



Efectos no lineales en fibras de sílice dopadas con iones de Yb^{3+} y Er^{3+} .

Presenta

M. en C. Ana Dinora Guzmán Chávez

COMO REQUERIMIENTO PARA LA OBTENCIÓN DEL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ÓPTICA)

DIRECTORES DE TESIS :

Dr. Yuri Barmenkov y Dr. Alexander Kir'yanov

León, Gto.

Abril, 2010

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA (CIO)
FIBRAS ÓPTICAS

The undersigned hereby certify that they have read and recommend to the CIO for acceptance a thesis entitled “**Efectos no lineales en fibras de sílice dopadas con iones de Yb³⁺ y Er³⁺.**” by **M. en C. Ana Dinora Guzmán Chávez** in partial fulfillment of the requirements for the degree of **Doctor en Ciencias (Óptica)**.

Dated: 21 de abril de 2010

Supervisors:

Dr. Yuri Barmenkov

Dr. Alexander Kir´yanov

Readers:

Dra. Ma. Alejandrina Martínez Gámez

Dr. Efraín Mejía

Dr. Eugenie Kuzin

... A Mis Padres

y

A Mi Hijo Sebastián

Tabla de contenido

Lista de Tablas	VII
Lista de Figuras	VIII
Agradecimientos	XIII
Capítulo 1	1
1. Introducción	1
Capítulo 2	6
2. Ion de tierra rara: Erblio	6
2.1. Propiedades electrónicas y ópticas de los iones de tierras raras	6
2.2. Secciones transversales y tiempos de vida	9
2.3. Espectroscopía básica del ion de Erblio	12
2.4. Absorción del estado excitado (ESA)	14
2.4.1. Absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo	16
2.4.2. Absorción del estado excitado a la longitud de onda de la señal	18
2.5. Ecs. gales. de razones atómicas para el bombeo y la señal para un sistema de múltiples niveles atómicos	20
Capítulo 3	25
3. Ion de tierra rara: Iterbio	25
3.1. Espectroscopía básica del ion de Iterbio	25
3.2. Transiciones cooperativas del par Yb^{3+} - Yb^{3+}	28
3.3. Centros de color	30
3.4. Luminiscencia por transferencia de carga en iones de iterbio en materiales dopados	31

Capítulo 4	36
4. Absorción del estado excitado a las longitudes de onda de la señal y de bombeo en fibras de sílice dopadas con erbio	36
4.1. Introducción	36
4.2. Espectro de absorción del estado excitado del erbio en fibras de sílice dentro del rango 1.48-1.59 μm	40
4.2.1. Modelo teórico	40
4.2.2. Resultados experimentales	46
Método primero: por medio de la UCE	50
Método segundo: por medio del coeficiente de transmisión de la longitud de onda de la señal	53
4.3. Absorción del estado excitado en fibras de sílice dopadas con erbio bombeadas simultáneamente a las longitudes de onda 977 y 1531 nm	58
4.3.1. Modelo teórico	58
4.3.2. Resultados experimentales	64
Método primero: por medio de la UCE	68
Método segundo: por medio del coeficiente de transmisión de la longitud de onda de bombeo	71
Capítulo 5	77
5. Estudio del foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento reversible en una fibra de sílice altamente dopada con iterbio	77
5.1. Introducción	77
5.2. Experimentación y Resultados	80
5.3. Discusiones	89
Capítulo 6	95
6. Conclusiones y Perspectivas a futuro	95
Bibliografía	99

Lista de Tablas

4.1. Valores que se usaron y se obtuvieron en el modelo teórico para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de la señal (ε_s) para una fibra con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de Er^{3+}), ver cuadro 4.2.	56
4.2. Otros parámetros que se usaron en el modelo teórico utilizado para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de la señal (ε_s). Fibra Thorlabs M5-980-125.	57
4.3. Valores que se usaron en el modelo teórico para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de bombeo (ε_p) cuando la EF es bombeada simultáneamente con $\lambda_p = 977$ nm y $\lambda_s = 1531$ nm para una fibra con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de Er^{3+}).	73

Lista de Figuras

2.1.	Diagrama de niveles de energía del vidrio dopado con erbio mostrando las transiciones de absorción y radiativas. Las longitudes de onda de las transiciones, dadas en nm, son indicadas solamente para las transiciones experimentales observadas en fibras de sílice dopas con erbio.	8
2.2.	Transiciones Stark correspondientes a la absorción y emisión de una fibra de aluminio-sílice dopada con erbio.	9
2.3.	Sección transversal para Al/P sílice mostrando desplazamiento entre la emisión y absorción.	14
2.4.	Diagrama de niveles de energía de vidrios dopados con Erblio, mostrando transiciones del estado base, GSA, y del estado excitado, ESA, las cuales corresponden a los picos de longitudes de onda.	15
2.5.	Espectro de absorción de la fibra dopada con Er mostrando (--) el coeficiente de absorción del estado base α_{GSA} y (---) los cambios inducidos por el bombeo en el coeficiente de absorción debido a ESA.	18
2.6.	Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema básico de tres niveles, donde la transición principal ocurre entre los niveles 1 (<i>estable</i>) y 2 (<i>meta – estable</i>). Los símbolos R , W y A corresponden a las razones de bombeo, emisión estimulada y decaimiento espontáneo entre los niveles relacionados. R y NR se refieren a la emisión radiativa y la no radiativa, respectivamente.	21

3.1.	Espectro de absorción del estado estable, espectro de emisión y diagrama de niveles de energía del Yb^{3+} en sílice. Las líneas sólidas indentifican las transiciones radiativas características del espectro de emisión.	27
3.2.	(A) Formación de un dímero (distancia inter-iónica menor que la distancia crítica) y (B) Niveles de energía de un dímero.	29
4.1.	Esquema simplificado de los niveles de energía del ion de Er^{3+} y los procesos involucrados a longitud de onda de excitación $\sim 1.5 \mu\text{m}$	40
4.2.	Arreglo experimental para obtener el espectro de UCE $\sim 980 \text{ nm}$ (emisión retrocedente) de la EF cuando es bombeada en el rango $\lambda_s = 1.48 - 1.49 \mu\text{m}$	47
4.3.	Espectro de UCE a longitud de onda de excitación $\lambda_s \sim 1.5 \mu\text{m}$	48
4.4.	Dependencia en λ_s de la señal del fotodetector (círculos, escala izquierda, curvas 1-3) y la potencia UCE frontal normalizada (estrellas, escala derecha, curva 4). Las curvas 1, 2 y 3 corresponden a diferentes valores de potencias de bombeo: 1, 5 y 10 mW; la curva 4 es para una potencia de bombeo de 10 mW.	49
4.5.	Arreglo experimental para obtener la dependencia en λ_s de la señal del fotodetector (potencia de emisión lateral integrada de la superficie de la EF).	50
4.6.	Parámetro ESA ε_s (en unidades relativas) calculado por medio de la señal del fotodetector (símbolos sólidos, escala izquierda) y los calculados (en valores absolutos) por medio del coeficiente de transmisión de la EF (estrellas huecas, escala derecha) para diferentes potencias de la señal λ_s . La línea sólida es el mejor ajuste polinomial.	52
4.7.	Arreglo experimental para obtener A) la transmitancia de λ_s a la entrada y salida de la EF y B) el espectro de ASE a la salida de la EF.	54
4.8.	Coefficiente de transmisión de la EF dependiente de la potencia de bombeo: los datos experimentales se muestran por círculos huecos (sin tomar en cuenta ASE) y círculos sólidos (tomando en cuenta ASE). Los resultados del modelo se muestran por líneas sólidas; cada línea se relaciona con un valor diferente del parámetro ESA, del $\varepsilon_s = 0 \rightarrow \varepsilon_s = 0.40$	55

4.9. Dependencia espectral de los coeficientes de absorción de pequeña señal (α_s), la ganancia de saturación completa (g) y la ganancia neta (g_s) de la EF.	58
4.10. Cinco niveles efectivos del Erbio (Er^{3+}) utilizados en el modelo para la obtención del parámetro ESA a la longitud de onda de bombeo.	59
4.11. Arreglo experimental para bombear simultáneamente la EF con $\lambda_p = 977$ nm y $\lambda_s = 1531$ nm y obtener A) las fotografías de la figura 4.12, B) los espectros de UCE frontales ~ 540 nm y C) la potencia a la entrada y salida de la EF para obtener el coeficiente de transmisión.	65
4.12. Fotografías de UCE a $\sim 520/ \sim 545$ nm obtenidas de la superficie lateral de la EF al excitar dentro del núcleo a (a) $\lambda_p = 977$ nm ($P_p = 260$ mW) y (b) simultáneamente a dos longitudes de onda $\lambda_p = 977$ nm y $\lambda_s = 1531$ nm ($P_p = P_s = 260$ mW)	66
4.13. Espectros de UCE frontales recolectados de una pieza de EF de 5 cm de largo al excitarse el núcleo a la longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 977$ nm ($P_p = 260$ mW) y a varias potencias ($P_s = 0, 25$ y 260 mW) de la señal $\lambda_s = 1531$ nm.	67
4.14. Arreglo experimental para obtener la dependencia experimental de la potencia UCE lateral (amplificada con un foto-multiplicador con un cátodo de cesio) en la potencia de la señal.	68
4.15. Símbolos: Dependencia experimental de la potencia UCE en la potencia de la señal (las mediciones fueron conducidas con un foto-multiplicador con cátodo de cesio): los círculos y los triángulos corresponden a dos diferentes series experimentales obtenidas con las mismas condiciones. La línea sólida: es el ajuste teórico a los datos experimentales obtenidos al modelar la UCE. En cada caso la potencia de bombeo fue $P_p = 260$ mW y la potencia de la señal P_s se varió de 0 a ~ 300 mW.	69

4.16. Las dependencias experimentales (símbolos) y teóricas (líneas sólidas) del coeficiente de transmisión de la onda de bombeo $\lambda_p = 977$ nm en la potencia de la onda de la señal $\lambda_s = 1531$ nm; los datos fueron obtenidos para tres diferentes longitudes de EF; las curvas teóricas son las mejores aproximaciones al utilizar los valores de los parámetros óptimos de ESA y SE ($\varepsilon_p = 0.95$ y $\xi_p = 1.08$).	72
4.17. Una ilustración que muestra la dispersión de los resultados modelados al variar los parámetros ESA y SE (buscar en el texto para ver como fueron generadas las curvas planas 1 a 4); los círculos en esta gráfica repiten los resultados experimentales mostrados en la figura 4.16 para una EF con 103 cm de longitud.	75
5.1. Arreglo experimental para A) medir el espectro de transmisión de la YF, B) foto-obscurecer la YF con un diodo laser a $\lambda = 977$ nm a diferentes dosis de irradiación y C) para foto-blanquear la EF con un laser He-Ne a $\lambda = 543$ nm a 1mW.	81
5.2. Foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento en una YF (977 nm @ 450 mW. Longitud de la YF - 3 cm; tiempo de irradiación - 1.5 horas)	82
5.3. Detalle en las diferencias de los espectros de absorción mostrando los efectos de a) foto-obscurecimiento y b) foto-blanqueamiento resonante en una YF (las mismas condiciones como en la figura 5.2)	84
5.4. Dinámica de a)foto-blanqueamiento resonante y b) foto-obscurecimiento en una YF (977 nm @ 450 mW; longitud de la YF - 3 cm)	86
5.5. Borrado de la YF foto-obscurecida al irradiarla con el laser He-Ne (543 nm @ 1 mW, tiempo de exposición - 1 hora)	88
5.6. Arreglo experimental para detectar la dinámica de la emisión lateral de la YF cuando es irradiada simultáneamente a ambas radiaciones, $\lambda = 977$ nm y $\lambda = 543$ nm.	89

5.7. Dinámica de la emisión lateral visible (la componente de IR fue eliminada) de una YF a irradiación simultánea de las señales 977 nm @ 250 mW y 543 nm @ 1 mW	90
---	----

Agradecimientos

Agradezco a todos aquellos que de alguna u otra manera contribuyeron a la realización de mi trabajo de tesis doctoral:

A Dios por darme la fortaleza para encarar los problemas y superar los obstáculos que se me presentaron.

A mis asesores el Dr. Yuri Barmenkov y al Dr. Alexander Kir´yanov por su asesoramiento y su conocimiento transmitido y en general al CIO por darme la oportunidad de obtener el grado de Dra. en Ciencias.

A David Rodríguez Carrera por todo su apoyo y por la confianza que tuvo en mí .

A toda mi familia y amigos que me brindaron apoyo y motivación.

A Conacyt por el apoyo económico brindado, con el número de becario 167827.

Capítulo 1

Introducción

Un paso clave en el desarrollo de las telecomunicaciones con óptica se refieren a la ingeniería con láseres de fibra dopados con Er^{3+} (EDFL) y amplificadores dopados con Er^{3+} (EDFA), hasta ahora los únicos dispositivos de fibra óptica fiables y ampliamente aplicables en la principal ventana de transmisión de las telecomunicaciones ($\sim 1.5\text{-}1.6 \mu\text{m}$) [1, 2, 3, 4]. Mientras que en las áreas de la tecnología, medicina, investigación básica, etc. se ha estado incrementando la aplicabilidad de los láseres de fibra dopados con Yb^{3+} (YFL), operando cerca de $1 \mu\text{m}$ [5, 6, 7, 8, 9]. Tanto los EDFL/EDFA y los YFL no están libres de ciertas carencias o limitaciones en su explotación; para el caso de los dispositivos dopados con Er^{3+} , presentan una eficiencia relativamente baja, comparados con los láseres y amplificadores dopados con iterbio (Yb^{3+}) y tienden a oscilar en algunas condiciones como en régimen pulsado [10, 11, 12, 13], que es algunas veces indeseado. Se ha mostrado en una línea de trabajos precedentes (ver por ejemplo [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]) que la principal fuente física para ambos

problemas mencionados es la presencia de la absorción del estado excitado (ESA) en un sistema con iones de Er^{3+} . Esto es inminente a los procesos del sistema, el cual comienza una vez que el medio dopado con erbio es bombeado a través de sus bandas de absorción del estado base (GSA), centrado en ~ 977 y ~ 1531 nm y aparece como una fuente prominente de pérdidas extras en las fibras dopadas con Er^{3+} (EF) [13, 14]. Las transiciones de ESA a estas longitudes de onda son potenciadas inmediatamente después de ser poblados, respectivamente, los estados excitados ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{11/2}$ del Er^{3+} a través de las transiciones GSA ($\sim 1480\text{-}1590$ nm: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) y (~ 977 nm: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$), así que los principales procesos ESA en las EF son, ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ y ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{7/2}$.

Para el caso de los láseres de fibra dopados con iterbio operando cerca de $1\mu\text{m}$ [5, 6, 7, 8, 9], su interés está incrementando continuamente por lo anteriormente ya mencionado. Sin embargo, un problema importante, el llamado efecto de foto-obscurecimiento (responsable de la degradación de la potencia de salida) [20, 21, 22], ha sido recientemente reconocido como un obstáculo cuando uno trabaja con un YFL, usando una fibra altamente dopada con iterbio (YF) y un alto nivel de inversión de población del Yb^{3+} (que toma lugar cuando se opera a altas potencias). Este efecto se manifiesta como un incremento considerable de las pérdidas en la YF activa, expandidas de la región UV al rango de la banda resonante del Yb^{3+} ($0.9 - 1.0 \mu\text{m}$) cuando se bombea a ~ 977 nm en la transición ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$. Se han reportado

como posibles fuentes del foto-obscurecimiento a transformaciones estructurales foto-inducidas o centros de color ([21, 23]), o la presencia de pares Yb^{3+} - Yb^{3+} [8] en YF altamente dopadas (por lo menos, una correlación fuerte de el foto-obscurecimiento, la concentración de iterbio y la presencia de pares Yb^{3+} - Yb^{3+} en YF altamente dopadas ya se ha reportado [8]). Parecen ser importantes las siguientes observaciones: la razón de foto-obscurecimiento depende fuertemente del nivel de inversión de población del Yb^{3+} [21, 22, 24] y el exceso de pérdidas pueden ser por lo menos parcialmente borradas con iluminación de luz UV (355 nm) [9] a la YF foto-obscurecida o calentándola a altas temperaturas (400 °C) [24]. Mientras tanto, la discusión sobre una posible influencia de la composición química de la YF en el foto-obscurecimiento da conclusiones absolutamente diferentes, frecuentemente opuestas. Por ejemplo, se ha reportado que una YF altamente codopada con aluminio (Al) permite un decremento del exceso de pérdidas en el visible, mientras los autores de la ref. [24] concluyen que al codopar con Al resultan pérdidas mucho más altas en una YF foto-obscurecida mas bien que una codopada con fósforo.

El presente trabajo está organizado de la siguiente manera: en los capítulos 2 y 3 se encuentra la parte teórica concerniente a los iones de tierras raras, el erbio Er^{3+} y el iterbio Yb^{3+} . El capítulo 4 está dividido en dos subcapítulos, en el primer subcapítulo se reporta el estudio del espectro de absorción del estado excitado (ESA) del Er^{3+} en fibras de sílice dopadas con erbio (EF) dentro de la banda de telecomunicaciones,

1.48 - 1.59 μm . Se reportan dos técnicas experimentales, la detección de la emisión de conversión hacia arriba seguido del proceso ESA y la medición del coeficiente de transmisión no lineal de la EF, ambas soportadas con teoría (desarrollando un modelo de cuatro niveles), la cual permite obtener el comportamiento espectral del parámetro ESA, el cual es la razón de las secciones transversales de absorción de ESA y del estado base, al excitar la fibra a las longitudes de onda $\lambda_s = 1.48 - 1.59 \mu\text{m}$. El segundo subcapítulo del capítulo 4 es el estudio de la absorción del estado excitado (ESA) del Er^{3+} en fibras de sílice dopadas con erbio (EF) a la longitud de onda de bombeo 977 nm cuando la fibra está excitada simultáneamente a la longitud de onda de la señal 1531 nm. Se muestra experimentalmente y teóricamente que la eficiencia ESA a la longitud de onda de bombeo se intensifica en la presencia de la radiación de la señal. Experimentalmente esta conclusión esta soportada a través de la detección de la emisión de conversión hacia arriba, una firma del proceso ESA y las mediciones del coeficiente de transmisión no lineal a la longitud de onda de bombeo, la cantidad mas sensible a la razón entre ESA y la absorción del estado base. Se muestra que los datos obtenidos experimentalmente pueden ser modelados con precisión, aplicando un nuevo desarrollo teórico donde se propone un modelo del Er^{3+} avanzado de cinco niveles.

En el capítulos 5 se reportan los resultados experimentales donde se muestra el comportamiento del foto-obscurecimiento con bombeo a 977 nm y foto-blanqueamiento con bombeo a 543 nm, de una fibra de sílice

altamente dopada con iterbio. Se muestra que al bombear la fibra a la longitud de onda resonante 977 nm existe un incremento de la absorción en el amplio rango espectral (400-1000 nm, foto-obscurecimiento) y un decremento simultáneo del coeficiente de absorción resonante cerca de un 1 μm (foto-blanqueamiento resonante). Tales transformaciones de absorción del iterbio permiten proponer que el foto-obscurecimiento es evidencia de que el bombeo a 977 nm estimuló el proceso de transformación de los iones $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$, para alcanzar la formación de sus propios centros Yb^{2+} y el foto-blanqueamiento se estima del correspondiente decremento de la concentración de iones Yb^{3+} . Se ha demostrado que cuando la fibra dopada con iterbio foto-obscurecida es expuesta a la luz con longitud de onda 543 nm, resulta un regreso parcial de las propiedades iniciales de la fibra (blanqueamiento del amplio espectro de pérdidas en el visible y un incremento del pico de absorción resonante del Yb^{3+} cerca de los 977 nm). Por lo que se revela un proceso inverso, $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$, que posiblemente se lleva a cabo en el último caso.

En el capítulo 6 se presentan las conclusiones con respecto al fenómeno ESA a la longitud de la señal, ESA de bombeo cuando está bombeada simultáneamente a la longitud de onda 1531 nm en fibras dopadas con erbio y los fenómenos involucrados que dan origen al foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento en fibras dopadas con iterbio. También se proponen las perspectivas a futuro. Y por último la bibliografía consultada para soportar el estudio completo del presente trabajo doctoral.

Capítulo 2

Ion de tierra rara: Erblio

2.1. Propiedades electrónicas y ópticas de los iones de tierras raras

Los iones de tierras raras, más específicamente lantánidos bivalentes o trivalentes, se han usado como activadores en muchos de los 425 conocidos cristales láser, muchos de los cuales tienen una estructura ordenada. El nivel trivalente ($3+$) de ionización es el más estable para los iones lantánidos, por lo que la mayoría de los dispositivos ópticos usan iones trivalentes para generar oscilaciones láser, generalmente observadas en redes de vidrio dopados con dichos iones, ya sea en forma de bulto o en fibras. La configuración electrónica de una tierra rara (lantánidos) es $[\text{Xe}] 4f^N 5d^0 6s^2$, en la ionización se remueven preferentemente los electrones $6s$ y $5d$, respectivamente, una consecuencia de la suceción energética en el llenado de las subcapas por los electrones, por

lo que la configuración electrónica de una tierra rara trivalente es $[\text{Xe}] 4f^{N-1}5s^25p^6$. Los electrones internos $N-1$ de la capa $4f$ son escudados por campos externos de las capas más alejadas $5s$, $5p$; esta propiedad origina las transiciones láser entre capas $4f \rightarrow 4f$ de los materiales láser de estado sólido dopados con tierras raras, que exhiben líneas relativamente delgadas, comparado con el caso de transiciones entre metales. Por lo que el espectro óptico de los iones de tierras raras trivalentes observado en el infrarojo (IR) y en el visible es una consecuencia de las transiciones entre los estados $4f$. Para el Er^{3+} $N=12$, por lo que la capa $4f$ contiene 11 electrones. De la teoría atómica cuántica, los posibles estados de un átomo multi-electrón están referidos por $^{2S+1}L_J$ (notación JLS [25, 26]), donde L es el momento orbital total, S el espín total de los electrones y momento angular total $J = |L + S|$ ó $|L - S|$, si la capa está llena mas o menos de la mitad, respectivamente. Los niveles de energía correspondientes a cada posible estado atómico $^{2S+1}L_J$ para el vidrio dopado con Er^{3+} se muestra en la figura 2.1.

Se dice que los estados están degenerados cuando varios estados cuánticos pueden corresponder a los mismos niveles de energía atómica, determinada por el número cuántico principal n (determina la densidad de distribución radial de probabilidad de un electrón). Dicha degeneración es debido a débiles perturbaciones, y una de éstas es la relacionada con el campo de interacción en el cristal o efecto Stark, [27] y [28]. Este efecto ocurre solamente cuando el ion de tierra rara está rodeado por un campo eléctrico externo (también llamado campo

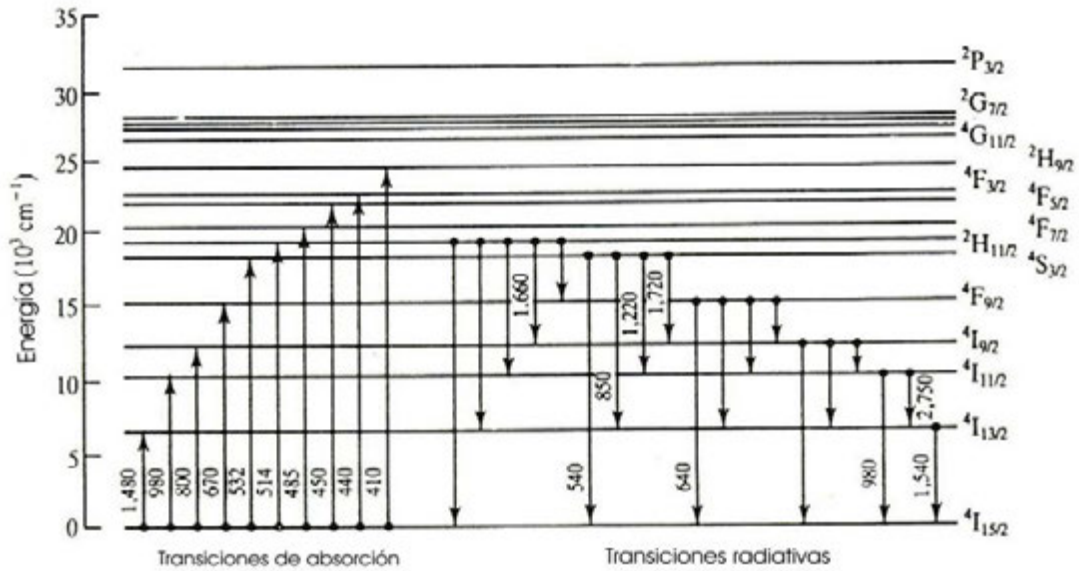


Figura 2.1: Diagrama de niveles de energía del vidrio dopado con erbio mostrando las transiciones de absorción y radiativas. Las longitudes de onda de las transiciones, dadas en nm, son indicadas solamente para las transiciones experimentales observadas en fibras de sílice dopas con erbio.

ligando) originado de una red cristalina o de vidrio, resultando en un surgimiento de degeneraciones de los niveles SLJ. Desde que en una red de vidrio, el campo ligando varia aleatoriamente de sitio en sitio, las divisiones entre niveles de energía son también aleatorias.

