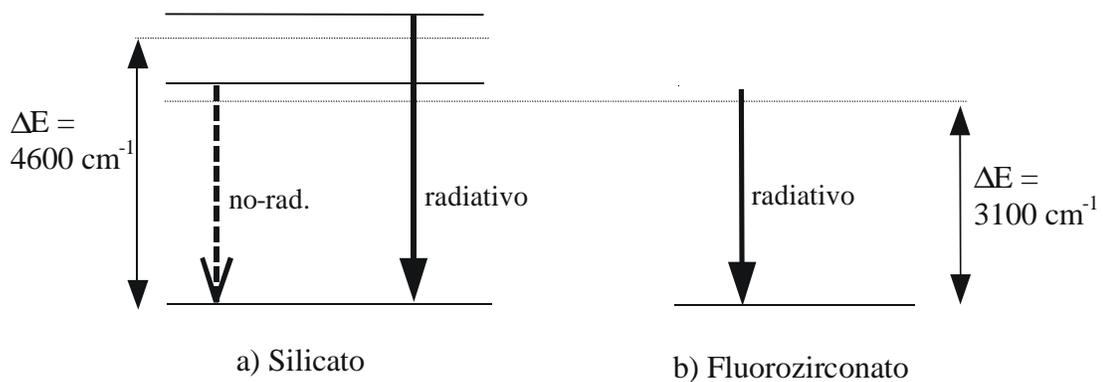


Figura 1.3: Esquema que muestra las condiciones bajo las cuales se dan las emisiones radiativas y no-radiativas para dos tipos de vidrios.

La **Fig. 1.4** muestra la razón de transición no-radiativa (expresada en número de fotones/seg) para dos tipos de vidrios que son: silicatos y ZBLAN. El vidrio fluorado el cual es típicamente usado en la fabricación de fibras para láseres es conocido como ZBLAN el cual deriva su nombre de los constituyentes del vidrio, los cuales son ZrF_4 (53 % de concentración nominal por peso), BaF_2 (20 %), LaF_3 (4 %), AlF_3 (3 %), y NaF (20 %) (“vidrio de fluoruro de zirconio”). El eje vertical representa al número de fotones por segundo, mientras que, el eje horizontal representa la separación entre niveles de energía en cm^{-1} . Para convertir diferencias de energía expresadas en cm^{-1} a longitud de onda λ expresada en metros, se utiliza la siguiente relación:

$$\lambda[m] = \frac{1 \times 10^{-2}}{\Delta E [cm^{-1}]}$$

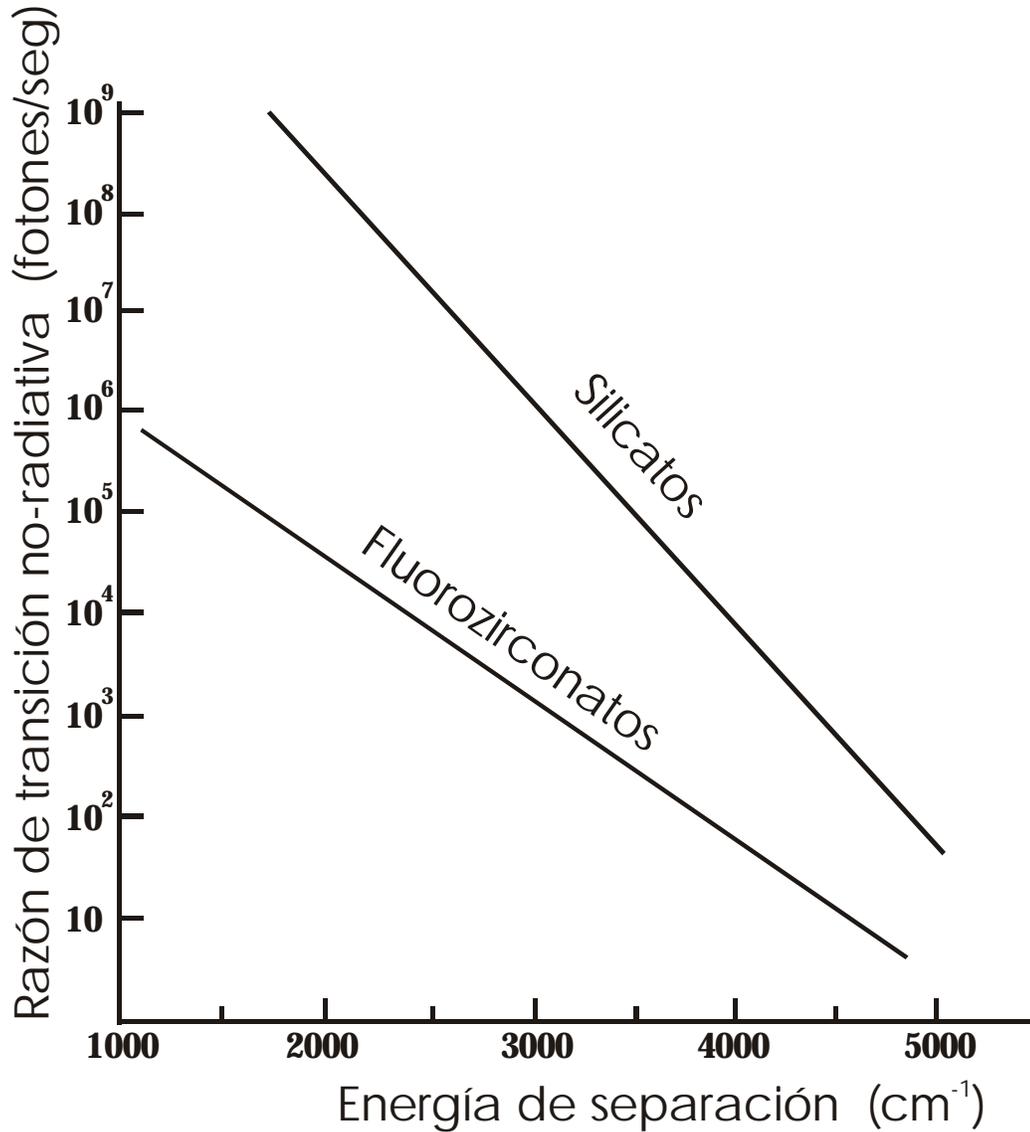


Figura 1.4: Razón de transición no-radiativa para distintos tipos de vidrios. **Ref. 2.** Para el caso de Tm^{3+} en un vidrio de fluorozirconato se han demostrado seis transiciones láser diferentes, comparado con sólo una (${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$) en un anfitrión de SiO_2 . Asimismo, el Ho^{3+} y el Er^{3+} están similarmente restringidos cada uno a una sola transición en SiO_2 , mientras que en fibras de fluorozirconato han operado muchas más **Ref. 2.**

En gran medida la dinámica de la población de los iones de tierras raras en silicatos es determinada por transiciones no radiativas en cascada nivel-por-nivel. Existen muy pocas transiciones radiativas y como consecuencia de esto existe una alta eficiencia de

alimentación ($\cong 100\%$) de población del nivel superior de bombeo hacia el nivel láser superior. Como ejemplo de esto consideremos el caso de una fibra a base de silicato activada con iones de Er^{3+} (**Fig. 1.5**). Aunque los iones son bombeados a un nivel que se encuentra cuatro niveles por encima del nivel superior de transición láser, la población decae en forma de cascada a través de cada uno de los niveles intermedios, como ninguno de estos niveles excitados fluoresce, entonces cada fotón de bombeo absorbido en la transición $^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$ dará lugar a un ion extra en el nivel de transición láser superior.

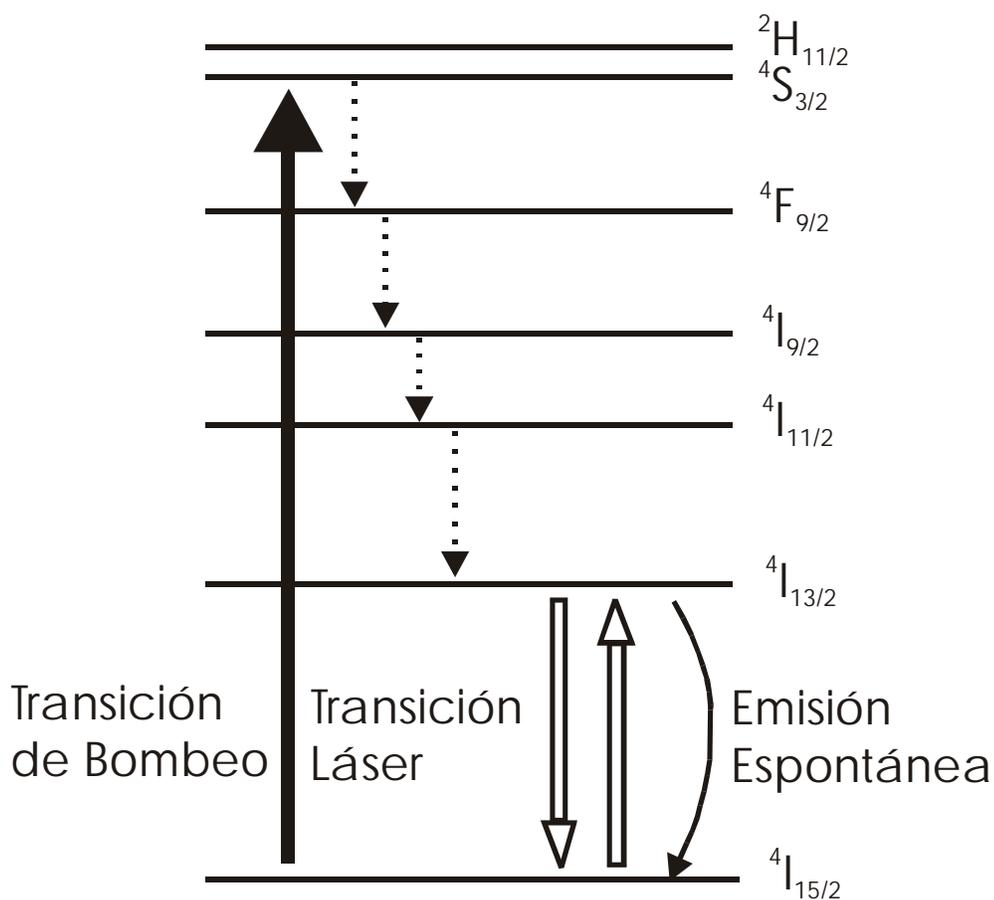


Figura 1.5: Diagrama de niveles de energía para $\text{Er}^{3+}:\text{SiO}_2$ que muestra las transiciones radiativas y no-radiativas que afectan la dinámica de población cuando se bombea a 532 nm.

La situación en un vidrio basado en fluorozirconato es radicalmente diferente ya que en éste las probabilidades de decaimiento no-radiativo son mucho menores. La dinámica de

población es ahora más fuertemente determinada por las razones de transiciones radiativas. Tomando el ejemplo anterior, todos los niveles de Er^{3+} incluyendo al $^4\text{S}_{3/2}$ fluorescen hasta cierto grado en este material. Así pues, existe la probabilidad de que la población en cualquiera de estos niveles decaiga directamente al estado base ignorando el paso por el nivel $^4\text{I}_{13/2}$. No obstante, para asegurar un bombeo eficiente del nivel láser superior es necesario escoger cuidadosamente la transición de bombeo. Esto con el fin de bombear directamente hacia el nivel láser superior o al menos, hacia un nivel que transfiera en forma no-radiativa y eficientemente hacia dicho nivel.

El hecho de que existan en principio varios niveles metaestables en fluorozirconatos activados con tierras raras, significa que existen “cuellos de botella” potenciales en la cadena de decaimiento radiativo. Esto significa que estos niveles energéticos pueden acumular grandes fracciones de la población total de iones. Las transiciones láser de auto-apagado son un claro ejemplo de este problema, aquí el nivel láser inferior es también un nivel metaestable. La **Fig. 1.6** muestra dos esquemas de tres niveles, uno con auto-apagado y otro con la ausencia de dicho fenómeno. En la **Fig. 1.6a** se puede ver que la condición para que exista amplificación en un medio láser se cumple satisfactoriamente. Esto gracias a que los iones excitados tienden a acumularse en el nivel 3; es decir, la población en el nivel 3 siempre es mayor que la población en el nivel 2. Por otro lado, la **Fig. 1.6b** muestra el caso en el cual la población tiende a acumularse en el nivel inferior de la transición (nivel 2) que tiene un tiempo de vida grande. Por lo tanto, el medio tiene inversión de población negativa y al contrario que en el caso anterior, la señal de radiación se absorberá en lugar de amplificarse. Se llama a este tipo de láser de auto-apagado debido a que se produce amplificación sólo mientras la inversión de población es positiva. Pero como ésta tiende rápidamente a hacerse negativa, el láser se auto-apaga.

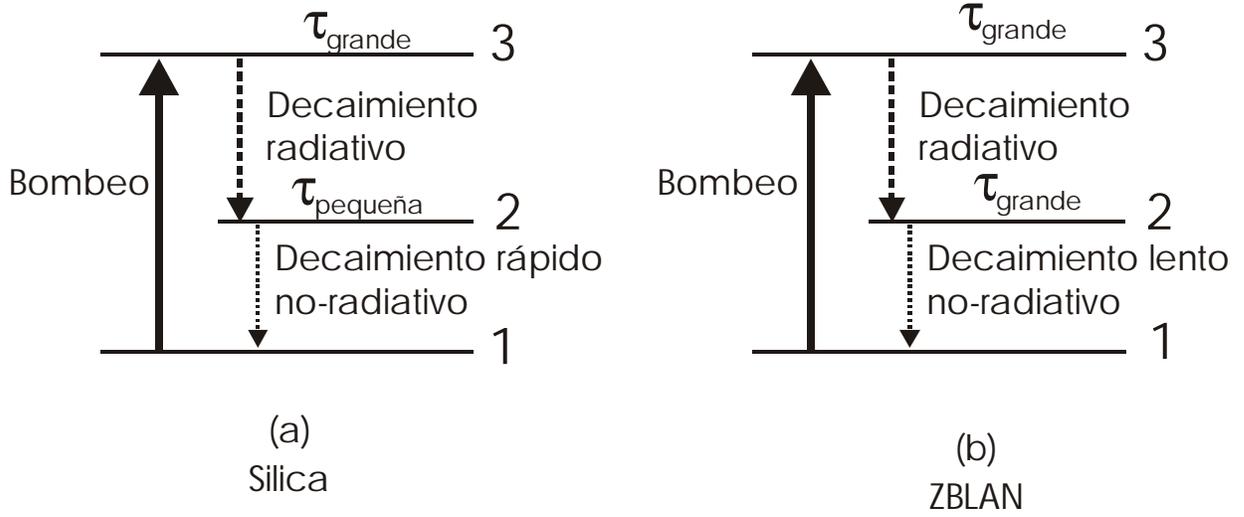


Figura 1.6: Esquema de bombeo de tres niveles; (a) Caso ideal con alta eficiencia; (b) Caso en el que se presenta auto-apagado.

Capítulo 2

Acción láser en fibras ópticas

El presente capítulo es una revisión de la literatura sobre fibras láser. En la sección 2.1 se resalta la importancia de utilizar como medio activo una fibra óptica de vidrio, se hace una comparación entre fibras de diferente composición de materiales, y la influencia de éstos en las propiedades ópticas de los centros activos. En la sección 2.2 se describe la dinámica de población, ventajas y desventajas de los esquemas de bombeo más generales (tres y cuatro niveles) en fibras láser. Finalmente, en la sección 2.3 se presenta una revisión histórica del progreso en las fibras láser desde su comienzo hasta la época actual.

2.1 Introducción

El concepto de conducir luz dentro de un dieléctrico estrecho y largo mediante reflexión total interna se conoce desde hace bastante tiempo. John Tyndall en 1870 demostró que una fina corriente de agua podía contener y guiar la luz. Después de intentar con otros materiales, no fue sino hasta después de la invención del láser en 1960 que se valoraron enseguida los beneficios potenciales proporcionados por la transmisión de información de un lugar a otro transportada por medio de la luz, en comparación con las corrientes eléctricas o incluso las microondas. En 1966 se puso de relieve la posibilidad de acoplar los láseres en las fibras ópticas para comunicaciones a larga distancia.

En 1970, los investigadores de *Corning Glass Works* produjeron una fibra de silice en la que era posible transmitir una señal por arriba del 1 % en 1 km (es decir, una atenuación por unidad de longitud de 20 dB/km) que podía compararse con los sistemas eléctricos de cobre existentes en aquel entonces. Durante las dos décadas siguientes, la transmisión

alcanzó aproximadamente el 96 % en 1 km (es decir, una atenuación por unidad de longitud de tan solo 0,16 dB/km).

Debido a su transmisión de bajas pérdidas, su capacidad para transportar grandes cantidades de información, su pequeño tamaño y peso, su inmunidad a la interferencia electromagnética, su inigualable seguridad en la señal así como la abundante disponibilidad de las materias primas necesarias (es decir, arena normal y corriente), las fibras de vidrio ultrapuro se han convertido en los principales medios de comunicación **Ref. 1**.

Las fibras ópticas activadas (dopadas) con iones de tierras raras son el material con las propiedades físicas ideales (geometría, longitud, pequeña área de sección transversal, trabajo a temperatura ambiente, etc.) para obtener amplificación de luz coherente o bien oscilación láser **Ref. 2**. La geometría de una fibra óptica activada con iones de tierras raras permite confinar un haz de bombeo en una sección transversal muy pequeña (entre 1 y 60 μm de diámetro) y en una longitud que puede variar entre unos cuantos centímetros a cientos de metros. La longitud depende de parámetros tales como: concentración de iones, eficiencia de absorción y potencia de bombeo principalmente. El hecho de tener un material alargado (con diámetros alrededor de 1/4 de mm y de longitudes desde centímetros (cm) a cientos de metros (m)) permite disipar el calor más eficientemente debido a un área superficial de la fibra muy grande comparada 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 (“Bulk”) de material de medio activo para proporcionar emisión láser, los que utilizan energías eléctricas mayores a 110 V y por lo cual deben ser enfriados por medio de sistemas complicados.