De las reglas de mecánica cuántica, la degeneración total de un estado atómico es $g = 2J + 1$. Pero para el caso de una perturbación, el máximo número de niveles de energía o niveles Stark es $g = J + 1/2$ de acuerdo a la regla de Kramers. De acuerdo a ésta regla, el máximo número de subniveles Stark para $4I_{15/2}$ y $4I_{13/2}$ en Er^{3+} son $g_1 = 8$ y $g_2 = 7$, respectivamente. En la figura 2.2 se muestran las degeneraciones

de los niveles ${}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2}$ del sílice dopado con erbio.

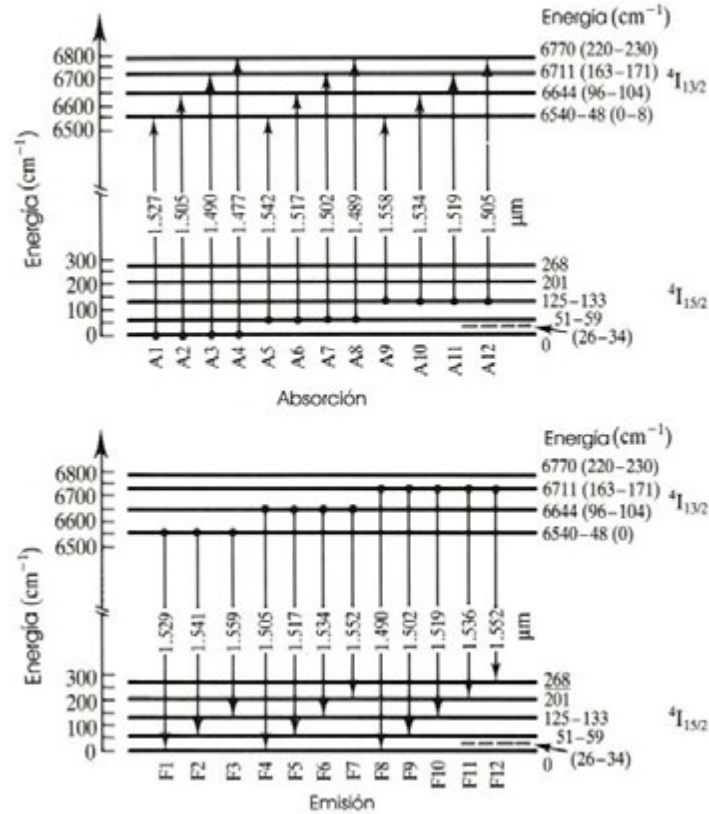


Figura 2.2: Transiciones Stark correspondientes a la absorción y emisión de una fibra de aluminio-sílice dopada con erbio.

2.2. Secciones transversales y tiempos de vida

Una propiedad importante que debe conocerse para describir las características de un componente luminescente es la sección transversal. Ésta describe esencialmente la interacción de la luz con el ion en función de la frecuencia o longitud de onda de la luz. Dicho de otra manera, las

secciones transversales cuantifican la habilidad de un ion en absorber y emitir luz y están relacionadas con los coeficientes A y B de Einstein. Por simplicidad, la sección transversal de la transición entre dos estados de un ion representa la probabilidad de que la transición ocurra con la emisión o absorción de un fotón. Dados dos estados 1 y 2, con energías respectivas E_1 y E_2 ($E_1 \leq E_2$), la probabilidad de transición para la absorción de un fotón de energía ($E_2 - E_1$) es proporcional a la sección transversal σ_{12} , y para la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal de emisión σ_{21} . Las dimensiones de la sección transversal son de área. La cantidad de potencia de luz absorbida P_{abs} por un ion que recibe luz incidente a una frecuencia ω esta dada por:

$$P_{abs} = \sigma_{12}I \quad (2.1)$$

donde I es la intensidad de la luz incidente. Dividiendo por la energía del fotón, $\hbar\omega$, se obtiene entonces la razón de absorción en número de fotones:

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{\hbar\omega} = \sigma_{12} \Phi(\omega) \quad (2.2)$$

donde $\Phi(\omega)$ es el flujo de fotones en unidades de número de fotones por unidad de tiempo. Similarmente, la cantidad de potencia de luz estimulada emitida por un ion con intensidad de la luz incidente I en él, está dada por:

$$P_{em} = \sigma_{21}I \quad (2.3)$$

Intuitivamente, la sección transversal de absorción puede pensarse como una clase de área designada que puede interceptar un flujo de luz para atrapar los fotones que fluyen a través de él.

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida de un ion del estado excitado. El decaimiento de la población en un nivel dado, para un conjunto de iones excitados, es exponencial con una constante de tiempo igual al tiempo de vida. Cuando existen varios caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales de cada camino. Los tiempos de vida individuales también pueden ser asignados a esos caminos de decaimiento. Usualmente, el tiempo de vida para un nivel dado en tierras raras se sigue de la consideración de dos caminos principales, el radiativo y el no radiativo:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.4)$$

donde τ es el tiempo de vida total, τ_r el tiempo de vida radiativo y τ_{nr} el tiempo de vida no radiativo. El tiempo de vida radiativo surge de la fluorescencia del nivel excitado a los niveles que están debajo de él. Los tiempos de vida radiativos tienden a ser largos, en el orden de microsegundos o milisegundos.

Los tiempos de vida no radiativos dependen en gran medida de la naturaleza del vidrio o de la red de cristal y se manifiesta a través del acoplamiento entre las vibraciones de la red y los estados de los iones de tierras raras. En el proceso no radiativo, el proceso de desactivación del nivel excitado en tierras raras está acompañado por la emisión de uno o muchos fonones (elementalmente vibraciones de la red). Los procesos no radiativos en tierras raras están bien estudiados, y la regla es considerar el nivel directamente debajo del nivel excitado y medir la diferencia de energía en unidades del fonon con la más alta energía de la red, el cual será un fonon óptico. El número más alto de fonones que se necesitan para puentear el gap, es seguramente la probabilidad de la transición, [29]. La probabilidad de transición no radiativa cae exponencialmente con el número de fonones requeridos para puentear la energía de gap al siguiente nivel mas bajo. La razón no radiativa incrementa con la temperatura, puesto que la población de fonones incrementa con la temperatura.

2.3. Espectroscopía básica del ion de Erbio

La clave del éxito del erbio es que el nivel superior de la transición amplificadora, $^4I_{13/2}$, está separado por una larga energía de gap del próximo estado inferior, por lo que el tiempo de vida correspondiente es muy largo y principalmente radiativo. El valor del tiempo de vida es alrededor de 10ms y varía dependiendo de la red y la concentración

de erbio. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$ con una débil fuente de bombeo.

Varias transiciones láser de interés en los láseres de fibra con base sílice dopados con erbio es la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ con alta ganancia centrada alrededor de $1.5 \mu\text{m}$, ver figura 2.3. Esta transición termina en el multiplete estado base ${}^4I_{15/2}$, figura 2.2; por consiguiente es esencialmente una transición de tres niveles. Sin embargo, este multiplete es bastante ancho, de manera que las transiciones de la longitud de onda más largas ($\sim 1.6 \mu\text{m}$ o mayores) terminan en los niveles superiores menos poblados del múltiple y son transiciones casi de cuatro niveles. Existen otras transiciones importantes en el Er^{3+} , de las cuales destaca la transición con emisión en el visible (verde), de otro nivel meta-estable del Er^{3+} al nivel base, ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ con emisión en $\sim 520 \text{ nm}$ y $\sim 545 \text{ nm}$ [30], transición derivada de la despoblación del estado ${}^4F_{7/2}$ y el estado ${}^2H_{11/2}$ por vía no radiativa.

Varias bandas de bombeo están disponibles para poblar el nivel meta-estable ${}^4I_{13/2}$, [18, 31]. Con la tecnología actual, el bombeo con diodos láser es posible alrededor de los 810, 980 y 1480 nm. Otras bandas de bombeo incluyen los 660 nm (al nivel ${}^4F_{9/2}$) como también 532 y 514.4 nm (al nivel ${}^4H_{11/2}$), ver la figura 2.1 y la inserción de la figura 2.3. Desafortunadamente, las longitudes de onda de bombeo 514.5 nm y $\sim 810 \text{ nm}$ sufren de fuerte ESA (absorción del estado excitado), ver figura 2.5, la cual causa una indeseable pérdida de fotones de bombeo. Sin

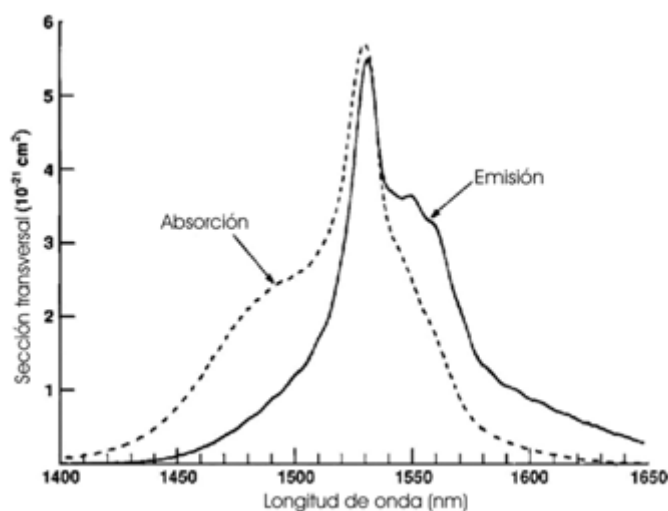


Figura 2.3: Sección transversal para Al/P sílice mostrando desplazamiento entre la emisión y absorción.

embargo, el sílice dopado con erbio puede ser bombeado eficientemente con longitudes de onda libres de ESA, incluyendo aquellas alrededor de los 532, 660, 980 (a bajas potencias) y 1480 nm, ver figura 2.5, aunque las dos principales regiones de bombeo son 1480 nm y 980 nm las cuales están vistas de que proveen una absorción significativa. Con bombeo a 980 nm, derivado de la ESA, existe una conversión laser hacia arriba con emisión en ~ 545 nm [30, 32].

2.4. Absorción del estado excitado (ESA)

Absorción del Estado Excitado o ESA, está definida como un proceso de absorción el cual no se origina en el estado base del ion laser, pero sí de un estado más alto; excitado, generalmente el nivel superior

del ion de interés. El proceso ESA puede afectar a los osciladores y amplificadores en dos modos distintos: a través de absorciones parásitas a la longitud de onda de bombeo o a la longitud de onda de la señal amplificada o salida laser (ESA a la longitud de onda de la señal). El efecto de estos dos procesos es diferente, aunque ambos resultan en una reducción de la eficiencia del dispositivo.

El efecto de ESA puede ocurrir de cualquier nivel de energía con población atómica finita. En vidrios de sílice dopados con erbio, el proceso ESA es mas probable de iniciarse del nivel meta-estable $^4I_{13/2}$, ya que los otros niveles con energías mas altas se caracterizan por tasas rápidas de relajaciones no radiativas.

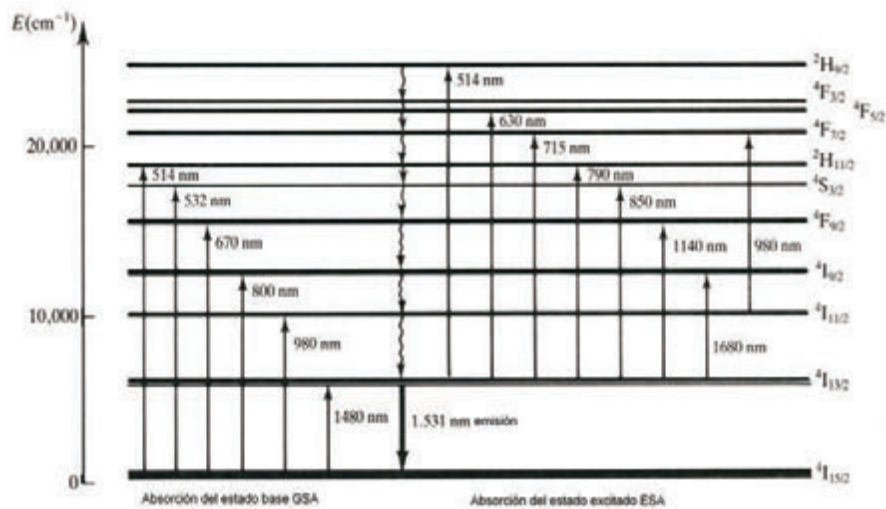


Figura 2.4: Diagrama de niveles de energía de vidrios dopados con Erbio, mostrando transiciones del estado base, GSA, y del estado excitado, ESA, las cuales corresponden a los picos de longitudes de onda.

2.4.1. Absorción del estado excitado a la longitud de onda de bombeo

Los efectos perjudiciales de la ESA a la longitud de onda de bombeo son generalmente de mayor importancia para sistemas laser de tres niveles tales como el erbio. En referencia a la figura 2.4, las posibles transiciones ESA surgen del nivel meta-estable ${}^4I_{13/2}$. Desafortunadamente, muchas de éstas transiciones coinciden con transiciones de bombeo del estado base; la longitud de onda de bombeo 980 nm, entre otras, se usa como ilustración. El efecto de ESA a la longitud de onda de bombeo puede ser severo para los amplificadores u osciladores bombeados a éstas longitudes de onda. Para el caso del erbio en sílice, ESA a la longitud de onda de bombeo no resulta en una remoción permanente de la población del nivel meta-estable; las altas tasas de decaimiento extremadamente no radiativas de los niveles superiores cercanos aseguran que los iones que llegan hacer altamente excitados a través de ESA a la longitud de onda de bombeo rápidamente se relajen hacia el nivel meta-estable. Los efectos netos es que la energía de bombeo se gasta pero no se incrementa la inversión.

Pero las mediciones experimentales mostradas en la figura 2.5, revelan que la ESA a la longitud de onda de bombeo, iniciada en el nivel meta-estable ${}^4I_{13/2}$, no existe cerca de 980 nm. Pero el diagrama de energía de la figura 2.4 muestra que ESA a 980 nm puede ser iniciada del nivel de corta vida ${}^4I_{11/2}$; el nivel terminal es el ${}^4F_{7/2}$. Debido a que el

nivel de población ${}^4I_{11/2}$ es rápidamente despoblado via decaimiento no radiativo (mencionado anteriormente), ESA de este nivel puede ocurrir solamente a altos niveles de potencia de bombeo.

Entonces para el efecto de ESA a la longitud de onda de bombeo, la luz de bombeo a la frecuencia ν no es absorbida del nivel base (1) de los iones de erbio, pero sí de un nivel excitado (2), debido a la existencia de un nivel (3) con un intervalo de energía $\Delta E_{32} = E_3 - E_2 \sim h\nu_p$. Este proceso sucede solo si la sección transversal ESA se traslapa con la absorción transversal del estado base (GSA) o sección transversal de bombeo.

La evidencia experimental para este proceso es la luminiscencia de upconversion ($\lambda = 525 - 550$ nm) la cual puede ser observada a altas potencias de bombeo a 980 nm [30, 33]. Esta fluorescencia corresponde a la transición radiativa del nivel vecino ${}^4S_{3/2}$ de baja energía.

Con referencia a la figura 2.5 [34] se define:

$$x = \alpha_{ESA}(\lambda_p) - \alpha_{GSA}(\lambda_p) = \left[\frac{\alpha_{ESA}(\lambda_p)}{\alpha_{GSA}(\lambda_p)} - 1 \right] \alpha_{GSA}(\lambda_p)$$

donde $\alpha_{ESA}(\lambda_p)$ y $\alpha_{GSA}(\lambda_p)$ son las secciones transversales de absorción de ESA y GSA.

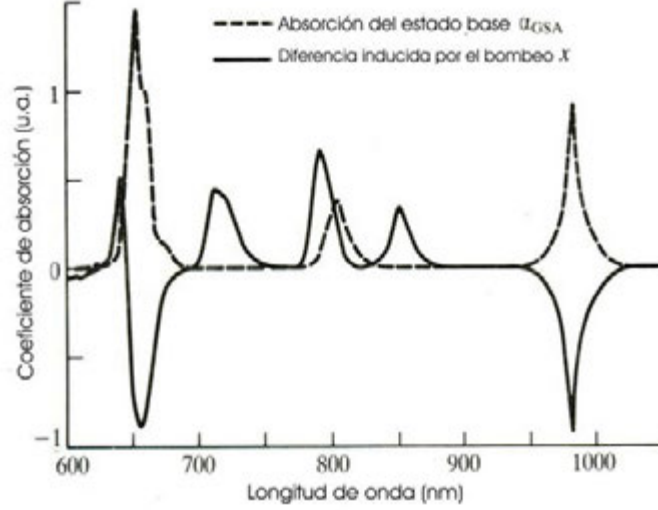


Figura 2.5: Espectro de absorción de la fibra dopada con Er mostrando (---) el coeficiente de absorción del estado base α_{GSA} y (—) los cambios inducidos por el bombeo en el coeficiente de absorción debido a ESA.

2.4.2. Absorción del estado excitado a la longitud de onda de la señal

Si nosotros consideramos la absorción del estado excitado a la longitud de onda de la señal, entonces nosotros encontramos que, aunque pequeñas cantidades de ESA a la longitud de onda de la señal reduce la ganancia del amplificador muy ligeramente, valores mas grandes pueden acarrear un efecto considerable. Considerando el erbio en un sistema de sílice otra vez, una posible transición ESA del nivel meta-estable $^4I_{13/2}$ al estado excitado $^4I_{9/2}$; si $\sigma_{ESA}(\lambda_s)$ no es cero, entonces el coeficiente de emisión estimulada neta está dado por:

$$\sigma_{eff}(\lambda_s) = \sigma_{SE}(\lambda_s) - \sigma_{ESA}(\lambda_s)$$

y si el coeficiente ESA excede el coeficiente de emisión estimulada, la razón de absorción ascendente excederá la razón de emisión estimulada y no será posible la ganancia por mucha potencia de bombeo se disponga. Niveles mas bajos de ESA, permitirán la acción laser y ganancia, por lo que no obstante afectará la eficiencia del dispositivo [35].

El efecto de ESA a la longitud de onda de la señal, la señal de la luz con energía $h\nu$ es absorbida del nivel 2 meta-estable al nivel 3, debido a la coincidencia en el intervalo de energía, es decir, $\Delta E_{32} = E_3 - E_2 \sim h\nu_s$. Entonces, se puede decir que de dicho proceso resulta un exceso de pérdidas para la señal, el cual reduce la ganancia de la fibra.

Debido a la localización accidental de los niveles de energía, las transiciones ESA cerca de 1500nm (transición ESA a 1680 nm) inician del nivel ${}^4I_{11/2}$ de tiempo de vida corto. Además para que ocurra ESA a una longitud de onda específica (ya sea de bombeo o de la señal), la sección transversal de absorción σ_{ESA} correspondiente tiene que ser importante con respecto a la sección transversal de GSA σ_{GSA} . La transmisión de la fibra es afectada por ESA y por la razón $\varepsilon = \frac{\sigma_{ESA}}{\sigma_{GSA}}$.

La evidencia experimental del efecto de ESA a la longitud de onda de la señal, es la observación de la luminiscencia de upconversion ($\lambda = 980$ nm) cuando la EDF es bombeada a $\lambda \sim 1.48 \mu\text{m}$ [18, 36]. Esta luminiscencia corresponde a la transición radiativa que toma lugar entre los niveles ${}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2}$ y ocurre después de una relajación no radiativa del nivel ${}^4I_{9/2}$ [18, 36]. Un proceso similar de luminiscencia de upconversion

se observa con la transferencia de energía cooperativa (CET) entre dos iones de Er^{3+} . La CET es dependiente de la concentración, diferente a la ESA a la longitud de onda de bombeo.

2.5. Ecs. grales. de razones atómicas para el bombeo y la señal para un sistema de múltiples niveles atómicos

Con respecto a la figura 2.6, por definición, el nivel 1 es el nivel o estado base, el nivel 2 es el estado meta- estable caracterizado por un tiempo de vida largo y el nivel 3 es el nivel de bombeo. Las transiciones láser de interés toman lugar entre los niveles 1 y 2. Para ser exactos, éste sistema de tres niveles corresponde al caso del Er^{3+} , en el cual el nivel base es el nivel donde termina la transición láser.

La razón de bombeo de los niveles 1 y 3 es R_{13} y la razón de emisión estimulada entre los niveles 3 y 1 es R_{31} . Del estado excitado correspondiente al nivel 3, existen dos posibilidades de decaimiento, la radiativa ($A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) y la no radiativa (razón A_{32}^{NR}). Se asume que el decaimiento espontáneo del nivel 3 es predominantemente no radiativo, es decir, $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$. Las razones de absorción y emisión estimulada entre los niveles 1 y 2 son W_{12} y W_{21} , respectivamente. El decaimiento de radiación espontánea y no radiativo del estado excitado correspondientes

al nivel 2 es ($A_3 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$), con $A_{21}^R = 1/\tau$, por definición es el tiempo de vida de la fluorescencia. Se asume que el decaimiento espontáneo es esencialmente radiativo, $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$. De lo siguiente, los decaimientos espontáneos de los niveles 2 y 3 simplemente serán referidos como A_{21} y A_{32} . Entonces N_0 es la densidad de iones en el sistema y N_1 , N_2 y N_3 son las densidades de población de los átomos en los estados de energía 1, 2 y 3 respectivamente. Por definición: $N_1 + N_2 + N_3 = N_0$.

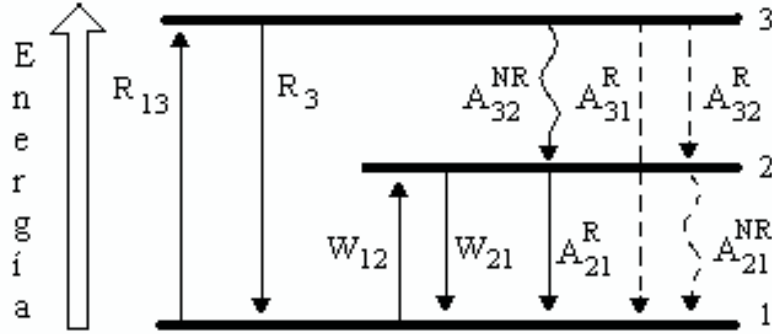


Figura 2.6: Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema básico de tres niveles, donde la transición principal ocurre entre los niveles 1 (*estable*) y 2 (*meta – estable*). Los símbolos R , W y A corresponden a las razones de bombeo, emisión estimulada y decaimiento espontáneo entre los niveles relacionados. R y NR se refieren a la emisión radiativa y la no radiativa, respectivamente.