En las primeras investigaciones en fibras láser el material de medio activo que se utilizó fue el vidrio a base de SiO_2 (Silicio fundido). Dicho material era activado con un bajo porcentaje de iones de tierras raras en el núcleo (alrededor del 1 %) **Ref. 3**. Al activar este material con altas concentraciones de tierras raras se producen cambios no deseados en las propiedades ópticas y físicas. Además, al utilizar fibras basadas en SiO_2 activadas, se observa en general que en ciertas transiciones fluorescentes se tiene una mayor emisión de

fonones (a causa de la energía se producen vibraciones y estas a su vez en calor), comparada con la emisión de fotones (luz). Esto es indeseable, pues degrada la eficiencia de emisión láser. Estos problemas (entre otros) trajeron como consecuencia la búsqueda de nuevos materiales adecuados para las fibras láser.

Existen actualmente otros materiales con ventajas superiores al SiO_2 . Entre ellos el más utilizado es el conocido como flourozirconato. Éste está basado principalmente en una composición de $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ cuya abreviación utilizada es ZBLAN **Refs. (2 – 5)**. La diferencia de índices de refracción entre los vidrios del núcleo y el revestimiento puede ser obtenida añadiendo PbF_2 al núcleo para elevar el índice de refracción o bien, añadiendo HfF_4 al revestimiento para disminuir dicho valor. Cuando este tipo de vidrio se activa con tierras raras presenta algunas ventajas con respecto al SiO_2 . Entre éstas se encuentra una razón muy alta de emisión fotónica y una muy baja razón de emisión fonónica. Esto se debe a los bajos valores de energía del espectro de fonones y al gran tiempo de vida de estado excitado de las tierras raras. Otras ventajas son: ensanchamiento en el espectro de absorción y de emisión espontánea, bajas pérdidas en el infrarrojo, etc., **Refs. (2, 4 y 5)**.

Actualmente se han obtenido láseres y amplificadores utilizando el ZBLAN activado con uno o más elementos del grupo de los lantánidos o tierras raras. Anteriormente, el trabajo estaba enfocado a obtener luz láser en la segunda y tercera ventanas de telecomunicaciones a 1300 nm y 1550 nm respectivamente. Recientemente se ha conseguido obtener oscilación y amplificación láser en la primera ventana alrededor de 850 nm, así como en el visible e infrarrojo medio hasta 3500 nm.

2.2 Sistemas de bombeo de tres y cuatro niveles

Los amplificadores ópticos amplifican la luz incidente por el proceso de emisión estimulada, el mismo mecanismo está presente en los láseres. De hecho, un amplificador óptico es un láser sin retroalimentación. El ingrediente principal es la ganancia óptica lograda cuando el medio activo es bombeado (ópticamente en el caso de fibras activadas)

para obtener una inversión de población. Dependiendo de los niveles de energía del ion activador, los esquemas de bombeo pueden ser clasificados como de tres o cuatro niveles.

La **Fig. 2.1(a)** muestra un esquema de bombeo de tres niveles. En éste, la señal de bombeo es absorbida principalmente por los iones de las tierras raras en el estado base. Estos al absorber la energía de bombeo cambian su estado energético de E_1 a E_3 . Los iones en E_3 tienen un tiempo de vida demasiado pequeño (en el orden de 10^{-9} s) y decaen en forma no-radiativa (entrega de calor a la red) hacia el nivel E_2 donde tienen un tiempo de vida grande. Este tiempo está en el orden de 10^{-6} s para SiO_2 y de 10^{-3} s para ZBLAN. Dicho nivel es también llamado estado *metaestable*. Cuando los iones se encuentran en este nivel pueden decaer hacia E_1 vía emisión de fotones, principalmente. Las dos maneras de decaimiento son: *decaimiento espontáneo* (fluorescencia) y *decaimiento estimulado* fluorescencia o emisión láser. El primero ocurre cuando un ion ha permanecido su tiempo de vida promedio en el estado metaestable y cae al nivel inferior llevándose a cabo una transición, mientras que el segundo ocurre cuando un ión en el estado metaestable interactúa con un fotón de energía $E_2 - E_1$ producido por la transición de otro ion o por una señal externa aplicada al sistema y se lleva a cabo una nueva transición.

La **Fig. 2.1(b)** muestra un esquema de bombeo de cuatro niveles. En este esquema se puede apreciar que el nivel más bajo de la transición se encuentra por encima del estado base E_0 . El tiempo de vida en el nivel E_1 es muy pequeño (10^{-9} - 10^{-12} s). En este caso, la inversión de población en la transición $2 \rightarrow 1$ aumenta linealmente a niveles bajos de la intensidad de bombeo, pero se aproxima a un valor límite para valores altos, ya que el número de iones en el estado base comienza a disminuir drásticamente y estos se acumulan en el nivel superior E_2 .

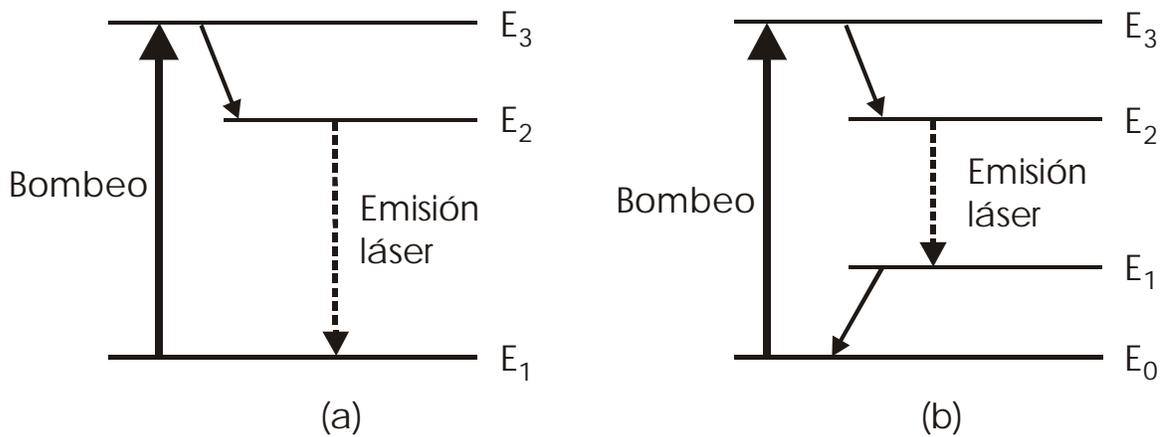


Figura 2.1: Ilustración de un esquema de bombeo de (a) tres niveles y (b) cuatro niveles. Las flechas punteadas indican relajaciones rápidas no radiativa.

Un sistema de tres niveles difiere de uno de cuatro niveles en que el nivel más bajo de la transición es el estado base. Esta es una desventaja seria, ya que más de la mitad de los iones que inicialmente están en el estado base deben ser bombeados a través de E_3 hacia el nivel láser superior E_2 antes de que cualquier inversión de población (condición para amplificación) sea obtenida en la transición $2 \rightarrow 1$. Por lo tanto, los sistemas de tres niveles son por lo general menos eficientes que los de cuatro niveles.

Una consecuencia del número de niveles involucrados en la acción láser, de particular interés en fibras láser, es la dependencia de la potencia umbral de bombeo en la longitud de la fibra. En un láser de cuatro niveles, suponiendo pérdidas por imperfecciones bajas, la potencia umbral de bombeo disminuye inversamente con la longitud de la fibra como medio de ganancia. En un láser de tres niveles, independientemente del valor de las pérdidas por imperfecciones, existe una longitud óptima para tener un mínimo valor de umbral de bombeo. En una fibra láser de tres niveles bombeada en un extremo, el número de fotones de bombeo disponibles, y por lo tanto, la inversión de población, será mayor en el extremo de alimentación.

Si la fibra es muy corta, habrá una absorción insuficiente de la señal de bombeo. Por otro lado, si la fibra es muy larga, en el extremo de salida existirá absorción neta de radiación láser para repoblar el nivel superior de la transición, y por lo tanto, la potencia de salida del láser es disminuida **Ref. 3**.

2.3 Fibras ópticas para láseres

Un láser de fibra consiste básicamente de un medio activo que es una fibra de vidrio activada con tierras raras. En los extremos de la fibra se colocan un par de espejos E_1 y E_2 (en algunos arreglos es posible utilizar rejillas de Bragg) como lo muestra la **Fig. 2.2**. E_1 es transparente para la señal con longitud de onda de bombeo (λ_p) y tiene casi el 100 % de reflectividad para la longitud de onda de emisión láser (λ_s). Por otro lado, E_2 es parcialmente transparente para λ_s . Estos espejos forman una cavidad Fabry-Pérot en la cual se pueden presentar oscilaciones. Existe un sinnúmero de diferentes tipos de cavidades pero por razones de brevedad sólo se cita aquí la más común (para mayores detalles ver las **Refs. (2, 3 y 6)**).

Son bastantes los iones de tierras raras que se usan para construir fibras láser capaces de operar en la región de 450-3500 nm del espectro, dichos iones son: Erblio (Er), Holmio (Ho), Neodimio (Nd), Samario (Sm), Tulio (Tm) e Iterbio (Yb). La **Tabla 2.1** muestra las características de tales fibras láser, ésta contiene una lista de los iones activadores, las transiciones usadas para la acción láser, el tipo de fibra utilizada como anfitrión (“host”) y, la longitud de onda emitida por la oscilación láser. La longitud de onda mostrada en la **Tabla 2.1** sólo indica la región espectral ya que la mayoría de estos láseres pueden ser sintonizados sobre un amplio intervalo (~ 50 nm).

Ion	Transición	Material	Longitud de onda (nm)
Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{15/2}	Fluoride	550
Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{15/2}	Fluoride	850
Er ³⁺	⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	Fluoride	980
Er ³⁺	⁴ I _{13/2} → ⁴ I _{15/2}	Silica/Fluoride	1550
Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	Fluoride	1720
Er ³⁺	⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{13/2}	Fluoride	2700
Er ³⁺	⁴ F _{9/2} → ⁴ I _{9/2}	Fluoride	3500
Ho ³⁺	⁵ S ₂ → ⁵ I ₈	Fluoride	550
Ho ³⁺	⁵ F ₅ → ⁵ I ₈	Fluoride	650
Ho ³⁺	⁵ S ₂ → ⁵ I ₇	Fluoride	750
Ho ³⁺	⁵ S ₂ → ⁵ I ₇	Fluoride	1380
Ho ³⁺	⁵ I ₇ → ⁵ I ₈	Silica/Fluoride	2080
Ho ³⁺	⁵ I ₆ → ⁵ I ₇	Fluoride	2900
Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	Silica	920
Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	Silica	1060
Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{13/2}	Silica/Fluoride	1350
Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ H ₄	Fluoride	490
Pr ³⁺	³ P ₁ → ³ H ₄	Fluoride	520
Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ H ₄	Fluoride	610
Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ F ₂	Fluoride	640
Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ F ₄	Fluoride	720
Pr ³⁺	³ D ₂ → ³ F ₄	Silica	1050
Pr ³⁺	¹ G ₄ → ³ H ₅	Fluoride	1320
Sm ³⁺	⁴ G _{5/2} → ⁶ H _{9/2}	Fluoride	650
Tm ³⁺	¹ D ₂ → ³ F ₄	Fluoride	450
Tm ³⁺	¹ G ₄ → ³ H ₆	Silica/Fluoride	480
Tm ³⁺	³ H ₄ → ³ H ₆	Fluoride	800
Tm ³⁺	³ F ₄ → ³ H ₄	Fluoride	1470
Tm ³⁺	³ F ₄ → ³ H ₆	Silica/Fluoride	1900
Tm ³⁺	³ H ₅ → ³ H ₄	Fluoride	2300
Yb ³⁺	⁵ F _{5/2} → ⁵ F _{7/2}	Silica/Fluoride	1020

Tabla 2.1: Longitudes de onda emitidas por fibras láser activadas con tierras raras.

La **Fig. 2.2** muestra un esquema básico de una cavidad láser de fibra en donde el medio activo es la fibra óptica activada con tierras raras, cuenta con dos espejos (uno HR y el otro menor al 100 % de reflectividad para la señal que se desea amplificar o hacer que oscile) y un sistema de bombeo.

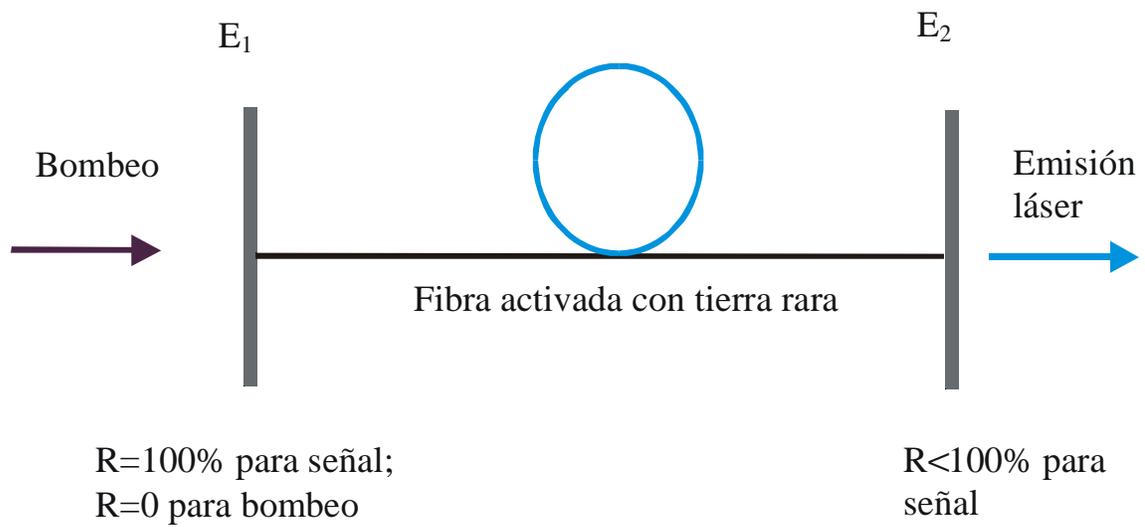


Figura 2.2: Esquema básico de una cavidad láser de fibra.

Bibliografía

- [1] Eugene Hecht, *óptica*, Madrid (2000), ADDISON WESLEY, Tercera edición
- [2] P.W. France, Ed., *Optical Fibre Lasers and amplifiers*, Blackie, Florida (1991), First edition.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, London (1995), Second edition.
- [4] E. Desurvire, *ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS: Principles and Applications*, JOHN WILEY & SONS, New York (1994), First edition.
- [5] W. H. Slabaugh and T.D. Parsons, *GENERAL CHEMISTRY*, JOHN WILEY AND SONS, N.Y. (1966), First edition.
- [6] Jaques Lucas, Jean -Luc Adam: “Rare-earth doped fluoride glass fibers”, *Journal of Alloys and Compounds* (1992), **180**, pp 27-35.

Capítulo 3

Láser azul a 481 nm de fibra dopada con tulio por upconversion excitando con una láser Raman multilínea

RESUMEN. Reportamos oscilación láser a 481 nm, cuando bombeamos una fibra de fluorozirconato dopada con iones de tulio (Tm^{3+}) con dos señales de bombeo de longitudes de onda 1117 nm y 1175 nm. Estas señales son generadas por efecto Raman en una fibra de sílica dopada con germanio. Este vidrio fluorado es típicamente usado en la fabricación de fibras para láseres, el cual es conocido como ZBLAN, y su nombre deriva debido a los constituyentes que forman este vidrio, los cuales son: ZrF_4 (53 %), BaF_2 (20 %), LaF_3 (4 %), AlF_3 (3 %), y NaF (20 %) (“vidrio de fluoruro de zirconio”).

Se observó una eficiencia de conversión óptica superior cuando se bombeó con ambas líneas. Por ejemplo, esta eficiencia fue del 20 % cuando se bombeó con 83 mW de 1117 nm y se alcanzó un 33 % de eficiencia cuando se co-excitó con 29 mW de 1175 nm. Cuando fueron aplicadas potencias mas altas de la señal de co-excitación, una fuerte emisión espontánea amplificada (ASE) a aproximadamente 790 nm empezó a competir con la señal láser a 481 nm. La pendiente de eficiencia producida pasó de 16 % a 48 % cuando se co-excitó con la línea a 1175 nm, la fuente láser Raman de fibra no controlada proporcionó un desarrollo espectral de estas dos longitudes de onda.

3.1 Introducción

Las fuentes láser que emiten en azul en un diseño portátil con alta eficiencia, alta potencia y una buena calidad de haz son requeridas para aplicaciones tales como: Diagnósticos médicos, espectroscopia, comunicaciones bajo el mar, exhibidores láser, almacenamiento de datos de alta densidad, e impresión de alta resolución. Aunque varias aproximaciones han sido perseguidas, actualmente algunos investigadores han estado trabajando en láseres de fibra dopadas con iones de tulio por conversión hacia arriba (upconversion) y han demostrado que ésta aproximación tiene importantes ventajas sobre las otras para tales aplicaciones (**Refs. 1 y 2**). El primer trabajo en este tema fue publicado en 1990 por Allain (**Ref. 3**). Ellos reportaron oscilación láser a 450 nm y 480 nm cuando co-excitaban con dos longitudes de onda en el rojo. En 1992, Grubb y colaboradores (**Ref. 4**) reportaron emisión láser a 481 nm, operando a temperatura ambiente cuando bombearon una fibra láser con una sola longitud de onda. Ellos obtuvieron el espectro de absorción de estado base (en inglés GSA) y absorción de estado excitado (ESA) que contenían las longitudes de onda requeridas para poblar los niveles energéticos láser superiores (1G_4). De sus espectros, uno puede notar que los máximos de ESA y GSA ocurren en bandas anchas centradas en 1050 nm y 1215 nm, respectivamente, y que la razón de ESA a GSA es cercana a la unidad a 1100 nm y 1160 nm. Por lo tanto, una longitud de onda cercana a estos valores es apropiada para alcanzar eficiencias altas de upconversion, mientras tanto, de acuerdo a estos datos, un esquema de bombeo de dos colores óptimos sería una combinación de ~ 1050 nm y ~ 1215 nm. No obstante, estas longitudes de onda corresponden a fotones del “primer paso” y “tercer paso” absorbidos en las transiciones $^3H_6 \rightarrow ^3H_5$ y $^3H_4 \rightarrow ^1G_4$, y las longitudes de onda que corresponden a los fotones del “segundo paso” (transiciones $^3F_4 \rightarrow ^3F_{3,2}$) son a 1160 nm y 1090 nm (**Ref. 5**). Entonces, podemos calcular la longitud de onda promedio del fotón resonante que sería el óptimo para el tercer paso del proceso upconversion que es de aproximadamente 1130 nm. Este valor es cercano a los resultados reportados en la **Ref. 2**. Ellos demostraron que la longitud de onda de 1137 nm fue óptima para obtener aproximadamente 160 mW de emisión láser azul con una eficiencia de conversión óptica del 30 %. En un trabajo relacionado Booth *et al.* **Ref. 6**

bombearon a 1135 nm, y mejoró la eficiencia al co-bombear con un diodo láser a 1220 nm. En general, bombeando con multilíneas produce eficiencias más altas. En un trabajo previo, por ejemplo, uno de los autores y colaboradores reportaron un mejoramiento en la eficiencia de fluorescencia cuando bombearon con un láser multilínea que operó en el intervalo de 1064 nm a 1175 nm (**Ref. 7**). Puesto que diodos láser de alta potencia a estas longitudes de onda no son fácilmente disponibles comercialmente, los láseres de fibra dopada con iterbio (YbFL) están entre las fuentes más disponibles para bombear con una sola longitud de onda, debido a su funcionamiento óptimo a 1050 y a 1120 nm (**Ref. 8**).

En el presente trabajo, comparamos la eficiencia del láser azul (a 481 nm) cuando se usó una fuente láser de bombeo de una sola línea y cuando se usaron dos líneas. La señal fue proporcionada por una láser Raman de fibra (LRF) bombeada por un YbFL. La más alta eficiencia de conversión óptica fue de aproximadamente 33 % que es comparable con los esquemas bombeados a 1137 nm. Por ejemplo, la pendiente de eficiencia de conversión óptica cuando se bombeó solo con la línea a 1117 nm fue del 16 % y esta se incrementó hasta el 48 % cuando se co-bombeó con la línea a 1175 nm. Además, aunque bajo ciertas condiciones de bombeo las señales crearon centros de color al propagarse en el material de la fibra, para poder cancelar esta creación fue necesario modificar un poco el arreglo experimental.

3.2 Desarrollo del experimento

Al porcentaje de la señal de bombeo que es acoplado a la fibra dopada con Tm^{3+} lo llamamos eficiencia de acoplamiento η_{acop} . Ésta se obtuvo de la siguiente manera. Utilizando una película antirrefleitora en un sustrato. Ésta se colocó en contacto con el extremo de entrada de la fibra, mientras que, en el otro extremo se hizo lo mismo colocando un porta objetos, con el fin de evitar la reflexión de Fresnel, que al retroalimentarse a la cavidad láser Raman se amplifica y produce alteraciones en la potencia de bombeo. El experimento para obtener η_{acop} se llevó a cabo bombeando la fibra con un láser infrarrojo a

1117 nm, la fibra de Tm^{3+} tiene una concentración de 2000 ppm, con una longitud de 31 cm y su eficiencia resultante fue de 30 %.

Para tener conocimiento de las longitudes de onda que absorbe y emite el medio activo es necesario analizar un diagrama parcial de niveles de energía. En el caso específico de este trabajo, el diagrama es para el Tm^{3+} en una matriz de ZBLAN. Un diagrama parcial de niveles que demuestran las transiciones involucradas en nuestro experimento es descrito en la **Fig. 3.1**. Se inicia describiendo como un fotón inicial es absorbido en la transición $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{H}_5$. Del estado energético $^3\text{H}_5$, la mayoría de los iones decaen no-radiativamente al estado $^3\text{F}_4$ en un tiempo de aproximadamente 6 ms. Luego, un segundo fotón puebla los estados energía $^3\text{F}_{3,2}$ en un tiempo corto (0,02 ms), en donde los iones sufren una rápida relajación al nivel $^3\text{H}_4$ en un lapso de aproximadamente 1,4 ms, y fotones en el tercer paso con una longitud de onda de 1160 nm pueblan el estado $^1\text{G}_4$ en alrededor de 0,6 ms. La relajación de aquí al estado base produce emisión a ~ 481 nm. De este nivel, luego de un tiempo de $\sim 0,6$ ms, los iones decaen radiativamente a varios niveles de energía menor; entre ellos al estado base $^3\text{H}_6$. Esta absorción multifotón por pasos que convierte uno o más fotones de baja energía a otro de mayor energía da lugar al fenómeno conocido en la literatura como upconversion.

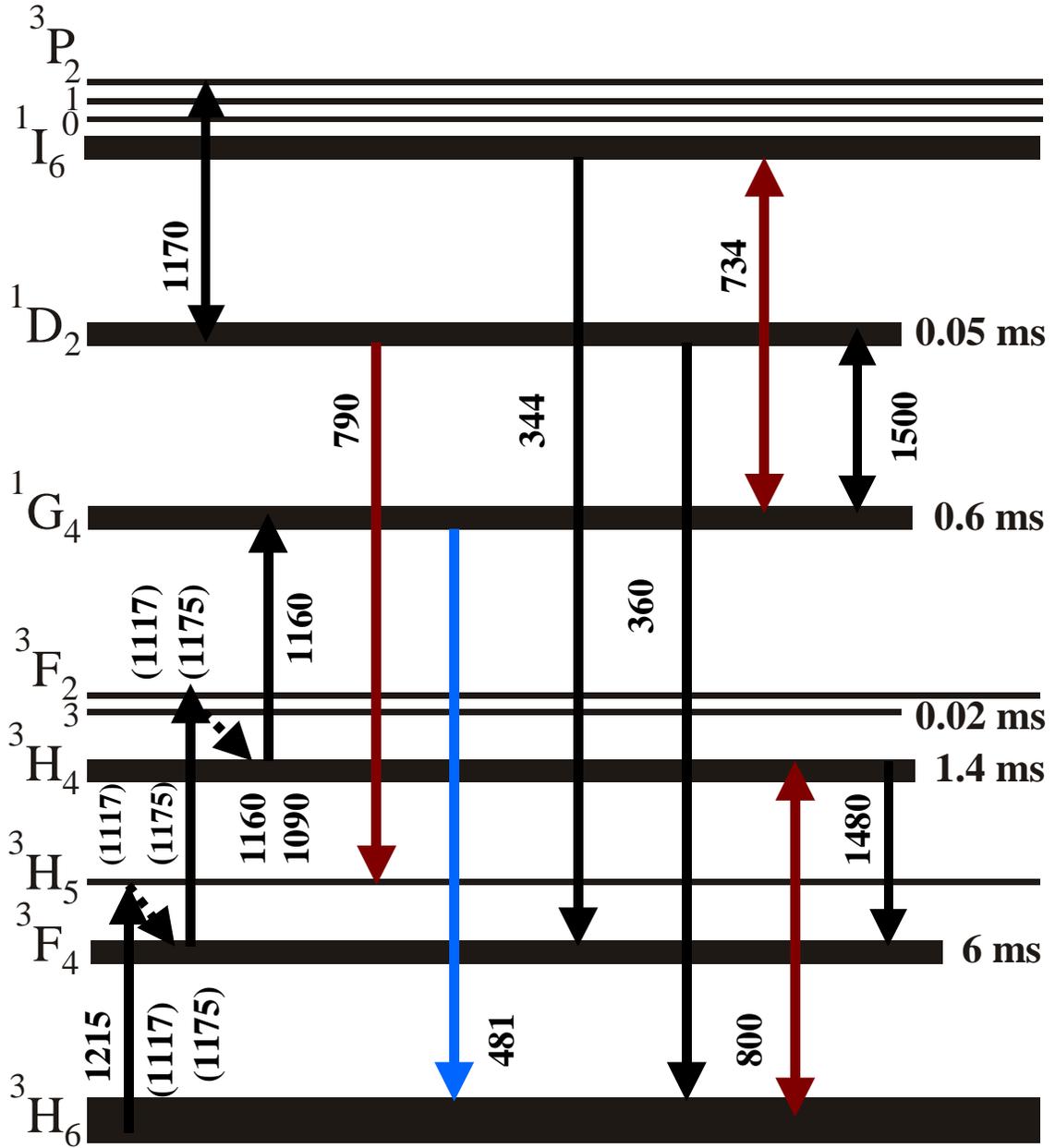


Figura 3.1: Diagrama parcial de niveles de energía de una matriz de ZBLAN dopada con iones de Tulio. Las flechas con doble cabeza indican las energías entre bandas de centro a centro. Los valores entre paréntesis son referidos a las longitudes de onda de bombeo usadas. Todos los valores de las transiciones están en nm.

Las **Figs. 3.2 y 3.3** muestran un esquema de nuestro experimento. El material activo fue una fibra de Zirconio Bario Lantano Sodio fluoruro (ZBLAN) con una longitud de

aproximadamente 31 cm, dopada con 2000 ppm de peso de Tulio (Tm^{3+}), de Le Verre Flouré, con una abertura numérica (NA) de 0,21, un diámetro de núcleo de 3 μm , y una longitud de onda de corte de 750 nm. La fuente de bombeo consistió de un láser de fibra de Iterbio (YbFL) que opera en onda continua a 1064 nm, con una potencia máxima de salida de 10 W, el cual se utilizó para bombear una fibra de silica (SiO_2) estándar monomodal dopada con Germanio, con una longitud de 430 m con dos rejillas de Bragg inscritas en el extremo de bombeo. En el arreglo más simple **Fig. 3.2**, la señal generada por este láser Raman de fibra fue colimada por un objetivo de microscopio de 20X (**L1**) y acoplada a la fibra dopada con Tulio por una lente idéntica (**L2**), con una eficiencia de $\sim 25\%$.

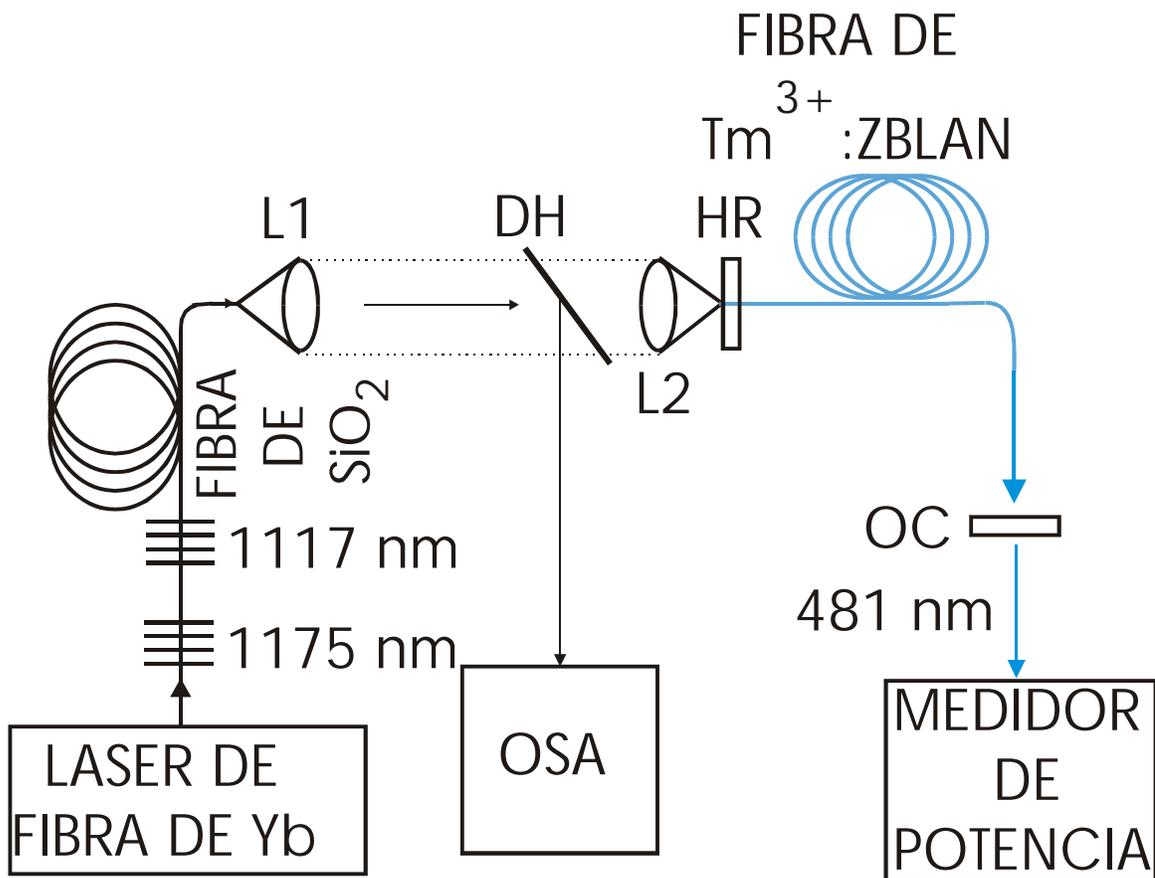


Figura 3.2: Diagrama esquemático del primer arreglo experimental. **L1** y **L2** son objetivos de microscopio. **DH**, **HR**, **OC** y **OSA** se refieren a: divisor de haz, alta reflectividad, acoplador de salida y analizador óptico de espectros.

El acoplamiento fue algo estable. Una pequeña porción de la señal fue desviada por medio de un divisor de haz (DH) hacia un analizador espectral óptico (OSA por sus siglas en inglés), para ser analizada. Los extremos pulidos de la fibra dopada con Tulio estuvieron en contacto mecánico con espejos de alta reflectividad (HR) de 98 % y uno de acoplamiento de salida (OC) de 81 %. La señal en el extremo de salida fue filtrada con un filtro pasa-banda en el azul y medida con un medidor de potencia óptica. El control de cada componente Raman fue logrado modificando el arreglo experimental como se ve en la **Fig. 3.3**. Un acoplador de fibra separo las componentes a 1117 nm y 1175 nm; estas fueron colimadas por L1 y L3, pasando a través de un filtro de densidad variable, combinadas en un espejo dicrómico (ED), y finalmente acopladas dentro de la fibra.

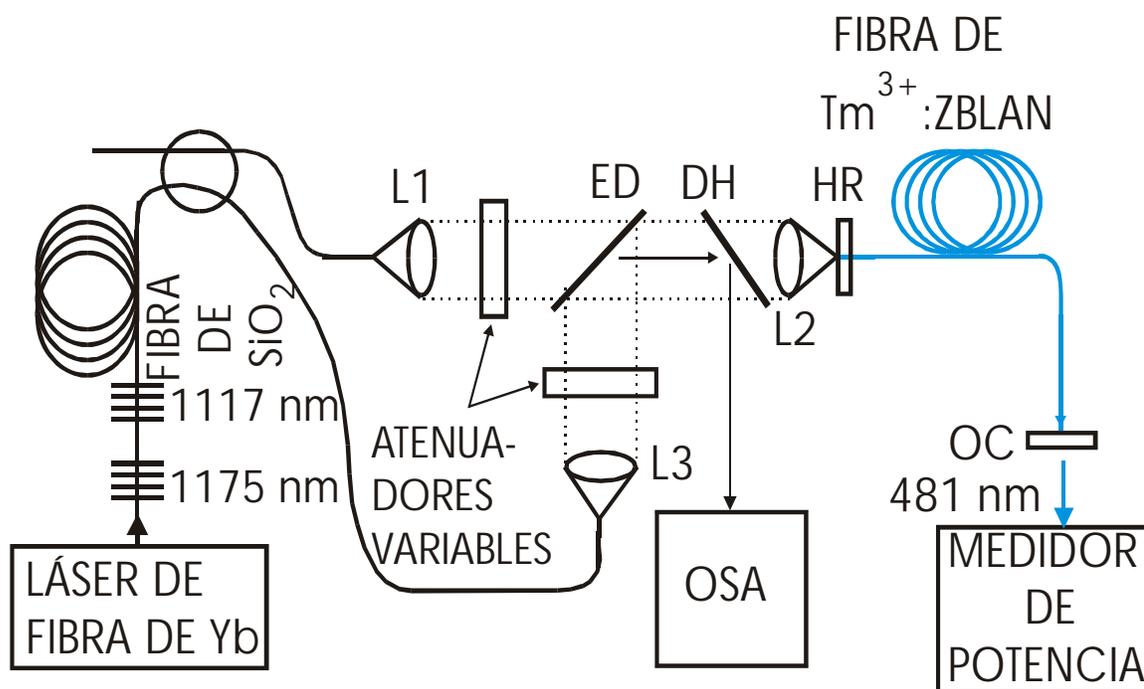


Figura 3.3: Diagrama esquemático del segundo arreglo experimental. L1, L2 y L3 son objetivos de microscopio. ED, DH, HR, OC y OSA se refieren a: espejo dicrómico, divisor de haz, alta reflectividad, acoplador de salida y analizador óptico de espectros.