Ahora se pueden escribir las ecuaciones de razones atómicas correspondientes a éstas poblaciones:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.5)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (2.7)$$

Considerando ahora el régimen de estado estable donde las poblaciones son invariantes en el tiempo ($\frac{dN_i}{dt} = 0$, $i = 1, 2$ y 3). Entonces se obtiene después de un adecuado manejo algebraico las ecuaciones:

$$N_1 = N_0 \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (2.8)$$

$$N_2 = N_0 \frac{R\tau + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (2.9)$$

donde $R = R_{13}$. Las poblaciones del estado estable descritas por las ecuaciones anteriores se centran en el cálculo del coeficiente de ganancia de las fibras dopadas con Erblio, todas estas asunciones hechas para éste particular sistema láser de tres niveles se aplica enteramente al caso de iones de Er^{3+} en vidrio base sílice. Para tomar en cuenta en el sistema los efectos de ESA de bombeo y a la señal de generación, donde los átomos pueden ser excitados a otros niveles por absorción de un fotón de bombeo o de señal del nivel meta-estable 2, se introducen en las ecuaciones 2.5, 2.6, 2.7 las transiciones correspondientes a la ESA, tomando en cuenta las siguientes razones R_{34} , A_{43} , A_{41} . La razón de emisión W_{21} a la coordenada z de la fibra y a la distancia r del eje del núcleo es proporcional a la intensidad de la señal $I_s(r, \theta)$ y está dada por:

$$W_{21}(r, z) = \frac{\lambda_s^2}{8\pi n^2 h \nu_s \tau} I_s(r, z) g(\nu_s) \quad (2.10)$$

con $\nu_s = c/\lambda_s$. Remplazando la expresión $g(\nu_s) = 8\pi n^2 \tau \sigma_e(\nu_s) / \lambda_s^2$ para la función de la forma de línea en la ecuación anterior:

$$W_{21}(r, z) = \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h \nu_s} I_s(r, z) \quad (2.11)$$

Para la razón de bombeo $R(r, z)$ introducimos una definición similar a la de W_{12} :

$$R(r, z) = \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h \nu_s} I_s(r, z) \quad (2.12)$$

Ahora tomando en cuenta los efectos de la luz confinada en la guía de onda de la fibra y relacionando los parámetros de la guía de onda a las razones de emisión estimulada y de bombeo. Cuando la señal de un rayo de luz con intensidad I_s a la longitud λ_s atraviesa una porción de un medio láser de grosor infinitesimal dz y densidades de población atómica N_1 , N_2 y N_3 , éste último poblado por el efecto de ESA, el cambio de la intensidad I_s está dada por:

$$\frac{dI_s}{dz} = -\sigma_{12}(\lambda_s) N_1 I_s + \sigma_{21}(\lambda_s) N_2 I_s - \sigma_{23}(\lambda_s) N_2 I_s \quad (2.13)$$

donde $\sigma_{12}(\lambda_s)$ y $\sigma_{23}(\lambda_s)$ son las secciones transversales de absorción del estado base y excitado respectivamente y $\sigma_{21}(\lambda_s)$ de emisión de la

transición a λ_s . Consideremos ahora el hecho de que la luz de la señal está totalmente guiada en la fibra. En una fibra mono modo, la potencia de la señal acoplada dentro del modo tiene una distribución espacial finita sobre el plano transversal de la fibra. Si la envolvente del modo está definida como $\psi_s(r, \theta)$, donde (r, θ) representan las coordenadas transversales cilíndricas; y si la potencia óptica acoplada dentro del modo es P_s , podemos definir la distribución de la intensidad de la luz $I_s(r, \theta)$ en el plano transversal de la fibra como:

$$I_s(r, \theta) = P_s \frac{\psi_s(r, \theta)}{\int_s \psi_s(r, \theta) r dr d\theta} \quad (2.14)$$

Es evidente, de la definición anterior 2.14 que, $P_s = \int I_s(r, \theta) r dr d\theta$. La intensidad de saturación para un sistema básico está definida como:

$$I_{sat}(\nu_s) = \frac{4\pi n^2 h \nu_s}{\lambda^2 g(\nu_s)} = \frac{h \nu_s}{\sigma_e(\nu_s) \tau} \quad (2.15)$$

La potencia de saturación correspondiente a la frecuencia de la señal está dada como:

$$P_{sat}(\nu_s) = \frac{h \nu_s \pi w_s^2}{\sigma_e(\nu_s) \tau} \quad (2.16)$$

Capítulo 3

Ion de tierra rara: Iterbio

3.1. Espectroscopía básica del ion de Iterbio

El iterbio es uno de los iones láser más versátiles en redes con base de sílice. Este ofrece múltiples importantes características, en particular una inusual ancha banda de absorción que se extiende por debajo de los 850 nm hasta por encima de los 1070 nm debido a la transición ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$, como se ilustra en la figura 3.1. Las fibras de sílice dopadas con Yb^{3+} pueden ser bombeadas con una amplia selección de láseres en estado sólido, incluyendo diodos láser como AlGaAs ($\sim 800 - 850$ nm) y InGaAs (~ 980 nm); y láseres de Nd:YAG (1064 nm) y Nd:YLF (1047 nm). Esta banda ancha de bombeo también facilita considerablemente los requerimientos de longitud de onda de bombeo y su estabilidad con la temperatura. Otra característica importante, el sílice dopado con iterbio fluoresce sobre un rango igualmente impresionante, de los $\sim 970-1200$ nm. Esta es más ancha que el rango disponible para las fibras

laser dopadas con Nd^{3+} , la cual es uno de los atractivos del Yb^{3+} sobre el Nd^{3+} . Por consiguiente las fibras laser dopadas con Yb^{3+} pueden generar muchas longitudes de onda de interés general: por ejemplo, para espectroscopía o para bombear otras fibras laser o amplificadores [2].

Otra ventaja bien conocida del Yb^{3+} es la simplicidad de su diagrama de niveles de energía. Como se ilustra en la inserción de la figura 3.1, el Yb^{3+} exhibe un solo estado base $^2F_{7/2}$ y un estado meta-estable $^2F_{5/2}$ separado aproximadamente por $10,000 \text{ cm}^{-1}$. Los otros niveles se encuentran en la region UV. Los tiempos de vida radiativos del estado $^2F_{5/2}$ están típicamente en el rango de $700\text{-}1400 \mu\text{s}$, esto depende de la red [23]. La ausencia de niveles de energía más altos reduce considerablemente la presencia de relajaciones multifonónicas y el proceso ESA, lo que debería facilitar el desarrollo de láseres de alta potencia. Otro beneficio es su alta absorción y las secciones transversales de emisión, las cuales son típicamente más altas que en vidrios con multicomponentes. Estas características permiten el desarrollo de láseres de fibra de longitudes cortas.

Un láser de fibra dopado con Yb^{3+} es típicamente bombeado a los subniveles mas altos del multiplete $^2F_{5/2}$ (ver la inserción de la figura 3.1). A longitudes de onda por debajo de $\sim 990 \text{ nm}$, se comporta como un sistema de tres niveles (transición A en la figura 3.1), mientras que a longitudes de onda mas largas, de ~ 1000 a $\sim 1200 \text{ nm}$ (transición B) se comporta como un sistema de cuasi cuatro niveles.

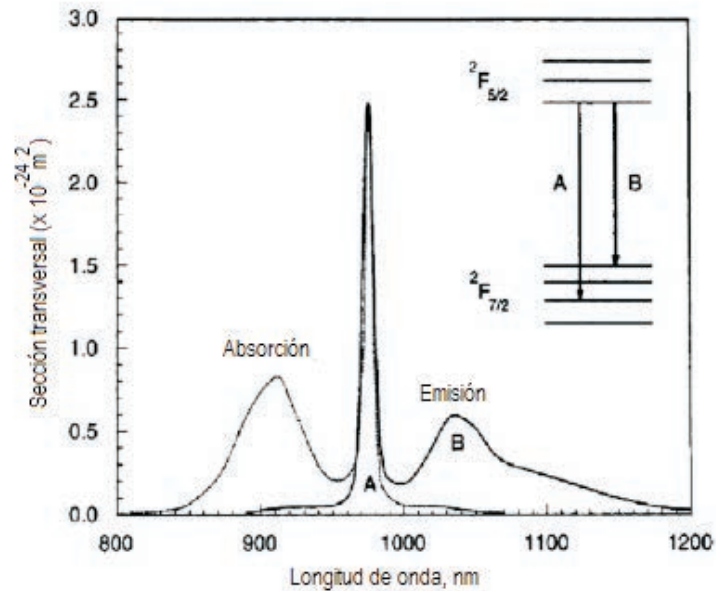


Figura 3.1: Espectro de absorción del estado estable, espectro de emisión y diagrama de niveles de energía del Yb^{3+} en sílice. Las líneas sólidas indentifican las transiciones radiativas características del espectro de emisión.

El ion de Yb^{3+} muestra una alta tendencia a interactuar con los iones vecinos y tales interacciones no están restringidas a iones diferentes. Se ha reportado que la interacción de un par $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ produce emisión en el visible [13, 37, 38]. Esto es, cuando no hay ni un nivel de energía intermedio o final (de un co-dopante) que poblar para emitir en el visible. Tal emisión es nombrada upconversion cooperativa (CUC) y fue observada por primera vez por Nakazawa en YbPO_4 [37]. En este caso, dos iones excitados Yb^{3+} decaen simultáneamente al estado base, con la emisión subsecuente de un fotón con el doble de energía. Este efecto ha sido ampliamente reportado en fibras altamente dopadas con Yb^{3+} [13, 22, 39, 24].

3.2. Transiciones cooperativas del par $Yb^{3+}-Yb^{3+}$

En general, cuando se incrementa la concentración de dopante, las distancias entre los iones activos decrecen y en consecuencia la interacción entre los iones activos incrementará ocasionando una desactivación, por lo que los tiempos de vida del nivel superior disminuyen. Usualmente, el apagado puede ocurrir a través de transferencia de energía directa a centros de apagado, tales como centros de color, radicales OH^- , vacantes de electron y hueco. Otro interesante mecanismo de apagado es el proceso de conversión hacia arriba cooperativo en el cual se asume que la emisión de un fotón en el visible es gracias a la desexcitación simultánea de dos iones de Yb^{3+} excitados, por lo que es llamado un par de Yb^{3+} ($Yb^{3+}-Yb^{3+}$). Takugo Ishii provó teóricamente la viabilidad de tal par de Yb^{3+} y sus probabilidades de absorción y emisión [40].

El par trivalente $Yb^{3+}-Yb^{3+}$ en fibras de sílice se ha considerado un buen sistema para investigar transiciones cooperativas. La usual suposición es que la estructura de energía es simple, análoga a la de un ion de Yb^{3+} teniendo solamente dos niveles ($^2F_{7/2}$ y $^2F_{5/2}$) divididos por interacciones de spin-órbita. La absorción y la emisión en la región del verde es rigurosamente atribuida a las transiciones simultáneas de los dos iones de Yb^{3+} que conforman el dímero.

La consideración acostumbrada para la constitución del dímero de Yb es que dos iones de Yb están lo suficientemente cerca, por lo que sus

funciones de onda se traslapan [40]. En este trabajo un dímero de Yb está constituido por dos iones de Yb y un puente de oxígeno O, donde se muestra que las transiciones cooperativas ocurren via el traslape de los orbitales 4f-2p entre los átomos de Yb y O. Como resultado de este traslape, la entidad resultante Yb-O-Yb tiene una estructura de energía de tres niveles, donde el nivel más alto $\{^2F_{5/2}^2F_{5/2}\}$, nivel 2, corresponde a las transiciones cooperativas. Y por supuesto el nivel intermedio, nivel 1, corresponde a la situación en la cual solamente uno de los iones de Yb dentro del dímero es excitado y finalmente el nivel 0, $\{^2F_{7/2}^2F_{7/2}\}$, cuando los dos iones se encuentran en el estado base, ver figura 3.2.

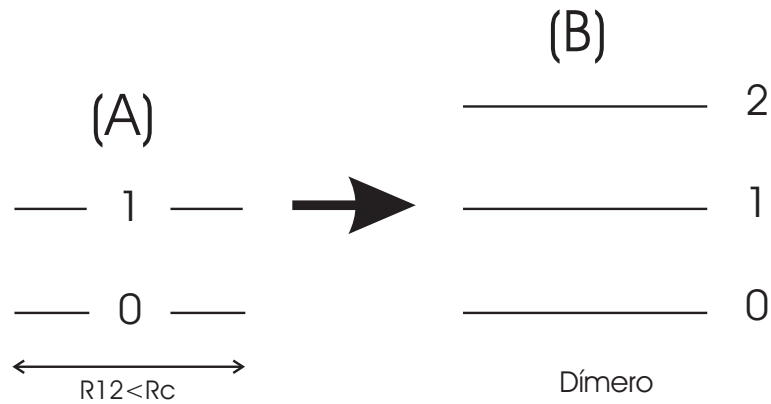


Figura 3.2: (A) Formación de un dímero (distancia inter-iónica menor que la distancia crítica) y (B) Niveles de energía de un dímero.

Las transiciones entre estos nuevos niveles de energía (0, 1 y 2) son transiciones cooperativas originalmente prohibidas. Las absorciones cooperativas (absorción en el visible, verde) son transiciones del nivel 0, $\{^2F_{7/2}^2F_{7/2}\}$, al nivel 2, $\{^2F_{5/2}^2F_{5/2}\}$. Las transiciones de emisión

(emisión en el infrarrojo) se pueden obtener haciendo las diferencia entre los niveles. Finalmente si bombeamos una fibra dopada con iones de Yb y obtenemos su espectro de transmisión (atenuación) y observamos absorción en el visible, es una clara evidencia de la formación de pares de iones (dímero) debido a la alta concentración de iones, lo cual repercute en las distancias inter-iónicas.

3.3. Centros de color

Un centro de color es un defecto en una estructura cristalina. Estos defectos son generalmente introducidos por calentamiento extremo, excitando o liberando electrones, causando ionización en la matriz o por bombardeo con radiación natural o generada por el hombre, en este caso fotoinducido [41, 42]. Los centros de color caen dentro de dos categorías: centros de color electrones y centros de color huecos. En ambos casos, los centros de color son capaces de absorber solamente energías específicas correspondientes a longitudes de onda de luz incidentes específicas, y el color que vemos en el material es el color o colores que son absorbidos.

Se ha reportado que tal coloración de los vidrios de sílice puede ser causada por la exposición a radiación UV. Después se probó que la localización y forma del espectro de generación de los centros de color están relacionados con la excitación fotoinducida de los electrones de la banda de valencia de los vidrios de sílice a los niveles situados

por encima de la movilidad del electrón. Esta irradiación UV causa la excitación de centros de luminiscencia intrínseca que pueden emitir radiación y relajarse hacia el estado base o pueden liberar electrones a la banda de conducción. En el último caso, el atrapamiento de electrones y huecos y el rompimiento de enlaces por defectos intrínsecos o aditivos extrínsecos producen centros de color en el medio, que pueden absorber en las regiones espectrales del IR cercano, visible y UV. Se ha revelado recientemente que la descoloración en vidrios de sílice puede ser producida por pulsos de IR por medio de absorciones multifotónicas y avalancha de ionización [43].

3.4. Luminiscencia por transferencia de carga en iones de iterbio en materiales dopados

La radiación UV o visible absorbida corresponde a la excitación de los electrones externos. Existen diferentes tipos de transiciones electrónicas que pueden ser consideradas, por ejemplo, transiciones que involucran electrones de las capas d y f y las que involucran electrones por transferencia de carga. Muchas especies inorgánicas muestran absorción por transferencia de carga y son llamadas complejos de transferencia de carga. Para que exista en un complejo un comportamiento de transferencia de carga, uno de sus componentes debe tener la propiedad de un electrón donador en el estado excitado y otro componente debe ser

capaz de aceptar electrones. Entonces la absorción de radiación involucra la transferencia de un electrón de un donador a una órbita asociada con el aceptor.

En referencia a lo anterior, se puede decir que la transferencia de carga de los iones de tierras raras trivalentes RE^{3+} ocurre cuando existe la transición de un electrón de un ligando a una impureza del ion RE^{3+} . Después de la transferencia del electrón al RE^{3+} , el hueco aparece distribuido sobre los ligandos alrededor del ion de RE^{2+} . Cuando se discute la relajación del estado de transferencia de carga Yb^{3+} uno debería tomar en cuenta que el ion RE^{2+} está formado después de la transferencia del electrón y los estados 4f del RE^{3+} pueden ser realizados solamente después del escape de un electrón de RE^{2+} . Esto puede ocurrir via la recombinación de un electrón en RE^{2+} con un hueco deslocalizado en un ligando. Tal recombinación puede ser radiativa, dando lugar a luminiscencia por transferencia de carga (CTL).

La redistribución de la densidad de carga alrededor de impurezas de iones RE^{2+} ocurre después de la transferencia del electrón, lo que hace difícil pensar la flexibilidad adicional de tal sistema RE^{2+} centrado en el marco de un modelo de bandas. El desplazamiento de iones puede ocurrir debido a la interacción de ligandos polarizados con el ion central RE^{2+} . Esto puede ser la razón de los característicos largos desplazamientos Stokes (arriba de 2eV) para la CTL. Tiene sentido considerar la formación involucrando el ion central RE^{2+} y el hueco deslocalizado sobre las vecindades de los ligandos como un "complejo o cluster de

transferencia de carga”. La CTL tiene un carácter cuasimolecular y es mejor usar un enfoque de cluster para explicar los procesos de relajación involucrando estados de transferencia de carga del RE^{3+} , mientras la absorción de transferencia de carga puede ser utilizado el modelo de bandas.

La absorción de transferencia de carga puede competir con las transiciones dentro de la capa 4f del RE^{3+} o transiciones interconfiguracionales $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}$. En el caso de los iones de Yb^{3+} la energía de la transferencia de carga es suficientemente diferente de las energías de las transiciones $4f^{13} \rightarrow 4f^{13}$ y $4f^{13} \rightarrow 4f^{12}5d$ del Yb^{3+} . Así que, no hay competición entre estos procesos y uno puede observar los picos de absorción intensos VUV-UV correspondientes a la transferencia del electrón del ligando al ion Yb^{3+} . Es posible alcanzar los estados base $^2F_{7/2}$ y excitado $^2F_{5/2}$ del Yb^{3+} después de la recombinación de un electrón del Yb^{2+} con el hueco deslocalizado en el ligando. Si tal recombinación resulta ser radiativa, entonces existe emisión CTL del Yb^{3+} .

Se ha reportado que diferentes bandas en los espectros de excitación (absorción) de la CTL del Yb^{3+} se originan cuando un electrón se transfiere de un ligando O^{2-} [44, 45] al ion Yb^{3+} o al ion Yb^{3+} en el estado excitado $^2F_{5/2}$ [46]. Otro mecanismo que menciona para la formación de un cluster de CT Yb^{2+} es por medio del decaimiento no radiativo del exciton activador cercano en la impureza del ion de Yb^{3+} , debido a las pequeñas distancias entre los iones. También argumenta que la

componente de decaimiento rápido de la CTL del Yb^{3+} se origina de la consecuente recombinación de un ion de Yb^{3+} con un electrón o hueco libre. Esta recombinación puede dar origen a una emisión muy rápida, mayormente no radiativo. La componente rápida de decaimiento de la CTL del Yb^{3+} puede resultar de la recombinación de portadores libres con un cluster de CT de Yb^{2+} . Debido a las pequeñas distancias entre las impurezas de iones Yb^{3+} , los portadores libres tienen una probabilidad mas alta de recombinarse con un hueco o un electrón dentro del cluster de CT de Yb^{2+} y este camino puede causar el decaimiento rápido de la CTL del Yb^{3+} .

Un mecanismo para la formación del Yb^{3+} es por medio del decaimiento del cluster de CT Yb^{2+} , mediante el escape de un electrón o un hueco del cluster mencionado. El ion de Yb^{3+} resultado de la forma mencionada puede aún estar en el estado excitado ${}^2F_{5/2}$ y la emisión f-f del Yb^{3+} se observa en este caso. La probabilidad de ocurrencia de emisión f-f depende de la concentración de iones de Yb^{3+} . No debería existir posibilidad de observar emisión f-f del Yb^{3+} cuando el decaimiento de un cluster de CT Yb^{2+} aparezca mayormente debido al escape de un hueco y la formación consecuente de iones de Yb^{2+} .

Finalmente se puede resumir que los estados de CT Yb^{3+} pueden aparecer después de:

1. La transferencia de un electrón de las vecindades de un ligando al ion de Yb^{3+} ;

2. Decaimiento de un exciton en la impureza de un ion de Yb^{3+} ;
3. Un hueco deslocalizado alrededor del ion de Yb^{2+} , entre otras posibilidades.

Por último se escriben los posibles procesos de relajación en materiales dopados con un ion trivalente. Cuando se excita la banda de absorción de CT de un RE^{3+} , toma lugar la transferencia de un electrón de los ligandos (de la banda de valencia) a una impureza de ion trivalente RE^{3+} y un hueco móvil permanece en la banda de valencia. La conducta posterior de este agujero define los procesos de relajación que pueden dar lugar a la aparición de los siguientes tipos de luminiscencia:

1. $e^- + \text{RE}^{3+} \rightarrow (\text{RE}^{2+})^* \rightarrow \text{RE}^{2+} + \text{emisión característica de los centros } \text{RE}^{2+}$.
2. $e^- + \text{RE}^{3+} \rightarrow \text{RE}^{3+}e^- = \text{RE}^{2+} \dots e_L^+ \rightarrow \text{RE}^{3+} + \text{luminiscencia por CT}$.

Capítulo 4

Absorción del estado excitado a las longitudes de onda de la señal y de bombeo en fibras de sílice dopadas con erbio

4.1. Introducción

Absorción del estado excitado (ESA) en medios dopados con Er^{3+} es un proceso bien conocido, al cual aún se le presta atención. Se ha encontrado que el proceso ESA es prominente a varias longitudes de onda de excitación que caen dentro de las principales bandas de absorción del estado base (GSA) del Er^{3+} y esto ocurre en distintos materiales de bulto, guías de onda y fibras laser [47, 48, 49, 50, 51, 52, 53]. El

proceso ESA es importante como una fuente de pérdidas extras en un medio dopado con erbio, tanto para las longitudes de onda de bombeo y de generación, dicho proceso notablemente limita la eficiencia de los láseres de erbio. Por otro lado, ESA y el proceso de emisión de conversión hacia arriba que le acompaña (UCE) son discutidas en el sentido de conseguir nuevas líneas de emisión, incluso de laseo de materiales dopados con Er^{3+} . Estas observaciones se relacionan en particular a fibras dopadas con Erblio (EFs), laseres de fibra (EFL) y amplificadores de fibra (EFA) dopados con Erblio. Sin embargo, a pesar de la continua demanda del uso de EF y EFL para aplicaciones en telecomunicaciones y sensado, uno puede encontrar muy pocos estudios relacionados con el proceso ESA [13, 47, 48, 53]. Una mención entre estos es una investigación reciente [15] en la que se hizo un intento de medir el espectro ESA en la banda L de los EFA, usando la emisión espontánea amplificada (ASE).

A pesar de la necesidad de clarificar el impacto de los procesos ESA al operar con los EDFL/EDFA, existe un número muy limitado de investigaciones que se han reportado hasta la fecha sobre el tema, mientras tanto que los valores característicos de ESA o incluso las definiciones de los parámetros ESA están escasamente en la literatura [14, 15, 16, 17, 18]. En el presente capítulo se proporciona en detalle las características espectrales (dentro del intervalo 1.48-1.59 μm) del proceso ESA ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Además de que se mide directamente el valor del parámetro ESA para la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$,

$\varepsilon_s = \sigma_{ESA}/\sigma_{GSA} = \sigma_{24}/\sigma_{12}$, se demuestra que los datos de la emisión de la conversión hacia arriba (UCE), la cual aparece a la longitud de onda ~ 977 nm (transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) nos brinda información complementaria útil acerca del proceso ESA (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$), porque ESA es el único mecanismo permitido para explicar la población del estado ${}^4I_{11/2}$ de donde comienza la UCE, al bombear la fibra dentro del rango 1.48-1.59 μm .

También se reporta una serie de experimentos para la determinación de la dependencia espectral de ESA en una EF, cubriendo el rango de aplicaciones mas importante, es decir, 1.48-1.59 μm . Se escogió una EF de sílice con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de Er^{3+}) para evitar posibles interferencias debido a la conversión hacia arriba Auger, efecto observado en fibras con altas concentraciones de dopante, así como los pares de iones Er^{3+} - Er^{3+} [13, 54]. Las mediciones se completan usando una teoría la cual es necesaria para la interpretación de los resultados experimentales. El modelo desarrollado permite una simple estimación del parámetro ESA, y por consiguiente, del coeficiente de ganancia neta afectado por el fenómeno de ESA.