3.3 Resultados

La **Fig. 3.4** muestra una fotografía parcial del arreglo experimental donde se puede ver la señal de excitación desde la izquierda (color rojo) que incide a la lente de acoplamiento. La montura posicionadora xyz se utiliza para colocar el núcleo de la fibra óptica en el punto focal de la lente y poder proporcionarle ajustes en el acoplamiento óptico. La fibra óptica dopada emite un color rosa-violeta proveniente de la emisión espontánea, este color es cuando el arreglo experimental está en emisión láser. A la derecha de la fotografía se puede apreciar la emisión de color azul (señal láser a 481 nm).

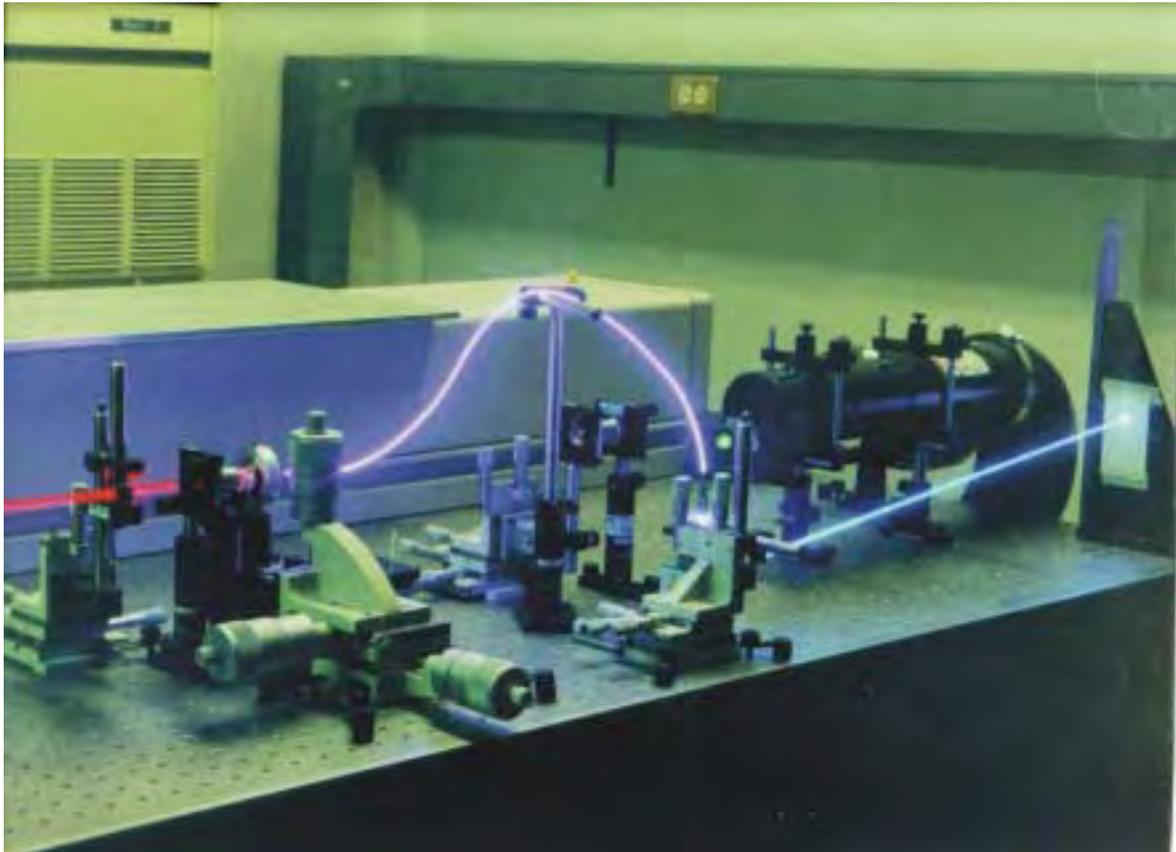


Figura 3.4: Fotografía del arreglo experimental en operación láser

Además se puede observar una fotografía de la cavidad láser sin que haya emisión láser, aquí solo hay emisión de fluorescencia, en la cual, se observa un color azul que es diferente al observado cuando hay oscilación láser (**Fig. 3.5**).

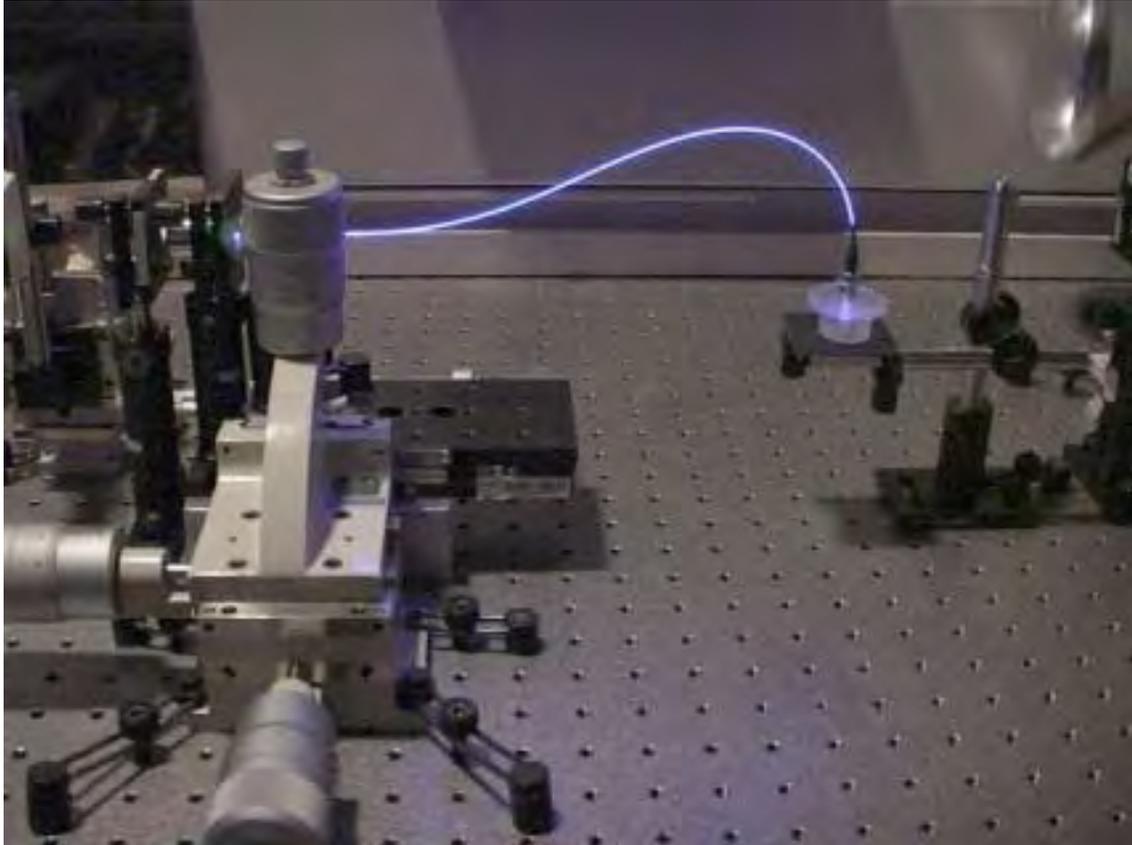


Figura 3.5: Fotografía parcial del arreglo experimental de la fibra láser de Tulio que fluoresce en azul antes de la emisión láser a 481 nm.

Las mediciones iniciales de la potencia láser azul fueron tomadas por el arreglo de la **Fig. 3.2**. A potencias bajas, el láser Raman de fibra (FRL) suministró señal a 1064 nm. Como la potencia del FRL fue incrementándose, el primer Stokes fue a 1117 nm fue gradualmente reemplazando a la señal de 1064 nm. Una evolución similar ocurrió para el segundo Stokes (1175 nm) que dominó en potencia máxima. Estos cambios espectrales son parcialmente ilustrados por las pequeñas Figuras dentro de la **Fig. 3.6**. Los puntos **a**, **b**, **c**, y **d** corresponden a las composiciones espectrales del bombeo en estas potencias. Esta figura muestra dos curvas de la potencia de salida del láser azul como una función de potencia de

bombeo. La curva marcada con círculos corresponde al bombeo a 1117 nm (un prisma de dispersión seleccionó esta componente), mientras que la curva por cuadros corresponde al espectro de evolución del bombeo (sin prisma).

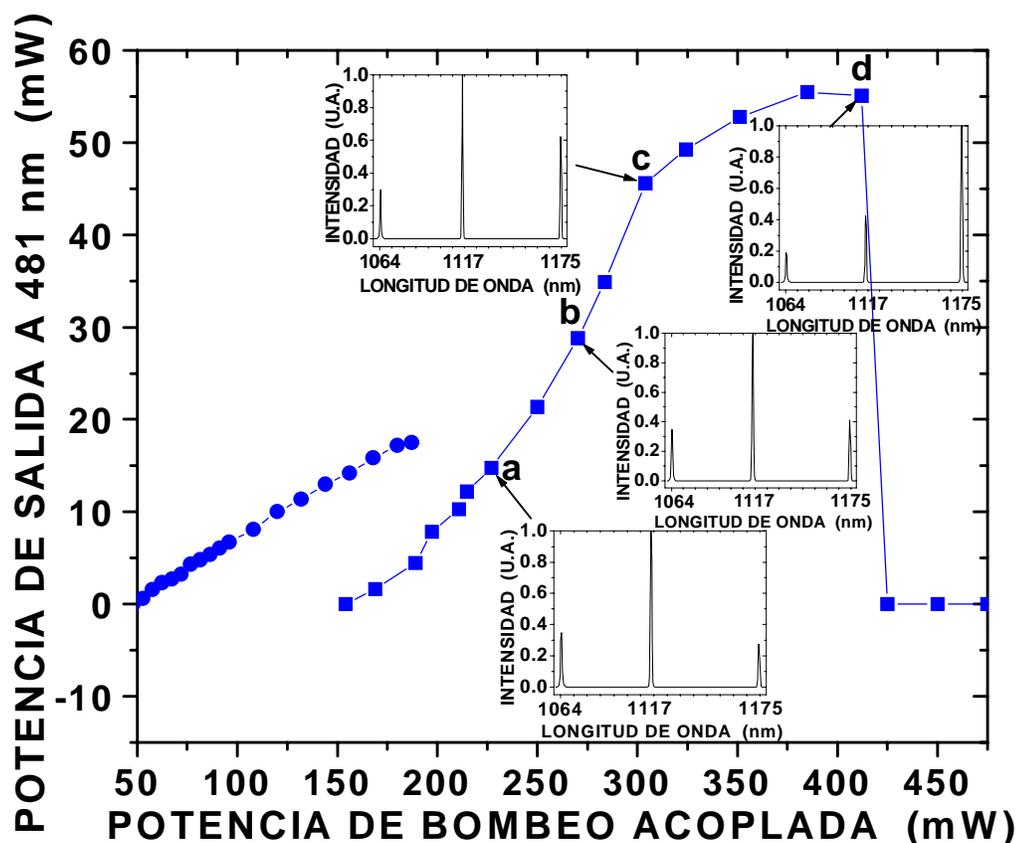


Figura 3.6: Potencias de salida en azul contra potencias de bombeo acoplada cuando se bombeó con solo la señal a 1117 nm (círculos), y con multilínea a 1117 nm y 1175 nm (cuadros). Los puntos interiores a, b, c y d muestran la evolución del espectro de la potencia multilínea de bombeo.

Las potencias umbral de bombeo para ambos casos fueron de ~ 50 mW y ~ 150 mW, respectivamente. Para potencias acopladas entre 150 mW y 190 mW la pendiente de eficiencia fue $\sim 15\%$ en ambos casos. En el caso cuando se bombeó con las dos líneas, la eficiencia de conversión óptica aparece más baja debido a la contribución modesta de la línea a 1064 nm al proceso de conversión hacia arriba. El incremento gradual de 1175 nm

causó la variación no lineal de la eficiencia más allá de 190 mW y la mas alta pendiente de eficiencia ($\sim 48\%$) fue obtenida en el punto **b** y **c**. El valor se calculó como

$$\eta_p = \frac{P_{s,c} - P_{s,a}}{P_{p,c} - P_{p,a}} \quad (3.6)$$

donde $P_{s,c}$; $P_{s,a}$; $P_{p,c}$; y $P_{p,a}$ son las potencias de señal en el punto **a**, en **b** y las potencias de bombeo en **a** y en **b**, respectivamente. Cuando la señal a 1175 nm fue similar o más fuerte que la señal a 1117 nm (de **c** a **d**), la eficiencia empezó a saturarse, y la potencia de 481 nm estuvo en un estado inestable. Para potencias de bombeo excediendo los 415 mW, la oscilación a 481 nm desapareció. Reajustes en los niveles de la potencia de bombeo no fueron suficientes para re-establecer la oscilación a 481 nm. Se encontró que la fibra experimentó el bien conocido fenómeno llamado “Photodarkening” (que es un auto-oscorecimiento) en el cual el material llega a ser opaco para la señal de emisión láser (481 nm) cuando se bombea a estas longitudes de onda (**Ref. 9**). Este efecto fue confirmado al guiar 7 mW de señal de un láser de argón a 488 nm a través de la fibra. Después de 10 minutos, la fibra recuperó su transparencia original y fue posible reiniciar la oscilación láser en azul. Es de gran importancia mencionar que la oscilación azul no fue alcanzada bombeando esta fibra con solo la línea a 1175 nm, solamente como se discutió abajo, dado que se observó que con la línea a 1175 nm se logra el auto-oscorecimiento casi instantáneamente.

Para investigar el efecto de cada longitud de onda con respecto a la eficiencia de conversión óptica, el arreglo experimental fue modificado como se mostró en la **Fig. 3.4** y los resultados son mostrados en la **Fig. 3.7**. Para obtener la curva formada por cuadrados, la señal a 1117 nm fue fijada a 63 mW y la señal a 1175 nm varió de 0 a 29 mW. Se nota que la eficiencia inicial de 18 % calculada como sigue es

$$\eta_{conv} = \frac{11,6mW}{63mW} = 0,18; \Rightarrow \eta_{conv} = 18\% \quad (3.7)$$

se incrementó al 21 % cuando fue co-excitada con la máxima potencia de 1175 nm como se muestra a continuación

$$\eta_{conv} = \frac{19,5mW}{29mW + 63mW} = 0,21; \Rightarrow \eta_{conv} = 21\% . \quad (3.8)$$

Un comportamiento similar puede ser observado para las otras curvas. Para 69 mW de 1117 nm (círculos) la eficiencia correspondiente se incrementó desde 20 % hasta 27 % y para la

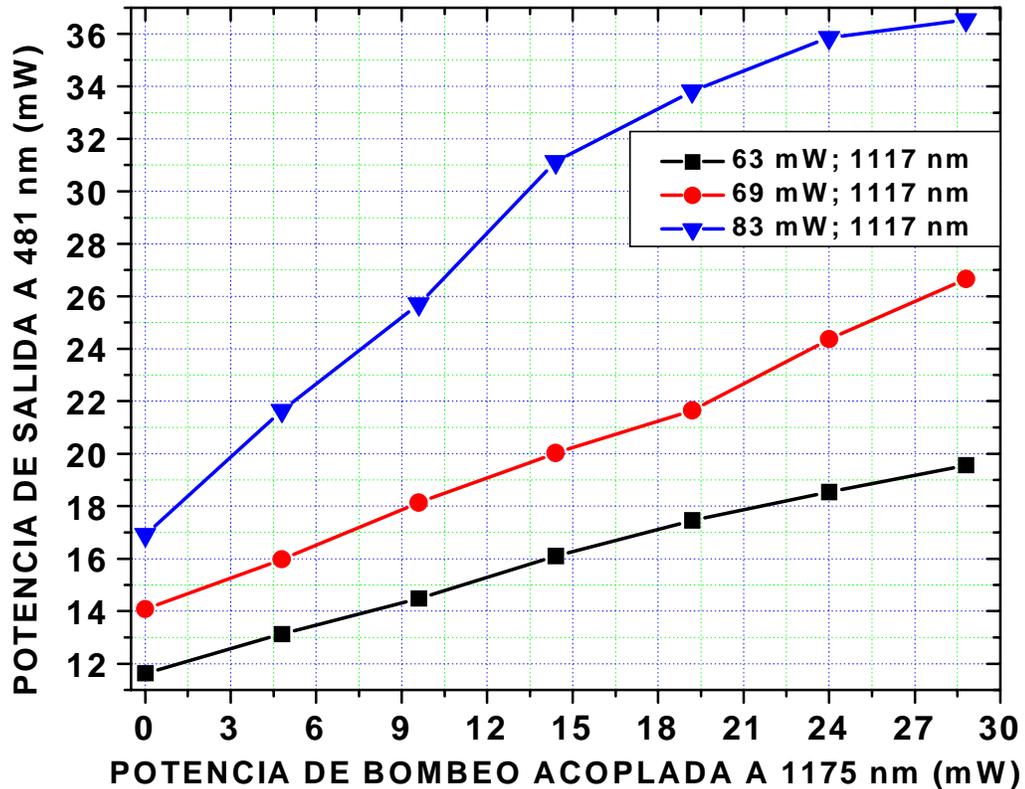


Figura 3.7: Potencias de salida del láser azul como una función de la potencia de co-excitación a 1175 nm. La señal de bombeo a 1117 nm fue fijada a 63 mW (curva marcada por cuadrados), 69 mW (círculos) y 83 mW (triángulos).