Además se estudia tanto experimentalmente como teóricamente otro importante proceso ESA, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{7/2}$ (ver figura 4.10), el cual comienza si la EF es excitada simultáneamente a las dos longitudes de onda de GSA, $\lambda_p \sim 977$ nm y $\lambda_s \sim 1531$ nm, las centrales de las transiciones ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. La importancia de esta sección es el

hecho de que tal situación es normalmente conocida al tratar con un EDFL o un EDFA bombeados con un diodo ($\lambda_p \sim 977$ nm), cuando en la EF está presente la longitud de onda de la señal, ya sea generada dentro de la cavidad o radiación acoplada, dentro del rango espectral 1520-1560 nm. Como la radiación de la señal, a la transición inducida ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, es donde quiera de interés (en el sentido de la eficiencia de los EDFL y la ganancia de los EDFA), el conocimiento de ESA a la longitud de onda de bombeo λ_p , en la presencia de la longitud de onda de la señal λ_s , permite encontrar algunas características del proceso ESA a la longitud de onda de bombeo λ_p , por ejemplo su rol como un fuerte factor de pérdida del bombeo en la EF. Por otro lado, un registro de los datos para el proceso ESA (a λ_p) en la presencia de la radiación de la señal es un importante avance en la metodología experimental (comparando con los reportados previamente [14, 16, 17]), porque la presencia de la radiación de la señal en la EF resulta en un fuerte incremento de la población del estado ${}^4I_{11/2}$, donde ESA ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ comienza.

4.2. Espectro de absorción del estado excitado del erbio en fibras de sílice dentro del rango 1.48-1.59 μm

4.2.1. Modelo teórico

Tomando en cuenta una fibra con bajo dopante (~ 300 ppm), no existen los fenómenos no lineales como la conversión hacia arriba Auger (conversión hacia arriba por transferencia de energía entre iones) y la absorción cooperativa, por lo que las transiciones involucradas para obtener la dependencia espectral de la absorción del estado excitado del erbio en fibras de sílice con bajo dopante dentro del rango 1.48-1.49 μm se muestran en el diagrama de la figura 4.1.

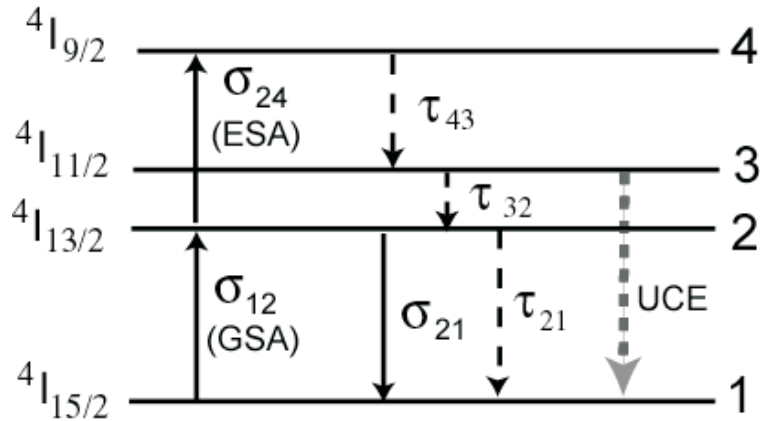


Figura 4.1: Esquema simplificado de los niveles de energía del ion de Er^{3+} y los procesos involucrados a longitud de onda de excitación $\sim 1.5 \mu\text{m}$.

Deduciendo las ecuaciones de balance del ion de erbio en las condiciones mostradas en la figura 4.1 y tomando en cuenta que en estado

estable ($\frac{d}{dt} = 0$) se tiene que:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s}N_1 - \frac{\sigma_{21}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} = 0 \quad (4.3)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \quad (4.4)$$

En la ecuación 4.4 no se toma en cuenta el nivel de población N_4 debido a que existe un decaimiento rápido ($\tau_{43} \sim 0$) al nivel de población N_3 . Ahora sumando las ecuaciones 4.2 y 4.3 se obtiene:

$$\frac{N_3}{\tau_{32}} = \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 \quad (4.5)$$

Para obtener la inversión de población normalizada en el estado ${}^4I_{11/2}$, se sustituyen las ecuaciones 4.4 y 4.5 en 4.1 y para obtener la inversión de población normalizada en el estado ${}^4I_{13/2}$, se sustituyen las ecuaciones 4.4, 4.2 y 4.3 en la ecuación 4.1:

$$\frac{\sigma_{12}}{h\nu_s}I_sN_0 - \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{24}\tau_{32}}N_3 - \frac{\sigma_{12}}{h\nu_s}I_sN_3 - \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}}N_3 - \frac{h\nu}{\tau_{21}}\frac{1}{\tau_{32}\sigma_{24}I_s}N_3 = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s}N_0 - \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s} \left(\frac{\sigma_{24}\tau_{32}I_s}{h\nu_s}N_2 \right) - \frac{\sigma_{21}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} = 0 \quad (4.7)$$

Ahora multiplicando por τ_{21} y dividiendo por N_0 las ecuaciones 4.6 y 4.7 se obtiene:

$$\frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{h\nu_s}I_s \frac{N_0}{N_0} - \frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}} \frac{N_3}{N_0} - \frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{h\nu_s}I_s \frac{N_3}{N_0} - \frac{\sigma_{21}\tau_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}} \frac{N_3}{N_0} - \frac{h\nu_s}{\tau_{32}\sigma_{24}I_s} \frac{N_3}{N_0} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s} \frac{N_0}{N_0} - \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s} \frac{N_2}{N_0} - \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s} \left(\frac{\sigma_{24}\tau_{32}I_s}{h\nu_s} \frac{N_2}{N_0} \right) - \frac{\sigma_{21}I_s}{h\nu_s} \frac{N_2}{N_0} - \frac{1}{\tau_{32}} \frac{N_2}{N_0} = 0 \quad (4.9)$$

Sustituyendo las siguientes expresiones $I_{ssat} = \frac{h\nu_s}{\sigma_{12}\tau_{21}}$, $s_s = \frac{I_s}{I_{ssat}}$, $n_i = \frac{N_i}{N_0}$ en las ecuaciones 4.8 y 4.9:

$$s_s - \frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}}n_3 - s_s n_3 - \frac{\sigma_{21}\tau_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}}n_3 - \frac{1}{s_s} \frac{\sigma_{12}\tau_{21}}{\sigma_{24}\tau_{32}}n_3 = 0 \quad (4.10)$$

$$s_s - s_s n_2 - s_s \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}n_2 - s_s^2 \frac{\sigma_{24}\tau_{32}}{\sigma_{12}\tau_{21}}n_2 - n_2 = 0 \quad (4.11)$$

Después de denotar la siguientes variables como $\varepsilon_s = \frac{\sigma_{24}}{\sigma_{12}}$, $\gamma = \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}}$ y $\xi = 1 + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}$ se obtiene finalmente las fórmulas que nos indican las poblaciones normalizadas en los estados $^4I_{11/2}$ y $^4I_{13/2}$:

$$n_3 = \frac{s_s^2 \varepsilon_s \gamma}{1 + s_s \xi + s_s^2 \varepsilon_s \gamma} \quad (4.12)$$

$$n_2 = \frac{s_s}{1 + s_s \xi + s_s^2 \varepsilon_s \gamma} \quad (4.13)$$

Tomando en cuenta que $\varepsilon_s \gamma s_s \ll \xi$, $\gamma \approx 7 \times 10^{-4}$, el máximo valor de s_s es menos que 35 en nuestras condiciones experimentales y $\varepsilon_s \leq 0.6$ (ver en los siguientes subcapítulos), el término con potencia 2 en s_s en el denominador de las fórmula 4.12 y 4.13 es omitido en los cálculos. Entonces para obtener la población normalizada n_3 promediada sobre el núcleo de la fibra cuando la intensidad de potencia de la onda está distribuida por la ley Gaussiana, $s_s(r) = s_{s0} \exp[-2(r/w_s)^2]$ se tiene:

$$\bar{n}_3(r) = \frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{\pi a^2} \int_0^a \frac{e^{-2(\frac{r}{w_s})^2} 2\pi r dr}{1 + \xi s_{s0} e^{-2(\frac{r}{w_s})^2}} \quad (4.14)$$

Haciendo un cambio de variables:

$$\begin{aligned} \bar{n}_3(r) &= \frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \int_0^{\frac{a^2}{w_s^2}} \frac{e^{-2(\frac{r}{w_s})^2} d\left(2\frac{r^2}{w_s^2}\right)}{1 + \xi s_{s0} e^{-2(\frac{r}{w_s})^2}} \\ \bar{n}_3(r) &= \frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \int_{x_0}^x \frac{e^{-x} dx}{1 + \xi s_{s0} e^{-x}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

siendo $x_0 = 0$ y $x = 2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2$. Tomando en cuenta la siguiente igualdad $e^{-x} dx = -de^{-x}$:

$$\begin{aligned} \bar{n}_3(r) &= -\frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \int_{x_0}^x \frac{de^{-x}}{1 + \xi s_{s0} e^{-x}} \\ \bar{n}_3(r) &= -\frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \int_{y_0}^y \frac{dy}{1 + \xi s_{s0} y} \end{aligned} \quad (4.16)$$

siendo $y_0 = 1$ $y = e^{-2\left(\frac{a}{w_s}\right)^2}$. Resolviendo la integral de la ecuación 4.16 se obtiene finalmente:

$$\bar{n}_3(a) = -\frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2\xi} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \ln \left[\frac{1 + \xi s_{s0} e^{-2\left(\frac{a}{w_s}\right)^2}}{1 + \xi s_{s0}} \right] \quad (4.17)$$

sustituyendo la expresión para el coeficiente de traslape $\Gamma = 1 - e^{-2\left(\frac{a}{w_s}\right)^2}$:

$$\bar{n}_3 = \frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}^2}{2\xi} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \ln \left[\frac{1 + \xi s_{s0}}{1 + \xi s_{s0} (1 - \Gamma)} \right] \quad (4.18)$$

Enseguida se muestra el análisis teórico para definir la ecuación que describe la propagación de la onda de la señal láser a través de la fibra. El cambio de la intensidad de la señal a lo largo de la fibra se expresa de la siguiente manera:

$$\frac{dI_s}{dz} = -\sigma_{12} N_1 I_s + \sigma_{21} N_2 I_s - \sigma_{24} N_2 I_s \quad (4.19)$$

Sustituyendo en la ecuación 4.19 la expresión $n_i = \frac{N_i}{N_0}$ y tomando en cuenta que $N_1 = N_0 - N_2$ ya que los iones que se encuentran en el

nivel 3 rápidamente decaen al nivel 2 por medio de una transición no radiactiva se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{dI_s}{dz} = \sigma_{12}N_0I_s \left(1 + n_2 + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}n_2 - \frac{\sigma_{24}}{\sigma_{12}}n_2 \right)$$

Se sabe que $\varepsilon_s = \frac{\sigma_{24}}{\sigma_{12}}$, $\gamma = \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}}$ y $\xi = 1 + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}$ y $\alpha_s = \sigma_{12}N_0$ el cual es el coeficiente de absorción de pequeña señal del material del núcleo de la fibra, se obtiene finalmente la fórmula que nos indica la intensidad de la luz que pasa a través de la fibra:

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha_s I_s [-1 + (\xi + \varepsilon_s) n_2] \quad (4.20)$$

Entonces se puede escribir la ecuación de la potencia de la señal que pasa a través de la fibra como:

$$\begin{aligned} \frac{dP_s}{dz} &= \frac{d}{dz} \int_0^{\infty} I_s(r) 2\pi r dr = \int_0^{\infty} \frac{d}{dz} I_s(r) 2\pi r dr \\ \frac{dP_s}{dz} &= -\alpha_s \int_0^a [1 - (\xi - \varepsilon_s) n_2(r)] I_s(r) 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4.21)$$

los límites de la intergral son de 0 a a ; si $r \geq a$, $\alpha_s = 0$.

Tomando en cuenta las distribuciones radiales $I_s(r) = I_{s0}e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2}$,
 $n_2(r) = \frac{s_{s0}e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2}}{1+s_{s0}e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2}\xi}$; ver 4.13

$$\begin{aligned} \frac{dP_s}{dz} = & -\alpha_s I_{s0} \int_0^a e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2} 2\pi r dr + \\ & \alpha_s (\xi - \varepsilon_s) I_{s0} \int_0^a \frac{s_{s0} e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2}}{1 + \xi s_{s0} e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2}} e^{-2\left(\frac{r}{w_s}\right)^2} 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4.22)$$

Tomando en cuenta, al resolver las integrales de área, la expresión para el factor de traslape Γ , ξ y ε_s y $P_s = I_{s0} \frac{\pi w_s^2}{2}$:

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s \frac{\varepsilon_s}{\xi} \Gamma P_s - \alpha_s \frac{(\xi - \varepsilon_s)}{s_{s0} \xi^2} \ln \left[\frac{1 + \xi s_{s0}}{1 + \xi s_{s0} (1 - \Gamma)} \right] P_s$$

También se puede definir $\frac{P_s}{P_{ssat}} = s_{s0}$, por lo que finalmente se tiene la ecuación que define la propagación de la señal a través de la fibra:

$$\frac{ds_{s0}}{dz} = -\alpha_s \frac{\varepsilon_s}{\xi} \Gamma s_{s0} - \alpha_s \frac{(\xi - \varepsilon_s)}{\xi^2} \ln \left[\frac{1 + \xi s_{s0}}{1 + \xi s_{s0} (1 - \Gamma)} \right] \quad (4.23)$$

4.2.2. Resultados experimentales

Recordar que la fibra que se utilizó en los experimentos fue una fibra de bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de Er^{3+}). El primer experimento que se realizó fue para verificar la existencia del proceso ESA en la EF. Por lo que primero se recolectó el espectro de UCE en el rango de longitudes de onda cerca de 980 nm ($\text{Er}^{3+} : {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) donde la fibra fue bombeada cerca de 1.5 μm a

través de la transición (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) [55]. La fuente de bombeo fue un laser semiconductor (SL) de 12 mW de línea delgada (Anritsu Tunic Plus SC) sintonizable sobre el intervalo espectral, $\lambda_s = 1.48 - 1.49 \mu\text{m}$. Experimentalmente, la luz del SL fue acoplada dentro de la EF de 1 m de longitud a través de un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) 980 nm/1550 nm y la emisión retrocedente demultiplexada de la EF fue registrada con un analizador de espectros ópticos (OSA, Ando AQ6315A), ver figura 4.2.

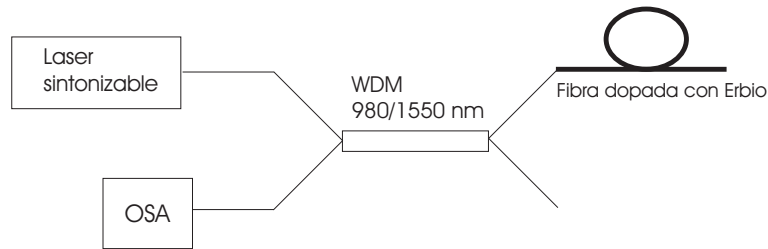


Figura 4.2: Arreglo experimental para obtener el espectro de UCE $\sim 980 \text{ nm}$ (emisión retrocedente) de la EF cuando es bombeada en el rango $\lambda_s = 1.48 - 1.49 \mu\text{m}$.

Los espectros de UCE recolectados, con potencia de bombeo de 10 mW y cuatro diferentes longitudes de onda de bombeo λ_s , se muestran en la figura 4.3. Se puede observar en la figura 4.3 que la potencia UCE, proporcional a la población del estado $\text{Er}^{3+} {}^4I_{11/2}$, que depende de λ_s y la señal máxima de UCE se observa cerca de la longitud de onda del pico GSA del Erblio. La apariencia del espectro de UCE mostrado en la figura 4.3 es el mismo que el espectro de la emisión ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ [56, 57], esto testifica que existe una población efectiva en el estado $\text{Er}^{3+} {}^4I_{11/2}$ al bombear la EF en el rango $\lambda_s = 1.48 - 1.49 \mu\text{m}$ y por consiguiente de la presencia del proceso ESA, $\text{Er}^{3+} : {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$

seguido de una relajación rápida no radiativa ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$.

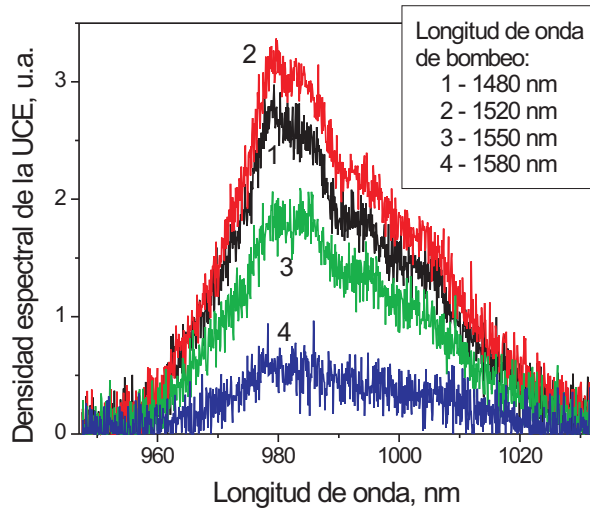


Figura 4.3: Espectro de UCE a longitud de onda de excitación $\lambda_s \sim 1.5 \mu\text{m}$

Se realizó otro experimento que revela la dependencia espectral del proceso ESA, este experimento consistió en la medición de la potencia de emisión lateral integrada de la superficie de la EF. Para dicha medición se usó un fotodetector (C30810E) de silicio (Si) puesto directamente sobre la fibra. Como el Si es sensible a la luz del visible al infrarrojo cercano IR, donde la longitud de onda del ancho de banda del Si es $\sim 1.1 \mu\text{m}$, el fotodetector de Si registra la señal de UCE (centrada en $\sim 980 \text{ nm}$) y no registra la emisión espontánea del nivel ${}^4I_{13/2}$ ($\sim 1.5 \mu\text{m}$) ni la potencia esparcida extremadamente débil.

La muestra de la EF fue bombeada usando el mismo SL y los datos experimentales fueron colectados dentro del mismo intervalo ya antes mencionado. Los resultados obtenidos a varias potencias de bombeo

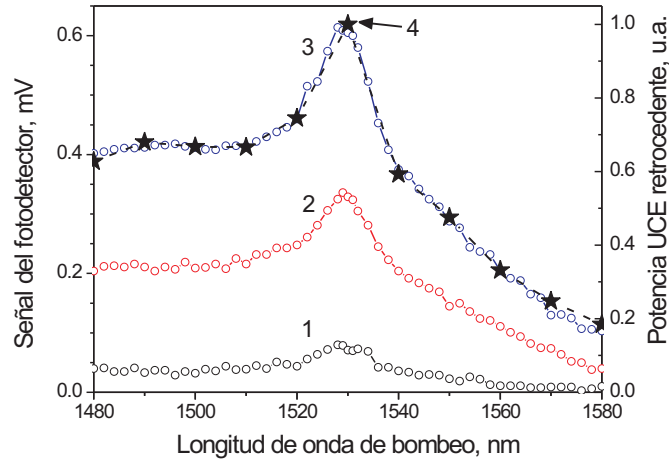


Figura 4.4: Dependencia en λ_s de la señal del fotodetector (círculos, escala izquierda, curvas 1-3) y la potencia UCE frontal normalizada (estrellas, escala derecha, curva 4). Las curvas 1, 2 y 3 corresponden a diferentes valores de potencias de bombeo: 1, 5 y 10 mW; la curva 4 es para una potencia de bombeo de 10 mW.

se muestran en la figura 4.4 (curvas 1-3). Por comparación también se mostró en esta misma gráfica la potencia retrocedente de UCE obtenida con el OSA para una pieza de 4 cm de longitud (curva 4). Se puede observar que la dependencia espectral de la señal de UCE es similar a la dependencia espectral de la potencia ESA a las longitudes de onda de bombeo. De hecho, la figura de las dependencias presentadas está dada por una convolución del espectro conocido GSA y el aún espectro desconocido de ESA del Er^{3+} , el cual depende de la inversión de población del Er^{3+} .

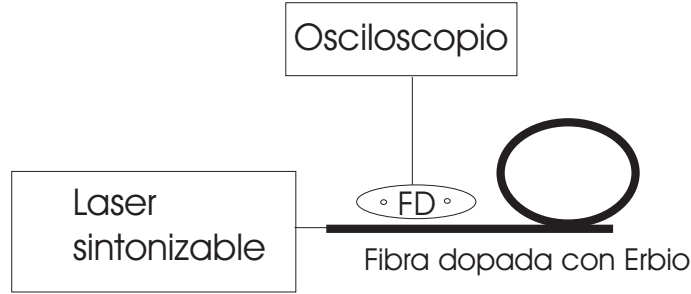


Figura 4.5: Arreglo experimental para obtener la dependencia en λ_s de la señal del fotodetector (potencia de emisión lateral integrada de la superficie de la EF).

Método primero: por medio de la UCE

Considerando el modelo del ion del Er^{3+} simplificado y los procesos involucrados al excitarse con λ_s (ver figura 4.1), se obtiene una simple fórmula (obtenida en el subcapítulo anterior) de la población normalizada del estado ${}^4I_{11/2}$:

$$n_3 = \frac{\varepsilon_s \gamma s_s^2}{1 + \xi s_s + \varepsilon_s \gamma s_s^2}$$

donde $\varepsilon_s = \sigma_{24}/\sigma_{12}$ es el parámetro ESA, σ_{12} y σ_{24} son las secciones transversales de las transiciones de GSA ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ y ESA ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, $\gamma = \tau_{32}/\tau_{21}$ (τ_{32} y τ_{21} los tiempos de vida de los estados ${}^4I_{11/2}$ y ${}^4I_{13/2}$), $\xi = 1 + \sigma_{21}/\sigma_{12}$ (σ_{21} es la sección transversal de emisión del estado ${}^4I_{13/2}$) y $s_s = I_s/I_{ssat}$ es el parámetro de saturación (I_s es la intensidad de bombeo, $I_{ssat} = h\nu/\sigma_{12}\tau_{21}$ es la intensidad de saturación y $h\nu$ la energía cuántica de bombeo).

La población normalizada n_3 promediada sobre el núcleo de la fibra

cuando la intensidad de potencia de la onda esta distribuida por la ley Gaussiana, $s_s(r) = s_{s0} \exp\left[-2(r/w_s)^2\right]$ es:

$$\bar{n}_3 = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a n_3(r) \times 2\pi r dr = \frac{\varepsilon_s \gamma s_{s0}}{2\xi} \left(\frac{w_s}{a}\right)^2 \ln \left[\frac{1 + \xi s_{s0}}{1 + \xi s_{s0} (1 - \Gamma)} \right]$$

donde s_s es el parámetro de saturación en el eje que es dependiente de la potencia de bombeo, P_s como $P_s = I_{ssat} s_{s0} (\pi w_s^2/2)$, a es el radio del núcleo, w_s es el radio modal del onda Gaussiana de bombeo y Γ es el factor de traslape entre el radio del modo y el núcleo de la fibra. El parámetro ξ incluye el parámetro ESA ε_s , el conocido coeficiente de absorción de pequeña señal (medido experimentalmente) $\alpha_s = \Gamma \sigma_{12} N_0$ (donde N_0 es la concentración de iones de Er^{3+}) y la ganancia de la fibra de saturación completa $g = \Gamma \sigma_{21} N_0 - \Gamma \sigma_{24} N_0 = g_s - \varepsilon_s \alpha_s$ (donde g_s es la ganancia neta de la EF)

$$\xi = 1 + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}} = 1 + \frac{g_s}{\alpha_s} = 1 + \frac{g}{\alpha_s} + \varepsilon_s \quad (4.24)$$

La potencia de UCE es proporcional a \bar{n}_3 , la cual, de acuerdo a las fórmulas 4.18 y 4.24 dependen de ε_s . El parámetro ESA ε_s , en unidades arbitrarias pero con una verdadera dependencia espectral puede ser encontrado de la señal lateral de UCE, registrada con el fotodetector (ver

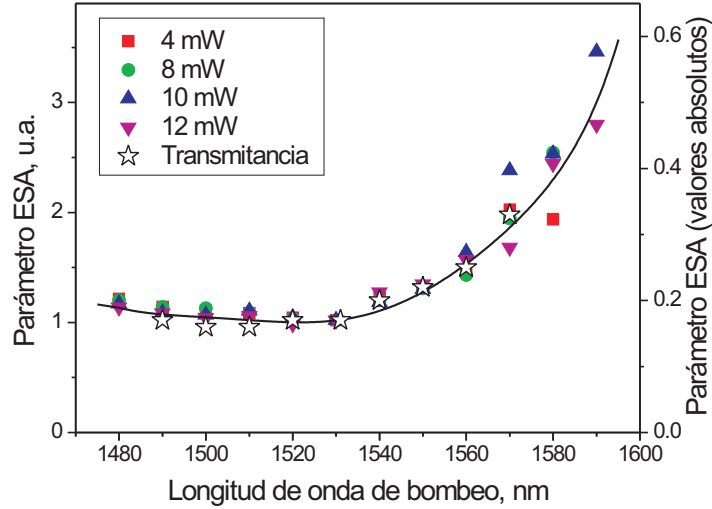


Figura 4.6: Parámetro ESA ε_s (en unidades relativas) calculado por medio de la señal del fotodetector (símbolos sólidos, escala izquierda) y los calculados (en valores absolutos) por medio del coeficiente de transmisión de la EF (estrellas huecas, escala derecha) para diferentes potencias de la señal λ_s . La línea sólida es el mejor ajuste polinomial.

figura 4.4). Los resultados se grafican en la figura 4.6 con símbolos coloreados (escala de la izquierda) donde el espectro- ε_s esta normalizado con respecto al valor obtenido del máximo de GSA, $\lambda_s = 1.531 \mu\text{m}$. Se puede observar en los resultados plasmados en la figura, que el parámetro ESA depende débilmente de λ_s dentro del intervalo espectral de 1.48 a 1.54 μm , mientras crece rápidamente conforme λ_s se acerca a $\sim 1.6 \mu\text{m}$; este comportamiento es similar al reportado en la referencia [15].