última (triángulos), se incrementó desde 20 % hasta 33 %. También se nota que la potencia de 29 mW de la señal a 1117 nm representa un incremento del 35 % de la señal de bombeo

$$\frac{29mW}{83mW} \cong 0,35 \quad (3.9)$$

mientras que la señal generada se incrementó ~ 115 % de la expresión

$$\frac{36,5mW - 17mW}{17mW} \cong 1,15. \quad (3.10)$$

Concerniente a la ganancia de saturación (**Fig. 3.7**), observamos que para potencias de 1175 nm excediendo a la potencia de 1117 nm, la potencia del láser azul generada decrece, hasta su apagado repentino, como en el caso en el que estuvo evolucionado la composición. En esta etapa, observamos una fuerte emisión espontánea amplificada a aproximadamente 790 nm. La reflectancia de ambos espejos de la cavidad para esta señal fue de aproximadamente del 27 %. La **Fig. 3.8** muestra el espectro de la señal entregada en el extremo de salida. En la curva **A** que corresponde a la señal bombeada a 1117 nm con una potencia de 87,5 mW se puede observar que la oscilación a 481 nm aparece acompañada por ASE de 750 nm a 825 nm. Esta ASE tiene un ancho espectral (FWHM) de aproximadamente 45 nm. Una vez que la línea a 1175 nm fue aplicada y gradualmente incrementada, el espectro de ASE llegó a ser más agudo y más intenso como se muestra en las curvas interiores **B**, **C**, **D**. Cuando la potencia de 1175 nm alcanzó aproximadamente el 80 % de la potencia de 1117 nm representada por la curva **B**, la potencia azul decreció y estuvo inestable. Cuando se incrementó un poco más la potencia de la línea a 1175 nm más del doble de la potencia a 1117 nm causó la extinción de la emisión láser a 481 nm, la forma espectral de la ASE exhibió rápidas variaciones y su ancho espectral (FWHM) decreció a aproximadamente 32 nm que se ilustra en la curva **C**.

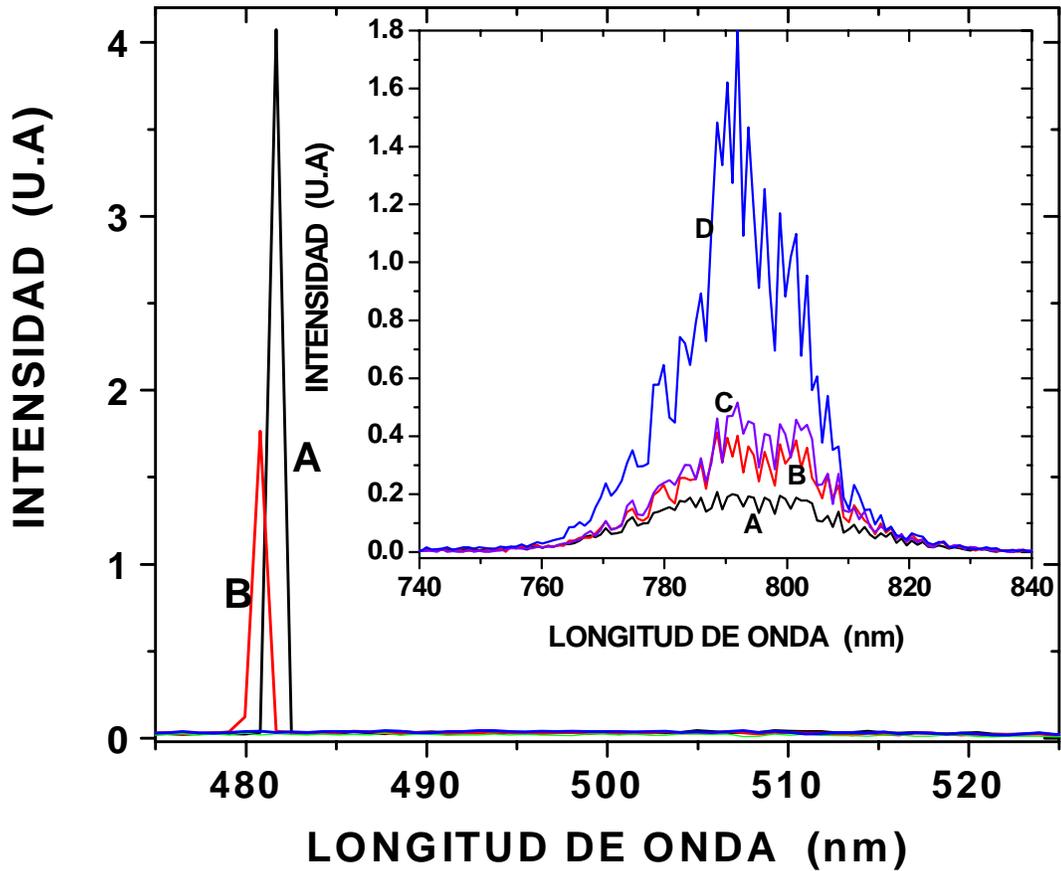


Figura 3.8: Espectro de emisión que corresponde a diferentes razones de potencia de 1117 nm y 1175 nm. Las relaciones son: A, 87,5 mW de 1117 nm, 0 mW de 1175 nm; B, 6,2 mW, 48 mW; C, 23,3 mW, 48 mW; D, 89 mW, 46,8 mW. Para los espectros C y D la oscilación en azul estuvo ausente.

En un intento para restaurar la oscilación a 481 nm, se incrementó la potencia a 1117 nm al doble de la potencia de 1175 nm y resultó en un ASE más definido y más estable graficado en la curva **D**. La oscilación fue alcanzada solo decreciendo la potencia de 1175 nm por debajo de 5 mW. Después de que la señal ASE llegó a ser débil y la oscilación azul continuó como antes. Este procedimiento fue repetido varias veces y por un día completo sin notar alguna degradación en su ejecución. Es también importante mencionar que (a) la inestabilidad de ASE no fue obtenida por bombear con una sola longitud de onda y (b)

como se mencionó anteriormente, la oscilación a 481 nm no fue alcanzada cuando se bombeó solamente con la línea a 1175 nm. El espectro de emisión se muestra en la **Fig. 3.9**. Como se puede observar, ésta presenta una cierta estructura (emisión multilínea) cuyo origen puede tener varias causas. No pretendemos en este trabajo explicarlo.

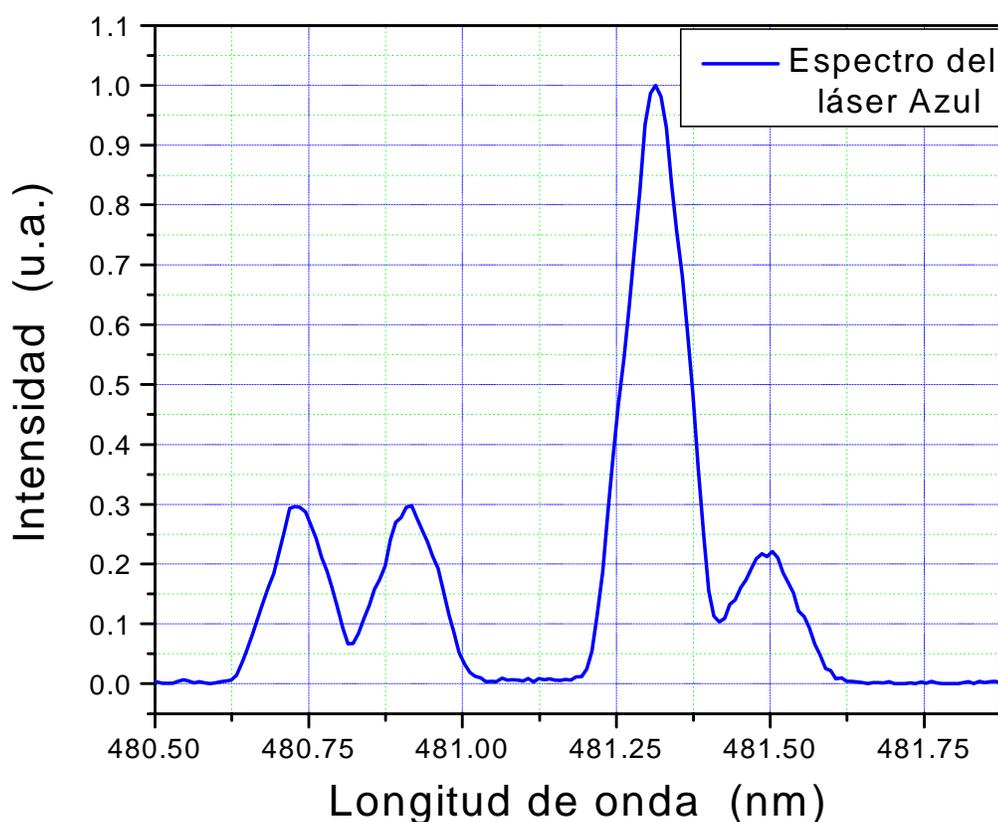


Figura 3.9: Espectro de emisión láser en la región visible en azul obtenido por upconversion al excitar una fibra láser de Tm^{3+} :ZBLAN con dos líneas a 1117 nm y 1175 nm.

A fin de explicar los resultados obtenidos por los experimentos, y basados en los niveles de energía de la **Fig. 3.1** y en los estudios espectrales de la **Ref. 10**, analizamos cualitativamente las posibles energías tomadas por los iones. Excitando con 1117 nm, el cual se encuentra a 98 nm del pico máximo de absorción de la transición ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$, a 27

nm de ${}^3F_4 \rightarrow {}^3F_2$, y a 43 nm de ${}^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$, la absorción de estado excitado de ${}^1G_4 \rightarrow {}^3H_5$ estuvo prácticamente ausente debido a la reabsorción en ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$. Al mismo tiempo, la transferencia de energía de ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ a ${}^1G_4 \rightarrow {}^1D_2$ puede ocurrir, puesto que sus energías prohibidas coinciden, y aproximadamente el 9 % de la población en el nivel 3H_4 decae a 3F_4 . También, de 1D_2 , aproximadamente el 48 % de la población en este nivel decae al estado 3F_4 teniendo una emisión a 450 nm y aproximadamente el 38 % decae al nivel 3H_6 emitiendo a 360 nm. Para hacer esto mas claro, los espectros de fluorescencia fueron obtenidos al lado de la fibra usando la misma técnica de la **Ref. 7**. La **Fig. 3.10** muestra estos espectros que se tomaron cuando se igualaron las potencias de 1117 nm y 1175 nm y fueron acopladas. Se nota el dominio de la fluorescencia en la región del ultravioleta a 360 nm cuando se bombeó con 1117 nm mostrada en la curva de color rojo. Por otra parte, cuando se excitó con 1175 nm, el pico de absorción de la transición ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$ está a 40 nm, mientras que las transiciones de ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_3$ y ${}^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$ están a 15 nm. Como una consecuencia, esta longitud de onda es absorbida mas eficientemente en el tercer paso del proceso de upconversion. Sin embargo, a causa de la resonancia en la transición ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_1$, que está centrada a 1170 nm, los fotones en el cuarto paso son también absorbidos. Este caso es ilustrado por la curva de color azul en la **Fig. 3.10** y uno puede observar que el espectro a 360 nm decrece mientras que el de 344 nm (${}^1I_6 \rightarrow {}^3F_4$) domina. Entonces, estos resultados están de acuerdo con las **Refs. (1 y 9)** que se refieren a la formación de centros de color por la señal ultravioleta (UV). En nuestros experimentos, estos centros de color atenúan las señales a 481 nm y 790 nm. Por ello, se explica la dificultad para obtener señal a 790 nm con alta eficiencia por emisión espontánea amplificada bombeando con una sola longitud de onda a la vez y también la imposibilidad para obtener oscilación a 481 nm cuando bombeamos con 1175 nm.

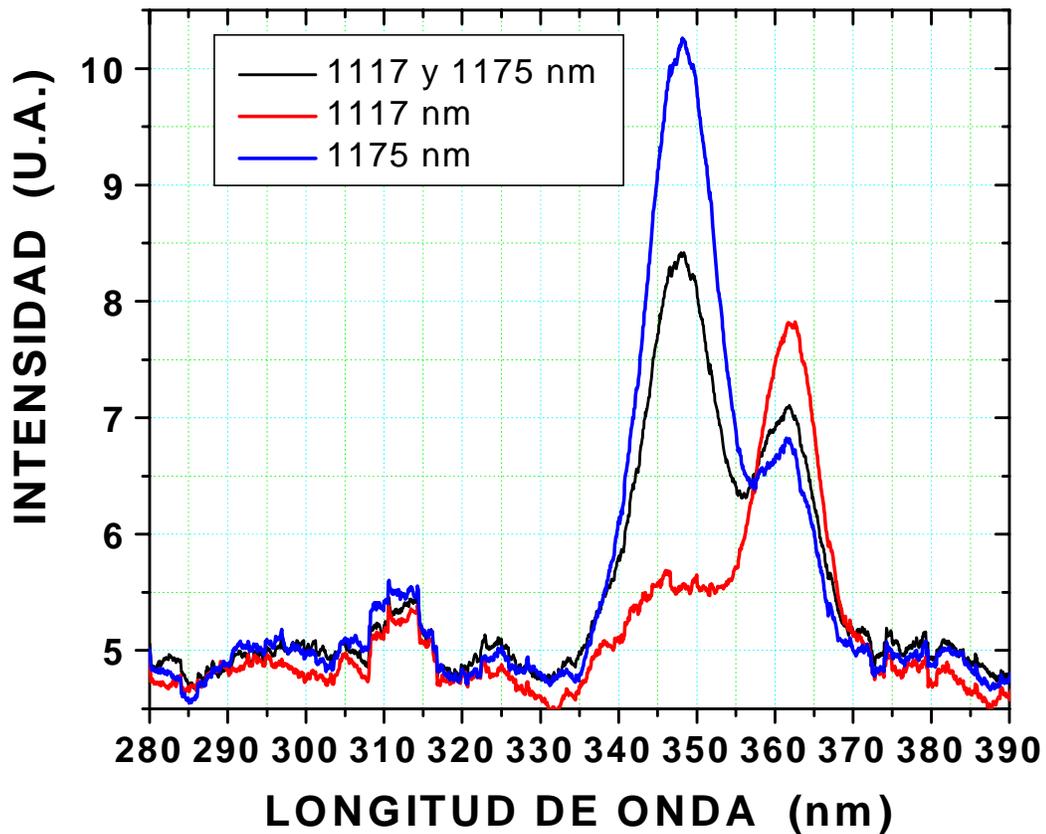


Figura 3.10: Fluorescencia de luz lateral obtenida cuando la señal de bombeo acoplada fue compuesta de (a) 80 mW de 1117 nm (línea roja), (b) 80 mW de 1175 nm (línea azul) y cuando se excita con ambas señales a 1117 nm y 1175 nm (línea negra).

Examinemos ahora el caso cuando la potencia de 1117 nm es fijada, mientras que la potencia a 1175 nm varía de cero a decenas de mW. Cuando se excitó a 1117 nm, la mayoría de los iones tienden a poblar el estado 1G_4 , y la oscilación a 481 nm toma lugar. Cuando co-excitamos a 1175 nm incrementando su potencia, hay un notorio mejoramiento en la eficiencia de conversión para potencias bajas. Pero en la medida en que esta potencia incrementa, una intensa emisión espontánea amplificada a ~ 790 nm toma lugar debido a la reducción de la reabsorción de esta señal en el estado base. Al mismo tiempo, la emisión a 344 nm degrada la emisión espontánea amplificada a 790 nm y la oscilación en azul. Para

restaurar la oscilación en azul, es necesario disminuir la generación a 344 nm disminuyendo la señal a 1175 nm. Esto fue llevado a cabo en los experimentos reduciendo la potencia de 1175 nm hasta cerca de cero mW. Entonces, hay una buena razón para creer que las señales de 790 nm y 481 nm cooperan para eliminar los centros de color como se demostró en la Ref. 9.

3.4 Conclusiones

Se han investigado dos esquemas alternativos para bombear una fibra láser de ZBLAN dopada con iones de tulio. Se utilizó como fuente de bombeo un láser Raman de fibra que operó simultáneamente a 1117 nm y 1175 nm. Se obtuvo una pendiente de eficiencia del 12 % cuando se bombeó solo con la línea a 1117 nm, comparada con una pendiente de eficiencia del 48 % cuando se bombeó con ambas líneas.

La máxima eficiencia de conversión óptica con respecto a la potencia de bombeo acoplada fue del 33 %. Además, en una de las configuraciones el auto-oscuramiento (photodarkening) estuvo prácticamente ausente.

Bibliografía

- [1] Rüdiger Paschotta, Nick Moore, W. Andrew Clarkson, Anne C. Tropper, David C. Hanna, and Gwenaél Mazé, IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., **3**, 1100 (1997).
- [2] Sanders S. Sanders, R. G. Waarts, D. G. Mehuys, and D. F. Welch, Appl. Phys. Lett., **67**, 1815 (1995).
- [3] Allain J. Y. ALLAIN, M. MONERIE, and H. POIGNANT, Electron. Lett., **26**, 166 (1990).
- [4] Grubb S. G. Grubb, K. W. Bennett, R. S. Cannon, and W. F. Humer, Electron. Lett., **28**, 1243 (1992).
- [5] W. T. Carnall, P. R. Fields and K. Rajnak, J. Chem. Phys., **49**, 4424 (1968).
- [6] Booth Ian J. Booth, Colin J. Mackechnie, and Brian F. Ventrudo, IEEE J. Quantum Electron., **32**, 118 (1996).
- [7] E. B. Mejía, A. N. Starodumov, Yu. O. Barmenkov, Appl. Phys. Lett., **74**, 1540 (1999).
- [8] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P.S. Yeh and E. Zucker, Electron. Lett., **35**, 1158 (1999).
- [9] Pierre Laperle, Réal Vallée, Alain Chandonnet, Opt. Comm., **175**, 221 (2000).
- [10] J. SANZ, R. CASES and R. ALCALA, J. Non-Cryst. Solids, **93**, 377 (1987).