Método segundo: por medio del coeficiente de transmisión de la longitud de onda de la señal

La siguiente serie de experimentos se desarrollaron para determinar el parámetro ESA en valores absolutos. El método desarrollado se basa en la medición del coeficiente de transmisión de la EF a las longitudes de onda $\lambda_s = 1.48\text{-}1.59 \mu\text{m}$ y a varias potencias de bombeo. Los experimentos involucrados para cada longitud de onda λ_s fueron:

1. Las mediciones directas de la potencia de bombeo a la entrada, P_{sin} y salida P_{sout} de la EF (ver figura 4.7 A)).
2. la recolección y procesamiento del espectro de ASE a la salida de la EF (ver figura 4.7 B)).

Los primeros datos fueron procesados para obtener el coeficiente de transmitancia de la EF contra la potencia de bombeo de entrada y la longitud de onda de bombeo: $T(\lambda_s, P_{sin}) = P_{sout}/P_{sin}$. Los segundos datos procesados incluyen la integración de la ASE y el espectro de bombeo transmitido separadamente. La contribución de ASE en el espectro de salida fue muy bajo de alrededor de 0.1 %-1.9 % con respecto a la potencia total transmitida. Es por eso que se utilizó una pequeña pieza de 50 cm de EF. A pesar de la pequeña contribución de ASE, fue necesario [58] tomarla en cuenta para las primeras dependencias de los datos obtenidos $T(\lambda_s, P_{sin})$, por lo que se restó la potencia ASE del valor de potencia P_{sout} para cada una de las P_{sin} .

Un ejemplo del procedimiento antes mencionado se muestra en la



Figura 4.7: Arreglo experimental para obtener A) la transmitancia de λ_s a la entrada y salida de la EF y B) el espectro de ASE a la salida de la EF.

figura 4.8, para $\lambda_s = 1.531 \mu\text{m}$, donde los datos de la mediciones directas de la potencia de salida y los obtenidos usando el procedimiento de restar la potencia ASE son presentados respectivamente por círculos vacíos y círculos rellenos. Para otra λ_s dentro del intervalo mencionado, se realizó un procedimiento similar. Se puede observar fácilmente de la figura 4.8 que a altas potencias de bombeo, el coeficiente de transmisión alcanza un valor notablemente por debajo del 100 %, el cual obviamente es la presencia del proceso ESA.

El coeficiente de transmisión no lineal de la EF puede ser modelado integrando a través de la longitud de la fibra, la expresión para el parámetro de saturación s_{s0} , el cual es obtenido de la ecuación para la propagación de la onda de bombeo a lo largo de la fibra, $dI_s = -\alpha_s [1 - (\xi - \varepsilon_s) n_2] I_s dz$ (z es la dirección de propagación de la luz):

$$\frac{ds_{s0}}{dz} = -\alpha_s \frac{\varepsilon_s}{\xi} \Gamma s_{s0} - \alpha_s \frac{\xi - \varepsilon_s}{\xi^2} \ln \frac{1 + \xi s_{s0}}{1 + \xi s_{s0} (1 - \Gamma)}$$

Como la ASE del estado no fue tomada en cuenta para la derivación

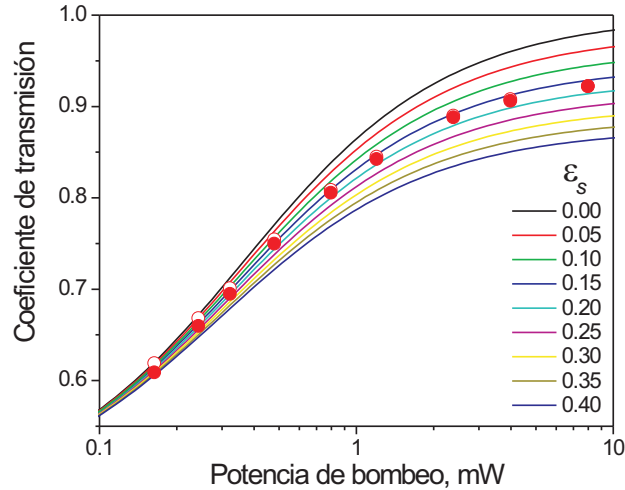


Figura 4.8: Coeficiente de transmisión de la EF dependiente de la potencia de bombeo: los datos experimentales se muestran por círculos huecos (sin tomar en cuenta ASE) y círculos sólidos (tomando en cuenta ASE). Los resultados del modelo se muestran por líneas sólidas; cada línea se relaciona con un valor diferente del parámetro ESA, del $\epsilon_s = 0 \rightarrow \epsilon_s = 0.40$

de la ecuación 4.23, esta fórmula describe la transmisión de la EF tanto para una fibra relativamente corta o para el caso donde la ASE es propiamente eliminada de los datos medidos experimentalmente. Se puede notar que el modelo provee buena exactitud en determinar el coeficiente de transmisión para las longitudes de onda $\lambda_s \approx 1.48\text{-}1.59 \mu\text{m}$ cerca del pico de absorción del Er^{3+} .

Los resultados del modelo (utilizando los parámetros de la tabla 4.2) para $\lambda_s = 1.531 \mu\text{m}$ se muestran en la figura 4.8 por curvas planas. El mejor ajuste de la curva experimental de transmisión de la EF se obtiene para el parámetro ESA $\epsilon_s = 0.17$. Una ruta análoga de cálculos fue aplicada para cada dependencia experimental $T(\lambda_s, P_s)$ medida dentro

λ_s nm	α_s cm^{-1}	g cm^{-1}	Γ	$\sigma_{12} \times 10^{-21}$ cm^2	P_{ssat} mW	ε
1480	0.00582	0.00111	0.455	1.82	0.908	0.189
1490	0.00661	0.00187	0.448	2.10	0.798	0.179
1500	0.00713	0.0028	0.441	2.30	0.740	0.175
1510	0.00798	0.00418	0.433	2.62	0.660	0.170
1520	0.0102	0.0071	0.4260	3.4	0.516	0.167
1531	0.015	0.0137	0.419	5.10	0.350	0.17
1540	0.00867	0.0093	0.411	3.00	0.606	0.18
1550	0.00686	0.00895	0.404	2.41	0.766	0.21
1560	0.00502	0.007911	0.397	1.80	1.045	0.26
1570	0.00285	0.00518	0.390	1.04	1.84	0.31
1580	0.00167	0.00286	0.382	0.62	3.14	0.38
1590	0.00117	0.00243	0.375	0.44	4.47	0.50

Cuadro 4.1: Valores que se usaron y se obtuvieron en el modelo teórico para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de la señal (ε_s) para una fibra con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de Er^{3+}), ver cuadro 4.2.

del intervalo $\lambda_s = 1.48\text{-}1.59 \mu\text{m}$. El espectro- ε_s resultante se muestra en la figura 4.6 por medio de asteriscos (ver escala derecha). Es evidente que estos últimos resultados y los previamente discutidos revelados de las mediciones de UCE casi coinciden. La curva sólida mostrada en la figura 4.6 es el mejor ajuste de los datos experimentales por una regresión polinomial.

Una vez conocido el espectro- ε_s para $\lambda_s = 1.48\text{-}1.59 \mu\text{m}$ (ver tabla 4.1) nos permite encontrar la dependencia espectral del coeficiente de ganancia neta g_s en la EF, la cual es la ganancia real en la fibra en contraste con el coeficiente de ganancia g que usualmente se trata en los experimentos con EF/EFL [15]. La figura 4.9 muestra las dependencias espectrales de las tres cantidades (g_s , g y α_s), donde el espectro para g y α_s se miden usando métodos estandar (ver por ejemplo [53]) y

Parámetro	Valor	Referencia
Apertura numérica de la fibra	$NA = 0.227$	Proveedor
Radio del núcleo de la fibra	$a = 1.54 \mu\text{m}$	Proveedor
Longitud de onda de corte	$\lambda_c = 940 \text{ nm}$	Proveedor
Tiempo de relajación para la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	$\tau_{21} = 10 \text{ ms}$	Experimental
Tiempo de relajación para la transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	$\tau_{32} = 7 \mu\text{s}$	[19, 59]

Cuadro 4.2: Otros parámetros que se usaron en el modelo teórico utilizado para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de la señal (ε_s). Fibra Thorlabs M5-980-125.

el de g_s se calcula usando el espectro $-g$ y $-\alpha_s$ y el espectro- ε_s ajustado de la figura 4.6. Vale la pena mencionar que los datos obtenidos tienen un aspecto universal para cualquier EF de sílice, ya sea débilmente o moderadamente dopada con Er^{3+} ; ya que el caso para una EF altamente dopada necesita otro tratamiento involucrando otros fenómenos como el de pares de iones. Estos resultados muestran que, en contraste con la sugerencia de los previos, ESA es despreciable por debajo de $\lambda \leq 1.5 \mu\text{m}$ (ver por ejemplo referencias [15, 55]), el parámetro ε_s esta en la región 0.17-0.20.

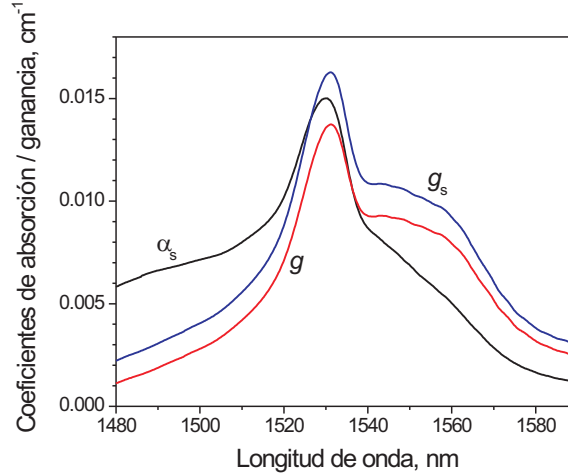


Figura 4.9: Dependencia espectral de los coeficientes de absorción de pequeña señal (α_s), la ganancia de saturación completa (g) y la ganancia neta (g_s) de la EF.

4.3. Absorción del estado excitado en fibras de sílice dopadas con erbio bombeadas simultáneamente a las longitudes de onda 977 y 1531 nm

4.3.1. Modelo teórico

Nuevamente como en el subcapítulo anterior, si se toma en cuenta una fibra con bajo dopante (~ 300 ppm), se sabe que no existen los fenómenos no lineales como la conversión hacia arriba Auger y la absorción cooperativa, por lo que las transiciones involucradas para obtener la absorción del estado excitado en fibras de sílice dopadas con erbio bombeadas simultáneamente a las longitudes de onda 977 y 1531 nm se muestran en el diagrama de la figura 4.10.

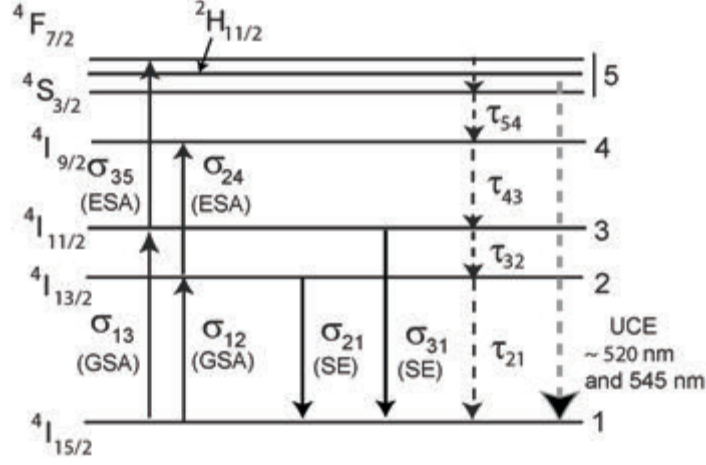


Figura 4.10: Cinco niveles efectivos del Erbío (Er^{3+}) utilizados en el modelo para la obtención del parámetro ESA a la longitud de onda de bombeo.

Deduciendo las ecuaciones de balance del ion de erbio en las condiciones mostradas en la figura 4.10 y tomando en cuenta que en estado estable ($\frac{d}{dt} = 0$) se tiene que:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\sigma_{12}I_s}{h\nu_s}N_1 - \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{21}I_s}{h\nu_s}N_2 = 0 \quad (4.25)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{\sigma_{13}I_p}{h\nu_p}N_1 - \frac{\sigma_{35}I_p}{h\nu_p}N_3 + \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{31}I_p}{h\nu_p}N_3 = 0 \quad (4.26)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 + \frac{N_5}{\tau_{54}} - \frac{N_4}{\tau_{43}} = 0 \quad (4.27)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = \frac{\sigma_{35}I_p}{h\nu_p}N_3 - \frac{N_5}{\tau_{54}} = 0 \quad (4.28)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 \quad (4.29)$$

Insertando la ecuación 4.28 en 4.27 y despejando la misma:

$$\frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 + \frac{\sigma_{35}I_p}{h\nu_p}N_3 = \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad (4.30)$$

Después insertar 4.30 en 4.26:

$$\frac{\sigma_{13}I_p}{h\nu_p}N_1 + \frac{\sigma_{24}I_s}{h\nu_s}N_2 - \frac{\sigma_{31}I_p}{h\nu_p}N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \quad (4.31)$$

y si ($N_4 = 0$) se tiene:

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_5 = N_0 \quad (4.32)$$

Despejando la población del nivel 5 de la ecuación 4.28 y sustituyendo en la ecuación 4.32 se tiene la suma de las poblaciones en términos de los tres niveles principales del ion de erbio:

$$N_1 + N_2 + N_3 + \frac{\sigma_{35}\tau_{54}I_p}{h\nu_p}N_3 = N_0 \quad (4.33)$$

Finalmente se tienen tres ecuaciones independientes 4.25, 4.31, 4.33 si se multiplican por τ_{21}/N_0 se obtiene el sistema final de las ecuaciones de balance:

$$s_s - [1 + (\xi_s + \varepsilon_s) s_s] n_2 + \gamma_1 n_3 = 0 \quad (4.34)$$

$$s_p n_1 + \varepsilon_s s_s n_2 - (\gamma_1 + \xi_p s_p) n_3 = 0 \quad (4.35)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 (1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p) = 1 \quad (4.36)$$

donde $I_{ssat} = \sigma_{12}\tau_{21}/h\nu_s$, $I_{psat} = \sigma_{13}\tau_{21}/h\nu_p$, $s_s = I_s/I_{ssat}$, $s_p = I_p/I_{psat}$, $n_i = N_i/N_0$, $\gamma_1 = \tau_{21}/\tau_{32}$, $\gamma_2 = \tau_{54}/\tau_{21}$, $\xi_s = \sigma_{21}/\sigma_{12}$, $\xi_p = \sigma_{31}/\sigma_{13}$, $\varepsilon_s = \sigma_{24}/\sigma_{12}$, $\varepsilon_p = \sigma_{35}/\sigma_{13}$.

Después de despejar n_3 de la fórmula 4.36, se inserta en las ecuaciones 4.34 y 4.35 se tiene:

$$\underbrace{[s_s (1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p) - \gamma_1]}_{a_{11}} n_1 - \underbrace{\{[1 + (\xi_s + \varepsilon_s) s_s] [1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p] - \gamma_1\}}_{a_{12}} n_2 + \underbrace{\gamma_1}_{c_1} = 0 \quad (4.37)$$

$$\underbrace{[s_p (1 + \xi_p) + \gamma_1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p^2]}_{a_{21}} n_1 + \underbrace{[\xi_p s_s + \gamma_1 + (1 + \varepsilon_p \gamma_p s_p) \varepsilon_s s_s]}_{a_{22}} n_2 - \underbrace{(\gamma_1 + \xi_p s_p)}_{c_2} = 0 \quad (4.38)$$

Resolviendo el sistema de dos ecuaciones lineales 4.37 y 4.38 se obtiene finalmente las poblaciones de los niveles 1, 2 y 3:

$$n_1 = \left| \begin{array}{cc|c} c_1 & a_{12} & / \\ c_2 & a_{22} & \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{array} \right| \quad (4.39)$$

$$n_2 = \left| \begin{array}{cc|c} a_{11} & c_1 & / \\ a_{21} & c_2 & \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{array} \right| \quad (4.40)$$

Y las poblaciones de los otros dos niveles son:

$$n_3 = \frac{1 - n_1 - n_2}{1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p} \quad (4.41)$$

$$n_5 = \varepsilon_p \gamma_2 s_p \quad (4.42)$$

Para obtener una verdadera dependencia, se necesita promediar el valor de n_5 sobre el núcleo dopado de la EF, por lo que la población del nivel 5 se expresa de la siguiente manera:

$$\bar{n}_5(r) = \frac{\varepsilon_p \gamma_2}{a^2} \int_0^a \frac{1 - n_1(r) - n_2(r)}{1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p(r)} s_p(r) 2r dr \quad (4.43)$$

Para obtener el coeficiente de transmisión no lineal de la EF a la longitud de onda de bombeo como una dependencia de la potencia de la señal, $T_p(P_s)$ (ver fig. 4.16), el sistema de ecuaciones de la sección anterior deben complementarse con un par de ecuaciones que definen la propagación de las ondas de la señal y de bombeo a través de la fibra:

$$\frac{dI_s}{dz} = -\sigma_{12} N_1 I_s + \sigma_{21} N_2 I_s - \sigma_{24} N_2 I_s \quad (4.44)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_{13} N_1 I_p + \sigma_{31} N_3 I_p - \sigma_{35} N_3 I_p \quad (4.45)$$

Tomando en cuenta la distribución radial Gaussiana de estas ondas dentro de la EF y sustituyendo N_i por $N_0 n_i$, se pueden transformar las ecuaciones a las siguientes:

$$\begin{aligned} \frac{dP_s}{dz} = & -\sigma_{12}N_0I_{s0} \int_0^a n_1(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}}\sigma_{12}N_0I_{s0} \int_0^a n_2(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr - \\ & \frac{\sigma_{24}}{\sigma_{12}}\sigma_{12}N_0I_{s0} \int_0^a n_2(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_p}{dz} = & -\sigma_{13}N_0I_{p0} \int_0^a n_1(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr + \frac{\sigma_{31}}{\sigma_{13}}\sigma_{13}N_0I_{p0} \int_0^a n_3(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr - \\ & \frac{\sigma_{35}}{\sigma_{13}}\sigma_{13}N_0I_{p0} \int_0^a n_3(r) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4.47)$$

Tomando en cuenta $\xi_s = \sigma_{21}/\sigma_{12}$, $\xi_p = \sigma_{31}/\sigma_{13}$, $\varepsilon_s = \sigma_{24}/\sigma_{12}$, $\varepsilon_p = \sigma_{35}/\sigma_{13}$, $\alpha_s = \sigma_{12}N_0/\Gamma_s$ y $\alpha_p = \sigma_{13}N_0/\Gamma_p$.

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{\alpha_{s0}}{\Gamma_s} \frac{2}{w_s^2} \underbrace{\left[- \int_0^a n_1(r, z) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr + (\xi_s - \varepsilon_s) \int_0^a n_2(r, z) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr \right]}_{g_s(z)} P_s \quad (4.48)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \frac{\alpha_{p0}}{\Gamma_p} \frac{2}{w_p^2} \underbrace{\left[- \int_0^a n_1(r, z) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr + (\xi_p - \varepsilon_p) \int_0^a n_3(r, z) e^{-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^2} 2\pi r dr \right]}_{\alpha_p(z)} P_p \quad (4.49)$$

Finalmente las ecuaciones para la propagación de las ondas de bombeo y de la señal a través de la fibra se expresan de la siguiente manera:

$$dP_s(z) = g_s(z) P_s(z) dz \quad (4.50)$$

$$dP_p(z) = -\alpha_p(z) P_p(z) dz \quad (4.51)$$

4.3.2. Resultados experimentales

Similar a la ruta de mediciones tratadas en el subcapítulo anterior para obtener el parámetro ESA (Er^{3+} : ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) a la longitud de onda de la señal ε_s , el principal objetivo del presente apartado es encontrar el parámetro ESA a la longitud de onda de bombeo ($\lambda_p \sim 977$ nm), $\varepsilon_p = \sigma_{35}/\sigma_{13}$ (Er^{3+} : ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{7/2}$ y σ_{13} y σ_{35} son las secciones transversales de GSA y ESA, ver figura 4.10), en la presencia de la emisión de la señal (de un modo amplificada) a $\lambda_s \sim 1531$ nm (longitud de onda central de la transición GSA ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$). En los experimentos, se buscan los datos tales que nos permitan encontrar el parámetro ε_p : (1) La dependencia del coeficiente de transmisión T_p no lineal para la radiación de bombeo λ_p y (2) la dependencia de la potencia UCE P_{UCE} (la emisión verde, comprendiendo dos picos centrados a ~ 520 y ~ 545 nm correspondientes a la emisión espontánea de las transiciones ${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), ambas para las potencias de onda de bombeo P_p y la potencia variable de la onda de la señal P_s .

En los experimentos se utilizó una EF de sílice con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de iones de Er^{3+}) para asegurar una insignificante contribución de la conversión hacia arriba Auger, efecto observado en EFs altamente dopadas mostrando la presencia de pares Er^{3+} - Er^{3+} [13, 19, 60] y estrechamente relacionada al proceso ESA en EF. Por lo que es importante resaltar que los resultados que se discutirán están libres de los efectos de pares y por consiguiente

la no linealidad que ocurre en el coeficiente de transmisión de la EF y la UCE se relacionan únicamente con los procesos ESA.

El primer experimento se realizó para demostrar la presencia de ESA en la EF, bombeada simultáneamente a $\lambda_p = 977$ nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$: GSA "1" \rightarrow "3") y $\lambda_s = 1531$ nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$: GSA "1" \rightarrow "2"), a través de la observación de la emisión visible de UCE (transiciones ${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), como el proceso inherente a ESA. Es claro que UCE en el visible es posible, siempre que los procesos GSA y ESA estén involucrados al excitar con las longitudes de onda λ_p y λ_s (ver figura 4.10).

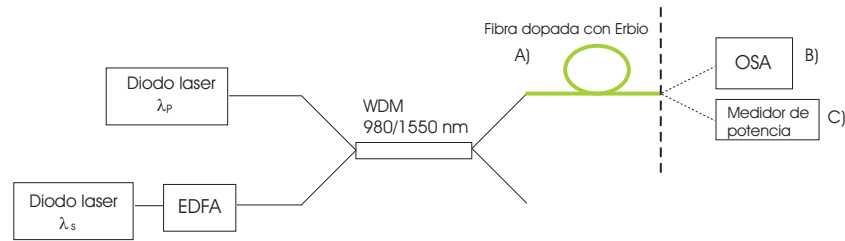


Figura 4.11: Arreglo experimental para bombear simultáneamente la EF con $\lambda_p = 977$ nm y $\lambda_s = 1531$ nm y obtener A) las fotografías de la figura 4.12, B) los espectros de UCE frontales ~ 540 nm y C) la potencia a la entrada y salida de la EF para obtener el coeficiente de transmisión.