Capítulo 4

Láser a ~ 2950 nm de fibra de fluorozirconato dopada con holmio y bombeada a 1175 nm

RESUMEN. Reportamos un láser de fibra en onda continua en fibra de Ho^{3+} :ZBLAN monomodo con alta estabilidad. El sistema fue bombeado por un láser Raman de fibra a 1175 nm y emitió a aproximadamente 2950 nm. Se alcanzó una eficiencia de conversión óptica del 43 % que es la más alta reportada en la literatura. La caracterización reveló un perfil de intensidad Gaussiano con una variación de potencia inferior al 1 %. Esta alta estabilidad se debe en parte a la emisión de una sola longitud de onda, comparada con los sistemas antes demostrados que requieren de oscilación simultánea a 2100 nm. La coincidencia entre la longitud de onda de emisión y el pico de absorción del agua hacen que el sistema sea adecuado para reemplazar a un láser de fibra de Er^{3+} :ZBLAN de alta potencia (9,34 W) para cortar material con alto contenido de humedad.

4.1 Introducción

Durante las últimas décadas, ha habido un incrementado interés en la investigación y desarrollo de varios láseres de estado sólido capaces de emitir en la región del medio infrarrojo a aproximadamente 3000 nm que coincide con la energía vibracional fundamental del agua y los enlaces OH contenidos en tejidos orgánicos, estos láseres tienen sus principales aplicaciones en cirugía como bisturís, en sensores remotos láser y en el procesamiento de materiales con alto contenido de humedad. Como estos láseres pueden entregar hasta 10^4 veces más densidad de potencia que los láseres usados comúnmente,

tales como el láser de Nd^{3+} :YAG que opera a 1064 nm, esto abre las posibilidades de tener sistemas más compactos, emitiendo mucho menos potencia para hacer el mismo trabajo.

En la actualidad, varias compañías fabrican grandes cantidades de fibra óptica basada en silica a bajo costo adecuada para telecomunicaciones. La introducción de dopantes de tierras raras en los núcleos de estas fibras las convierten en medios activos para amplificadores y láseres. Un ejemplo típico es la fibra dopada con iones de erbio que es usada para amplificar canales de comunicación. El mismo tipo de fibra en una cavidad resonante produce luz láser a aproximadamente 1550 nm. Sin embargo, a longitudes de onda más grandes que 2000 nm el vidrio de silica (SiO_2) presenta alta absorción. Entonces los láseres de fibra que operan en la región del medio infrarrojo requieren de materiales diferentes. Estos desarrollos han sido sustentados por el descubrimiento de nuevos materiales cristalinos (transparentes) tales como ZBLAN, cuya máxima transparencia esta en el intervalo de 2000 nm a 4000 nm. Con el uso de fibras de ZBLAN dopadas con Ho^{3+} y Er^{3+} , varios investigadores han obtenido láseres de 2700 nm a 3000 nm **Ref. 1**. La **Fig. 4.1** muestra la absorción espectral del agua a 25 °C en esta región **Ref. 2**. Se nota que por ejemplo el valor del coeficiente de absorción a 2950 nm es de aproximadamente 14,4 veces el correspondiente a 2700 nm. Así, la longitud de onda de emisión es importante para aplicaciones que involucran humedad.

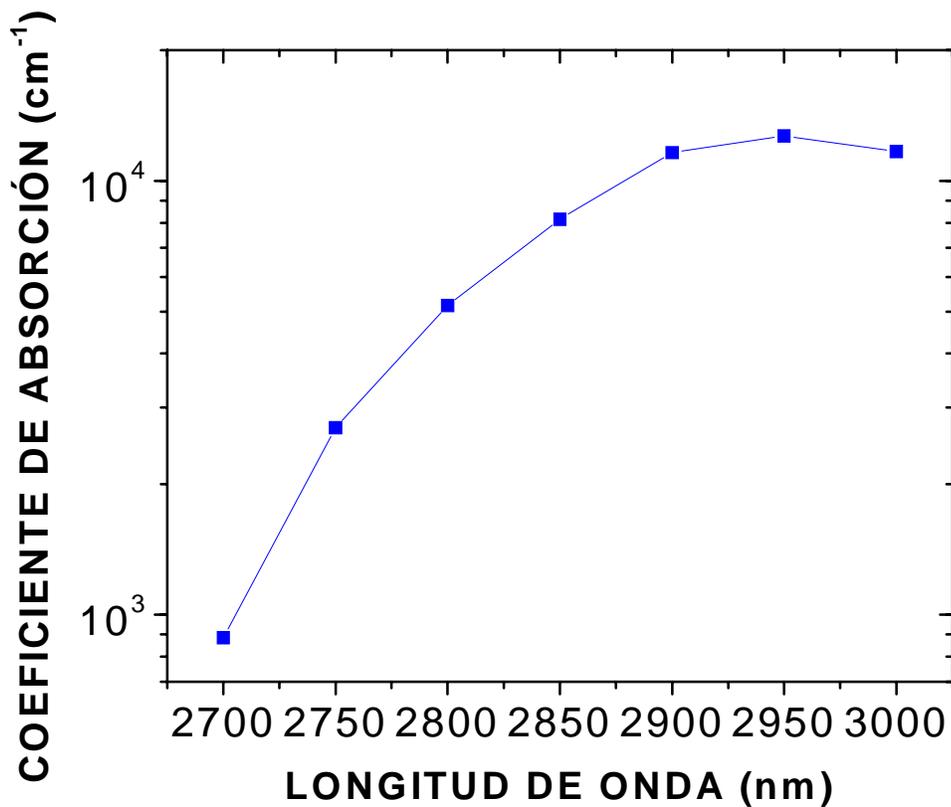


Figura 4.1: Absorción espectral del agua a temperatura ambiente

La **Tabla 4.1** resume los trabajos relacionados reportados durante las últimas dos décadas. La primera operación de un láser a aproximadamente 2900 nm de esta categoría fue demostrado excitando una fibra de ZBLAN dopada con iones de holmio (Ho^{3+} :ZBLAN) a 640 y 750 nm **Ref. 3**. Ellos alcanzaron una eficiencia de conversión óptica (por sus siglas en inglés OCE) de $< 2\%$ (es decir, el porcentaje de la señal de bombeo acoplada que es convertida en señal útil). En un trabajo relacionado, Tetsumi Sumiyoshi *et al.* **Ref. 4** bombearon el núcleo de una fibra de Ho^{3+} :ZBLAN de doble revestimiento con una señal a 890 nm y obtuvieron oscilación a 2930 nm. Debido a la naturaleza auto-terminada de la oscilación de una sola longitud de onda, la oscilación simultánea a 2060 nm fue requerida para despoplar el nivel inferior de la transición. La máxima potencia de salida fue de 90 mW con una OCE de aproximadamente el 16%. Ellos también excitaron este sistema con un láser Raman de fibra (LRF) a 1150 nm y obtuvieron

1400 mW con una OCE máximo de aproximadamente 36 % **Ref. 5**. Alternativamente, otros investigadores demostraron oscilación usando materiales de bulto. Por ejemplo, Da-Wun Chen *et al.* **Ref. 6** obtuvieron potencias de hasta 1150 mW a 2940 nm cuando bombearon con una señal a 964 nm. La máxima OCE obtenida fue de aproximadamente del 26 % y fue requerido mantener la muestra de Er^{3+} :YAG a una temperatura de 15 °C.

La **Tabla 1** también muestra el principal trabajo reportado para láseres de Er^{3+} :ZBLAN en la región de 2700-2800 nm **Refs. (7 – 9)**. De estos, la potencia más alta fue de 1700 mW obtenida de una fibra monomodo (SM) de doble revestimiento bombeada con un diodo láser no comercial que emitió a 790 nm **Ref. 9**; mientras que, otros investigadores **Ref. 8** obtuvieron una OCE de aproximadamente el 23 % cuando bombearon con un diodo láser comercial una fibra multimodo (MM) de perfil M. Hay también un artículo reportando emisión láser en una región intermedia de 2860 nm. En dicho trabajo, S. D. Jackson obtuvo una máxima potencia de salida de 2500 mW con una OCE de aproximadamente el 28 % **Ref. 10**. El bombeó una fibra SM de $\text{Ho}^{3+}, \text{Pr}^{3+}$:ZBLAN usando un LRF a aproximadamente 1100 nm.

Referencia	Material	Tipo de fibra/Perfil de intensidad	λ_{bombeo} (μm)	$P_{\text{Máx, sal}}$ (mW)	$\lambda_{\text{señal}}$ (nm)	η_{Conv} (%)
3	Ho^{3+} :ZBLAN	MM	640	12.6	~0092	<2
4	Ho^{3+} :ZBLAN	Doble revestimiento	890	90	2930	~16
5	Ho^{3+} :ZBLAN	Doble revestimiento	1150	1400	~0003	~36
6	Er^{3+} :YAG	Bulto/SM	964	1150	2940	26(15°C) 21(25°C)
7	Er^{3+} :ZBLAN	Bulto/MM	~970	164	2700-2790	~9
8	Er^{3+} :ZBLAN	Perfil-M/MM	970	1040	2790	~23
9	$\text{Er}^{3+}, \text{Pr}^{3+}$: ZBLAN	Doble revestimiento SM	790	1700	2710	~15
10	$\text{Ho}^{3+}, \text{Pr}^{3+}$:ZBLAN	Un revestimiento SM	~1100	2500	2860	~28
Este trabajo	Ho^{3+} :ZBLAN	Un revestimiento SM	1175	650	~2950	43

Tabla 4.1: Comparación de los parámetros de los láseres de erbio y Holmio.

Nuestro trabajo es brevemente descrito en el renglón inferior de la **Tabla 1**. Aparte de ser el más eficiente (OCE de aproximadamente 3 %), este láser emitió en un patrón SM Gaussiano al pico de absorción del agua. Sus fluctuaciones en la potencia fueron < 1 %. La fuente de excitación fue una LRF bombeado emitiendo a 1064 nm en la componente del segundo Stokes que es a 1175 nm. Esta longitud de onda de bombeo es absorbida eficientemente en el estado base y, por absorción del estado excitado (por sus siglas en inglés ESA), en la transición $^5I_7 \rightarrow ^5I_4$ también. Por lo tanto, la emisión simultánea a aproximadamente 2100 nm no fue requerida para la operación. Esta potencia sería equivalente a 9,34 W de un láser de fibra dopada con erbio **Refs. (8 y 9)** para aplicaciones en procesamiento de materiales húmedos. La potencia alcanzada fue suficiente para hacer micro huecos-ranuras en una pieza de papel blanco.

4.2 Desarrollo del experimento

La **Fig. 4.2** muestra un esquema del arreglo experimental. La fuente óptica principal es un láser en onda continua de fibra dopada con iterbio que emite a 1064 nm y entrega una potencia máxima de 10 W. Este láser excita una cavidad Raman formada por 860 m de fibra de silica (SiO_2) estándar SM cuyo diámetro de núcleo es de $\sim 6 \mu\text{m}$ y tiene tres rejillas de Bragg de alta reflectividad (por sus siglas en inglés HR). Dos en el extremo de bombeo que son HR a 1175 nm y 1117 nm, y una en el extremo de salida a 1117 nm. Por medio de esparcimiento Raman estimulado, la señal de bombeo a 1064 nm es convertida con alta eficiencia al primer Stokes que coincide con 1117 nm. Esta señal es confinada en la cavidad por las correspondientes rejillas de Bragg y esta es convertida al siguiente Stokes, con componente a 1175 nm que es disponible en el extremo opuesto al de bombeo. La eficiencia de esta conversión depende de la potencia de bombeo, longitud de la fibra, y la concentración de Germanio en el núcleo **Ref. 12**. Esta señal de bombeo es colimada por medio de un objetivo de microscopio de 10X (**L1**), parte de esta es extraída con un divisor de haz (**DH**) y guiada a un analizador de espectros ópticos (**OSA**), y el resto es acoplado a la cavidad de fibra con una lente idéntica (**L2**). El medio de ganancia consiste de 1,33 m de fibra de ZBLAN SM dopada con 5000 ppm por peso de iones de holmio, de Le Verre

Flouré, con una apertura numérica (NA) de 0,245, un diámetro de núcleo de 7,5 μm , y una longitud de onda de corte de 2,40 μm . Con estos parámetros, la frecuencia normalizada para $\lambda = 1175 \text{ nm}$ y 2950 nm son, 4,9 y 1,95, respectivamente. Entonces, la fibra es MM para la señal de bombeo y SM para la señal de emisión. La cavidad láser está formada por un espejo de alta reflectividad (HR) en la región de 2800 a 3000 nm que está en contacto con el extremo de bombeo, y por la interfase aire-vidrio en el extremo opuesto. La señal no deseada es rechazada usando un filtro pasa bandas que refleja las señales por debajo de 2500 nm, mientras que la señal transmitida es medida por un calorímetro (gentec-eo PS-310 WB). Nuestras limitaciones de instrumental no nos permitió registrar la longitud de onda de emisión. Sin embargo, de acuerdo a otros reportes **Refs. (3 – 5)**, la longitud de onda esperada (*free-running*) es de aproximadamente 2950 nm.

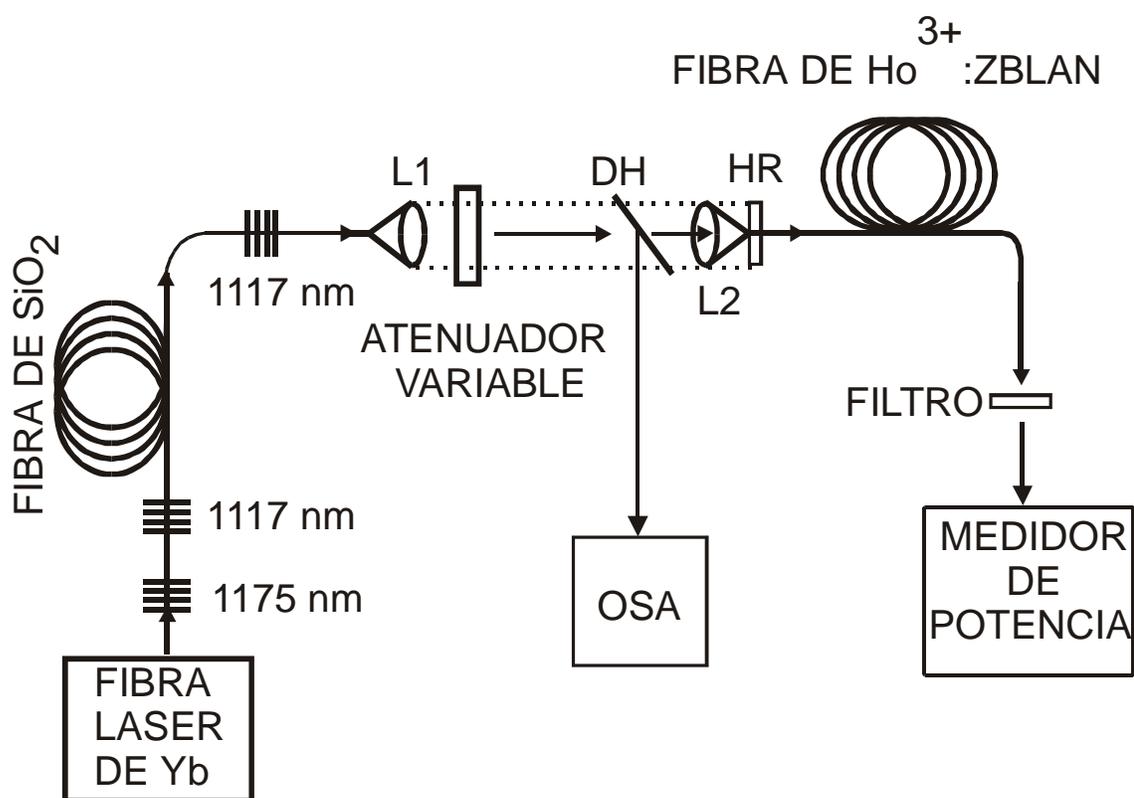


Figura 4.2: Arreglo experimental. *L1* y *L2* son objetivos de microscopio de 10X; *DH*, divisor de haz; *HR*, alta reflectividad; y *OSA*, analizador óptico de espectros.

La **Fig. 4.3** muestra un diagrama parcial de los posibles estados de energía tomados por los iones de holmio inmersos en una matriz de ZBLAN **Ref. 13**. Los números en paréntesis (están dados en nanómetros) indican la energía de centro a centro de la brecha ó gap entre las bandas de energía. Las flechas sólidas hacia arriba y hacia abajo indican las longitudes de onda del pico de absorción y de la emisión láser; mientras que las flechas punteadas indican fluorescencia. Permittiéndonos brevemente analizar la migración de la población. De esta figura, los iones en el estado base (5I_8) absorben fotones de bombeo a 1175 nm, y pasan al nivel de energía 5I_6 por cerca de 3,5 ms **Refs. (3 – 5)**. Entonces, los iones decaen a 5I_7 emitiendo radiación a ~ 2950 nm. Después de un tiempo de vida de ~ 12 ms, decaen al estado base y producen emisión a ~ 2100 nm. Además, la absorción de estado excitado de los fotones de bombeo en las transiciones $^5I_7 \rightarrow ^5I_4$, y en una magnitud menor $^5I_6 \rightarrow ^5S_2$, toma lugar porque los tiempos de vida son grandes en $^5I_{6,7}$. El primero facilita la inversión de población en la transición de interés que es $^5I_6 \rightarrow ^5I_7$, mientras el segundo completa el proceso de upconversion para poblar 5S_2 y 5F_4 . Dado que estos niveles son térmicamente acoplados debido a la naturaleza del ZBLAN, la población tiende a acumularse en el nivel inferior (5F_4). De donde, el decaimiento de los iones al estado base produce radiación a ~ 550 nm **Ref. 14**.

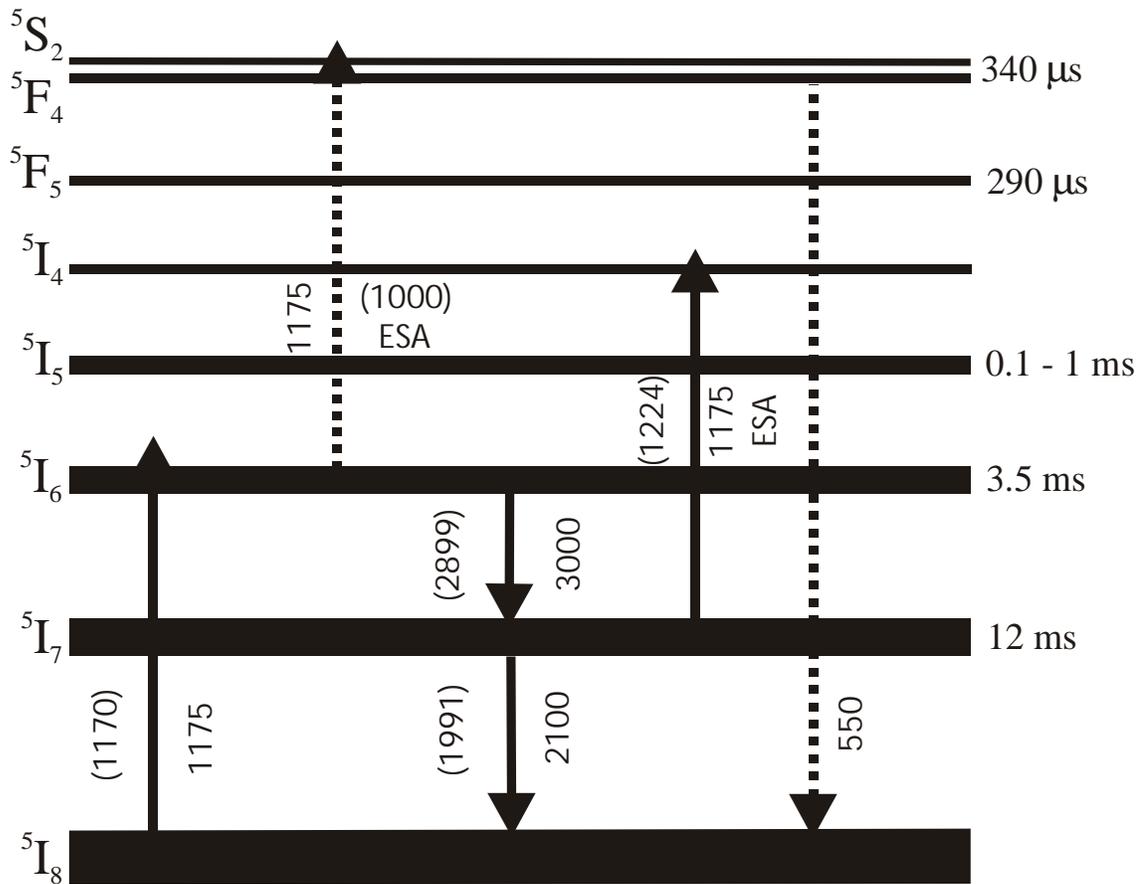


Figura 4.3: Niveles de energía de una matriz de ZBLAN dopada con iones de Holmio. Las flechas sólidas indican transiciones de absorción y emisión láser, las flechas punteadas indican emisión espontánea y los números entre paréntesis son las energías de centro a centro de la brecha o gap entre los niveles de energía. Todos los valores están en nanómetros (nm).

4.3 Resultados y discusiones

Las mediciones típicas de la emisión láser a ~ 2950 nm como función de la potencia de bombeo acoplada a ~ 1175 nm son mostradas en la **Fig. 4.4**.

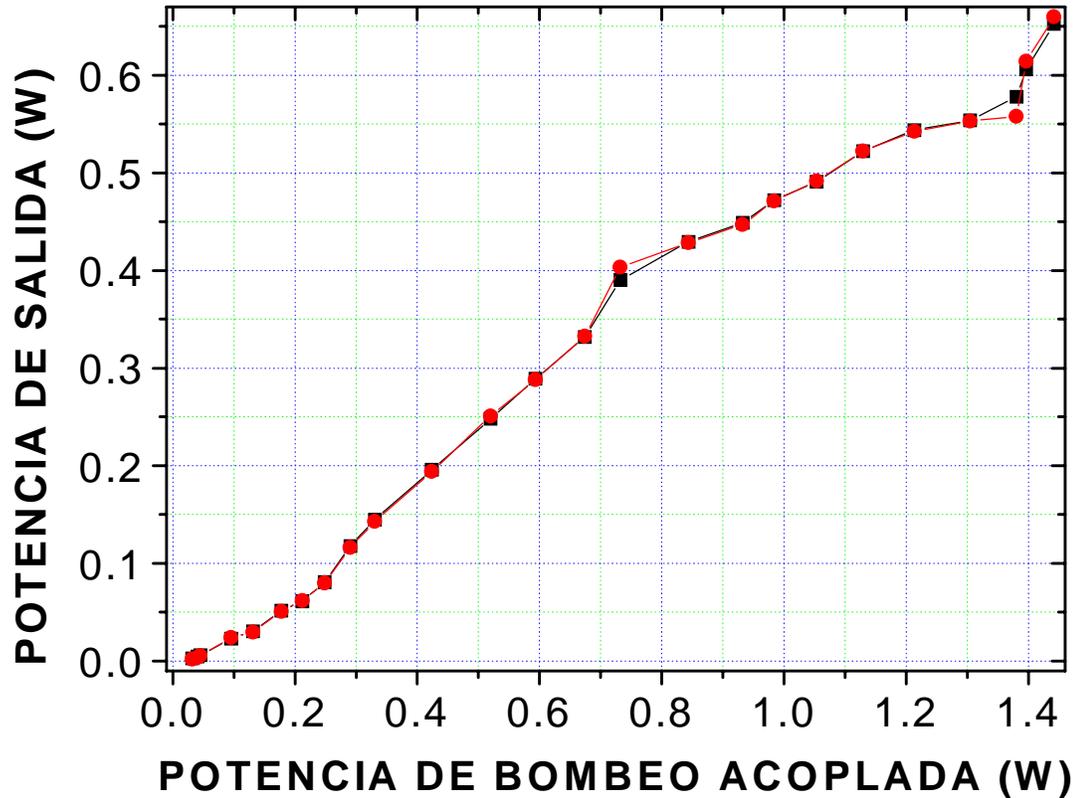


Figura 4.4: Potencia de salida de la señal a 2950 nm como una función de la potencia de bombeo acoplada de la señal a 1175 nm.

El umbral de la potencia de bombeo para la oscilación láser fue de 46 mW, y la máxima potencia de salida alcanzada fue de 650 mW para una potencia acoplada de 1,5 W. Entonces, la OCE fue de 43 % como se muestra

$$\eta_{conv} = \frac{650mW}{1500mW} = 0,4333; \Rightarrow \eta_{conv} = 43,33\% , \quad (4.1)$$

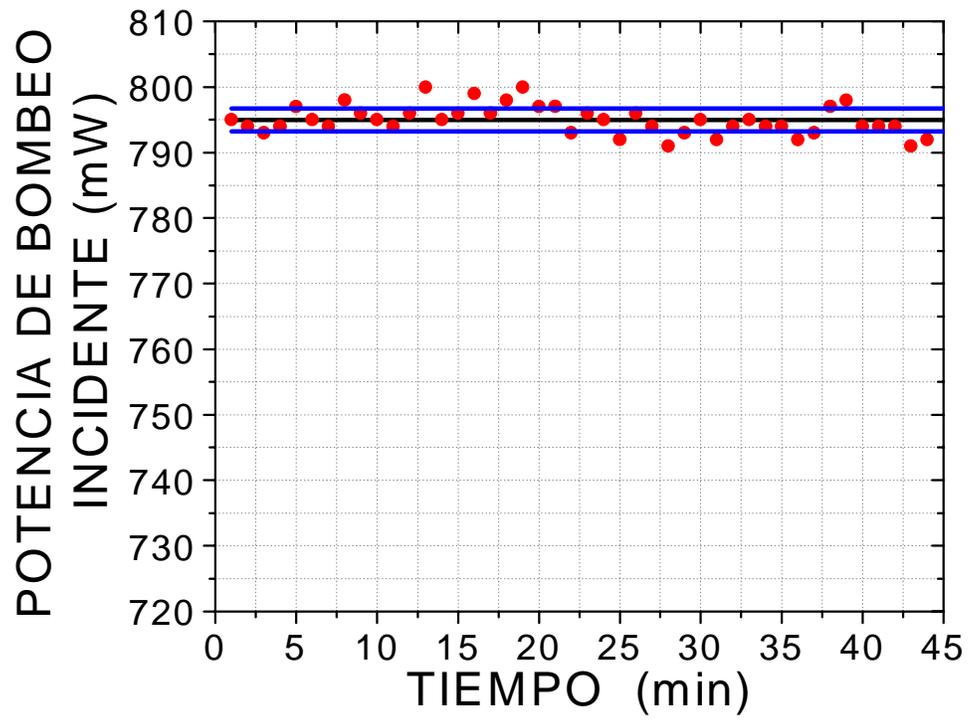
con estos datos se calcula la pendiente de la curva de eficiencia η_s

$$\eta_s = \frac{P_s^{m\acute{a}x}}{(P_p^{m\acute{a}x} - P_{th})} = \frac{650mW}{(1490mW - 46mW)} = 0,4501 \Rightarrow \eta_s = 45\% \quad (4.2)$$

donde $P_s^{m\acute{a}x}$, $P_p^{m\acute{a}x}$ y P_{th} , son: La potencia máxima de la señal generada, la potencia máxima de bombeo acoplada y la potencia umbral de bombeo, respectivamente. De esta figura, utilizando la **Ec. 4.2** la pendiente de eficiencia es del 45 %.

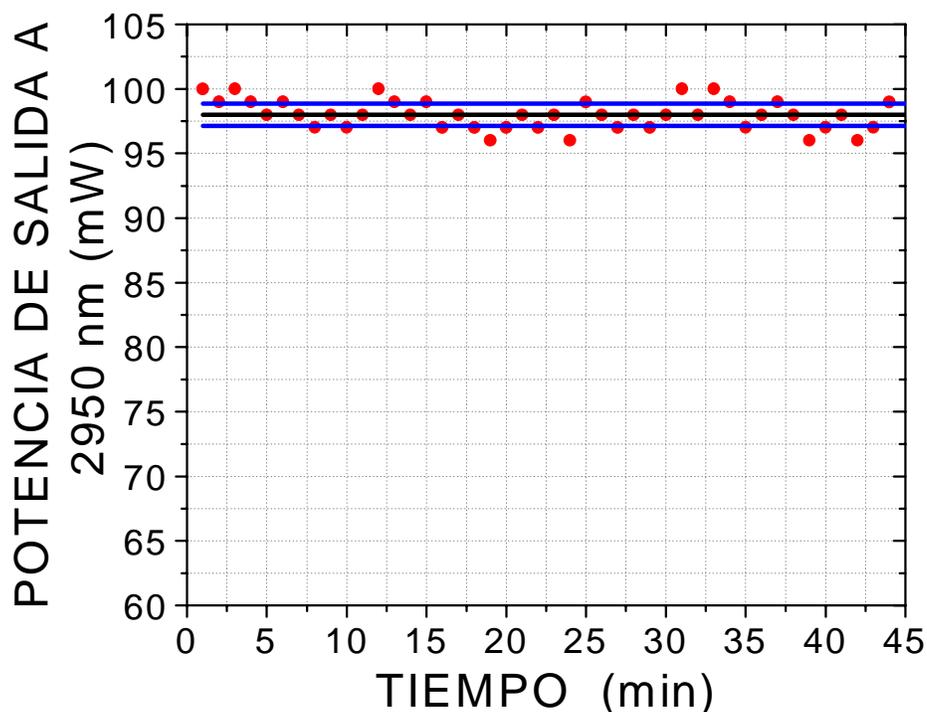
Debido a que el valor más alto del coeficiente de absorción del agua a 2950 nm (**Fig. 4.1**) que es de ~ 14,4 veces el valor a 2712 nm, 650 mW es tan efectiva como ~ 9,34 W de un láser de fibra de Er^{3+} :ZBLAN para el procesamiento de materiales húmedos. Con esta potencia modesta, hicimos micro huecos-ranuras en una pieza de papel blanco mantenido a ~ 3 mm del extremo de la fibra. Además, la fibra entregó una señal de emisión espontánea amplificada (ASE) convertida en luz verde altamente visible, producida en la transición ${}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$. Esta señal co-propagada fue usada como una guía visible para apuntar el láser. Además, creemos que la ESA en la transición ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_4$ asegura la inversión de población. Por lo tanto, no fue necesaria la oscilación simultánea a ~ 2100 nm para mantener al sistema oscilando, como lo requerido en trabajos similares **Refs. (4, 5)**. El hecho de tener una sola señal oscilando a 2950 nm permitió la alta estabilidad del sistema. Esto fue confirmado experimentalmente como se describe a continuación.

Después de operar el sistema dos horas, con el fin de estabilizar las señales, se midió cada 60 s y se promedió por 15 s ver **Fig. 4.5a**. Se nota que la máxima variación de 5 mW representa el 0,6 % del total de la potencia incidente, mientras que la desviación estándar (línea punteada) de $\pm 1,73$ mW representa una variación promedio de la potencia promedio (línea sólida) de $\pm 0,2$ % (1,73 mW/795 mW). Por otra parte, la potencia a ~ 2950 nm fue medida en la misma manera y graficada en la **Fig. 4.5b**. La variación máxima de 2 mW representa el 2 % y la desviación estándar ($\pm 0,86$ mW) representa el $\pm 0,9$ %. Estableciendo la estabilidad de la potencia como la diferencia entre la desviación estándar de estas señales, uno obtiene el 0,7 %. Este valor muestra el alto grado de estabilidad de la potencia.



a)

Figura 4.5a: Estabilidad de la potencia de bombeo incidente a 1175 nm.



b)

Figura 4.5b: Estabilidad de la potencia de salida a 2950 nm.

Con fines de comparación, se excitó el sistema a 1064 nm y se obtuvieron las mediciones que se muestran en la **Fig. 4.6**. Las curvas con cuadros y círculos sólidos representan dos series de estas mediciones. La pendiente de eficiencia promedio de las curvas fue de entre 8 % y 13 %, la eficiencia de conversión óptica máxima es 10 % y el valor de la potencia umbral es de 21 mW. Por lo tanto, podemos afirmar que esta señal de excitación se absorbe con menor eficiencia en las transiciones involucradas. Las curvas formadas con cuadros y círculos huecos representan las mediciones de la potencia de salida a 2950 nm excitando con 1175 nm, cuyos datos fueron extraídos de la **Fig. 4.4**. En cuanto al comportamiento de la curva en la región de bombeo entre 40 mW y 70 mW aún no podemos hacer afirmaciones. Sin embargo, esto es actualmente objeto de nuestro estudio.

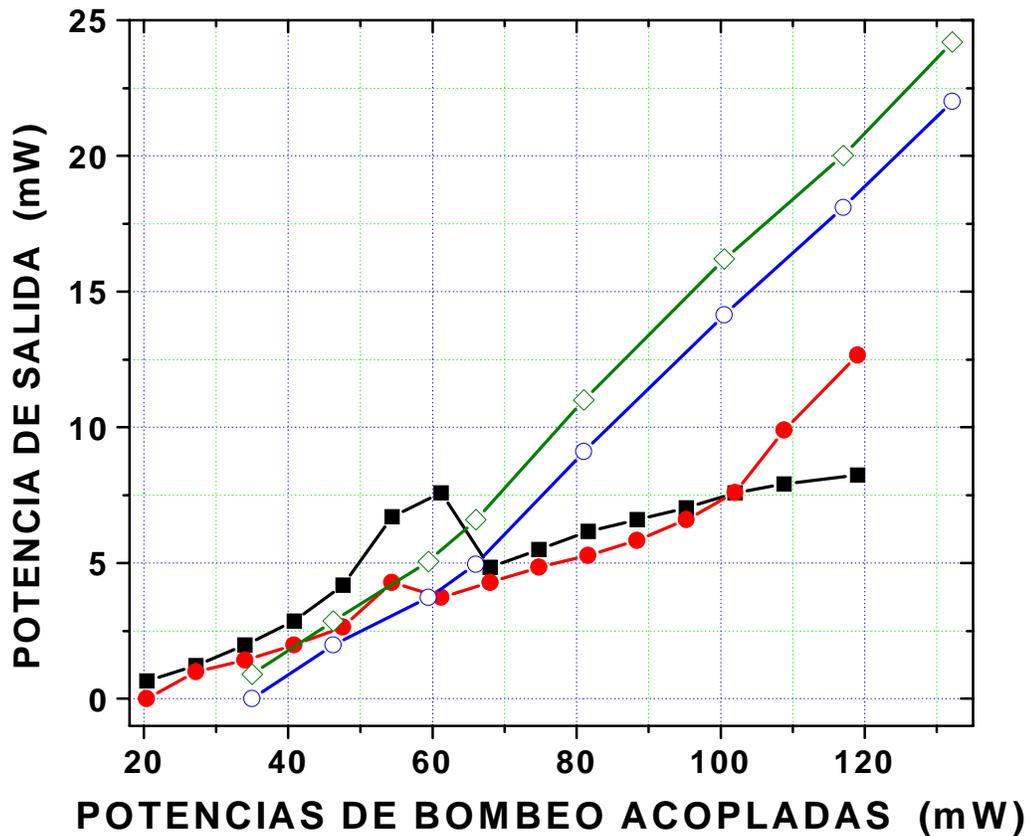


Figura 4.6: Potencia de la señal a 2950 nm como función de las potencias acopladas de bombeo a 1175 nm para las curvas con cuadros y círculos huecos y a 1064 nm las curvas con cuadros y círculos sólidos.