Experimentalmente, se bombeó una pieza de EF usando un WDM, el cual soportaba mas de un 1W de potencia óptica por los haces de bombeo y de la señal simultáneamente del mismo lado de la fibra; estos haces fueron obtenidos con un laser semiconductor estándar con salida de fibra ($\lambda_p = 977$ nm) y otro laser semiconductor con longitud de onda $\lambda_s = 1531$ nm seguido por un amplificador de fibra dopado

con erbio, EDFA (ver figura 4.11 A)). La figura 4.12 muestra dos fotografías de la emisión lateral de la EF al bombearla (1) solo con λ_p (figura 4.12(a)) y (2) simultáneamente con λ_p y λ_s (figura 4.12(b)); las potencias incidentes de bombeo y de la señal fueron $P_p=P_s= 260$ mW.

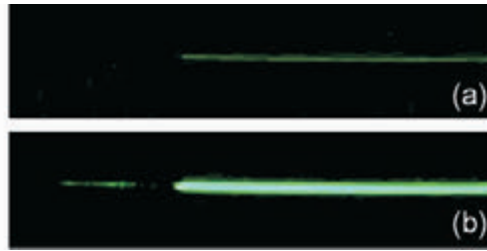


Figura 4.12: Fotografías de UCE a $\sim 520/ \sim 545$ nm obtenidas de la superficie lateral de la EF al excitar dentro del núcleo a (a) $\lambda_p = 977$ nm ($P_p = 260$ mW) y (b) simultáneamente a dos longitudes de onda $\lambda_p = 977$ nm y $\lambda_s = 1531$ nm ($P_p = P_s = 260$ mW) .

Se puede fácilmente observar de la figura 4.12 diferentes niveles de brillo alrededor de ~ 520 - 560 nm, los cuales corresponden a las transiciones ${}^2H_{11/2} / {}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, ver figura 4.10. Notar que casi no se observa UCE cuando la fibra se bombea solamente a la longitud de onda de bombeo. El espectro de UCE de la EF para una pieza de EF de 5cm de largo fue obtenido utilizando un analizador de espectros ópticos (OSA) (figura 4.11 B)) en las mismas condiciones experimentales, como se muestra en la figura 4.13. Para los espectros graficados en la figura 4.13 $P_p= 260$ mW y las potencias de la señal fueron $P_s= 0, 25$ y 260 mW. Se puede hacer énfasis en dos observaciones interesantes: (1) apesar de la baja potencia de la señal, se aumenta enormemente la potencia de UCE (comparar curvas 1 y 2) y (2) a un mayor incremento de la potencia de la señal (arriba de $P_s = 260$ mW), la potencia UCE

crece mucho mas lento (comparar curvas 2 y 3), por lo que se puede demostrar un comportamiento de saturación.

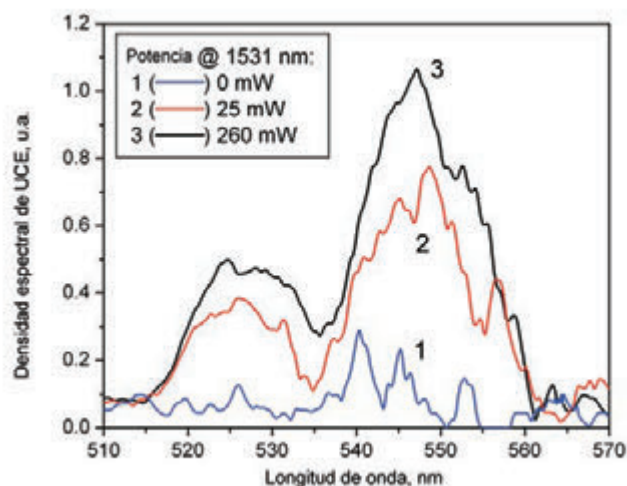


Figura 4.13: Espectros de UCE frontales recolectados de una pieza de EF de 5 cm de largo al excitarse el núcleo a la longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 977$ nm ($P_p = 260$ mW) y a varias potencias ($P_s = 0, 25$ y 260 mW) de la señal $\lambda_s = 1531$ nm.

Así que, se puede concluir de los resultados de UCE, representados por las figuras 4.12 y 4.13, que ésta emisión es la presencia notable de un fuerte proceso ESA en la EF cuando la fibra es bombeada tanto a la longitud de onda de bombeo como la de la señal. Solamente el proceso ESA a $\lambda_p = 977$ nm puede ser el origen de la UCE en el visible (ver figura 4.10); mientras tanto la brillantez de UCE se incrementa drásticamente con la asistencia de $\lambda_s = 1531$ nm (ver figs. 4.12 y 4.13). El conocimiento del parámetro ESA a $\lambda_p = 977$ nm (ε_p) puede ayudar para un mayor entendimiento del fenómeno.

Método primero: por medio de la UCE

La figura 4.15 muestra la dependencia de la potencia verde de UCE de la EF en la potencia de bombeo y de señal, ambas acopladas dentro de la fibra (nuevamente el nivel de potencia de bombeo fue $P_p = 260$ mW, mientras que la potencia de la señal fue variada $P_s = 0-290$ mW). Experimentalmente, la potencia UCE lateral $P_{UCE}(P_s)$ fue registrada de una sección corta de EF ~ 1 mm cerca del empalme de la fibra a la salida del WDM, utilizando un fotomultiplicador con un cátodo de cesio.

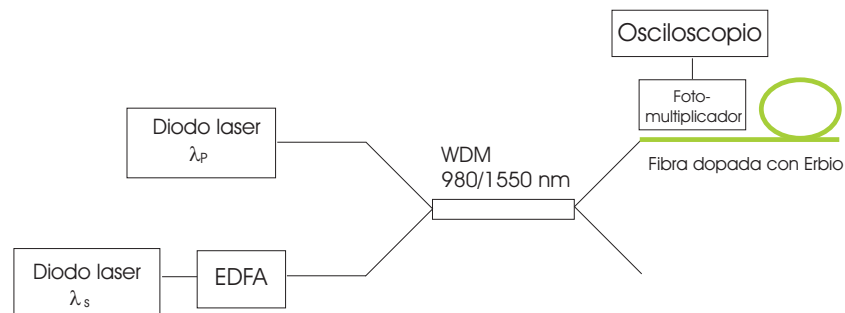


Figura 4.14: Arreglo experimental para obtener la dependencia experimental de la potencia UCE lateral (amplificada con un foto-multiplicador con un cátodo de cesio) en la potencia de la señal.

Se puede observar que el comportamiento de UCE tiene los detalles ya tratados en las figs. 4.12 y 4.13. Se sabe que a potencias de baja señal ($P_s \sim 0$ mW) la UCE es extremadamente débil, mientras se incrementa P_s la potencia de UCE $P_{UCE}(P_s)$ primero crece fuertemente y luego se satura. La dependencia espectral mostrada en la fig. 4.15 por los símbolos (círculos y triángulos) es ajustada por una curva (línea sólida), la cual

representa los resultados del modelo teórico que ya se discutió en la sección anterior.

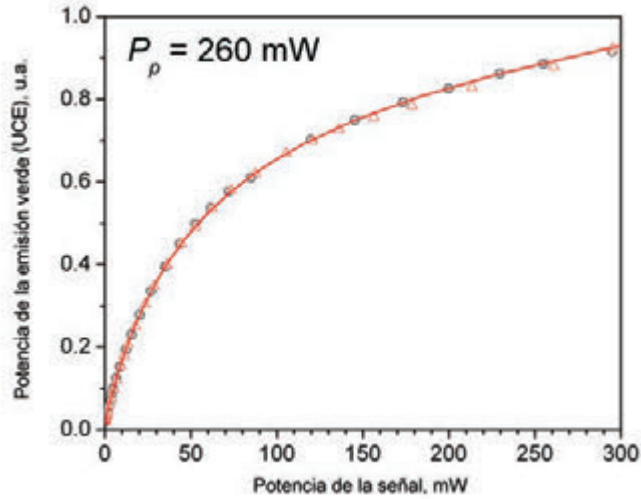


Figura 4.15: Símbolos: Dependencia experimental de la potencia UCE en la potencia de la señal (las mediciones fueron conducidas con un foto-multiplicador con cátodo de cesio): los círculos y los triángulos corresponden a dos diferentes series experimentales obtenidas con las mismas condiciones. La línea sólida: es el ajuste teórico a los datos experimentales obtenidos al modelar la UCE. En cada caso la potencia de bombeo fue $P_p = 260$ mW y la potencia de la señal P_s se varió de 0 a ~ 300 mW.

Para modelar las dependencias de la potencia de UCE a la potencia de la señal, $P_{UCE}(P_s)$ ver figura 4.15, se puede usar la fórmula 4.42 para la población n_5 del estado (${}^4H_{11/2} / {}^4S_{3/2}$), de donde se origina UCE visible (las transiciones ${}^4H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ y ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$); notar por la forma, que n_5 es particularmente una fuerte dependencia del proceso ESA; ya que depende directamente de ε_p , el cual se puede verificar en las fórmulas 4.41, 4.42. Como la potencia espontánea de UCE P_{UCE} es proporcional a n_5 , su cálculo, como una dependencia de I_s (ó P_s), es

suficiente para conseguir lo buscado. Además notar que, para obtener una verdadera dependencia, se necesita obtener la población promedio del nivel ${}^4H_{11/2} / {}^4S_{3/2}$ del núcleo dopado de la EF, por lo que el valor promediado de n_5 toma la siguiente forma calculada anteriormente:

$$\bar{n}_5 = \frac{\varepsilon_p \gamma_2}{a^2} \int_0^a \frac{1 - n_1(r) - n_2(r)}{1 + \varepsilon_p \gamma_2 s_p(r)} s_p(r) 2r dr$$

donde a es el radio del núcleo dopado de la EF. Entonces las dependencias experimentales mostradas en la fig. 4.15 pueden ser directamente modeladas, tomando en cuenta que $P_{UCE} \propto \bar{n}_5$, con un ajuste de un coeficiente de proporcionalidad. Para ajustar los datos experimentales graficados en 4.15 y 4.16, se varió solamente dos parámetros, ε_p y ξ_p , los cuales son las características de las transiciones ESA y SE a la longitud de onda λ_p . Estos valores proveen el mejor ajuste para el conjunto completo de datos mostrados en las figuras 4.15 y 4.16, los cuales fueron $\varepsilon_p = 0.95$ y $\xi_p = 1.08$. Se puede observar que los resultados experimentales y teóricos coinciden muy bien, debido a los valores de los parámetros encontrados.

Concerniente a la dependencia experimental $P_{UCE}(P_s)$ (figura 4.15), se propuso que puede ser modelada por una dependencia teórica para la población relativa $\bar{n}_5(P_s)$ del quinto nivel (${}^4H_{11/2}/{}^4S_{3/2}$) del sistema de Er^{3+} (ver figura 4.10); la razón es que la potencia de UCE espontánea (${}^4H_{11/2}; {}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) es proporcional a \bar{n}_5 ($P_{UCE} \propto \bar{n}_5$ con un coeficiente de proporcionalidad). Es importante notar de la fig. 4.15 que las

dependencias normalizadas $P_{UCE}(P_s)$ y $\propto \bar{n}_5$ virtualmente coinciden en el rango completo de potencias de la señal $P_s = 0 - 290$ mW incluso en detalle (el valor de la potencia de bombeo en el modelo fue el mismo como en el experimento, $P_p = 260$ mW), por lo que se puede decir que se tiene un buen modelo teórico.

Método segundo: por medio del coeficiente de transmisión de la longitud de onda de bombeo

Otra serie de experimentos que muestran la relevancia del proceso ESA a $\lambda_p = 977$ nm, se hicieron para medir el coeficiente de transmisión de la EF al la longitud de onda de bombeo a varias potencias de la señal (ver fig. 4.16).

Los experimentos incluyeron las mediciones directas de las potencias de bombeo y de la señal a la entrada y salida de la EF (ver figura 4.11 C)), donde la potencia de entrada fue $P_{pin} = 260$ mW y su valor de potencia de salida P_{pout} fue medido para cada valor de potencia de la señal P_s en la entrada de la EF ($P_p = 0-260$ mW). Los datos experimentales fueron luego procesados para obtener el coeficiente de transmisión de la EF contra la potencia de entrada de la señal: $T_p(P_s) = P_{pout}/P_{pin}$. Para disminuir el rol de la emisión espontánea amplificada (ASE) indeseada, la cual afecta la señal de salida, los experimentos se trataron con piezas pequeñas de EF (≤ 1 m), una manera de hacer insignificante la ASE.

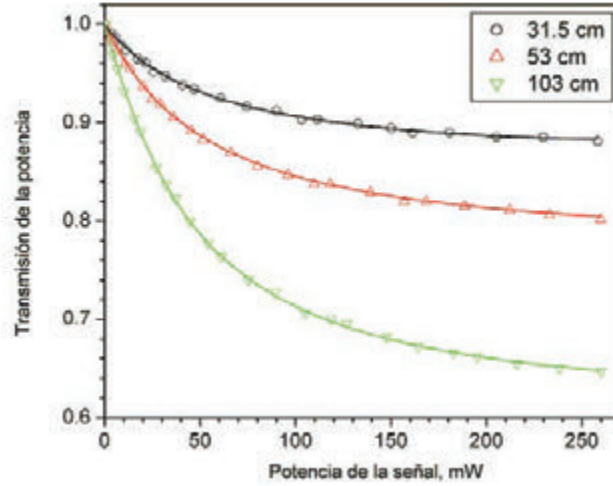


Figura 4.16: Las dependencias experimentales (símbolos) y teóricas (líneas sólidas) del coeficiente de transmisión de la onda de bombeo $\lambda_p = 977$ nm en la potencia de la onda de la señal $\lambda_s = 1531$ nm; los datos fueron obtenidos para tres diferentes longitudes de EF; las curvas teóricas son las mejores aproximaciones al utilizar los valores de los parámetros óptimos de ESA y SE ($\varepsilon_p = 0.95$ y $\xi_p = 1.08$).

Los ejemplos de las dependencias experimentales resultantes $T(P_s)$ se muestran en la fig. 4.16, donde las muestras de EF utilizadas fueron piezas de fibras de diferentes longitudes (los datos experimentales se muestran con símbolos). Una forma característica de las curvas y la divergencia entre estas aparece como una consecuencia de una mezcla complicada de los procesos involucrados al excitar la EF, es decir, la GSA, ESA y las transiciones de emisión estimulada (SE) a las longitudes λ_p y λ_s y los decaimientos radiactivos y asistidos por fonones (no radiactivos) en el sistema de iones de Er^{3+} , ver fig. 4.10.

Para modelar ambas dependencias, se utilizaron los datos de la tabla

4.3, algunos datos medidos experimentalmente, otros tomados de referencias y algunos dados por el proveedor. Los resultados del modelo obtenidos con los cálculos numéricos, usando las ecuaciones y fórmulas de la sección anterior, se muestran en la figura 4.16 por líneas sólidas. Para ajustar las curvas a los datos experimentales graficados se variaron nuevamente éstos dos parámetros, ε_p y ξ_p , como los de la figura 4.15. Nuevamente los datos experimentales y teóricos coinciden, debido a los valores de los parámetros que se encontraron, $\varepsilon_p = 0.95$ y $\xi_p = 1.08$.

Parámetro	Valor	Referencia
Absorción de pequeña señal a 1531 nm	$\alpha_{s0}=0.016 \text{ cm}^{-1}$	Experimental
Absorción de pequeña señal a 977 nm	$\alpha_{p0}=0.012 \text{ cm}^{-1}$	Experimental
Apertura numérica de la fibra	NA = 0.24	Proveedor
Longitud de onda de corte	$\lambda_c = 940 \text{ nm}$	Proveedor
Parámetro ESA a 1531 nm	$\varepsilon_s = 0.17$	[18]
Razon de sección transversal SE/GSA a 1531nm	$\xi_s = 1.08$	[18]
Potencia de saturación a 1531 nm	$P_{ssat} = 0.287 \text{ mW}$	Experimental
Potencia de saturación a 977 nm	$P_{psat} = 0.350 \text{ mW}$	Experimental
Tiempo de relajación para la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	$\tau_{21} = 10 \text{ ms}$	Experimental
Tiempo de relajación para la transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	$\tau_{32} = 5.2 \mu\text{s}$	Experimental comparar [19, 59]
Tiempo de relajación para la transición ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	$\tau_{43} = 5 \text{ ns}$	[59]
Tiempo de relajación para la transición ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	$\tau_{54} = 1 \mu\text{s}$	[16]

Cuadro 4.3: Valores que se usaron en el modelo teórico para obtener el parámetro ESA a la longitud de onda de bombeo (ε_p) cuando la EF es bombeada simultáneamente con $\lambda_p = 977 \text{ nm}$ y $\lambda_s = 1531 \text{ nm}$ para una fibra con bajo dopante (Thorlabs M5-980-125, $\sim 300 \text{ ppm}$ de concentración de Er^{3+}).

De las dependencias de la transmisión no lineal de la radiación del

bombeo en la potencia de la onda de la señal $T(P_s)$ ver fig. 4.16, se puede deducir que los datos experimentales (símbolos) y su contra parte teórica (curvas planas) están también en una considerable coincidencia para las longitudes de EF utilizadas, dentro del rango completo de potencias de la señal. En el último caso, el modelo fue directo, es decir el coeficiente de transmisión calculado se encontró exactamente como se midió experimentalmente.

Otra perspectiva a la física relacionada con el coeficiente de transmisión no lineal $T(P_s)$ de la EF se puede realizar al analizar la figura 4.17, donde se proponen las dependencias experimentales mostradas en la figura 4.16 (para un a longitud de 103 cm de EF) y graficadas las dependencias teóricas $T_p(P_s)$ generadas para las siguientes situaciones: (1) los parámetros $\varepsilon_p = 0.95$ y $\xi_p = 1.08$ tienen los valores que permiten el mejor ajuste a la curva 1; (2) ni el parámetro ESA ni ES se toman en cuenta ($\varepsilon_p = 0$ y $\xi_p = 0$, curva 2); (3 y 4) uno de los parámetros toma el valor óptimo, mientras el otro no se toma en cuenta ($\varepsilon_p = 0.95$, $\xi_p = 0$); curva 3 y ($\varepsilon_p = 0$ y $\xi_p = 1.08$; curva 4).

Se puede observar de este arreglo de resultados modelados que el conocimiento del parámetro ESA ε_p permite el mejor ajuste a los datos experimentales para P_s mas pequeñas, donde el conocimiento del parámetro ξ_p permite el mejor ajuste a los resultados con P_s mas grandes (saturación), (comparar los comportamientos asintóticos de las curvas a estos límites). En consecuencia, se puede revelar un rol notable de

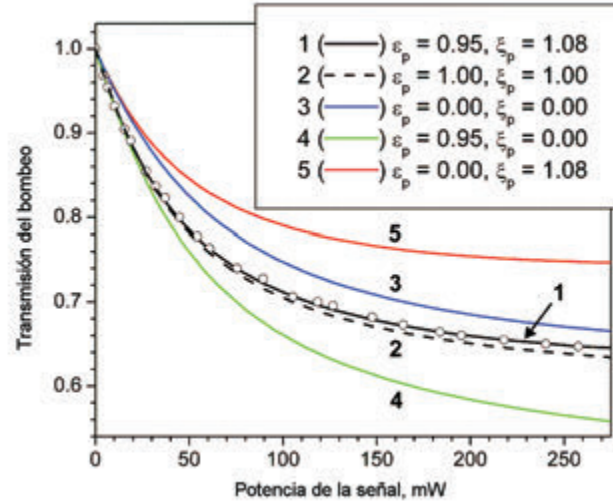


Figura 4.17: Una ilustración que muestra la dispersión de los resultados modelados al variar los parámetros ESA y SE (buscar en el texto para ver como fueron generadas las curvas planas 1 a 4); los círculos en esta gráfica repiten los resultados experimentales mostrados en la figura 4.16 para una EF con 103 cm de longitud.

ambos nuevos parámetros obtenidos en el presente estudio, es decir, las cantidades de los parámetros ESA a la longitud de onda de bombeo (ϵ_p : ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$) y SE también a la longitud de onda de bombeo (ξ_p : ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) determinan la respuesta del sistema de Er^{3+} cuando es excitado simultáneamente a las longitudes de onda de bombeo λ_p y de la señal λ_s .

Finalmente recordar que la situación estudiada en esta investigación, es decir bombeo simultáneo en la EF de las radiaciones de bombeo $\lambda_p = 977$ nm y de señal $\lambda_s = 1531$ nm es normalmente conocida en la práctica cuando se trata de EDFL/EDFA. Por tanto, el conocimiento

de los valores reales de los parámetros ESA y SE, ambos para las longitudes de onda de bombeo (ε_p y ξ_p los principales resultados de éste capítulo) y de la señal (ε_s y ξ_s los principales resultados del capítulo anterior) nos permiten un verdadero panorama de las características de funcionamiento de los EDFL/EDFA mencionados en la introducción.

Capítulo 5

Estudio del foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento reversible en una fibra de sílice altamente dopada con iterbio

5.1. Introducción

El efecto de foto-obscurecimiento se manifiesta como un incremento considerable de las pérdidas en la YF activa, expandidas desde la región del UV al rango de la banda resonante del Yb^{3+} (0.9-1.0 μm), durante el laseo (minutos/horas). El exceso de pérdidas inducido por el bombeo dentro de la banda espectral del Yb^{3+} es responsable de la degradación de la potencia de salida de un YFL [8].

Cabe mencionar que el efecto de foto-obscurecimiento se observa cuando un YF se bombea con luz que cae dentro de la banda resonante del Yb^{3+} ($0.9\text{-}1.0\ \mu\text{m}$) incluso en condiciones de no láseo, por ejemplo, cuando una fibra no forma parte de una cavidad [20]. Hasta ahora, la naturaleza física del efecto del foto-obscurecimiento en YF no es clara [21] y esto es, más probablemente, diferente de efectos similares observados aún en los 90's en otros tipos de fibras dopadas con tierras raras [61]. Se han reportado como posibles fuentes de foto-obscurecimiento en YF no identificadas "transformaciones estructurales foto-inducidas" ó "centros de color" (ver [21, 23]), o la presencia de pares $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ [8] en YF altamente dopadas (por lo menos, una correlación fuerte del foto-obscurecimiento, la concentración de iterbio y la presencia de pares $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ en YF altamente dopadas ya se ha reportado [8]). Parecen ser importantes las siguientes observaciones (1) la razón de foto-obscurecimiento depende fuertemente del nivel de inversión de población del Yb^{3+} [21, 22, 24] y (2) el exceso de pérdidas pueden ser por lo menos parcialmente- borradas con iluminación de luz UV ($355\ \text{nm}$) [9] a una YF foto-obscurecida o calentándola a altas temperaturas ($400\ ^\circ\text{C}$) [24]. Mientras tanto, la discusión sobre una posible influencia de la composición química de YF en el foto-obscurecimiento da conclusiones absolutamente diferentes, frecuentemente opuestas. Por ejemplo, se ha reportado que una YF altamente codopada con aluminio (Al) permite un decremento del exceso de pérdidas en el visible, mientras los autores de la ref. [24] concluyen que al codopar con Al resultan

pérdidas mucho más altas en una YF foto-obscurecida mas bien que una codopada con fósforo.

El objetivo de ésta sección es proporcionar al lector nueva información concerniente al efecto de foto-obscurecimiento en YF de aluminio-sílice que puede ser útil para el mejor entendimiento de cual es su naturaleza. Mas adelante, se reportan las características experimentales de los efectos de foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento en una YF altamente dopada bajo la acción de la luz de bombeo tanto de 977 nm y 543 nm. Primeramente, se muestra que al irradiar la muestra con 977 nm (cientos de mW) resulta un incremento de la absorción en el rango de longitudes de absorción resonante (Yb^{3+}) cerca de la línea cero-fonon del iterbio. En segunda, se ha demostrado una exposición adicional a la YF, a 543 nm de luz verde (~ 1 mW), donde ya han ocurrido las transformaciones espectrales mencionadas, resulta una restauración parcial de las propiedades de la fibra, es decir, la eliminación de la extra absorción en el visible y las ondas cortas, 400-1000 nm, permitiendo un decremento simultáneo del coeficiente de absorción resonante (Yb^{3+}) cerca de la línea cero-fonón del iterbio. Finalmente, presentamos una revelación de cual es el resultado de la exposición simultánea de una YF a luz resonante IR (977 nm) y a luz verde (543 nm): se muestra que en este caso se detecta un incremento en la emisión lateral visible (o UV) de la muestra de fibra foto-obscurecida.

Discutiendo los resultados experimentales, proponemos que las transformaciones observadas en el espectro de absorción de una YF, es decir,

los efectos de foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento, pueden ser el resultado de, respectivamente (a) el proceso de conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ inducido por la luz (con bombeo a 977 nm), con la extra absorción en el visible originando su propia formación de centros Yb^{2+} y (b) el proceso inverso, $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$, debido a la irradiación a 543 nm en la muestra de fibra obscurecida. Mientras tanto, un incremento de la emisión lateral de una muestra YF sometida a irradiación simultánea con luz IR y verde puede ser una señal de la emisión de centros Yb^{2+} o alternativamente como un incremento del esparcimiento por el volumen de una YF por el proceso de closterización o micro-cristalización inducidas por la luz. Algunas evidencias de las ideas propuestas son dadas finalmente, con referencia a datos en la literatura concerniente a efectos similares en sílice en bulto Yb:vidrio y otros materiales dopados con iterbio [62, 63].

5.2. Experimentación y Resultados

Los experimentos fueron elaborados con una fibra de aluminio-sílice estándar altamente dopada con iterbio Yb1200-4/125 (Thorlabs) con absorción de 1200 dB/m a $\lambda = 976$ nm y 4-125 μm de núcleo y recubrimiento respectivamente (esta fibra ha sido fabricada por Liekki Co usando el método DND [20]).

El espectro de transmisión de la muestra de YF en el rango espectral 0.4-1.1 μm fue colectado con un analizador de espectros ópticos (OSA, con resolución de 50 pm) con la ayuda de una fuente de luz blanca (ver

figura 5.1 A)). Primero se obtuvo el espectro de una fibra "fresca" de YF y luego a varias dosis de irradiación a la muestra con un diodo láser con fibra estándar de longitud de onda 977 nm @ 500 mW. La radiación de 977 nm del láser de coleta de fibra fue acoplada por medio de empalmes a la fibra estándar SMF y luego a la muestra de fibra YF (la salida de YF fue empalmada con otra pieza de fibra SMF conectada al OSA) (ver figura 5.1 B)). El espectro de transmisión de YF fue medido de la siguiente manera: Una fuente de luz blanca con salida a fibra fue empalmada al arreglo de fibra que contenía la muestra YF (fresca o sujeta a algunas dosis de irradiación); la luz blanca se atenúa al pasar por la muestra y al final de ésta se recolecta con el OSA. Debido al gran coeficiente de absorción de la YF en el máximo de la banda del Yb^{3+} (alrededor de 1.7 cm^{-1} para 977 nm), la longitud de las piezas de YF fueron entre 2-3 cm en los experimentos.

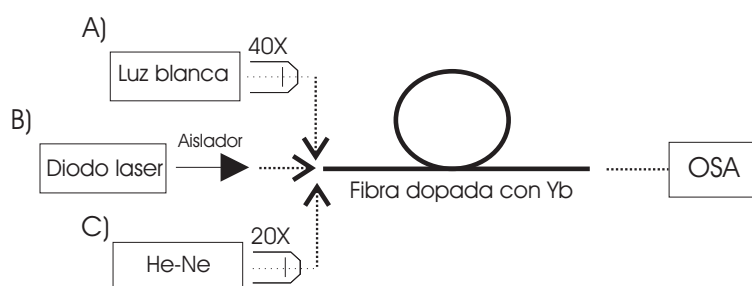


Figura 5.1: Arreglo experimental para A) medir el espectro de transmisión de la YF, B) foto-obscurecer la YF con un diodo láser a $\lambda = 977 \text{ nm}$ a diferentes dosis de irradiación y C) para foto-blanquear la EF con un laser He-Ne a $\lambda = 543 \text{ nm}$ a 1mW.

Un ejemplo de los datos obtenidos se muestra en la figura 5.2, donde se grafica el espectro de atenuación de la muestra de YF inicial antes

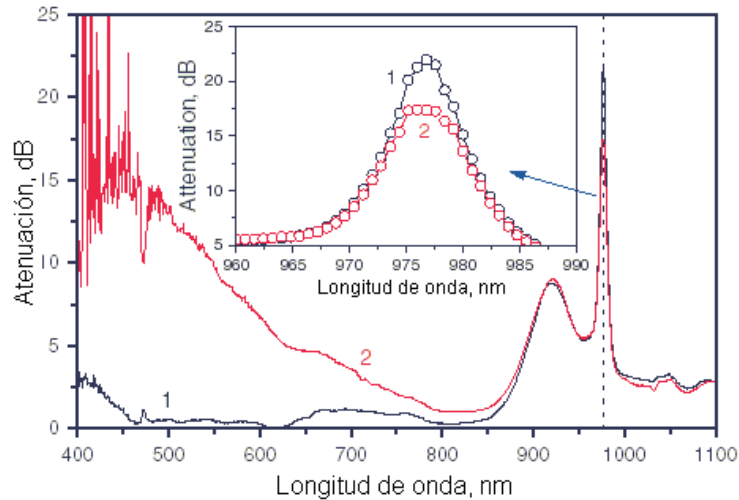


Figura 5.2: Foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento en una YF (977 nm @ 450 mW. Longitud de la YF - 3 cm; tiempo de irradiación - 1.5 horas)

de la irradiación (curva 1) y después de 1.5 horas de irradiación (curva 2); una inserción a la figura 5.2 muestra una ampliación del mismo espectro dentro de la línea cero-fonon del iterbio. De la figura 5.2, uno puede ver el cambio dramático en la atenuación de la YF expandida desde los 400 a 1000 nm, donde se localiza la banda resonante del Yb^{3+} . Este resultado, el aspecto en la YF expuesta al bombeo de 977 nm y su amplio exceso de pérdidas espectrales en el visible, es prácticamente una réplica de resultados previos (ver [20, 39]) y normalmente estos cambios espectrales inducidos por el bombeo es el llamado efecto de "foto-obscurecimiento". Una novedad que proviene de nuestros datos (ver la figura insertada) es la detección de la disminución simultánea de la absorción en un ancho espectral angosto, que corresponde al máximo de la banda resonante del Yb^{3+} (probablemente los autores de estudios

anteriores no pudieron capturar este importante comportamiento debido al trabajo con muestras de fibras de YF mucho más largas, donde está latente por debajo del nivel del ruido). También se nota en la figura los cambios espectrales ocurridos a 470-480 nm, es decir, dicho rango espectral afirma la presencia de pares de iones Yb^{3+} - Yb^{3+} [37, 38, 64] en la YF.

La figura 5.3 muestra las diferencias de los espectros, es decir, los espectros obtenidos de restar del espectro de una YF foto-obscurecida (como el que se muestra en la figura 5.2 por la curva 2) del espectro de una inicial, una YF no irradiada (curva 1 figura 5.2). Estas diferencias en los espectros de absorción fueron obtenidas a varias etapas de bombeo (dosis de 5, 30, 120 y 240 minutos) de la YF a la longitud de onda de 977 nm.

El espectro en el visible (figura 5.3a), otra vez demuestra el amplio espectro de pérdidas en la YF, mientras que el espectro mostrado en la figura 5.3- el foto-blanqueamiento resonante (espectralmente delgado) dentro de la línea cero-fonon del iterbio. Hay que notar que el espectro en la figura 5.3b hace recordar algo de las características capturadas en 1997 [23] y tratadas como la "absorción adicional" en una YF y atribuida a la presencia de algunos "defectos estructurales o centros de color" no identificados (y dudosos [64]).

En lo contrario, el decremento de la absorción en el máximo resonante puede ser asignado a la conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ dentro de un

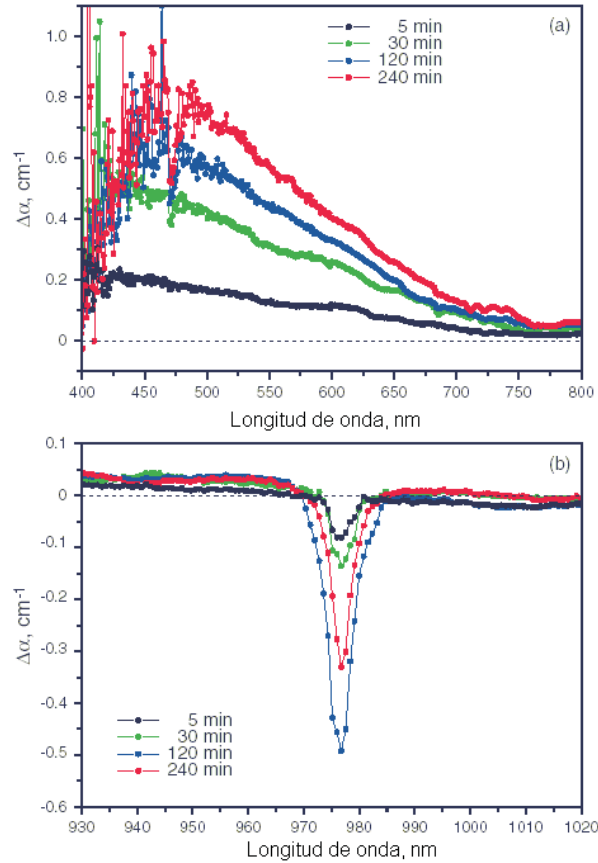


Figura 5.3: Detalle en las diferencias de los espectros de absorción mostrando los efectos de a) foto-obsurecimiento y b) foto-blanqueamiento resonante en una YF (las mismas condiciones como en la figura 5.2)

par excitado $\text{Yb}^{3+} - \text{Yb}^{3+}$, que tiene su propia banda de absorción en el rango de $1 \mu\text{m}$ [40, 64], con excepción a la que tiene un solo ion. Por otra parte, si es verdad la propuesta de que el proceso de conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ en una YF donde los iones Yb^{2+} (centros) son formados, el amplio espectro de pérdidas en el visible (figura 5.3a) es atribuido a la banda de absorción del Yb^{2+} (ver la discusión anterior).

La figura 5.4 muestra la dinámica de las transformaciones reportadas

dentro de la banda de absorción resonante del Yb^{3+} (figura 5.4a) y espectralmente el amplio exceso de pérdidas en el visible (figura 5.4b)- a incrementos de la dosis de irradiación en la banda (977 nm).

Es interesante notar que cerca del máximo de absorción resonante (977 nm) primeramente se decrece, así permitiendo que uno revele la presencia en la YF del foto-blanqueamiento resonante, pero luego regresa parcialmente al valor inicial (figura 5.4a). Un incremento del coeficiente de absorción a 977 nm a altas dosis puede mostrar que el proceso inverso está comenzando, cuando la concentración de Yb^{2+} llega a ser mas alta. En contraste, el exceso de pérdidas inducido en el visible (foto-obscurecimiento) continuamente se incrementa con las dosis de irradiación (figura 5.4b). En referencia a los resultados obtenidos a irradiaciones adicionales con luz verde (longitud de onda 543 nm, láser He-Ne a 1 mW) a una YF foto-obscurecida (ver arriba), la radiación verde fue acoplada a una fibra estandar SMF por un micro objetivo (40X) y a través de un empalme a la muestra de YF. La YF fue entonces irradiada con algunas dosis con el láser He-Ne (ver figura 5.1 C)). El espectro de transmisión de la YF fue medido antes y justo después de irradiarla con luz verde y el procedimiento de recolectar el espectro fue el mismo como en los experimentos en la irradiación resonante a 977 nm: la fuente de luz blanca con salida de fibra fue empalmada al arreglo de fibra que contenía la YF y la luz blanca, atenuada al pasar por la muestra de YF fue colectada con el OSA (ver figura 5.1 A)).

Los típicos resultados experimentales se muestran en la figura 5.5,

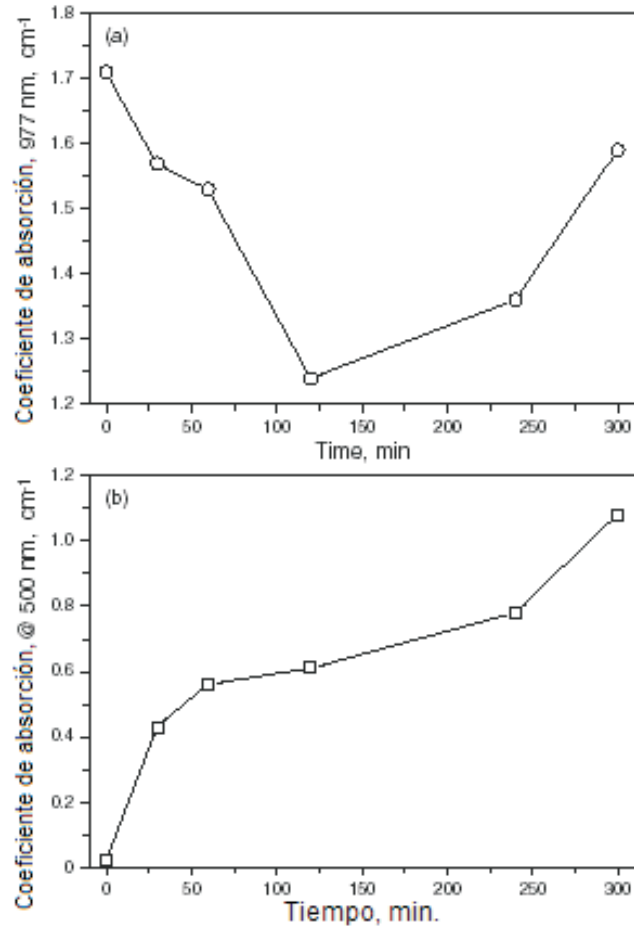


Figura 5.4: Dinámica de a)foto-blanqueamiento resonante y b) foto-obscurecimiento en una YF (977 nm @ 450 mW; longitud de la YF - 3 cm)

donde la curva 1 representa el espectro de absorción de una muestra de YF foto-obscurecida (con luz resonante a 977 nm, ver arriba), la cual se toma como la fibra inicial y curva 2, el espectro de absorción de la misma muestra después de exponerla a 543 nm de luz durante 1 hora. Una comparación de las curvas 1 y 2 en la figura 5.5 muestra que el obscurecimiento de la YF ha sido parcialmente removido; en otras palabras, ha ocurrido en la fibra un blanqueamiento parcial del amplio

espectro de pérdidas foto-obscurecidas. (Notar que un efecto similar ha sido recientemente observado al bombear una fibra LMA YF (MCV) foto-obscurecida con luz ultravioleta a 355 nm [39]).

Otro importante hecho se ve en la inserción de la figura 5.5, donde están ampliadas las transformaciones espectrales de la YF ocurridas en la banda de absorción resonante del Yb^{3+} . Uno puede ver de la figura 5.5, que una irradiación adicional a 543 nm de la YF foto-obscurecida resulta en (1) un blanqueamiento parcial de la amplia extra absorción espectral en el visible y (2) un incremento simultáneo del pico de absorción resonante 977nm (Yb^{3+}). En nuestra opinión, estos datos muestran que un proceso inverso, $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$, posiblemente se lleva a cabo en la YF (implica que los centros Yb^{2+} fueron formados al irradiar con 977 nm, ver figuras 5.2, 5.3 y 5.4). Por cierto, mencionar que ciertas características espectrales están otra vez presentes en la figura 5.5 dentro del rango espectral, corresponden a la "presencia (firma)" de los pares Yb^{3+} - Yb^{3+} .

Finalmente, se han presentado los resultados para la exposición simultánea de una YF a ambas radiaciones, resonante (977 nm) y verde (543 nm). En este caso, estuvimos interesados en detectar la dinámica de la emisión lateral de la fibra de YF irradiada. Especialmente el interés fue checar si o no la YF emite cualquier luz en el visible (o UV), puesto que esta emisión puede ser un aspecto de la presencia de iones de Yb^{2+} en la fibra.

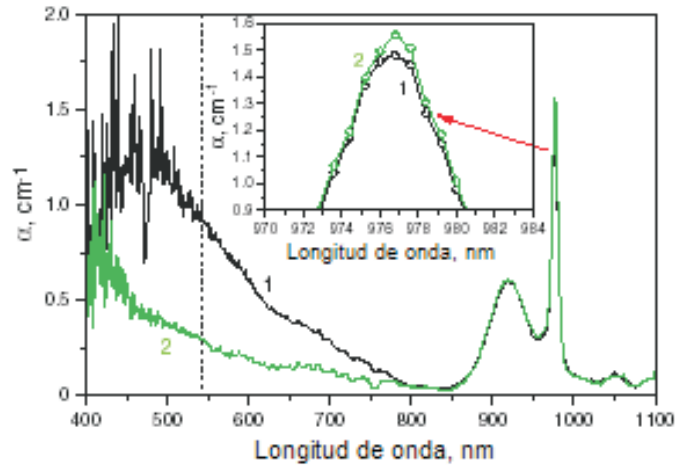


Figura 5.5: Borrado de la YF foto-obscurecida al irradiarla con el láser He-Ne (543 nm @ 1 mW, tiempo de exposición - 1 hora)

El arreglo experimental es el que se muestra en la figura 5.6. La radiación verde del láser He-Ne fue acoplada a una fibra estándar SMF por un micro objetivo (20X) y luego a través de un brazo de un multiplexor WDM especial, a una muestra de YF fresca. La radiación IR del diodo láser con salida de fibra fue acoplada a la muestra de YF a través de otro brazo del multiplexor WDM. Así, la muestra de YF fue expuesta en este caso a la irradiación simultánea a la longitud de onda de 977 nm (250 mW) y 543 nm (1 mW). Durante los experimentos, medimos la señal de la emisión lateral con un fotodetector de Si a través de un filtro que eliminaba el IR.

Los resultados experimentales se muestran en la figura 5.7. Se puede observar que la YF foto-obscurecida irradiada durante unas pocas horas, se registra un incremento notable de la señal de amplitud por el fotodetector; por lo que su dinámica tiene un carácter exponencial.

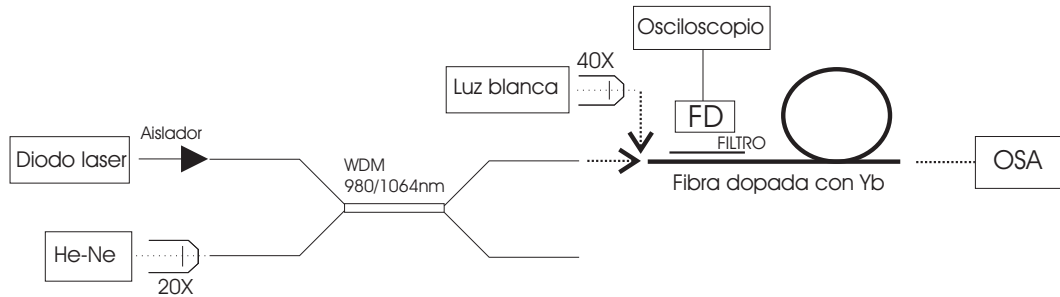


Figura 5.6: Arreglo experimental para detectar la dinámica de la emisión lateral de la YF cuando es irradiada simultáneamente a ambas radiaciones, $\lambda = 977$ nm y $\lambda = 543$ nm.

Se cree que el último resultado puede testificar ambos, con respecto a la propuesta anterior de que el foto-obscurecimiento en una YF ocurre debido al proceso de conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$, donde los centros Yb^{2+} - vía algún proceso (ver la discusión anterior)- emiten en el visible o UV o por un incremento del esparcimiento a la longitud de onda de 543 nm. El esparcimiento puede acompañar las transformaciones de foto-obscurecimientos/foto-blanqueamiento en la fibra debido a cambios micro estructurales en la red de sílice, es decir, en cúmulos de iones de iterbio y sus alrededores (ver [22, 39, 24, 64], donde se revela un rol de los pares $\text{Yb}^{3+} - \text{Yb}^{3+}$ o incluso cúmulos de iterbio en el proceso de foto-obscurecimiento).

5.3. Discusiones

Es necesario una discusión adicional con respecto a los resultados anteriormente reportados y la idea propuesta de que las transformaciones espectrales (ver figuras 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5) son un indicativo del proceso

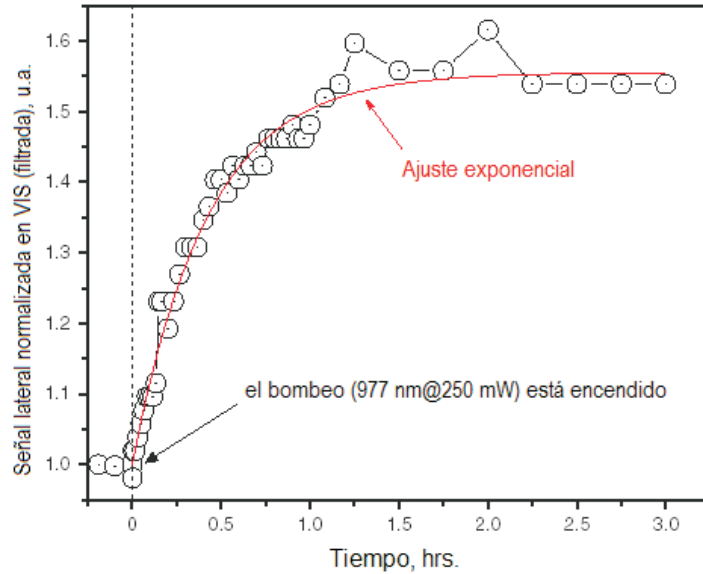


Figura 5.7: Dinámica de la emisión lateral visible (la componente de IR fue eliminada) de una YF a irradiación simultánea de las señales 977 nm @ 250 mW y 543 nm @ 1 mW

de conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$, inducido por luz acoplada a una YF (la conversión directa $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ en una fibra inicial a bombeo de 977 nm y la conversión $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ en una foto-obscurecida bombeada a 543 nm).

(1) A pesar de la evidencia del hecho experimental de que el efecto de foto-obscurecimiento en una YF (generación del exceso de pérdidas en el visible) está acompañado por su foto-blanqueamiento resonante dentro de la banda del iterbio (ver figuras 5.2, 5.3), nuestra contribución a estos procesos como $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ (el cual puede involucrar pares de iones Yb^{3+} - Yb^{3+} , ver nuestras notas anteriores y [22, 24, 64]) pueden ser de dudoso significado y explicados de otra manera, es decir,

por los mencionados (pero hasta la fecha no identificados) defectos estructurales o centros de color [20, 23, 24, 39, 64]. Sin embargo, recordar otros datos interesantes de la literatura referentes al tema.

En vidrio sílice la forma divalente del iterbio (Yb^{2+}) puede existir solamente en la presencia de óxido de aluminio [16] siendo un centro de color [65] -posiblemente un $\text{Yb}^{2+}\text{Al}^{3+}\text{O}^{2-}$. Mientras tanto, notar que todos los resultados del foto-obscurecimiento en una YF son obtenidos de fibras de aluminio-sílice. El espectro de absorción de los centros Yb^{2+} en vidrio sílice, cubriendo el rango desde el visible al UV, es muy similar al espectro en el visible de la YF foto-obscurecida (ver [21, 22, 39] y el presente trabajo, figura 5.3a).

Hay muchas investigaciones donde reportan el proceso de conversión $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ -en fosfatos, fluoridos y cristales en bulto (ver por ejemplo [46, 63, 66, 67, 68])- , sin embargo, en todos estos casos esto ocurre a irradiación γ o recalentamiento térmico. En [66] los autores notan que los centros Yb^{2+} y los pares de iones $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ (en un cristal CaF_2) están fuertemente acoplados y la transferencia de energía entre ellos es el caso. A propósito notar que, de acuerdo al punto de vista actual, en muchos materiales altamente dopados con iterbio (ver por ejemplo [37, 66, 69, 40]) y particularmente en YF [38, 64, 70] el efecto de pares de iones $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ es notable.

También es de importancia que los pares de iones de iterbio poseen no solamente las líneas de absorción-emisión cooperativa en el visible

[38, 64, 70], pero también la líneas cerca de $\sim 1 \mu\text{m}$ (latente bajo la banda que cubre un solo ion Yb^{3+}), haciendo relevante la sugerencia anterior de que el foto-blanqueamiento resonante (al bombeo con 977 nm) observado en el presente trabajo es debido al decremento del número de aquellos iones de Yb^{3+} de los cuales componen los pares Yb^{3+} - Yb^{3+} (o incluso cúmulos mas complicados).