También fue importante caracterizar el perfil real de la intensidad entregada por el sistema. Para llevar a cabo esto, montamos el arreglo mostrado en la **Fig. 4.7**. Una pantalla negra con un hueco de 1 mm fue pegada enfrente de la cabeza del detector de un medidor de potencia óptica. La cabeza del detector fue movido a lo largo de la dirección radial $\rho(x)$ de un plano perpendicular al eje de la fibra (eje z). La **Fig. 4.8** contiene un arreglo típico de mediciones. Los datos representados por cuadrados fueron tomados a ~ 3 cm del extremo de la fibra, aunque el otro representado por círculos fue tomado a ~ 4 cm. Las curvas sólidas representan los ajustes gaussianos a los datos. Es notado el alto grado de proximidad entre las mediciones y las curvas teóricas.

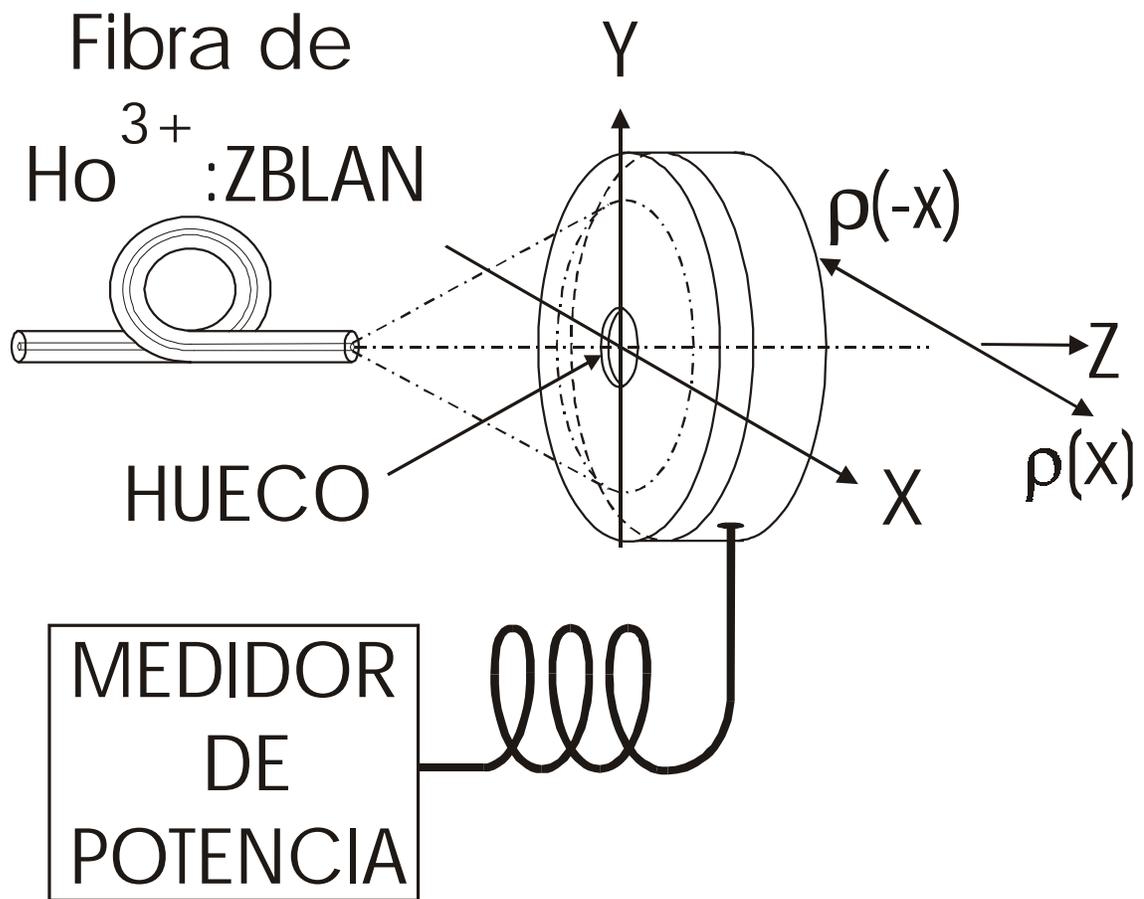


Figura 4.7: Diseño del arreglo experimental para medir el perfil de intensidad del haz láser a 2950 nm.

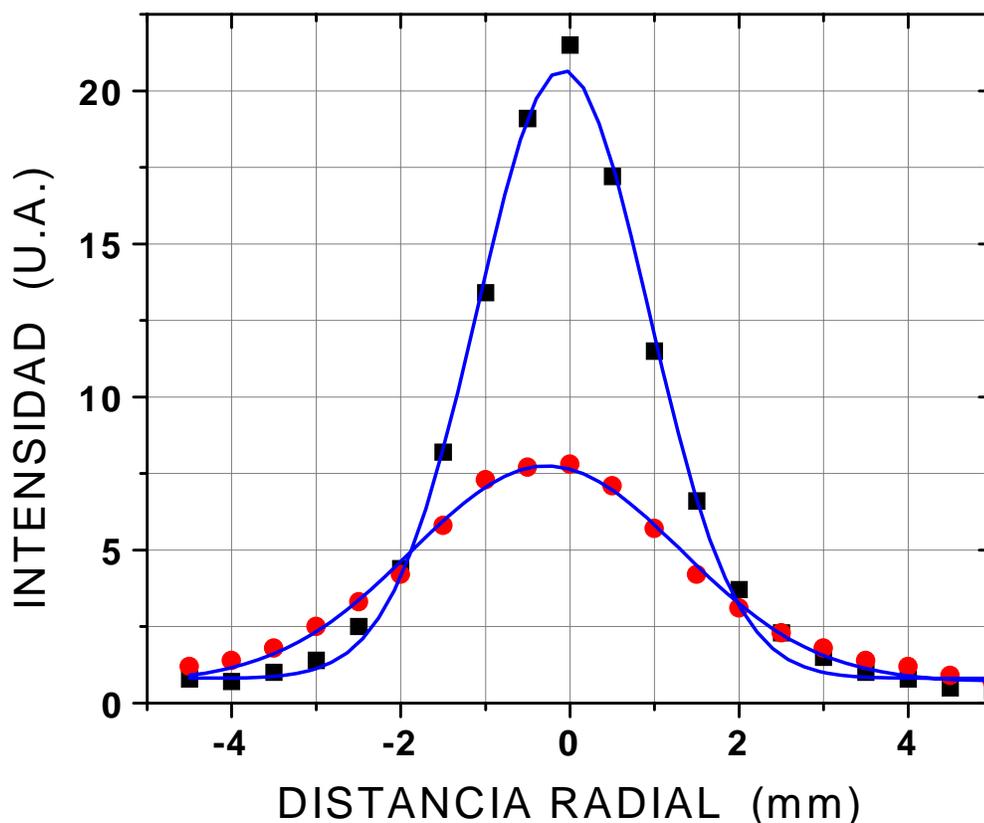


Figura 4.8: Mediciones del perfil de intensidad del haz a 2950 nm en la dirección radial (curvas formadas por puntos y cuadros), con una separación de 10 mm y sus respectivos ajustes que son representados con las líneas de color azul.

Obtener M^2 no fue posible debido a las limitaciones de nuestros instrumentos. Un haz de tal calidad puede ser enfocado en un micro punto de alta densidad, como se requiere en el procesamiento de materiales en alta precisión.

Las **Figs. 4.9 y 4.10** son fotografías de la fibra de Ho^{3+} : ZBLAN fluoresciendo en verde y en operación láser a 2950 nm, cortando una pieza de papel blanco.

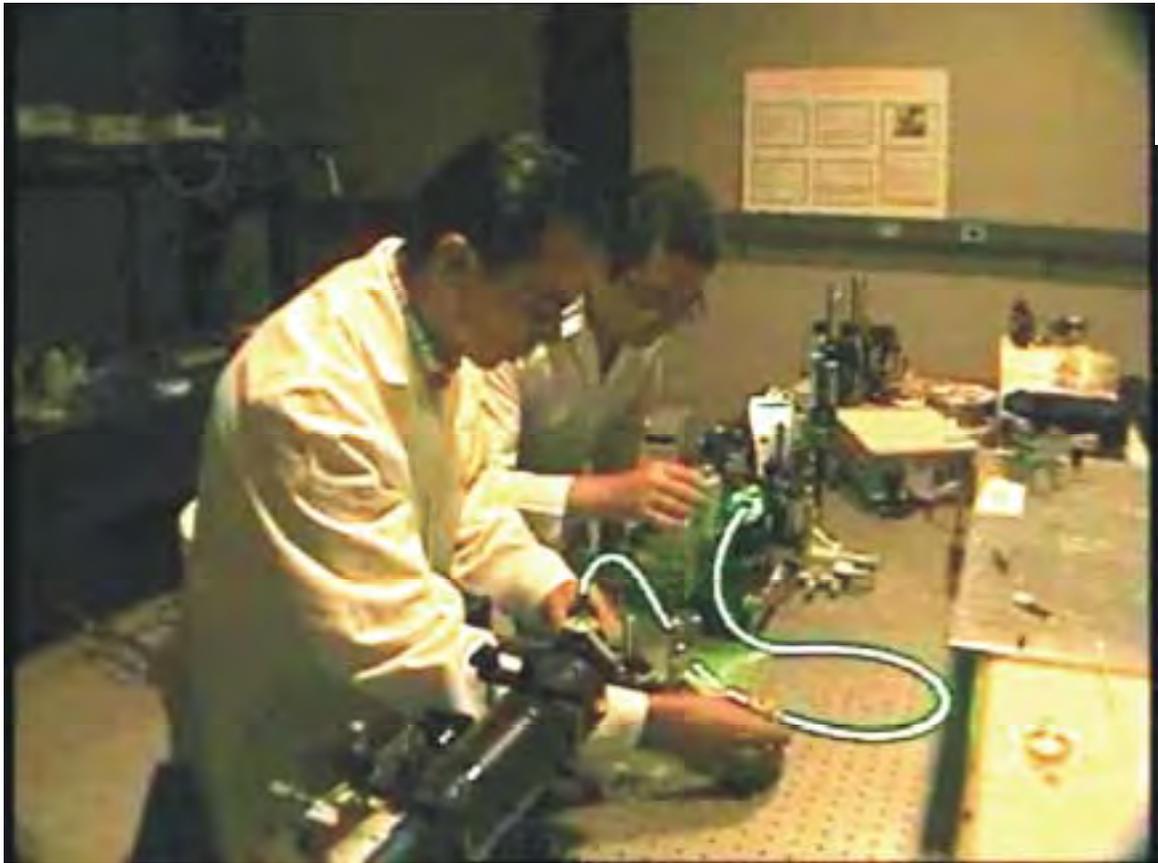


Figura 4.9: Fibra láser de Ho^{3+} :ZBLAN fluoresciendo en verde.

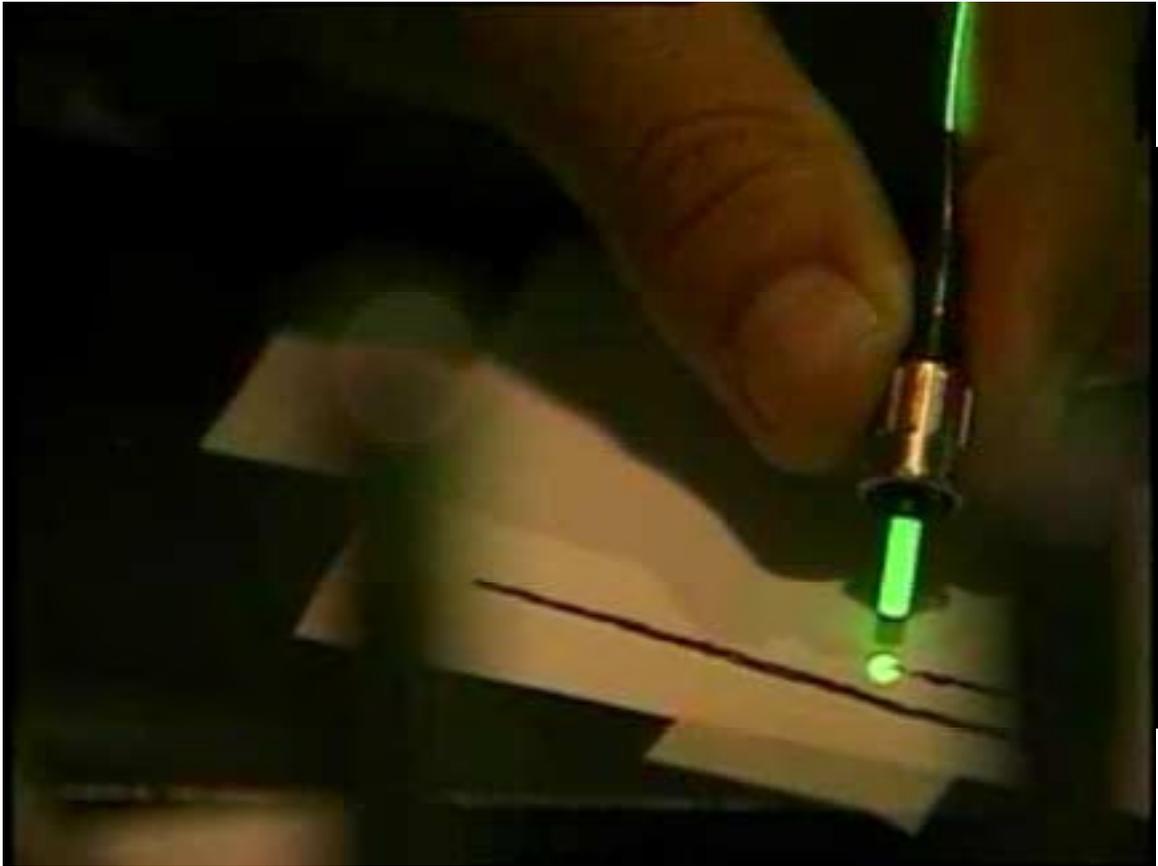


Figura 4.10: Demostración de la operación del láser a 2950 nm realizando unas ranuras en un pedazo de papel blanco. También se puede observar la luz verde de la transición de fluorescencia que sirve como apuntador del láser.

4.4 Conclusiones

Hemos demostrado un láser de fibra de ZBLAN dopado con iones de holmio monomodo emitiendo en onda continua en el pico de máxima absorción del agua (~ 2950 nm). La señal de bombeo a 1175 nm fue obtenida de un láser Raman de fibra de silica bombeada a 1064 nm. Las caracterizaciones del sistema de onda continua revelaron una estabilidad de la potencia de < 1 % y un perfil de intensidad Gaussiano. Una eficiencia de conversión óptica medida del 43 %, que es la más alta reportada en la literatura para estos

láseres, la máxima potencia de salida alcanzada (650 mW) puede reemplazar a un láser de fibra de Er^{3+} :ZBLAN de 9,34 W para aplicaciones en procesamiento de materiales húmedos. Estas potencias involucradas relativamente bajas hacen al sistema seguro y adecuado para muchas aplicaciones.

Bibliografía

- [1] FRANCE, P. W., Optical Fibre Lasers and Amplifiers, (Florida: Blackie), pp. 229.
- [2] Hale, G. M., and Query W. R., 1973, Appl. Opt., **12**, 555.
- [3] Wetenkamp, L., 1990, Electron. Lett., **26**, 883 .
- [4] Sumiyoshi, T., and Sekita, H., 1998, Opt. Lett., **23**, 1837.
- [5] Sumiyoshi, T., and Sekita, H., Arai, T., *et al.*, 1999, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **5**, 936.
- [6] Chen, D. Fincher, C. L., Rose, T. S., *et al.*, 1999, Opt. Lett., **24**, 385.
- [7] Sandrock, T., Dienes, A., and Huber, G., 1999, Opt. Lett., **24**, 3821.
- [8] Sandrock, T., Fischer, D., Glas, P., *et al.*, 1999, Opt. Lett., **24**, 1284.
- [9] Jackson, S. D., King, T. A., and Pollnau, M., 1999, Opt. Lett., **24**, 1133.
- [10] Jackson, S. D., 2004, Opt. Lett., **29**, 334.
- [11] Linden, K. J., 2004, IEEE Photon. Technol. Lett., **16**, 401.
- [12] Davey, S. T., Williams, D. L., Ainslie, B. J., *et al.*, 1989, IEE Proceedings, **136**, 301.
- [13] Carnall, W. T., Fields, P. R., and Rajnak, K., 1968, Chem. Phys., **49**, 4424.
- [14] Mejía E. B., Senin, A. A., Talmadge, J. M., and Eden, J. G., 2002, IEEE Photon. Technol. Lett., **14**, 1500.