Así que, un cúmulo altamente excitado, compuesto de iones de iterbio y ligandos (por ejemplo Al) cercamente localizados en la presencia de un ion ligando muy cercano lanzado o atraído, puede ser en principio una fuente de un centro Yb^{2+} , proporcionado acoplamiento fuerte de energía entre los pares de iones Yb^{3+} - Yb^{3+} y los asinados (agarrados fuertemente) centros Yb^{2+} ($\text{Yb}^{2+}\text{Al}^{3+}\text{O}^{2-}$) (ver atrás). De aquí, llega a ser comprensible una observación simultánea de los efectos del foto-obscurecimiento y el foto-blanqueamiento resonante en YF bajo la acción de $\sim 1 \mu\text{m}$ de bombeo (ver figuras 5.2, 5.3 y 5.4), implicando el proceso $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$.

(2) Unas pocas palabras deberían decirse concernientes al segundo efecto registrado en el presente trabajo: un regreso del la YF foto-obscurecida a su estado inicial bajo la acción de la luz verde (543 nm, láser He-Ne). Como es visto en la figura 5.5, para una potencia débil de irradiación puede ocurrir una disminución significativa en el exceso de pérdidas en el visible en este caso y al mismo tiempo puede ser capturado algún incremento (regreso) de la absorción resonante de la YF (ver la inserción de la figura 5.5). La propuesta de estos procesos,

como la conversión reversible $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ con bombeo a 543 nm, puede ser sustentada en los siguientes datos de la literatura.

Primero que todo, recordar que observaciones análogas (un regreso de la fibra foto-obscurecida a sus condiciones iniciales) están reportadas en [39], donde el foto-blanqueamiento del exceso de pérdidas en el visible es mostrado al empezar la exposición de una fibra obscurecida al UV, 355 nm de luz y en [24], donde el foto-obscurecimiento se muestra desaparecido al recocer a altas temperaturas una fibra obscurecida, ~ 400 °C de temperatura. Por otra parte (ver [68]), características absolutamente similares son observadas en cristales YAG, que contienen iones de Yb^{3+} y Yb^{2+} : los centros Yb^{2+} ambos: irradiándolos con luz o recalentándolos son transformados a iones de Yb^{3+} . Por supuesto, el último hecho no puede atestiguararse por los mismos mecanismos en la YF, pero es notable. Entonces, los autores de una investigación recientemente publicada, donde procesos análogos ($\text{Yb}^{3+} \leftrightarrow \text{Yb}^{2+}$) son comprensiblemente discutidos para fosfatos, dicen que el proceso de reversión puede darse si un electrón que pertenece al centro Yb^{2+} se recombina con un hueco localizado en un ligando. Este proceso tiene que ser acompañado por la luminiscencia de transferencia de carga dentro de un "cúmulo de transferencia de carga". También notar que, según los puntos de vista actuales, los centros Yb^{2+} deberían luminiscer en el rango espectral visible,- ver [46, 62, 63, 66] donde los datos para aluminio-sílice Yb:vidrio y en otros materiales dopados con iterbio son presentados.

Finalmente proponemos las reacciones fotoquímicas (ver también

[46]) las cuales podrían describir los procesos de conversión $\text{Yb}^{3+} \leftrightarrow \text{Yb}^{2+}$ implicados para explicar los efectos de foto-obscurecimiento/foto-blanqueamiento resonante en la YF:

(I) $e^- + \text{Yb}^{3+} \rightarrow (\text{Yb}^{2+})^* \rightarrow \text{Yb}^{2+}$ (+ posible emisión característica de los centros Yb^{2+}),

(II) $\text{Yb}^{2+} \dots e^+ \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ (+ posible luminiscencia por transferencia de carga),

Donde e^- es un electrón lanzado de ligandos cercanos (es decir, oxígeno) a un par excitado ($\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$) al bombeo 977 nm y e^+ es un hueco distribuido sobre los ligandos en las vecindades de un centro Yb^{2+} . Notar que los procesos (I) y (II) pueden ir con emisión en el visible (comparar con los resultados de la figura 5.7).

Entonces, un electrón lanzado por la excitación a 977 nm de los ligandos, cuando está muy cercano a un par excitado $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$, es capturado por uno de los iones Yb^{3+} que componen el par, que dan lugar a la formación de un centro Yb^{2+} (el proceso directo $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2+}$, ver figuras 5.2 y 5.3). Y un centro Yb^{2+} (nacido por el bombeo a 977 nm), capturando un hueco estando dentro o muy cerca de un cúmulo de pares $\text{Yb}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$, espontáneamente o con la asistencia de luz 543 nm (ver figura 5.5) es transformado a un ion Yb^{3+} (el proceso de regreso $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$).

Capítulo 6

Conclusiones y Perspectivas a futuro

Los resultados obtenidos con respecto al coeficiente ESA pueden ser útiles para proyectar los EFL/EFA para sus aplicaciones en telecomunicaciones: El rango espectral del parámetro ESA ε_s , cubierto en el capítulo 4, corresponde por completo a la banda C y a las colas de las bandas S y L. Además se muestra un estudio detallado del proceso ESA a la longitud de onda $\lambda_p = 977$ nm usada normalmente para el bombeo, cuando la fibra es excitada simultáneamente a la longitud de onda de la señal $\lambda_s = 1531$ nm. Este arreglo puede relacionarse directamente tanto a los EDFL o a los EDFA (con saturación de ganancia).

El parámetro ESA ε_s , además de la oportunidad revelada de servir para determinar la ganancia neta en la EF (la ganancia de completa saturación se obtiene experimentalmente y trae intrínseca las pérdidas

por ESA), inminentemente trae en él la información sobre la pérdida no lineal a la longitud de onda de la señal ($\sim 1.5 \mu\text{m}$) de los EFL/EFA, el cual es importante para el entendimiento profundo de sus características de funcionamiento.

Se muestra experimentalmente que el proceso ESA a la longitud de onda de bombeo ε_p llega a ser muy notable incluso a moderadas potencias de la señal y cuando ésta es mayor llega a ser mas pronunciado el proceso; mientras tanto, en la ausencia de la radiación de la señal, el proceso ESA es bastante ineficiente. Estas observaciones son válidas a través de las mediciones de UCE, el proceso seguido de la ESA, un proceso inherente a éste último y son cuantitativamente manejados a través de las mediciones del coeficiente de transmisión no lineal a la longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 977 \text{ nm}$ y para el caso del proceso ESA a la longitud de onda de la señal, a través del coeficiente de transmisión no lineal a la longitud de onda de la señal $\lambda_s = 1.48 - 1.59 \mu\text{m}$.

Las series obtenidas experimentalmente tanto para el bombeo a la señal de generación $\sim 1.5 \mu\text{m}$ y el bombeo simultáneo a $\sim 977 \text{ nm}$ y $\sim 1.53 \mu\text{m}$ son entonces modeladas teóricamente, aplicando un modelo avanzado de cuatro y cinco niveles respectivamente al sistema de Er^{3+} para la EF al excitarla. Se ha demostrado que los resultados del modelo ajusta muy bien a un conjunto completo de datos experimentales, una vez encontrados los parámetros ESA y SE, según el caso.

Los nuevos parámetros medidos ε_s (ESA a la longitud de onda de la señal), ε_p (ESA a la longitud de onda de bombeo) y ξ_p (SE) ambos últimos a la longitud de onda de bombeo λ_p nunca fueron medidos con precisión (que se mencionen en la literatura actual) y usualmente son ignorados al modelar los EDFL/EDFA.

Finalmente con respecto al fenómeno de foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento se obtienen dos novedades experimentales involucrando la física de una YF altamente dopada expuesta a la acción de la radiación resonante 977 nm y radiación verde 543 nm:

- (1) es claro que el foto-obscurecimiento de una YF en el rango espectral visible, por el bombeo a 977 nm está acompañado por el foto-blanqueamiento resonante dentro de la banda del Yb^{3+} ;
- (2) los procesos mencionados son reversibles: a una exposición adicional de la YF obscurecida con luz a 543 nm, las consecuencias son ambas, por lo menos parcialmente eliminados- la fibra obscurecida en el visible es borrada y su blanqueamiento dentro de la banda del Yb^{3+} se disminuye.

Se ha propuesto que estos hechos experimentales pueden ser explicados en términos de procesos de conversión $\text{Yb}^{3+} \leftrightarrow \text{Yb}^{2+}$ inducidos por luz. Sin embargo resaltar que se necesita una investigación a futuro mas detallada para atestiguar las hipótesis mencionadas, por ejemplo, checar si o no los espectros de absorción registrados están acompañados por cambios en el espectro de emisión de la YF al bombarla dentro

de la banda; una inspección de los efectos térmicos inducidos por el bombeo los cuales se esperan ser serios en YF altamente dopadas; etc.

Como perspectivas a futuro se contemplan las siguientes:

(1) Estudio de la absorción del estado excitado de iones de erbio e iterbio dependiente de la concentración de dopaje (up-conversin Auger) de la fibra óptica. Dicho estudio es necesario para hacer los modelos adecuados de láseres de fibra óptica de varios tipos, tales como, de onda continua, de Q-switch y de amarre de los modos longitudinales.

(2) Elaboración de un modelo novedoso de láseres de fibra óptica utilizando un modelo distribuido (no puntual) para tomar en cuenta todos los efectos no-lineales concernientes con la absorción del estado excitado y con las distribuciones radiales del dopaje y de ondas de bombeo y de laseo. El modelo permitirá optimizar los láseres en relación del máximo de potencia de salida cuando el bombeo es fijo.

(3) Realizar un estudio mas detallado con respecto a los procesos involucrados en los fenómenos de foto-obscurecimiento y foto-blanqueamiento en fibras de iterbio (YF) altamente dopadas.

Bibliografía

- [1] Emmanuel Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2002.
- [2] Michel J.F. Digonnet. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker, New York, 2001.
- [3] Y. Sun, J.L. Zyskind, and A.K. Srivastava. *Average Inversion Level, Modeling, and Physics of Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. *IEEE J. Slect. Topics in Quantum Electron*, 3, 4:991–1007, 1997.
- [4] Q. Mao and J.W.Y. Lit. *Widely tunable L-band erbium-doped fiber laser with fiber Bragg gratings based on optical bistability*. *Appl. Phys. Lett.*, 82, 9:1335–1337, 2003.
- [5] A.S. Kurkov. *Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers*. *Laser Phys. Lett.*, 4, 2:93–102, 2007.
- [6] C. Ye, P. Yan, L. Huang, Q. Liu, and M. Gong. *Stimulated Brillouin scattering phenomena in a nanosecond linearly polarized Yb-doped double-clad fiber amplifier*. *Laser Phys. Lett.*, 4, 5:376–381, 2007.

-
- [7] A.S. Kurkov, D.A. Gruk, O.I. Medvedkov, V.M. Paramonov, E.M. Dianov, M.V. Yashkov, N.I. Vechkanov, and A.N. Guryanov. *Multimode fiber lasers based on Bragg gratings and double-clad Yb-doped fibers*. *Laser Phys. Lett.*, 1, 9:473–475, 2004.
- [8] A.V. Kir'yanov and Yu.O. Barmenkov. *Self-Q-switched Ytterbium-doped all-fiber laser*. *Laser Phys. Lett.*, 3, 10:498–502, 2006.
- [9] A.S. Kurkov, V.M. Paramonov, and O.I. Medvedkov. *Ytterbium fiber laser emitting at 1160 nm*. *Laser Phys. Lett.*, 3, 10:503–506, 2006.
- [10] W.H. Loh and J.P. de Sandro. *Suppression of self-pulsing behavior in erbium-doped fiber lasers with resonant pumping: experimental results*. *Opt. Lett.*, 21,18:1475–1477, 1996.
- [11] A.V. Kir'yanov, N.N. Il'ichev, and Yu.O. Barmenkov. *Excited state absorption as a source of nonlinear thermo-induced lensing and self-Q switching in an all-fiber Erbium laser*. *Laser Physics Letters*, 1,4:194–198, 2004.
- [12] Yu.O. Barmenkov and A.V. Kir'yanov. *Pump noise as the source of self-modulation and self-pulsing in Erbium fiber laser*. *Optics Express*, 12, 14:3171–3177, 2004.
- [13] A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov, and N.N. Il'ichev. *Excited-state absorption and ion pairs as sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser*. *Opt. Express*, 13, 21:8498–8507, 2005.

-
- [14] J. Nillson, P. Blixt, B. Jaskorzynska, and J. Babonas. *Evaluation of parasitic upconversion mechanisms in Er³⁺-doped silica-glass fibers by analysis of fluorescence at 980 nm*. *J. Lightw. Technol.*, 13, 3:341–349, 1995.
- [15] M. Bolshtyansky, I. Mandelbaum, and F. Pan. *Signal excited-state absorption in the L-band EDFA: Simulation and measurements*. *J. Lightw. Technol.*, 23, 9:2796–2799, 2005.
- [16] Yu.O. Barmenkov and A.V. Kir'yanov. *Intermediate excited-state absorption in erbium-doped fiber strongly pumped at 980 nm*. *Optics Letters*, 16, 24:1976–1978, 1991.
- [17] R.S. Quimby, W.J. Miniscalco, and B.T. Thomson. *Excited state absorption at 980 nm in erbium-doped silica glass*. *Proc. Topical Meeting on Optical Amplifiers and Applications, 1992*, Optical Society of America, page 67 paper WE3.
- [18] A.D. Guzman-Chavez, Yu.O. Barmenkov, and A.V. Kir'yanov. *Spectral dependence of the excited-state absorption of Erbium in silica fiber within the 1.48-1.59 μm range*. *Appl. Phys. Lett.*, 19, 191111, 2008.
- [19] R.S. Quimby, W.J. Miniscalco, and B. Thompson. *Clustering in erbium-doped silica glass fibers analyzing using 980 nm excited-state absorption*. *J. Appl. Phys.*, 76, 8:4472–4478, 1994.
- [20] J. Kopponen, M. Soderlund, S. Tammela, D. Kliner, and J. Koplów. *Photonics West LASE Conference, 21-26 January 2006, San Jose, CA, USA, paper LBD3*.

-
- [21] J.J. Kopponen, M.J. Soderlund, H.J. Hoffman, and S.K.T. Tammeela. *Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers*. *Opt. Express*, 14, 24:11539–11544, 2006.
- [22] T. Kitabayashi, M. Ikeda, M. Nakai, T. Sakai, K. Himeno, and K. Ohashi. Optical Fiber Communication Conference, March 2006, Anaheim, CA, USA, paper OThC5.
- [23] R. Paschotta, J. Nilsson, P.R. Barber, J.E. Caplen, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*. *Opt. Commun.*, 136, 5-6:375–378, 1997.
- [24] A.V. Shubin, M.V. Yashkov, M.A. Melkumov, S.A. Smirnov, I.A. Bufetov, and E.M. Dianov. 17-22 June 2007, Munich, Germany, CLEO/Europe Conference, paper CJ3-1-THU.
- [25] J. Michael Hollas. *Basic concepts in chemistry: Basic Atomic and Molecular Spectroscopy*. Wiley-Interscience, 2002.
- [26] Guokui Liu and Bernard Jacquier. *Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials*. Springer, 2005.
- [27] R. Reisfeld. *Radiative and non-radiative transitions of rare-earth ions in glass*. in *Structure and Bonding*, no 22, Springer-Verlag, New York.
- [28] L.A. Riseberg and M.J. Weber. *Relaxation phenomena in rare-earth luminescence*. in *Progress in Optics*, 9:XIV, 1976.
- [29] L.A. Riseberg and H.W. Moos. *Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals*. *Phys. Rev.*, 174, 2:429–438, 1968.

-
- [30] Yu.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, A.D. Guzmán-Chávez, J.L. Cruz, and M.V. Andrés. *Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber at simultaneous excitation at 977 and 1531 nm wavelengths*. *Journal of Applied Physics*, 106, 8:083108–6, 2009.
- [31] Snitzer, E.H. Po., F. Hakimi, R. Tumminelli, and B.C. McCollum. *Erbium fiber laser amplifier at 1.55 μm with pump at 1.49 μm and Yb sensitized Er oscillator*. *Proc. OFC/OFS '88, New Orleans, Optical Society of America, Postdeadline paper PD2*.
- [32] Allain, J.Y., M. Monerie, and H. Poignant. *Tunable green upconversion erbium fibre laser*. *Electron. Lett.*, 28:111–113, 1991.
- [33] M.G. Seats, P.A. Krug, G.R. Atkins, S.C. Guy, and S.B. Poole. *Non-linear excited state absorption in Er^{3+} -doped fibre with high power 980 nm pumping*. in *Proc. Topical Meeting on Optical Amplifiers and applications, 1991, Optical Society of America, page 48, paper WD2*.
- [34] W.J. Miniscalco. *Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm*. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 9, 2:234–250, 1991.
- [35] A.M. Hill. *7203-user WDM broadcast network employing one erbium doped power amplifier*. *Elect. Lett.*, 26:605–607, 1990.
- [36] P. Blixt, J. Nilsson, J. Babonas, and B. Jaskorzynska. *Excited-state absorption at 1.5 μm in Er^{3+} -doped fiber amplifier*. in *Proc. Topical Meeting on Optical Amplifiers and Applications, 1992, Optical Society of America, page 63, paper WE2*.
- [37] E. Nakazawa and S. Shionoya. *Cooperative Luminescence in YbPO_4* . *Phys. Rev. Lett.*, 25, 25:1710–1713, 1970.

- [38] A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov, J.L. Martinez, A.S. Kurkov, and E.M. Dianov. *Cooperative luminescence absorption in Ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at $\lambda = 980$ nm with a regard to the Ytterbium ion-pairs effect*. *Opt. Express*, 14, 9:3981–3992, 2006.
- [39] I. Manek-Honninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Douna, and F. Salin. *Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber*. *Opt. Express*, 15, 4:1606–1611, 2007.
- [40] T. Ishii. *First-principles calculations for the cooperative transitions of Yb^{3+} dimer clusters in $Y_3Al_5O_{12}$ and Y_2O_3 crystals*. *J. Chem. Phys.*, 122:024705, 2005.
- [41] O.M. Efimov, K. Gabel, S.V. Garnov, L.B. Blebov, S. Grantham, M. Richardson, and M.J. Soileau. *Color-center generation in silicate glasses exposed to infrared femtosecond pulses*. *Opt. Soc. Am. B*, 15:193–199, 1998.
- [42] James W. Chan, Thomas Huser, Joseph S. Hayden, Subhash H. Risbud, and Denise M. Krol. *Fluorescence Spectroscopy of Color Centers Generated in Phosphate Glasses after Exposure to Femtosecond Laser Pulse*. *J. Am. Ceram. Soc.*, 85:1037–1040, 2002.
- [43] O.M. Efimov, L.B. Glevob, and S. Grantham. *Nonlinear coloration and damage of wide gap glasses by femtosecond laser at $0.85 \mu\text{m}$. June 1995, St. Petesburg, Russia, presented at the 15th International Conference on Coherent and Nonlinear Optics*.
- [44] H.E. Hoefdraad. *The Charge-Transfer Absorption Band of Eu^{3+} in oxides*. *Journal of solid state chemistry*, 15:175–177, 1975.

-
- [45] H.H. Tippins. *Charge-Transfer Spectra of Transition-Metal Ions in Corundum*. *Physical Review B*, 1:126–132, 1970.
- [46] G. Stryganyuk, S. Zazubovich, A. Voloshinovskii, M. Pidzyrailo, G. Zimmerer, R. Peters, and K. Petermann. *Charge transfer luminescence of Yb³⁺ ions in LiY_{1-x}Yb_xP₄O₁₂ phosphates*. *J. Phys.:Condens. Matter*, 19, 3:036202–12, 2007.
- [47] I. Laming, S B. Poole, and E. Tarbox. *Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers*. *Opt. Lett.*, 13:1084–1096, 1988.
- [48] D.G. Anderson, R. Barakat, and Feder. *Modelling of excited state absorption and upconversion in erbium germanosilicate continuous wave fibre lasers*. *Opt. Quantum Electron*, 28:1089–1103, 1996.
- [49] A. Ferrier, M.P. Sharma, and A. Gavrielidis. *Energy level structure and excited-state absorption properties of Er³⁺-doped KPb₂Cl₅*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 9:2526–2536, 2007.
- [50] J.A. Valles, J.A. Lazaro, and M.A. Rebolledo. *Analysis of competing mechanisms in transitions between excited states in Er-doped integrated waveguides*. *IEEE J. Quantum Electron*, 38, 3:318–323, 2002.
- [51] J.-L. Doualan, P.L. Boulanger, S. Girard, J. Margerie, F.-S. Ermeneux, and R. Moncorge. *Excited state absorption of erbium-doped laser crystals*. *J. Lumin.*, 72, 74:179–182, 1997.
- [52] J.E. Roman, M. Hempstead, C. Ye, S. Nouh, P. Camy, P. Laborde, and C. Lerminiaux. *1.7 μm excited state absorption measurement in erbium-doped glasses*. *Appl. Phys. Lett.*, 67:470–472, 1995.

-
- [53] Yu.O. Barmenkov, A.V. Kiryanov, and M.V. Andres. *Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm. Appl. Phys. Lett.*, 85, 13:2466, 2004.
- [54] P. Myslinski, D. Nguyen, and J. Chrostowski. *Effects of concentration on the performance of erbium-doped fiber amplifiers. J. Lightwave Technol.*, 15, 1:112–120, 1997.
- [55] J. Nilsson, P. Blixt, B. Jazkorzynska, and J. Babonas. *Evaluation of parasitic upconversion mechanisms in Er^{3+} -doped silica-glass fibers by analysis of fluorescence at 980 nm. J. Lightwave Technol.*, 13, 3:341–349, 1995.
- [56] C.R. Giles and E. Desurvire. *Modeling erbium-doped fiber amplifiers. J. Lightwave Technol.*, 9, 2:271–283, 1991.
- [57] C.R. Giles, C.A. Burrus, D.J. DiGiovanni, N.K. Dutta, and G. Raybon. *Characterization of erbium-doped fibers and application to modeling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers. IEEE Photon. Technol. Lett.*, 3, 4:363–365, 1991.
- [58] G. Stewart, G. Whitenett, K. Vijayraghavan, and S. Sridaran. *Investigation of the Dynamic Response of Erbium Fiber Lasers With Potential Application for Sensors. J. Lightwave Technol.*, 25, 7:1786–1796, 2007.
- [59] A. Bellemare. *Continuous-wave silica-based erbium -doped fibre lasers. Progress in Quantum Electron.*, 27:211–206, 2003.

-
- [60] F. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. Francois, and G. Stephan. *Effects of ion pairs on erbium-doped fiber lasers*. *Phys. Rev.*, 48,3:2220–2229, 1993.
- [61] M.M. Broer, D.M. Krol, and D.J. DiGiovanni. *Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber*. *Opt. Lett.*, 18, 10:799–801, 1993.
- [62] I.V. Kovaleva, V.P. Kolobkov, and G.P. Starostina. –. *Phys. Chem. Glass*, 12, 2:222–229, 1986.
- [63] S.M. Kaczmarek, T. Tsuboi, M. Ito, G. Boulon, and G. Leniec. *Optical study of $\text{Yb}^{3+}/\text{Yb}^{2+}$ conversion in CaF_2 crystals*. *J. Phys.:Condens. Matter*, 17, 25:3771–3786, 2005.
- [64] A.V. Kir'yanov and Yu.O. Barmenkov. *Cooperative luminescence and absorption in Ytterbium-doped silica fiber and the fiber non-linear transmission coefficient at $\lambda = 980$ nm with a regard to the Ytterbium ion-pairs effect: Reply*. *Opt. Express*, 14, 15:6983–6985, 2006.
- [65] A.S. Marfunin. Nauka, Moscow, Russian, 1974, Introduction to the Physics of Minerals.
- [66] L. Su, J. Xu, H. Li, L. Wen, Y. Zhu, Z. Zhao, Y. Dong, G. Zhou, and J. Si. . *Chem. Phys. Lett.*, 406:254–258, 2005.
- [67] P.P. Feofilov. –. *Opt. Spectrosc.*, 1:992–999, 1956.
- [68] S.F. Akhmetov, G.L. Akhmetova, B.N. Kolodiev, and M.I. Samoilovich. –. *J. Appl. Spectrosc.*, 48, 4:681–683, 1988.

-
- [69] H.J. Schugar, E.I. Solomon, W.L. Cleveland, and L. Goodman. *Simultaneous pair electronic transitions in ytterbium oxide. J. Am. Chem. Soc.*, 97, 22:6442–6450, 1970.
- [70] Y.G. Choi, Y.B. Shin, H.S. Seo, and K.H. Kim. –. *Chem. Phys. Lett.*, 364:200–205, 2002.